

CONDUZIONE DELL'ELETTRICITÀ NEI GAS

di J. J. Thomson

Fellow al Trinity College di Cambridge; Cavendish Professor di Fisica Sperimentale a Cambridge e professore di filosofia naturale alla Royal Institution di Londra.

Seconda Edizione - Stampa dell'Università di Cambridge - 1906

PREFAZIONE

Mi sono sforzato in questo lavoro di sviluppare l'ipotesi che la conduzione dell'elettricità nei gas è dovuta alla presenza nel gas di piccole particelle cariche elettricamente, dette ioni, che sotto l'influenza delle forze elettriche si muovono da una parte all'altra del gas. Il mio obiettivo è stato quello di mostrare che i vari fenomeni osservati, quando l'elettricità passa attraverso i gas, possono essere unificati da questa ipotesi piuttosto che tentare di dare un resoconto completo delle assai numerose indagini che sono state fatte sulle proprietà elettriche dei gas; mi sono, tuttavia, limitato alla maggior parte di questi fenomeni che forniscono risultati sufficientemente precisi per essere utilizzati come test sulla veridicità di questa teoria. Il libro contiene le lezioni date al Cavendish Laboratory quando si è cominciato a prestare più attenzione a tali fenomeni sui quali stavano lavorando numerosi fisici.

Lo studio delle proprietà elettriche dei gas sembra offrire il campo più promettente per studiare la Natura dell'Elettricità e la Struttura della Materia, e grazie alla Teoria Cinetica dei Gas le nostre idee sui processi elettrici che avvengono nei gas sono molto più chiari e definiti che per i liquidi e i solidi; in conseguenza di questo lo studio è progredito molto rapidamente e io penso si possa affermare che la nostra conoscenza sia maggiore sull'elettricità nei gas che nei solidi e nei liquidi. Il possesso di una carica da parte degli ioni aumenta di molto la facilità con cui essi possono essere tracciati e le loro proprietà studiate che, come il lettore vedrà, più conosciamo sugli ioni che sulle molecole non cariche.

Con la scoperta e lo studio dei raggi catodici, dei raggi Röntgen e della radioattività è iniziata una nuova era in Fisica, nella quale le proprietà elettriche dei gas hanno giocato e giocheranno una parte più importante; la portata di queste scoperte sui problemi della Struttura della Materia e della Natura dell'Elettricità sta nella più intima connessione tra l'ipotesi che assumiamo e i processi che avvengono quando l'elettricità passa attraverso un gas. Ho tentato di mostrare che l'ipotesi introdotta in questo volume è supportata da una grande quantità di prove dirette e che permette una diretta e semplice spiegazione delle proprietà elettriche dei gas.

I ringraziamenti sono dovuti a Mr C. T. R. Wilson, F.R.S, per la rilettura delle bozze e sono in debito con Mr Hayles del Cavendish Laboratory per la preparazione dei grafici.

J. J. Thomson - Agosto 1903

PREFAZIONE ALLA SECONDA EDIZIONE

Ho fatto molte aggiunte in questa edizione e una parte considerevole è stata riscritta, nella speranza di introdurre nuovo materiale in una forma più logica di una semplice aggiunta di nuovi paragrafi. Questo ha aumentato le pagine del libro; d'altro canto la pubblicazione, dalla prima edizione, della *Radioattività* di Rutherford mi ha consentito di omettere alcune parti da lui trattate. Sono state fatte molte ricerche sulla Scarica nei Gas dalla pubblicazione della prima edizione ed è

impossibile riportarle tutte. Mi sono, pertanto, limitato a quelle che sembravano meglio in grado di testare la correttezza dell'ipotesi della Scarica Elettrica sostenuta in questo libro.

La luce che può essere gettata dallo studio dei fenomeni elettrici che si verificano nel campo dei gas su molte delle domande più interessanti nel campo della fisica è ormai generalmente riconosciuta, e quanto più il soggetto è studiato tanto più ampie possono essere le sue applicazioni e maggiori le opportunità per ulteriori ricerche.

Colgo questa opportunità per esprimere la gratitudine che tutti gli studenti di questa materia devono sentire per la Società di Fisica di Parigi per la pubblicazione della raccolta degli articoli originali sulla Scarica nei Gas nel volume *Ions, Electrons, Corpuscles*, da MM. H. Abraham e P. Langevin.

J. J. Thomson - settembre 1906

CAPITOLO PRIMO - Conducibilità elettrica dei gas in condizione normale

1. Ogni gas allo stato normale, anche se debolmente conduttore, consente tuttavia un passaggio all'elettricità per quanto debole sia il campo elettrico al quale è sottoposto. In queste condizioni, tuttavia, la sua conducibilità è così ridotta ed è così difficile eliminare le cause d'errore che il fenomeno della perdita di carica che si constata quando un corpo elettrizzato è posto in un gas ha dato luogo a ipotesi diverse secondo i fisici. Si credette dapprima che essa si producesse attraverso il gas. Più tardi, in seguito a numerose esperienze, la si attribuì a un isolamento difettoso dei supporti e alle polveri che il gas poteva contenere. Recentemente, infine, si dimostrò che si produceva attraverso il gas una debole dispersione che non si poteva attribuire a polveri o all'umidità.

2. Questa dispersione che si constata nel caso di un corpo carico isolato ha attirato l'attenzione di numerosi fisici. Coulomb¹, le cui esperienze furono pubblicate nel 1785, aveva concluso, in seguito alle sue ricerche fatte su un corpo carico sospeso a un filo isolante, che, oltre alla perdita di carica lungo il filo, ve n'era una attraverso l'aria. Egli lo spiegò supponendo che le molecole di aria arrivando a contatto del corpo carico e ricevendo una carica dello stesso segno, fossero poi respinte e trasportando la carica con sé. Noi vedremo che questa spiegazione non può essere sostenuta. Matteucci², sperimentando nel 1850 sullo stesso fenomeno, giunse pure a questa conclusione, che la perdita della carica si produce attraverso il gas.

Fu il primo a mostrare che la velocità con la quale essa avveniva era minore a bassa che a alta pressione. Trovò che era la stessa nell'aria, nell'acido carbonico e nell'idrogeno.

Dal canto suo, Warburg³ trovò che la velocità di dispersione nell'idrogeno era la metà circa di quella nell'aria e nell'acido carbonico, in accordo con Matteucci nel trovarla identica in questi ultimi due gas. Non poté ottenere differenze tra i valori di questa velocità nell'aria secca e in quella umida e confermò le osservazioni di Matteucci sull'influenza esercitata dalla pressione. Warburg sembrava portato a credere che la dispersione fosse dovuta alla polvere dispersa nel gas. Questa opinione fu fortificata dalla seguente esperienza di Hittorf⁴. Quest'ultimo pose le foglie d'oro di un elettroscopio accuratamente isolato in un recipiente in vetro riempito di gas filtrato e poté osservare che esse conservavano la loro carica per parecchi giorni. Sappiamo ora, in seguito ad esperienze recenti, che si deve attribuire alle piccole dimensioni del recipiente contenente il corpo carico, ben più che all'assenza di polveri, il piccolo valore osservato per la dispersione.

Lunghe ricerche furono intraprese su questo argomento da Nahrwold⁵ e Narr⁶; essi mostrarono che la velocità di dispersione nel caso di una sfera cava carica non aumentava quando si innalzava la sua temperatura riempiendola d'acqua calda.

Boys⁷ eseguì un'esperienza che mise molto chiaramente in evidenza che, qualsiasi fosse la causa di questa dispersione, essa non poteva essere interamente attribuita a un difetto di isolamento dei supporti. Egli sospese le foglie d'oro di un elettroscopio, dapprima a un filo di quarzo grosso e corto, poi a un altro filo di quarzo lungo e sottile. Egli trovò che la velocità di dispersione era la stessa nei due casi. Ora, se la dispersione era avvenuta solo attraverso i supporti, era stata molto più considerevole nel primo caso che nel secondo.

1 Coulomb, *Mémoires de l'Académie des Sciences*, 1785, p. 612.

2 Matteucci, *Annales de Chimie et de Physique*, t. XXVIII, 1850, p. 390.

3 Warburg, *Pogg. Ann.*, t. VII, 1879, p. 595.

4 Hittorf, *Wied. Ann.*, t. VII, 1879, p. 595.

5 Nahrwold, *Wied. Ann.*, t. V, 1878, p. 460; t. XXXI, 1887, p. 448.

6 Narr, *Wied. Ann.*, t. V, 1878, p. 145; t. VIII, 1879, p. 266; t. XI, 1880, p. 1880, p. 155; t. XVI, 1882, p. 558; t. XXII, 1884, p. 550; t. XLIV, 1892, p. 133..

7 Boys, *Phil. Mag.*, t. XXVIII, 1889, p. 14.

Boys confermò pure l'osservazione di Warburg, che la velocità di dispersione è la stessa nell'aria secca e in quella umida.

3. Questo fenomeno della conducibilità elettrica dell'aria ha evidentemente una importanza capitale nelle questioni di Meteorologia e di Elettricità atmosferica. In quest'ultimo ordine di idee, esperienze furono fatte da Linss¹ sulla dispersione all'aria aperta. Trovò in queste condizioni una perdita apprezzabile di carica ed esperienze precise mostrarono che non la si poteva attribuire ai supporti.

Elster e Geitel² fecero numerose misure all'aria aperta in diverse località e in condizioni atmosferiche diverse. Essi trovarono che la velocità di scarica varia molto secondo il momento e il luogo, che essa è molto minore in tempi brumosi o umidi che in tempi chiari e luminosi, che essa è molto maggiore alle alte altitudini che alle basse e, infine, che sulla cima delle montagne l'elettricità negativa sfugge molto più rapidamente di quella positiva; quest'ultimo fatto è dovuto senza dubbio alla carica negativa della superficie della terra; la cima di una montagna, essendo analoga a una punta su un conduttore, costituisce in effetti una regione dove il campo elettrico terrestre è molto più intenso che in piano. Questi stessi autori trovarono ancora che la velocità di dispersione era la stessa per cariche più o meno intense.

Questi diversi punti sono messi in evidenza nelle Tabelle I e II. La tabella I presenta i risultati delle esperienze fatte a Wolfenbüttel in diversi momenti, la tabella II contiene le osservazioni fatte in due località diverse.

Tabella I

Velocità di dispersione per una carica

| Condizioni meteorologiche | + | - |
|--|-------|-------|
| Umidità vento S-E | 2,77 | 2,64 |
| Tempo chiaro, aria trasparente | 8,58 | 9,82 |
| Pioggia sottile, nebbia | 3,18 | 3,02 |
| Cielo a metà coperto, aria molto trasparente | 13,67 | 13,83 |

Tabella II

Velocità di dispersione per una carica

| Luogo e altitudine | m | Condizioni meteorologiche | + | - |
|--------------------|------|---------------------------|-------|-------|
| Brocken | 1140 | Tempo soleggiato, foschia | 6,67 | 10,28 |
| Weissbad | 800 | soleggiato, chiaro | 9,66 | 9,52 |
| Säntisgipfel | 2500 | soleggiato, molto chiaro | 8,95 | 35,04 |
| Gonergrat | 3140 | soleggiato, molto chiaro | 3,28 | 31,26 |
| Vallée de Zermatt | 1620 | soleggiato | 21,02 | 20,78 |
| Wolfenbüttel | 80 | senza nuvole, chiaro | 8,45 | 9,20 |

Ebert³ fece una serie di misure di ascensione in pallone e osservò la velocità di dispersione a differenti altezze fino a 4000m. Trovò che essa cresce con l'altitudine e che l'eccesso di dispersione negativa sulla positiva passava per un massimo tra 2000m e 3000m. Ad altezze maggiori, vi erano solo piccole differenze tra le due.

4. Numerose serie di esperienze sulla velocità di dispersione nel caso di un corpo elettrizzato posto in un vaso chiuso pieno d'aria furono fatte quasi simultaneamente da Geitel⁴ e C.T.R. Wilson⁵. Lo strumento di cui si serviva C.T.R. Wilson è rappresentato in figura 1.

Poiché la quantità di elettricità che sfugge da un corpo elettrizzato è piccola, la sensibilità dello

1 Linss, *Meteorol. Zeitsch.*, t. IV, 1887, p. 352; *Electrotechn. Zeitschr.*, 1890, p. 506.

2 Elster e Geitel, *Ann. d. Phys.*, t. II, 1900, p. 425.

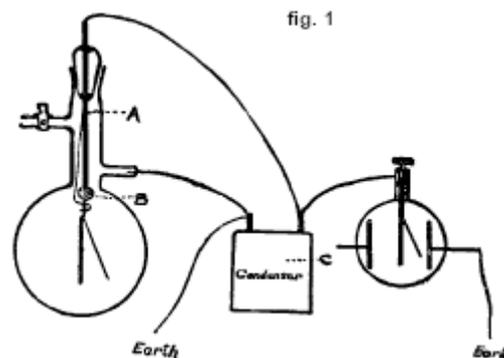
3 Ebert, *Annalen der Physik*, t. V, 1901, p. 718.

4 Geitel, *Physikalische Zeitschrift*, t. II, 1900, p. 116.

5 C.T.R. Wilson, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. XI, 1900, p. 32; *Proc. Roy. Soc.*, t. LXVIII, 1901, p. 151.

strumento che serve a misurarla deve essere grande; così è preferibile impiegare un elettroscopio a foglie d'oro che uno a quadranti.

Per evitare la perdita dal supporto delle foglie d'oro, che falserebbe l'esperienza, il pezzo di ottone che le supporta è sostenuto da un'asta *A* che è isolata da un pezzo di zolfo *B*; un tappo di zolfo isola *A* dal recipiente che racchiude il gas da studiare. L'asta *A* è collegata a un condensatore *C* formato da placche metalliche parallele, immerso in un blocco di zolfo. Il pezzo di ottone e le foglie d'oro sono caricate inizialmente allo stesso potenziale dell'asta *A*, grazie a un contatto mobile; di conseguenza, l'asta, essendo collegata a un condensatore di grande capacità, conserverà un potenziale quasi costante; se vi è una dispersione tramite lo zolfo, essa tenderà a conservare alle foglie d'oro la loro carica e non a diminuirla. Si rileva la posizione delle foglie per mezzo di un microscopio munito di una scala micrometrica. La parte di ottone e la foglia d'oro hanno il ruolo di corpi elettrizzati e la velocità con la quale l'immagine della foglia si sposta sulla scala micrometrica misura la velocità di dispersione attraverso il gas. Ecco i risultati che ottennero simultaneamente Geitel e Wilson.



La velocità di dispersione è molto più piccola in un contenitore chiuso che in uno aperto, e a parità di condizioni, essa cresce con le dimensioni del contenitore. Questa velocità di dispersione non aumenta proporzionalmente alla differenza di potenziale tra le foglie d'oro e le pareti del contenitore, essa raggiunge presto un limite oltre il quale non cresce più qualunque sia l'aumento della differenza di potenziale (purché, ben inteso, questo aumento non sia tale da originare una scintilla).

Supponendo il massimo di dispersione proporzionale al volume del recipiente, le esperienze di Wilson, che furono fatte con recipienti di volume inferiore a *1 litro*, mostrano che nell'aria priva di polveri e a pressione atmosferica, la quantità massima di elettricità che può sfuggire ogni secondo da un corpo elettrizzato posto in uno spazio chiuso il cui volume è $V \text{ cm}^3$ ha per valore circa $10^{-8} V$ unità elettrostatiche.

Rutherford e Allen¹, a Montreal, ottennero risultati in perfetto accordo con quelli appena enunciati. In seguito a una serie di esperimenti fatti a pressione variabile da *43mm* a *73mm* di mercurio, Wilson giunse alla conclusione che la velocità massima di dispersione era approssimativamente proporzionale alla pressione (A basse pressioni essa è eccessivamente piccola). Questo risultato è messo in evidenza in modo lampante da questa osservazione di Crookes², che una coppia di foglie d'oro può conservare una carica elettrica per mesi in un vuoto molto spinto. Aggiungiamo che recenti esperienze hanno mostrato che la velocità massima di dispersione non è proporzionale al volume e alla pressione se non in contenitori di piccolo volume. In quelli di grandi dimensioni, la velocità di dispersione per unità di volume è molto più piccola. Essa dipende pure dalla natura delle pareti del recipiente.

Questa velocità di dispersione è circa la stessa nell'oscurità che in piena luce; non è quindi

¹ Rutherford e Allen, *Physikalische Zeitsch.*, t. III, 1902, p. 225.

² Crookes, *Proc. Roy. Soc.*, t. XXVIII, 1879, p. 347.

dovuta a quest'ultima. Esperienze di Rutherford¹, e Cooke², Mc Clennan e Burton³ rendono d'altra parte improbabile l'ipotesi che questa dispersione possa essere causata interamente da qualche radiazione invisibile proveniente dall'esterno. Questi scienziati mostrarono, infatti, che se la dispersione all'interno di un contenitore chiuso può essere ridotta del 30% quando lo si circonda con uno spesso foglio di piombo, questa riduzione raggiunge un limite quando la lamina ha uno spessore di circa 5cm, solo dopo che ogni aumento di spessore delle pareti non provoca alcuna diminuzione della velocità di caduta delle foglie. D'altra parte la velocità di dispersione in un contenitore chiuso è la stessa sia che il recipiente si trovi all'interno o fuori da una galleria. Nel primo caso, tutta la radiazione proveniente dall'esterno dovrebbe attraversare parecchi metri di roccia per raggiungere il gas. Wilson⁴ ha ricercato recentemente quali fossero le velocità massime di dispersione in gas differenti e ha ottenuto i risultati seguenti:

| Gas | Velocità relativa di dispersione | Rapporto tra la velocità relativa di dispersione e il peso specifico |
|---------------------|----------------------------------|--|
| Aria | 1,00 | 1,00 |
| H ² | 0,184 | 2,7 |
| CO ² | 1,69 | 1,10 |
| SO ² | 2,64 | 1,21 |
| CHCl ² | 4,7 | 1,09 |
| Ni(CO) ⁴ | 5,1 | 0,867 ⁵ |

5. Geitel (*citato*) fece questa osservazione molto interessante che la velocità di dispersione in un recipiente chiuso riempito di aria fresca aumenta per qualche giorno, poi raggiunge un valore costante che conserva per un tempo indefinito. La spiegazione che si presenta subito consiste nell'attribuire questo risultato al deposito di polveri, avendo mostrato Elster e Geitel (*citato*) che la presenza di polveri, di vapore o di umidità riduce la velocità di dispersione.

Questa spiegazione diviene tuttavia difficile da sostenere in seguito a esperienze più recenti di questi stessi fisici, nel corso delle quali essi constatarono che il tempo necessario al gas per raggiungere il suo massimo di conducibilità non era diminuito in modo apprezzabile quando si eliminavano le polveri mediante filtrazione o gorgoglio in acqua o quando lo si disseccava.

Da ciò si può concludere che, se l'aumento della velocità di dispersione è dovuto al deposito di qualche materia estranea, questo deve essere qualcosa che non si può togliere per gorgoglio in acqua o filtrazione attraverso la lana di vetro.

6. Un fatto molto interessante, scoperto da Elster e Geitel⁶, ci mostra un altro aspetto di questo fenomeno. Nelle grotte e nelle cave dove l'aria, più o meno stagnante, si ricambia solo lentamente, la velocità di dispersione è molto maggiore che all'aria aperta.

In alcune esperienze che essi eseguirono in una grotta, la Baumannshule, nelle montagne dell'Harz, trovarono che all'interno della grotta la velocità di dispersione era circa 7 volte più alta che all'aria aperta, anche con tempo chiaro e secco. Essi trovarono pure che in una cava, le cui aperture erano rimaste chiuse per 8 giorni, questa stessa velocità di dispersione era considerevolmente maggiore che all'esterno.

Queste esperienze portano ad ammettere l'esistenza di qualche cosa, avente come effetto quello di dare a un gas una conducibilità notevolmente superiore alla normale e che si diffonde così lentamente attraverso i muri, che servirebbe un tempo considerevole per espandersi in un gas nuovamente introdotto nell'ambiente.

Si troverà in uno dei capitoli seguenti una spiegazione di questi fenomeni.

1 Rutherford e Cooke, *Phys. Rev.*, t. XVI, 1903, p. 183.

2 Cooke, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. VI, 1903, p. 403.

3 Mc Clennan e Burton, *Phys. Rev.*, t. XVI, 1903, p. 184.

4 Wilson, *Proc. Roy. Soc.*, t. LXIX, 1901, p. 277.

5 Jaffe, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. VIII, 1904, p. 556.

6 Elster e Geitel, *Physikalische Zeitschrift*, t. II, 1901, p. 560.

Le esperienze descritte mostrano che la velocità di dispersione dell'elettricità attraverso un gas in condizioni normali subisce l'influenza di un gran numero di fattori, tra i quali la pressione, il volume di quest'ultimo che è sottoposto al campo elettrico e la quantità di polveri o umidità che sono in sospensione.

Lo studio di fenomeni identici, ma assai più manifesti nel caso dei gas la cui conducibilità è stata aumentata con metodi artificiali, ci porterà a un punto di vista che darà immediatamente la spiegazione di tutti questi effetti.

Possiamo tuttavia ammettere sin da ora che l'aumento della velocità di dispersione con le dimensioni del recipiente che racchiude il corpo elettrizzato mostra che la conducibilità non è dovuta, come pensava Coulomb, a particelle di gas inizialmente neutre che urtavano il corpo elettrizzato e ne ricevevano una carica che esse abbandonavano poi sulla parete.

In tali condizioni, la velocità di dispersione non crescerebbe evidentemente con la dimensione del recipiente.

CAPITOLO 2 - Proprietà di un gas conduttore

7. La conducibilità elettrica di un gas allo stato normale è, come visto, così piccola, che servono esperienze precise e accurate per evidenziarla. Si può, tuttavia, in modi differenti, mettere un gas in una condizione tale da condurre elettricità con una facilità assai grande perché la si possa evidenziare e lo studio di questa proprietà ne risulti relativamente facilitato. Siccome lo studio delle proprietà di un gas in questa condizione è della massima importanza per la luce che getta sui fenomeni generali della scarica elettrica attraverso i gas, è utile dare allo studio di questa questione sviluppi assai estesi.

8. Vi sono parecchi modi per dare a un gas una conducibilità considerevole, o, come diremo d'ora in avanti, di renderlo conduttore. Si può, per esempio, farlo innalzando la sua temperatura al di sopra di un certo valore. I gas estratti vicino alle fiamme o ad archi elettrici, a metalli o a carbone incandescente, sono pure conduttori. È così anche per quelli che sono attraversati dai raggi Röntgen, di Lenard o dai raggi catodici o che provengono da regioni attraversate da una scarica elettrica o provenienti dall'etere.

Si osserva ancora lo stesso effetto con i raggi emessi dall'uranio, dal torio o dalle sostanze radioattive, polonio, radio, attinio, estratti la prima volta dalla peceblenda da Curie, poi da Curie e Bémont e infine da Debierne.

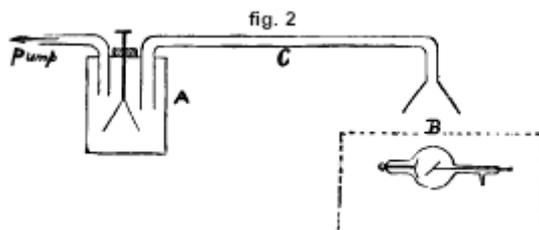
Recentemente, Lenard ha mostrato che un tipo di luce ultravioletta molto assorbibile rendeva i gas conduttori. E Wiedemann, d'altra parte, trovò che la scintilla elettrica origina raggi chiamati da lui *Entladungstrahlen*, che producono gli stessi effetti. L'aria che è passata sopra del fosforo o che è gorgogliata attraverso l'acqua è nello stesso stato che persiste per qualche tempo dopo il suo passaggio. Discuteremo, più avanti, in dettaglio l'azione di ognuno di questi agenti, ma inizieremo con lo studiare dapprima qualcuna di queste proprietà generali possedute da un gas in queste condizioni, poi i metodi sperimentali che permettono di studiarne le proprietà e infine la teoria che le spiega.

9. Un gas conduttore possiede proprietà caratteristiche. Dapprima, conserva la sua conducibilità per qualche tempo dopo che l'agente che lo ha reso conduttore ha cessato di agire; tuttavia, a partire da questo momento, questa diminuisce sempre, anche molto rapidamente in certi casi, per infine scomparire. Questa persistenza della conducibilità si può mostrare molto semplicemente con un elettroscopio carico ricoperto da una gabbia di tela metallica che protegge contro il campo che ha creato la regione sottoposta ai raggi. Se l'aria è a riposo, l'elettroscopio conserverà la carica anche durante l'azione dei raggi; ma, se noi dirigiamo verso di esso dell'aria attraversata da questi raggi, inizierà a perdere la sua carica, mostrando così che quest'ultimo conserva la sua conducibilità per il tempo che impiega ad arrivare verso di lui. Una forma un poco più elegante di questa esperienza ci permetterà di mettere in evidenza numerose altre proprietà interessanti dei gas conduttori. Essa consiste nel porre l'elettroscopio in un recipiente in vetro A munito di due tubi, uno che va verso una pompa ad acqua, l'estremità dell'altro, C, trovantesi nella regione attraversata dai raggi Röntgen. Il tubo che produce questi è racchiuso in una scatola ricoperta di piombo e dotata di una apertura B per consentire il loro passaggio. Questo dispositivo protegge l'elettroscopio contro l'azione diretta dei raggi. Se si aziona la pompa lentamente in modo da far passare nel recipiente A una corrente d'aria proveniente dalla regione attraversata dai raggi, l'elettroscopio perderà facilmente la sua carica, che sia positiva o negativa. Se si ferma la pompa, la corrente d'aria cessa e anche la scarica dell'elettroscopio cesserà.

Il gas conduttore perde la sua conducibilità se si aspira attraverso un tampone di lana di vetro o se lo si fa gorgogliare nell'acqua¹. Ciò si può facilmente mettere in evidenza ponendo nel tubo C un tappo di lana di vetro o prolungandolo con un tubo a U riempito di acqua e attivando l'aspirazione della pompa purché la velocità della corrente d'aria rimanga la stessa di prima. Si troverà che

1 J.J. Thomson e E. Rutherford, *Phil. Mag.*, t. XLII, 1896, p. 392.

l'elettroscopio conserva la sua carica, cioè che la conducibilità del gas è scomparsa.



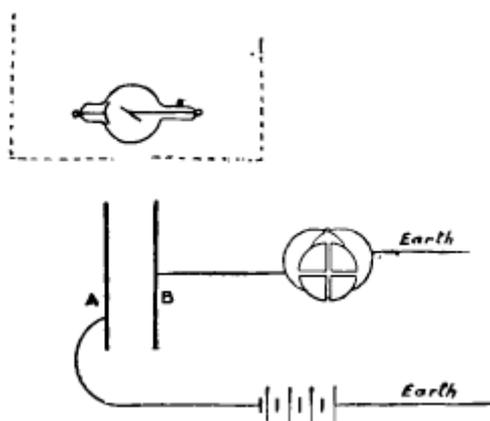
La conducibilità scompare molto più rapidamente nel caso di un gas reso conduttore con i diversi irraggiamenti, di Röntgen, di Lenard, catodici, ecc., così come mediante fiamme o archi elettrici. Questi ultimi, come vedremo, esigono un gran numero di filtrazioni per perdere la loro conducibilità.

Se riempiamo il tubo C con un tubo metallico di piccolo diametro, troveremo che il gas perde ancora la sua conducibilità attraversandolo e tanto più quanto più piccolo è il diametro del tubo. La conducibilità elettrica di un gas può pure essere eliminata dal suo passaggio in un campo elettrico intenso che produce una corrente elettrica al suo attraversamento¹.

Per evidenziare ciò, riempiamo il tubo di vetro C con un tubo metallico di grande diametro e disponiamo lungo il suo asse un'asta metallica isolata. Se non vi è alcuna differenza di potenziale tra l'asta e il tubo, l'elettroscopio in A si scarica quando si aspira attraverso l'apparecchio; ma se si stabilisce una grande differenza di potenziale tra l'asta e il tubo in modo da provocare una corrente elettrica attraverso il gas che scorre verso A, la scarica dell'elettroscopio cessa, mostrando che la conducibilità del gas è stata eliminata dal campo elettrico.

10. La possibilità di togliere al gas la sua conducibilità mediante filtrazione attraverso del cotone di vetro o con il passaggio nell'acqua o in un tubo metallico stretto mostra che essa è dovuta a qualcosa che gli è mescolato, potendo questo qualcosa essergli tolto per filtrazione o diffusione verso le pareti del tubo; infine il fatto che essa può essere tolta per l'azione di un campo elettrico mostra che questo qualcosa è carico elettricamente e si muove sotto l'influsso del campo. D'altronde, poiché il gas conduttore non possiede alcuna carica totale, le cariche tolte devono essere a loro volta positive e negative. Siamo quindi portati ad ammettere che la conducibilità di un gas è dovuta alla sua mescolanza con particelle elettrizzate, le une aventi cariche positive, le altre cariche negative. Daremo a queste particelle elettrizzate il nome di *ioni* e quello di *ionizzazione* al processo secondo il quale il gas diviene conduttore. Mostriamo come si possono determinare le masse e le cariche degli ioni e apparirà allora che non si può identificare ciò che si osserva in un gas con quello che si incontra nell'elettrolisi delle soluzioni.

Fig. 3.

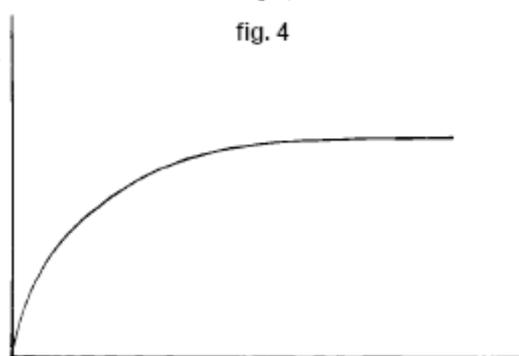


11. Il passaggio di una corrente elettrica attraverso un gas conduttore non segue la legge di Ohm, a meno che la forza elettromotrice agente su di esso non sia piccola. Possiamo ricercare la relazione

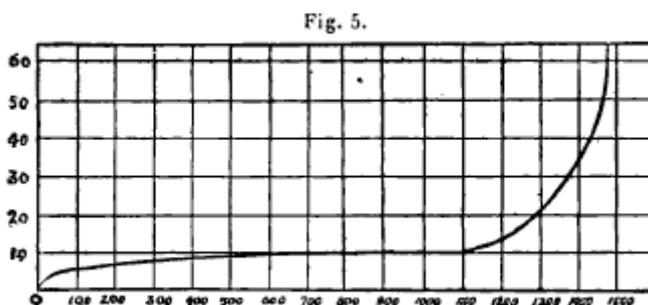
¹ *Ibidem.*

tra la forza motrice e la corrente impiegando due placche metalliche A e B parallele e immerse in un gas; la parte del gas compresa tra di esse è esposta all'azione di qualche agente ionizzante come i raggi Röntgen o quelli che sono emessi da una sostanza radioattiva. Una delle placche A è collegata a una delle coppie dei quadranti di un elettrometro mentre l'altra coppia è a terra.

La placca B è collegata a uno dei poli di una batteria di accumulatori di numerosi elementi mentre l'altro polo è a terra. All'inizio le due coppie di quadranti dell'elettrometro sono collegati assieme, poi li si separa. Poiché una corrente elettrica passa attraverso l'aria compresa tra A e B, la placca B si carica e l'elettrometro devia. La velocità con la quale la deviazione avviene misura la corrente che passa attraverso il gas. Facendo così una serie di osservazioni, possiamo determinare una curva tale che le sue ordinate rappresentano la corrente attraverso il gas e le sue ascisse la differenza di potenziale tra gli elettrodi. La figura 4 rappresenta una curva ottenuta in queste condizioni¹.



Vediamo che, fintanto che la differenza di potenziale è piccola, la curva è approssimativamente una linea retta; in questo momento la conducibilità segue la legge di Ohm. Ma presto la corrente comincia a crescere più lentamente della differenza di potenziale e noi raggiungiamo un punto a partire dal quale non cresce in modo apprezzabile quando la differenza di potenziale aumenta; si dice che la corrente è *saturata*. Quando la differenza di potenziale diviene sufficiente perché il campo elettrico sia in grado di ionizzare il gas, si raggiunge un nuovo periodo durante il quale la corrente cresce rapidamente con la differenza di potenziale. Von Schweidler² e Townsend³ hanno ottenuto curve che evidenziano questo.



Una di esse è rappresentata in figura 5. Il gradiente di potenziale necessario per raggiungere quest'ultimo periodo dipende dalla pressione del gas e gli è proporzionale. Per l'aria a pressione atmosferica, corrisponde a circa 30000 V/cm . Nell'aria a pressione 1 mm , un gradiente di potenziale di 40 V/cm sarà pertanto sufficiente.

12. La corrente di saturazione tra le due placche con superfici parallele dipende dal valore della ionizzazione tra di esse. Se l'intero volume del gas che esse contengono è ionizzato, maggiore sarà la loro distanza, più intensa sarà la corrente. Così il modo in cui si comporta un gas conduttore è del

1 J.J. Thomson, *Nature*, 1896, 23 aprile.

2 Von Schweidler, *Wien. Bericht.*, t. CVIII, 1899, p. 273.

3 J.S. Townsend, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. I, 1901, p. 198.

tutto diverso dal modo di essere di un conduttore metallico o di un liquido elettrolitico; se lo si sostituisce infatti al gas di tali conduttori, maggiore sarà la distanza tra le placche, minore sarà la corrente. Tuttavia, per differenze di potenziale molto piccole le tre classi di conduttori si comportano allo stesso modo.

13. Le particolarità che presenta la conducibilità dei gas si spiegano molto facilmente nell'ipotesi che essa è dovuta agli ioni che vi sono mescolati. Prendiamo per esempio il caso della saturazione. Supponiamo che nel gas che si trova tra le placche l'agente ionizzante produca in un secondo q ioni positivi e q ioni negativi. Sia e la carica elettrica di uno ione. Se una corrente elettrica i passa tra le placche, i/e ioni positivi sono trasportati per secondo contro la placca negativa e lo stesso numero di ioni negativi contro l'elettrodo positivo. Così ogni secondo ioni positivi e negativi sono estratti dal gas tramite la corrente. Quando il gas è giunto allo stato stazionario, il numero di ioni estratti in un tempo dato non può essere superiore al numero di quelli che sono prodotti nello stesso tempo. Pertanto i/e non può superare q e i essere più grande di qe ; qe è quindi il valore della corrente di saturazione. Se gli ioni sono prodotti uniformemente nel gas, se q_0 rappresenta il numero di ioni prodotto per secondo e per unità di volume e V è il volume del gas compreso tra le placche (fig. 3), il numero di ioni prodotti per secondo nel gas è q_0V ; la corrente di saturazione è quindi uguale a q_0eV . Ora, V è uguale al prodotto della superficie di una delle placche per la loro distanza, la corrente di saturazione sarà quindi perciò proporzionale a questa distanza. Questa relazione tra la corrente di saturazione e la distanza tra le placche è stata verificata da misure di corrente di saturazione attraverso gas esposti ai raggi Röntgen⁴.

14. Anche quando non c'è alcuna corrente elettrica attraverso il gas e si portano via tutti o una parte di ioni, il loro numero non cresce indefinitamente con la durata dell'esposizione all'agente ionizzante. Il numero di ioni nel gas e di conseguenza la sua conducibilità raggiungono dopo un certo tempo un valore limite oltre il quale non crescono più, per quanto tempo si lasci agire l'agente ionizzante. Questo è dovuto alle ricombinazioni che avvengono tra ioni positivi e negativi. Muovendosi nel gas questi entrano qualche volta in collisione e un certo numero rimane riunito dopo l'incontro, formando così un sistema elettricamente neutro, avendo i costituenti del sistema cessato di essere ioni liberi. Le collisioni fanno così scomparire gli ioni e un gas che non trasporta una corrente elettrica raggiungerà uno stato stazionario quando il numero di quelli che scompaiono per secondo per collisioni sarà uguale al numero di quelli che sono prodotti nello stesso tempo dall'agente ionizzante. Partendo da questo principio, è facile trovare la relazione tra il numero di ioni liberi quando il gas ha raggiunto una condizione stabile, l'intensità dell'agente ionizzante, la velocità con la quale il numero degli ioni aumenta a partire dal momento in cui il gas è stato esposto alla sua azione e la velocità con la quale essi svaniscono quando esso cessa di agire.

Siano q il numero degli ioni positivi o negativi prodotti per secondo da 1 cm^3 di gas dall'agente ionizzante, n_1 , n_2 il numero di ioni liberi positivi o negativi per centimetro cubo. Il numero di collisioni per secondo tra ioni positivi e negativi è proporzionale a n_1n_2 . Se un certo numero di collisioni produce un sistema neutro, il numero di ioni che scompaiono per secondo in 1 cm^3 di gas sarà uguale a αn_1n_2 , essendo α indipendente da n_1 e n_2 . Se t è il tempo trascorso dopo l'inizio dell'azione dell'agente ionizzante, abbiamo

$$\begin{cases} \frac{dn_1}{dt} = q - \alpha n_1 n_2 \\ \frac{dn_2}{dt} = q - \alpha n_1 n_2 \end{cases} \quad (1)$$

Di conseguenza, $n_1 - n_2$ è costante. Se quindi il gas non era carico inizialmente, n_1 sarà sempre uguale a n_2 .

Ponendo $n_1 = n_2 = n$, le equazioni precedenti diventano

⁴ J.J. Thomson e Rutherford, *Phil. Mag.* quinta serie, t. XLII, 1896, p. 392.

$$\frac{dn}{dt} = q - \alpha n^2 \quad (2)$$

la cui soluzione è, se $k_2 = q/\alpha$ e $n = 0$ quando $t=0$,

$$n = k - \frac{e^{2k\alpha t} - 1}{e^{2k\alpha t} + 1} \quad (3)$$

n_0 valore di n quando il gas ha raggiunto lo stato stazionario, si ottiene ponendo $t=\infty$ nell'equazione (3) ed è dato da

$$n_0 = k = \sqrt{\frac{q}{\alpha}}$$

L'equazione (3) ci mostra che il gas arriverà allo stato permanente quando $2kat$ avrà un valore elevato, cioè quando t sarà grande rispetto a $1/2ka$ o $1/2n_0\alpha$ o $1/2\sqrt{(q_0\alpha)}$. Possiamo dunque prendere $1/2\sqrt{(q_0\alpha)}$ come misura del tempo impiegato dal gas a raggiungere uno stato stabile sotto l'azione dell'agente ionizzante. Variando questo tempo in ragione inversa di \sqrt{q} , vediamo che, se la ionizzazione è piccola, servirà un tempo considerevole al gas per raggiungere questa condizione. Così, a una certa distanza, sia circa da un normale tubo di Röntgen, serve una esposizione da 1 a 2 minuti per ottenerla.

Possiamo utilizzare l'equazione (3) per determinare la velocità con la quale il numero di ioni diminuisce quando si allontana l'agente ionizzante. Se si pone $q=0$ in questa equazione, viene

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2 \quad (4)$$

o

$$n = \frac{n_0}{1 + n_0 \alpha t} \quad (5)$$

dove n_0 è il valore di n per $t=0$. Il numero di ioni diminuisce così della metà nel tempo $1/n_0\alpha$. Possiamo considerare l'equazione (4) come esprime uno ione che rimane libero per un tempo uguale in media a $1/\alpha n$.

15. L'equazione (4) è stata verificata da Rutherford nel caso di gas esposti ai raggi Röntgen¹ e ai raggi dell'uranio²; da Mac Clung³ per i gas esposti ai raggi Röntgen e da Mac Clelland⁴ per quelli esposti nelle vicinanze di fiamme e di archi. Due metodi sono stati impiegati a questo scopo.

In uno, l'aria è esposta ai raggi a una delle estremità di un lungo tubo attraverso il quale si produce una aspirazione lenta. Si misura la corrente di saturazione in diversi punti del tubo. La corrente è proporzionale al valore di n in questo luogo; conoscendo la velocità dell'aria e la distanza del punto osservato all'estremità del tubo, conosciamo il tempo trascorso dopo l'istante in cui il gas è stato ionizzato. Possiamo così trovare i valori di n corrispondenti a una serie di valori di t . Rutherford trovò che i valori così determinati concordavano con quelli dati dall'equazione (2-5). Questo metodo è solamente applicabile quando si dispone di una grande quantità di gas.

Un altro metodo, dovuto a Rutherford, può essere impiegato anche nel caso in cui si dispone solo di una piccola quantità di gas. Quest'ultimo, racchiuso in un contenitore, è esposto all'azione di un agente ionizzante come i raggi di Röntgen. All'interno del contenitore sono disposte due placche metalliche A e B tra le quali si misura la ionizzazione. (In alcune esperienze di Rutherford una delle placche era sostituita dalle pareti del contenitore rese conduttrici da un rivestimento interno in tela

1 Rutherford, *Phil. Mag.* quinta serie, t. XLIV, 1897, p.492.

2 Rutherford, *Phil. Mag.* quinta serie, t. XLVII, 1899, p.109

3 Mac Clung, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. III, 1902, p. 283.

4 Mac Clelland, *Phil. Mag.*, quinta serie, t.XLVI, 1898, p. 29.

metallica, l'altra da un'asta isolata disposta all'interno del contenitore). Una delle placche A può essere collegata a un elettrometro, l'altra B a un polo di una forte batteria mentre l'altro è a terra. Un pendolo interruttore è disposto in modo tale che la sua massa oscillante colpisce delle leve e stabilisce o interrompe così diverse connessioni. Mentre il contenitore è sottoposto all'azione dei raggi, A e B sono collegati tra loro e a terra; poi si separa A contemporaneamente da terra e dall'elettrometro, lo si lascia isolato e si interrompe la comunicazione tra B e la terra. Si lascia allora andare il pendolo. Cadendo, interrompe di colpo la corrente nel primario della bobina che produce i raggi. Si ferma così la ionizzazione; poi dopo un intervallo di tempo che si può facilmente far variare, colpisce un'altra leva che mette B in comunicazione con il polo ad alto potenziale della batteria, creando così un campo elettrico intenso tra le placche A e B. Questo campo, se B è positivo, trasporta verso A in una frazione molto piccola di secondo tutti gli ioni positivi esistenti tra e ; riceve così una carica positiva proporzionale a . Il pendolo nel suo movimento separa B dalla batteria e lo mette a terra. La piastra A è allora collegata all'elettrometro il cui ago devia proporzionalmente alla carica, cioè a . Regolando lo strumento in modo da far variare il tempo che passa tra l'istante in cui si arresta l'emissione dei raggi e il collegamento di B con la batteria, si possono determinare una serie di valori corrispondenti di e di . Rutherford trovò valori concordanti con l'equazione (2-5). La tabella seguente mostra la velocità con la quale la ionizzazione scompare in un caso particolare. Questa velocità dipende naturalmente dall'intensità della ionizzazione; ma i suoi valori possono dare un'idea dell'ordine di grandezza della velocità di diminuzione nel caso dell'aria ionizzata da raggi Röntgen intensi.

| Tempi in secondi trascorsi dopo l'interruzione dei raggi | Deviazione dell'elettrometro |
|---|------------------------------|
| 0,004 | 184 |
| 0,08 | 183 |
| 0,45 | 106 |
| 2 | 37 |
| 4 | 19 |

Così, dopo 4 secondi, vi è ancora nel gas una parte apprezzabile di ionizzazione. Questa persistenza è ancora più marcata nell'esempio seguente in cui la radiazione era molto più debole. L'elettrometro non aveva la stessa sensibilità nelle due serie.

| Tempi | Deviazione |
|-------|------------|
| 0,004 | 174 |
| 0,45 | 139 |
| 2 | 107 |
| 4 | 54 |
| 48 | 30 |
| 16 | 16 |

In questo caso, dopo secondi, il gas conserva ancora il 10% della sua ionizzazione iniziale. Rutherford misurò la velocità di riduzione in gas diversi esposti ai raggi Röntgen, per quanto possibile, di uguale intensità. I risultati che ottenne sono dati nella tabella seguente: prima colonna, gas; seconda colonna, T , tempo impiegato dalla ionizzazione per ridursi alla metà del suo valore iniziale. Abbiamo visto che $T=1/n_0\alpha$; terza colonna, valori relativi di q ; e quarta colonna, valori relativi di α calcolati in base ai valori di T e q .

| Gas | T | q | α |
|------------------|------|-----|----------|
| Idrogeno | 0,62 | 0,5 | 4,8 |
| Aria | 0,3 | 1 | 11 |
| Acido cloridrico | 0,35 | 11 | 0,75 |
| Acido carbonico | 0,51 | 1,2 | 3,3 |

| | | | |
|-----------------|------|----|------|
| Acido solforoso | 0,45 | 4 | 1,25 |
| Cloro | 0,18 | 18 | 2 |

16. Rutherford mostrò che il valore di T diminuiva molto quando vi era polvere nel gas. La polvere era senza influenza tuttavia sulla corrente di saturazione.

Così, per esempio, quando si riempiva per la prima volta di cloro il recipiente di prova, il valore di T era di 0,19 secondi; dopo un'ora T aumentava a 3 secondi, sebbene non vi fosse alcun cambiamento nella corrente di saturazione. Analogamente, con l'aria che aveva stazionato una notte intera, il valore di T fu trovato uguale a circa 1 s e, dopo l'introduzione di una piccola quantità di aria carica di polvere, T cadde a 0,15 s, poi aumentò a 0,5 s in 10 minuti. Ma servivano parecchie ore perché T raggiungesse il suo valore iniziale. Inoltre, si trovò che T aumentava ancora dopo la filtrazione del gas attraverso del cotone di vetro. L'effetto della polvere si spiega facilmente. Le particelle di polvere essendo, con ogni probabilità, grosse rispetto agli ioni, se uno ione positivo ne urta una, vi si attacca e essi formano un sistema più grande avente molte più probabilità di essere urtato da uno ione negativo e neutralizzato da esso rispetto ad uno ione libero. Così, la polvere faciliterà la ricombinazione degli ioni. La presenza di polvere nelle esperienze di Rutherford spiega probabilmente le discordanze esistenti tra i suoi numeri e quelli di Townsend. Quest'ultimo si serviva di gas privo di polvere e determinò α con il primo dei metodi descritti, prendendo la precauzione di aspirare i gas ionizzati attraverso tubi di grande diametro per poter trascurare la perdita di ioni dovuta alla diffusione verso le pareti prima di quella proveniente dalla ricombinazione.

Townsend trovò che per l'aria, l'idrogeno, l'acido carbonico e l'ossigeno, α aveva i valori 3420e, 3380e, 3500e, 3030e dove e rappresentava la carica di uno ione in unità elettrostatiche. Mostriamo che $e \approx 3,5 \times 10^{-10}$. Il valore di α per l'aria, l'ossigeno e l'acido carbonico è quindi circa $1,2 \times 10^{-6}$, allorché nel caso dell'idrogeno è circa del 15% più basso. Nelle esperienze di Rutherford, il valore di α per l'aria era uguale a circa tre volte quello dell'acido carbonico, ma è probabile che in questo caso i gas non fossero esenti da polveri.

17. *Variatione di α con la pressione del gas.* Esperienze preliminari fatte qualche tempo fa dal Dr. Nabl, del Cavendish Laboratory, mostrarono che per pressioni che andavano fino a $0,25 \text{ atm}$, il valore di α è indipendente dalla pressione. Determinazioni precise dei valori di α nell'aria sono state fatte da Mac Clung¹ e Langevin per una scala notevole di pressioni.

Il metodo impiegato da Mac Clung era il seguente. Il gas ionizzato era racchiuso in un cilindro diviso da diaframmi costituiti da sottili fogli di alluminio; i diaframmi pari, per esempio, erano collegati metallicamente tra loro, e così anche per quelli dispari. Si stabiliva tra le due serie di diaframmi una differenza di potenziale elevata tale che il campo elettrico tra essi fosse largamente sufficiente a produrre la saturazione. Il gas era ionizzato con raggi Röntgen diretti lungo l'asse del tubo e attraversanti i diaframmi. Per la durata dell'esposizione ai raggi, si mantenevano questi allo stesso potenziale. Si arrestavano poi i raggi e si stabiliva il campo elettrico a intervalli variabili a partire dal blocco dei raggi. Il campo attraeva tutti gli ioni presenti nel gas in questo istante; i positivi verso una serie di diaframmi, i negativi verso l'altra. Si misurava la carica che prendevano e si determinava così una serie di valori di n corrispondenti a diversi valori di t , intervallo di tempo trascorso dopo il blocco dei raggi che si determinava.

I valori così ottenuti furono trovati in accordo con quelli dati dalla curva teorica rappresentata dall'equazione

$$n = \frac{n_0}{1 + n_0 \alpha t}$$

Questa equazione fu verificata per pressioni varianti da $0,25 \text{ atm}$ a 3 atm . Il valore assoluto di α non era ricavato da questa equazione, ma determinato nel modo seguente. Si misurava la corrente di

¹ Mac Clung, Phil. Mag., sesta serie, t. III, 1902, p. 283.

saturazione durante l'azione dei raggi. Si poteva ottenere così Q , il numero di ioni che si producevano ogni secondo. Poi, si determinava il numero N degli ioni presenti nel gas lasciando che si stabilisse uno stato stazionario sotto l'influsso della radiazione e in assenza di campo elettrico; poi si sopprimevano i raggi e si applicava immediatamente un intenso campo. Quest'ultimo attirava tutti gli ioni di uno stesso segno verso uno degli elettrodi. Si poteva determinare n misurando la carica che esso riceveva. Poiché $q = \alpha n^2$, indicando q il numero di ioni prodotti per centimetro cubo e per secondo dai raggi e n il numero di ioni liberi per centimetro cubo, abbiamo, se l è la distanza tra le piastre e A la superficie di una di esse

$$Q = IAqN = IAn$$

di conseguenza

$$\alpha = IA \frac{Q}{N^2}$$

Mac Clung, con questo metodo, trovò che α era indipendente dalla pressione tra $0,25 \text{ atm}$ a 3 atm . Langevin, con metodi diversi che saranno descritti più avanti, trovò una leggera variazione di α tra 1 atm a 3 atm e i valori che ottenne concordano molto esattamente con quelli di Mac Clung. Per pressioni inferiori a 1 atm , trovò valori considerevolmente più piccoli. I valori relativi di α sono dati nella tabella seguente:

| Pressione in atmosfere | α |
|------------------------|----------|
| 1/5 | 0,05 |
| 1/2 | 0,12 |
| 1 | 0,27 |
| 2 | 0,30 |
| 3 | 0,26 |
| 5 | 0,18 |

Nelle esperienze di Mac Clung, i raggi attraversavano fogli di alluminio. Vedremo che, quando questi raggi attraversano un metallo o lo urtano, quest'ultimo emette una radiazione secondaria intensa nella vicinanza della superficie. È facile vedere che questo fenomeno ha per effetto quello di dare con il metodo di Mac Clung valori molto alti per α . Supponiamo di avere uno strato sottile dove la ionizzazione sia intensa; siano l_1 lo spessore, q_1 il valore della ionizzazione, n_1 il numero di ioni liberi, l_2 lo spessore dello strato rimanente, q_2 il valore della ionizzazione in questo strato e n_2 il numero di ioni liberi che vi si trovano. Di conseguenza,

$$Q = A(l_1 q_1 + l_2 q_2) q_1 = \alpha n_1^2$$

$$N = A(l_1 n_1 + l_2 n_2) q_1 = \alpha n_2^2$$

di modo che

$$(l_1 + l_2) \frac{AQ}{N^2} = \alpha (l_1 + l_2) \frac{(l_1 n_1^2 + l_2 n_2^2)}{(l_1 n_1 + l_2 n_2)^2} = \alpha \left[1 + \frac{l_1 l_2 (n_1 - l_2 n_2)^2}{(l_1 n_1 + l_2 n_2)^2} \right]$$

Il membro di destra di questa equazione è sempre maggiore di α tranne per $n_1 = n_2$; se vi è quindi qualche disuguaglianza nella ionizzazione, i valori di α ottenuti a partire dalla formula

$$(l_1 + l_2) \frac{AQ}{N^2} = \alpha$$

sono troppo alti. L'errore cresce quando la pressione diminuisce, poiché la ionizzazione dovuta alla radiazione primaria diminuisce con essa. Non è così per la ionizzazione dovuta ai raggi secondari; questi ultimi sono in effetti così facilmente assorbibili da non poter andare da una piastra all'altra

anche a bassa pressione. La ionizzazione secondaria avrà quindi un'influenza maggiore a bassa che ad alta pressione e l'errore introdotto impiegando la formula non corretta sarà maggiore nel primo caso.

L'alluminio impiegato da Mac Clung dà, è vero, una radiazione secondaria più debole di ogni altro metallo, ma è alquanto possibile tuttavia che questa radiazione abbia un'influenza a bassa pressione. Non si può apprezzare questo effetto sulle curve rappresentanti in funzione del tempo trascorso dopo il blocco dei raggi, poiché nello strato sottile a contatto con il metallo, e dove la ionizzazione è intensa, la velocità di ricombinazione è così grande che l'effetto prodotto dalla sua presenza è non valutabile al termine di un intervallo di tempo estremamente breve dopo il blocco dei raggi. Ioni scompaiono pure per diffusione e, se non se ne tiene conto, i valori trovati per α saranno per questo fatto molto alti.

La correzione richiesta per la diffusione è più importante a bassa che ad alta pressione, essa varia in ragione inversa del quadrato della distanza dei diaframmi.

18. Effetto della temperatura sui valori di α . - Le ricerche su questo argomento sono state fatte da Mac Clung ¹ con il metodo impiegato per determinare le variazioni di α con la pressione. Egli verificò la relazione

per temperature che vanno fino a $270^\circ C$. Trovò un aumento considerevole di α con la temperatura. I risultati delle sue esperienze sono date nella tabella seguente:

| Temperature | α |
|-------------|----------|
| 15° | 35 |
| 90 | 45 |
| 135 | 65 |
| 180 | 100 |
| 270 | 280 |

Questi risultati mostrano che il valore di α a $270^\circ C$ è uguale a otto volte quello a 15° . Alla più alta temperatura la densità del gas è solo la metà della sua densità a 15° . Ora, come già visto, vi sono per deboli densità discordanze tra i risultati di Mac Clung e di Langevin, essendo i valori ottenuti da quest'ultimo considerevolmente più piccoli; è quindi da augurarsi che esperienze siano fatte in avvenire con qualche metodo differente per studiare l'effetto della temperatura su α . In particolare perché vi sono grandi difficoltà, come vedremo, a conciliare le altre proprietà degli ioni con una così grande variazione di α con la temperatura.

19. I valori di α ottenuti con i metodi precedenti danno buone indicazioni sul modo in cui gli ioni si ricombinano. Abbiamo visto che il numero di ricombinazioni per centimetro cubo e per secondo nell'aria alla temperatura ordinaria è di circa $10^6 n^2$. La teoria cinetica dei gas indica d'altra parte che a questa temperatura il numero totale di collisioni tra le molecole di un gas è, per secondo e per centimetro cubo nel caso dell'aria, $1,2 \times 10^{10} n^2$. Così il numero di collisioni che producono ricombinazioni tra ioni è uguale a circa 10000 volte il numero totale di collisioni tra lo stesso numero di molecole di un gas in condizioni normali. Vedremo che la differenza di grandezza tra uno ione e una molecola non è molto grande per spiegare l'enorme differenza tra i due valori. La differenza è dovuta alle cariche elettriche degli ioni. L'attrazione che si esercita tra ioni che portano cariche di segni contrari li porta ad incontrarsi, allorché senza cariche non sarebbero altrettanto ravvicinati tra loro. A questa causa si deve attribuire il grande numero di collisioni tra ioni.

20. Valore di α dato dalla teoria cinetica dei gas. Se supponiamo che alla stessa temperatura gli ioni carichi hanno una stessa energia cinetica media delle molecole di tutti i gas, esse si muovono con velocità considerevoli.

Siano due ioni, uno positivo, l'altro negativo; essi si attraggono con una forza variante in ragione inversa del quadrato della distanza.

La teoria delle forze centrali ci insegna che, quando questi ioni sono a una distanza r , se la loro

¹ Mac Clung, Phil. Mag., sesta serie, t. VI, 1903, p. 655.

energia cinetica è superiore a e^2/r (essendo e la carica di ognuno di essi), non descrivono un'orbita attorno all'altro traiettorie chiuse, ma si allontaneranno sempre più e non potranno di conseguenza ricombinarsi. Se, al contrario, la loro energia cinetica T è inferiore a e^2/r , le particelle ruoteranno l'una attorno all'altra e tenderanno a ricombinarsi. Così, affinché gli ioni possano ricombinarsi è necessario che si avvicinino a una distanza r tale che $T < e^2/r$ o $r < e^2/T$; se si avvicinano maggiormente avviene la ricombinazione. Poiché T , energia cinetica, dipende soltanto dalla temperatura, la distanza limite sarà la stessa per tutti gli ioni. Rappresentando T l'energia cinetica dei gas, se N rappresenta il numero di molecole per cm^3 alla pressione p ,

$$p = \frac{1}{3}NT \quad T = \frac{3p}{N} \frac{e^2}{T} = \frac{Ne^2}{3p}$$

Alla pressione atmosferica e a $0^\circ C$

$$p = 10^6 Ne = 1,22 \cdot 10^{10} e = 3,5 \cdot 10^{-10}$$

di conseguenza

$$\frac{Ne^2}{3p} = r = 1,4 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$$

Pertanto, affinché due ioni si ricombinino, bisogna che si avvicinino a una distanza di $1,4 \cdot 10^{-6}$ cm. Questa distanza è estremamente piccola rispetto alla loro distanza media nei casi di ionizzazione osservata. Vediamo quanto tempo impiegherà uno ione ad avvicinarsi a questa distanza da un altro ione di segno contrario. Sia V la velocità media di traslazione dello ione rispetto a un altro di segno opposto. Nel tempo t lo ione percorre uno spazio Vt e, per ogni punto interno al cilindro di volume $\pi p^2 Vt$, la perpendicolare abbassata da questo punto sulla traiettoria dello ione è più piccola di p . Se tutte le direzioni di moto relativo sono ugualmente probabili, la lunghezza media di questa perpendicolare è $\pi/4 \times 1,4 \cdot 10^{-6}$ e se vi sono n ioni positivi e n ioni negativi per unità di volume, lo ione durante il tempo t si troverà per $n\pi p^2 Vt$ ioni di segno contrario a una distanza inferiore alla distanza di ricombinazione. Così la vita media di uno ione allo stato libero sarà $1/n\pi p^2 V$ e il numero di ricombinazioni per unità di volume e per unità di tempo sarà $\frac{n}{n\pi p^2 V}$, cioè $\pi p^2 V n^2$. Così

$$\alpha = \pi p^2 V$$

o, sostituendo il valore di p , $3,9 \cdot 10^{-12} V$. Se lo ione idrogeno ha la stessa massa della molecola di idrogeno, V a $0^\circ C$ è uguale a $\sqrt{2} \times 1,8 \cdot 10^3$ e α di conseguenza a $0,97 \cdot 10^{-8}$. È nell'ordine di grandezza di α , avendo essa, come abbiamo visto, il valore di 10^{-8} nell'aria, l'idrogeno e l'acido carbonico. Ci dobbiamo attendere che il valore di α ricavato dall'equazione

$$\alpha = 3,9 \cdot 10^{-12} V$$

sia troppo piccolo, poiché, stabilendo questa equazione, abbiamo trascurato l'azione del gas circostante sul moto degli ioni.

Il gas agisce, infatti, come un mezzo resistente e provoca l'incontro di ioni che sarebbero sfuggiti alla reciproca attrazione, se il loro moto non avesse rallentato per causa sua. Ci dobbiamo attendere che gli effetti del gas siano più considerevoli ad alta che a bassa pressione; α deve quindi diminuire con la pressione, risultato che si manifesta chiaramente dalle esperienze di Langevin. Poiché il valore di α , ottenuto supponendo la massa dello ione uguale a quella di una molecola, concorda con l'ordine di grandezza trovato, ne dobbiamo concludere che la massa dello ione non è un grande multiplo della massa della molecola.

Determiniamo ora quante volte per unità di tempo si produce una ricombinazione di una molecola carica con un'altra allo stato neutro per dar luogo a uno ione complesso formato da due

molecole.

Per ottenere risultati numerici, faremo l'ipotesi che le 2 *moli*, cariche e non cariche, si comportano come sfere di raggio a . Se c , distanza tra i centri delle sfere, è una potenza di a , il lavoro necessario per separare fino all'infinito la sfera carica da quella che non lo è è approssimativamente uguale a $e^2 a^3 / 2c^4$; perché le particelle restino una vicino all'altra, serve che questa espressione sia maggiore della loro energia cinetica. Abbiamo visto prima che l'energia cinetica di due molecole mV^2 , a $0^\circ C$, è uguale a e^2/r , o $r = 1,3 \times 10^{-6}$. Perché vi sia riunione, c deve quindi essere inferiore a $\left(\frac{1}{2}a^3 r\right)^{1/4}$. Se p è la più piccola distanza tra le particelle, si avrebbe, nell'ipotesi in cui esse si muovessero in linea retta senza essere deviate dalla loro reciproca attrazione, $p = c \sin \theta$, rappresentando θ l'angolo formato da c con la direzione del moto relativo delle due particelle. Se tutte le direzioni di moto relativo sono ugualmente probabili, il valore medio di p è $\pi/4$ (valore medio di c). Così, perché la riunione abbia luogo, p deve essere inferiore a $\frac{\pi}{4} \left(\frac{1}{2}a^3 r\right)^{1/4}$.

Rappresentiamo $\frac{\pi}{4} \left(\frac{1}{2}a^3 r\right)^{1/4}$ con p_0 . Se le molecole cariche e non cariche seguono il loro percorso senza deviazione, il numero di coppie formate da una particella carica e di una che non lo è, per le quali $p < p_0$ e che si presentano nello stesso tempo dt , è $\pi p_0^2 V N dt$, essendo N il numero di molecole neutre per unità di volume e V la velocità relativa delle particelle cariche e non cariche. Se poniamo $a = 10^{-8} \text{ cm}$, $p \approx \frac{\pi}{4} \times 2,7 \cdot 10^{-8}$. La quantità corrispondente nel caso di due ioni carichi di segno contrario è $\frac{\pi}{4} \times 2,7 \cdot 10^{-8}$. Il fattore πp_0 , che si incontra nell'espressione del numero di combinazioni tra ioni carichi e non carichi, ha quindi un valore uguale a $10^3/2,5$ volte quello che si ha nel caso di due ioni carichi di segno contrario. Il piccolo valore di questo fattore nel caso di uno ione e di una particella neutra è tuttavia molto compensato dalla grandezza del numero di molecole rispetto a quello degli ioni.

Così, si ha una ionizzazione estremamente grande quando il numero degli ioni è $1/10^{12}$ di quello delle molecole; di conseguenza, il fattore N nel caso di uno ione e di una molecola neutra sarà almeno uguale a 10^{12} volte quello relativo a ioni di segno differente; il numero di combinazioni tra molecole cariche e non cariche sarà nello stesso tempo almeno 5×10^8 volte uguale al numero di combinazioni tra ioni carichi di segni contrari. Di conseguenza, dall'inizio della sua esistenza, la molecola carica entra in combinazione per formare uno ione complesso. Essa si comporterà durante circa l'intera durata della sua esistenza come una carica libera trasportata da uno ione complesso.

21. Limite di grandezza di uno ione gassoso. Dal momento che la molecola carica ha accresciuto la sua grandezza per attrazione di un'altra molecola, il lavoro necessario per estrarre dall'insieme una molecola neutra addizionale è minore di quello che è necessario per estrarre una molecola neutra da una molecola semplice. Più lo ione è complesso, più piccolo è il lavoro richiesto per togliere una molecola neutra, e per un certo grado di complessità è più piccolo dell'energia cinetica posseduta dal sistema a causa della sua temperatura. Quando questo grado di complessità è raggiunto, lo ione cessa di attirare nuove molecole.

Il lavoro necessario per separare una sfera non carica di raggio a , da una sfera carica di raggio b , essendo le sfere infinitamente vicine al contatto, è (si veda Maxwell, *Elettricità e Magnetismo*, vol. I, p. 275)

$$\frac{1}{2} \frac{e^2}{a+b - \left[2\gamma + \psi\left(\frac{b}{a+b}\right) + \psi\left(\frac{a}{a+b}\right) \right]} - \frac{e^2}{2b}$$

dove

$$y = 0,57712 \quad \psi(x) = \frac{d}{dt} \ln(\Gamma(1+x))$$

Le tabelle mediante le quali si può calcolare $\psi(x)$ sono date nel *Calcul différentiel et intégral* di De Morgan, p. 587.

Da queste tabelle, ricaviamo le espressioni seguenti del lavoro w :

$$\begin{aligned} a=b & \quad w=0,14 \frac{e^2}{a} \\ 2a=b & \quad w=\frac{e^2}{40a} \\ 3a=b & \quad w=\frac{e^2}{156a} \end{aligned}$$

Il processo di aggregazione si ferma nel momento in cui w diviene inferiore all'energia cinetica del sistema che abbiamo visto a $0^\circ C$ essere uguale a e^2/r , dove $r = 1,4 \times 10^{-6}$.

Così, se $a = 10^{-8}$, il lavoro necessario per separare una molecola da uno ione di raggio $2a$ è maggiore di e^2/r ; ma, se il raggio dello ione è $3a$, gli è inferiore. In questo caso, il raggio di uno ione non può superare tre volte quello della molecola.

Se $a = 10^{-7}$, il lavoro necessario per separare una molecola da uno ione di raggio $2a$ è inferiore a e^2/r ; pertanto, in questo caso, il raggio di uno ione non può superare due volte quello di una molecola, e vediamo che più grossa questa sarà, più piccolo sarà il rapporto della grandezza dello ione rispetto a quello di quest'ultima; per molecole molto grosse, è probabile che lo ione e la molecola siano identici. Gli ioni nei diversi gas non devono quindi differire molto in grandezza dalle molecole di questi gas. Poiché l'energia cinetica è maggiore ad alta che a bassa temperatura, il processo di aggregazione delle molecole si interrompe più velocemente ad alta temperatura; gli ioni sono quindi più semplici in questo caso.

22. La mobilità di uno ione negativo in un campo elettrico è maggiore di quella dello ione positivo. Le ricerche ricordate prima mostrano che, benché lo ione negativo inizi come corpuscolo e possieda allora una mobilità molto grande, la durata di questo periodo è così breve, confrontata a quella della sua esistenza, che questa grande mobilità posseduta dal corpuscolo all'inizio non potrà incidere in nulla sulla mobilità media dello ione. Se, inoltre, tale fosse la causa della maggiore mobilità dello ione negativo, il rapporto delle mobilità di 2 ioni dovrebbe dipendere dall'intensità della ionizzazione. Allorché questa, infatti, è senza influenza sulla durata del periodo corpuscolare, essa ne ha una considerevole sulla durata della vita dello ione; più piccolo è infatti il suo valore, più lunga è l'esistenza di quella. Se quindi è necessario attribuire all'effetto che consideriamo la mobilità maggiore dello ione negativo, il rapporto delle mobilità di 2 ioni dovrebbe essere più piccola quando la ionizzazione è piccola che quando è intensa. Non so se un tale risultato sia stato osservato.

Tuttavia, se gli ioni negativi si comportassero come i metalli esposti alla luce ultravioletta e perdessero rapidamente la loro carica negativa, quest'ultima viaggerebbe dall'uno all'altro sotto forma di corpuscolo. Il periodo durante il quale la carica negativa esisterebbe come corpuscolo sarebbe allora molto più lungo che se restasse costantemente attaccata alla stessa molecola; questo periodo della sua esistenza corpuscolare sarebbe proporzionale al tempo durante il quale essa sarebbe esistita allo stato di ione. Il rapporto delle mobilità degli ioni negativi e positivi sarebbe quindi, in questo caso, indipendente dall'intensità della ionizzazione.

Il fatto che, a temperatura molto alta il rapporto della mobilità dello ione negativo con quella dello ione positivo è molto più grande di zero, supporta questa concezione. Vedremo, infatti, che se la loro temperatura è elevata, i corpi, e particolarmente quelli solidi, emettono corpuscoli con una grande facilità; se questa proprietà appartiene anche alle molecole di un gas come a quelle di un solido, possiamo facilmente spiegare il grande aumento con la temperatura del rapporto delle

mobilità dello ione negativo e positivo. Questo modo di vedere spiegherebbe pure l'aumento di questo rapporto quando la pressione diminuisce, poiché, se la pressione decresce, la durata del periodo corpuscolare aumenta, poiché il numero di molecole contro le quali possono prodursi urti è diminuita. Inoltre, d'altra parte, non è ben fondato supporre che, quando un corpuscolo si è attaccato a una molecola, il tempo durante il quale la combinazione sussisterà dipende molto, se tuttavia dipende, dalla pressione del gas. Non sarebbe così se il corpuscolo fosse staccato dallo ione per il bombardamento di altre molecole; ma non sembra che vi sia qualche ragione di supporre che sia così, poiché i fenomeni che accompagnano l'emissione dei corpuscoli da un corpo caldo sembrano indicare che la velocità di emissione dipende soltanto dalla temperatura.

Potremo confermare il valore di questo modo di vedere con una esperienza di questo genere. Supponiamo di avere un recipiente contenente nel fondo un poco di acido carbonico, mentre la parte superiore è riempita di idrogeno; ionizziamo solo lo strato in basso per esempio e, grazie a un campo elettrico, trasportiamo gli ioni negativi di CO_2 in H ; se i corpuscoli cambiano continuamente di supporto, nell'idrogeno, lo ione negativo si comporterà come lo ione idrogeno, mentre, al contrario, se essi restano sempre legati alla molecola, lo ione negativo si comporterà come un ione acido carbonico. Misurando la mobilità dello ione nell'idrogeno, potremo decidere quale è delle due spiegazioni quella che corrisponde ai fatti.

Diffusione degli ioni

23. Oltre alla perdita di ioni risultante dalla ricombinazione degli ioni positivi e negativi, ve ne è una nuova dovuta alla loro diffusione verso le pareti del contenitore. Supponiamo che il gas ionizzato sia racchiuso in un recipiente metallico; quando gli ioni vengono a contatto con le pareti, le loro cariche sono neutralizzate dalle cariche indotte sul metallo e cessano di agire come ioni. Lo strato di gas a contatto con le pareti del recipiente è quindi privo di ioni, mentre esistono in numero finito all'interno del gas. Si stabilisce così un gradiente nella concentrazione in ioni ed essi diffondono all'interno verso le pareti. Il problema è analogo a quello dell'assorbimento del vapore nell'acqua in un recipiente le cui pareti sono umettate di acido solforico. Studieremo dapprima un caso molto semplice, quello di un gas ionizzato tra due piastre metalliche parallele ad angolo retto sull'asse delle x . Sia n il numero di ioni positivi per cm^3 . Siano q il numero di ioni prodotto per secondo dall'agente ionizzante in un cm^3 di gas, D il coefficiente di diffusione degli ioni positivi attraverso il gas, m il numero di ioni negativi per cm^3 ; vediamo che, a causa della diffusione, la velocità di accrescimento del numero di ioni positivi per cm^3 è uguale a

$$D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}$$

ciò che mostra che le superfici di uguale densità in ioni sono piane e perpendicolari all'asse delle x . Tenendo conto della ricombinazione e della ionizzazione da parte dell'agente esterno contemporaneamente alla diffusione, abbiamo

$$\frac{\partial n}{\partial t} = q + D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - \alpha nm$$

e quando lo stato stazionario è stabilito

$$q + D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - \alpha nm = 0$$

Consideriamo il caso particolare dove le placche sono molto ravvicinate affinché la perdita per diffusione superi di molto quella dovuta alla ricombinazione; avremo allora

$$q + D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} = 0 \quad (1)$$

Se prendiamo il piano mediano tra le piastre metalliche come piano delle $x=0$ e se l è la loro distanza, le condizioni alle quali l deve soddisfare sono $n=0$ quando $x = \pm l$; la soluzione della (2-6) in queste condizioni è

$$n = \frac{1}{2} \frac{q}{D} (l^2 - x^2) \quad (2)$$

Il numero totale di ioni positivi tra le piastre è

$$\int_{-l}^{+l} n dx$$

e tenendo conto della (2-6)

$$\frac{2}{3} \frac{q}{D} l^3$$

Vediamo, da questo risultato, come possiamo misurare D . Se sopprimiamo i raggi e stabiliamo un campo elettrico intenso tra le piastre, proietteremo tutti gli ioni positivi contro la piastra al potenziale meno elevato. Essa riceverà quindi una carica elettrica uguale a

$$\frac{2}{3} \frac{q}{D} l^3 e$$

con e rappresentante la carica di uno ione.

Se questa piastra è collegata ad un elettrometro, potremo misurare la sua carica che è proporzionale alla deviazione δ_1 dell'elettrometro. Se manteniamo i raggi, e se il campo elettrico è assai intenso perché si ottenga la corrente di saturazione, la carica ricevuta dalla piastra in un secondo è uguale a

$$2 q l e$$

Da cui, se δ_2 è la deviazione dell'elettrometro in un secondo in questo caso, vediamo che

$$\delta_1 = \frac{1}{3} \frac{l^2}{D} \delta_2$$

equazione che determina D .

Abbiamo in questo studio trascurato la ricombinazione. È necessario verificare che le piastre siano sufficientemente vicine per giustificare questo modo di fare. Vi si arriva facilmente nel modo seguente.

Nell'ipotesi in cui la ricombinazione è la sola causa della perdita, il numero totale degli ioni è uguale a

$$2l \sqrt{\frac{q}{\alpha}}$$

Nell'ipotesi in cui la perdita di ioni è dovuta interamente alla diffusione, questo numero è noto; vedremo che è uguale a

$$\frac{2}{3} \frac{q}{D} l^3$$

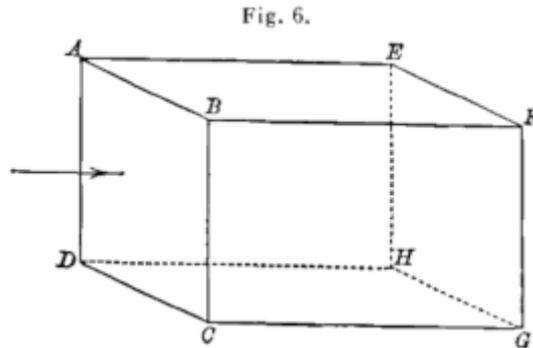
di conseguenza, se

$$\frac{2}{3} \frac{q}{D} l^3 e$$

è piccola rispetto a $2l\sqrt{\frac{q}{\alpha}}$, la perdita di ioni per diffusione sarà grande rispetto a quella per ricombinazione, e noi l'avremo trascurata a buon diritto.

24. Il coefficiente di diffusione degli ioni nell'aria, nell'ossigeno, nell'idrogeno, nell'acido carbonico è stato determinato da Townsend con un metodo diverso¹. Si aspira l'aria ionizzata attraverso tubi molto stretti e si determina la perdita di ioni subito durante il passaggio.

La teoria del metodo è la seguente. Il gas ionizzato circola attraverso un tubo metallico il cui asse è preso come asse delle xz . Il gas si sposta parallelamente a Oz e non è soggetto all'agente ionizzante durante il suo percorso attraverso il tubo.



Consideriamo ciò che avviene in un elemento di volume $ABCDEFGH$; questo elemento perde ioni per diffusione e ne riceve con il gas che vi penetra, quello che entra dalla faccia $ABCD$ è più ricco di ioni di quello che esce dalla faccia $EFGH$. Quando lo stato stazionario è stabilito, le velocità di aumento e di perdita in ioni devono essere uguali.

Se n è il numero di ioni per cm^3 , D il coefficiente di diffusione degli ioni nel gas, la velocità di perdita in ioni per diffusione è uguale a

$$-D \left(\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} \right)$$

Se v è la velocità del gas, la rapidità con la quale aumenta il numero degli ioni per questo motivo è uguale a

$$-v \frac{\partial}{\partial z} (vn)$$

o, poiché v è indipendente da

$$-v \frac{\partial n}{\partial z}$$

Di conseguenza, uguagliando la perdita e il guadagno

$$D \left(\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} \right) = v \frac{\partial n}{\partial z} \quad (1)$$

Nelle esperienze, il termine $D \frac{\partial^2 n}{\partial z^2}$ è molto piccolo rispetto a $v \frac{\partial n}{\partial z}$; essendo $\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial z}$ dell'ordine di grandezza di $1/20$, v dell'ordine di 100 e D uguale a circa $0,03$, vn è uguale a circa 70000 volte $D \frac{\partial n}{\partial z}$. Trascurando $D \frac{\partial^2 n}{\partial z^2}$ e considerando il caso di un tubo cilindrico di raggio uguale ad

¹ Townsend, *Phil. Trans.*, A., t. CLXLIII, 1900, p. 129.

simmetrico attorno all'asse

$$\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial n}{\partial r}$$

essendo r la distanza di un punto dall'asse del tubo. Ora

$$v = \frac{2V}{a^2}(a^2 - r^2)$$

essendo $V\pi a^2$ il volume del gas passante per secondo in ogni sezione del tubo. Sostituendo questi valori nella (2-8) e trascurando $\frac{\partial^2 n}{\partial z^2}$, abbiamo

$$\frac{\partial^2 n}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial n}{\partial r} - \frac{2V}{Da^2}(a^2 - r^2) \frac{\partial n}{\partial z} = 0 \quad (2)$$

$n=0$ quando $r=a$ per tutti i valori di z e, se il gas ionizzato penetra nel tubo attraverso il piano $z=z_0$, n deve avere il valore costante n_0 per tutti i valori di z quando $z=0$.

Per risolvere questa equazione poniamo

$$n = \Phi e^{-\frac{\theta Daz^2}{2V}}$$

essendo Φ solo funzione di r e θ una costante che si determinerà in seguito.

Sostituiamo questo valore di n nella (2-9); abbiamo

$$\frac{d^2 \Phi}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\Phi}{dr} + \theta(a^2 - r^2)\Phi = 0 \quad (3)$$

Poniamo

$$\Phi = 1 + B_1 r^2 + B_2 r^4 + B_3 r^6 + \dots$$

otteniamo a partire dalla (2-10)

$$\begin{aligned} 4B_1 + \theta a^2 &= 0 \\ 16B_2 + \theta a^2 B_1 &= 0 \\ 36B_3 + \theta a^2 B_2 + \theta B_1 &= 0 \end{aligned}$$

Così, i primi termini di sono

$$1 + \frac{\theta a^2}{4} r^2 + \frac{1}{16} \left(+ \theta \frac{\theta^2 a^4}{4} \right) r^4 \quad (4)$$

Dobbiamo scegliere il valore di θ in modo tale che per $r=a$ si abbia $\Phi=0$. Siano θ_1 e θ_2 questi valori, Φ_1 e Φ_2 i valori di Φ , quando si sostituiscono questi valori di θ nell'equazione (2-11); allora possiamo scrivere

$$n = c_1 \Phi_1 e^{-\frac{\theta_1 Daz^2}{2V}} + c_2 \Phi_2 e^{-\frac{\theta_2 Daz^2}{2V}} + c_3 \Phi_3 e^{-\frac{\theta_3 Daz^2}{2V}} + \dots \quad (5)$$

Per trovare i valori di c_1, c_2, c_3, \dots abbiamo la condizione che $n=n_0$ quando $z=0$, essendo n_0 una costante. Pertanto

$$n_0 = c_1 \Phi_1 + c_2 \Phi_2 + c_3 \Phi_3 \quad (6)$$

Ora, dall'equazione differenziale (2-10) possiamo ricavare facilmente le relazioni seguenti:

$$\int_0^a \Phi_n \Phi_m (a^2 - r^2) r dr = 0 \quad (n \neq m) \quad (7)$$

$$\int_0^a \Phi_n^2 (a^2 - r^2) r dr = a \left(\frac{\partial \Phi_n}{\partial \theta_n} \frac{\partial \Phi_n}{\partial r} \right)^{(r=a)} \quad (8)$$

$$\int_0^a \Phi_n (a^2 - r^2) r dr = \frac{a}{\theta_n} \left(\frac{\partial \Phi_n}{\partial r} \right)^{(r=a)} \quad (9)$$

Moltiplicando i due membri dell'equazione (2-13) per $\Phi_n(a^2 - r^2)$ e integrando da $r=0$ a $r=a$, otteniamo, tenendo conto delle eq. (2-14,15,16)

$$c_n = \frac{n_0}{\theta_n \left(\frac{\partial \Phi_n}{\partial r} \right)^{(r=a)}}$$

da cui

$$n = -n_0 \left[\frac{\Phi_1}{\theta_1 \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial \theta_1} \right)^{(r=a)}} e^{-\frac{\theta_1 D a^2 z}{2V}} + \frac{\Phi_2}{\theta_2 \left(\frac{\partial \Phi_2}{\partial \theta_2} \right)^{(r=a)}} e^{-\frac{\theta_2 D a^2 z}{2V}} + \dots \right] \quad (10)$$

Il numero di ioni che passano attraverso la sezione $z=0$ è $n_0 \pi a^2 V$; il numero di quelli che passano attraverso una sezione del tubo posto a una distanza z dall'origine è uguale a

$$\int_0^a n \frac{2V}{a^2} (a^2 - r^2) r dr$$

espressione che, dalle equazioni (2-14,16,17) è uguale a

$$n = \frac{4 \pi V n_0}{a} \left[\frac{1}{\theta_1^2} \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial r} \right)^{r=a} e^{-\frac{\theta_1 D a^2 z}{2V}} + \frac{1}{\theta_2^2} \left(\frac{\partial \Phi_2}{\partial r} \right)^{r=a} e^{-\frac{\theta_2 D a^2 z}{2V}} + \dots \right]$$

Le due radici più piccole dell'equazione $\Phi=0$ sono state trovate da Townsend uguali a

$$\theta_1 a^4 = 7,313$$

e

$$\theta_2 a^4 = 44,56$$

Corrispondenti a queste radici, abbiamo

$$\frac{1}{\theta_1 a^3} \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial r} \right)^{r=a} = 0,1321 \quad \frac{1}{\theta_2 a^3} \left(\frac{\partial \Phi_2}{\partial r} \right)^{r=a} = 0,0302$$

$$\frac{1}{a^4} \left(\frac{\partial \Phi_2}{\partial \theta_1} \right)^{r=a} = 0,0926 \quad \frac{1}{a^4} \left(\frac{\partial \Phi_2}{\partial \theta_2} \right)^{r=a} = 0,0279$$

Sostituendo questi valori, troviamo che il rapporto del numero di ioni attraversanti una sezione del tubo a una distanza z dall'origine e il numero di quelli che attraversano la sezione all'origine è uguale a

$$4 \left[0,1952 e^{-\frac{7,310 Dz}{2a^2 v}} + 0,243 e^{-\frac{44,60 Dz}{2a^2 v}} + \dots \right]$$

Se c_1 è la corrente di saturazione attraverso il gas dopo il suo passaggio in un tubo di lunghezza l_1 , c_2 la corrente di saturazione dopo aver attraversato un tubo di lunghezza l_2 , essendo le correnti di saturazione proporzionali al numero di ioni contenuti nel gas per secondo abbiamo

$$\frac{c_1}{c_2} = \frac{0,1952 e^{-\frac{7,313 D l_1}{2a^2 v}} + 0,0243 e^{-\frac{44,56 D l_1}{2a^2 v}}}{0,1952 e^{-\frac{7,313 D l_2}{2a^2 v}} + 0,0243 e^{-\frac{44,56 D l_2}{2a^2 v}}} \quad (11)$$

Si può determinare sperimentalmente c_1/c_2 e, di conseguenza, per mezzo della 2-18 il valore di D . Townsend impiegò un metodo grafico per risolvere questa equazione.

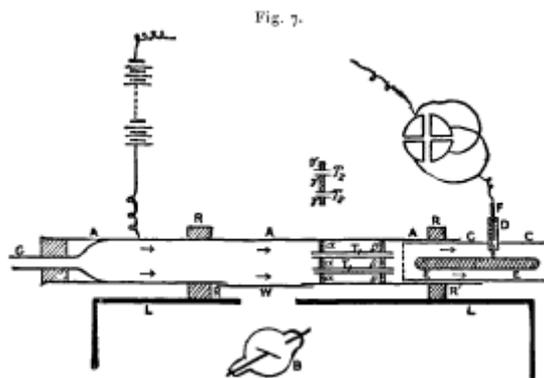
Ponendo

$$y = \frac{c_1}{c_2} \quad x = \frac{7,313 D l_1}{2a^2 v}$$

tracciò la curva rappresentante la relazione (2-18) tra x e y calcolando un certo numero di valori corrispondenti. Una volta ottenuta questa curva, poté determinare il valore di $\frac{7,313 D l_1}{2a^2 v}$ corrispondente a un valore di c_1/c_2 dato dall'esperienza e di conseguenza essendo noti D , l , a , V .

Lo strumento che impiegò per determinare il valore di c_1/c_2 rappresentato in figura 7.

A è un tubo di ottone di 50 cm di lunghezza per 3,2 cm di diametro, munito di una finestra in alluminio W attraverso la quale passavano i raggi di Röntgen che servivano a ionizzare il gas. C è un altro tubo di 17 cm di lunghezza aggiustato su A e in grado di scorrere al suo interno. E è un elettrodo collegato a un filo metallico F attraversante un tappo di ebanite. Una serie di fili metallici sottili erano saldati parallelamente gli uni agli altri a 2 mm di distanza attraverso l'estremità del tubo C .



Il gas entrava nello strumento dal tubo di vetro G e prima di raggiungere l'elettrodo attraversava

i tubi T. Questi erano formati da 12 tubi di 10 cm di lunghezza per 0,3 cm di diametro, disposti ad intervalli uguali, tutti alla stessa distanza dal tubo A. Essi erano saldati nelle aperture praticate nei due dischi di ottone α e β , disposti assai esattamente nel tubo A affinché il gas non potesse passare tra loro e lui.

Un'altra serie di tubi di 1 cm di lunghezza per 0,3 cm di diametro erano saldati ad un altro disco γ . Il tubo A era isolato da due anelli di caucciù indurito R e R', il suo potenziale era portato a 80 V collegandolo a uno dei poli di una batteria di piccoli accumulatori mentre l'altro era a terra. L'elettrodo E era collegato a una coppia di quadranti di un elettrometro, l'altra coppia a terra. Una corrente uniforme e misurabile di gas era fornita da un gasometro e il gas era ionizzato con raggi di Röntgen durante il suo passaggio attraverso il tubo. Alcuni ioni si perdevano per diffusione verso le pareti, ma tutti gli ioni positivi che erano sfuggiti a questa azione erano proiettati sull'elettrodo E. La carica acquistata dall'elettrometro misurava il numero di ioni positivi che avevano attraversato i tubi.

Caricando A negativamente si potevano attirare sull'elettrodo gli ioni negativi e determinare così il numero di quelli che erano passati attraverso i tubi. Dopo una serie di misure fatte con i tubi lunghi si operò con i corti e si fece una serie simile di misure. Queste misure, come abbiamo mostrato nella teoria precedente, ci permettono di calcolare il coefficiente di diffusione degli ioni. Per i gas diversi dall'aria, si utilizzò uno strumento di forma un poco differente per la cui descrizione rimandiamo alla Memoria originale.

La perdita in ioni subita non è, anche nei tubi molto stretti, dovuta unicamente alla diffusione verso le pareti; una parte, sebbene molto piccola, è dovuta alla ricombinazione. Per studiare l'ordine di grandezza di questo effetto, si tolsero i piccoli tubi e si osservò la deviazione dell'elettrometro, essendo il tubo C posto a diverse distanze dal punto in cui il gas era ionizzato. In un tubo largo quanto A la perdita per diffusione verso le pareti è trascurabile e la piccola deviazione dell'elettrometro, quando E è lontano dal punto in cui si produce la ionizzazione del gas, è dovuta alla perdita per ricombinazione. Facendo misure a diverse distanze e conoscendo la velocità del gas, si può calcolare il valore della ricombinazione durante un tempo dato e determinare il valore di α , coefficiente di ricombinazione. In questo modo furono determinati i valori di α dati in precedenza. Conoscendo α , è facile calcolare la perdita di ioni dovuta alla ricombinazione attraverso i tubi stretti e applicare una correzione alle osservazioni per ottenere la perdita dei coefficienti di diffusione in unità CGS, dalle osservazioni di Townsend.

Tabella I. Coefficienti di diffusione nei gas secchi

| Gas | D ioni + | D ioni - | Valore medio di D | D/D ₊ |
|-----------------|----------|----------|-------------------|------------------|
| Aria | 0,028 | 0,043 | 0,0347 | 1,54 |
| Ossigeno | 0,025 | 0,0396 | 0,0323 | 1,58 |
| CO ² | 0,023 | 0,026 | 0,0245 | 1,13 |
| Idrogeno | 0,123 | 0,190 | 0,156 | 1,54 |

Tabella II. Coefficienti di diffusione nei gas umidi

| Gas | D ioni | D ioni | Valore medio di | D/D ₊ |
|-----------------|--------|--------|-----------------|------------------|
| Aria | 0,032 | 0,035 | 0,0335 | 1,09 |
| Ossigeno | 0,0288 | 0,0358 | 0,0323 | 1,24 |
| CO ² | 0,0245 | 0,0255 | 0,025 | 1,04 |
| Idrogeno | 0,128 | 0,142 | 0,135 | 1,11 |

Queste tabelle ci mostrano che il coefficiente di diffusione è maggiore per gli ioni negativi che per quelli positivi, essendo la differenza molto più marcata nei gas secchi che in quelli umidi. La mobilità maggiore degli ioni negativi fu osservata per la prima volta da Zeleny¹. Egli misurò, con un metodo che descriveremo rapidamente, la velocità degli ioni in un campo elettrico e trovò che gli ioni negativi erano più mobili dei positivi. La diffusione più rapida degli ioni negativi spiega perché in certi casi un gas ionizzato elettricamente neutro inizialmente acquista una carica positiva. Così, per esempio, se si fa passare un gas attraverso tubi metallici, sarà all'uscita elettrizzato positivamente, poiché nel suo passaggio attraverso i tubi avrà perso più ioni negativi che positivi. Zeleny ha mostrato che questo effetto non si osserva con l'acido carbonico, dove le mobilità degli ioni sono sensibilmente uguali.

Alcune esperienze di Rutherford² sembrano mostrare che oltre alla diffusione vi è un effetto specifico dovuto al metallo; trovò infatti che l'eccesso di ioni positivi su quelli negativi era più grande dopo il passaggio nei tubi di zinco che in quelli di rame. La differenza nelle velocità di diffusione degli ioni produce fino a un certo punto una separazione dei due elettrodi quando un gas è ionizzato. Gli ioni negativi diffondono più rapidamente dei positivi, vi sarà nella regione dove avviene la ionizzazione, un eccesso di ioni positivi e di conseguenza una elettrizzazione positiva, allorché, a causa della diffusione degli ioni negativi, si avrà nelle regioni limitrofe un eccesso di questi ultimi e una elettrizzazione negativa.

I risultati dati nelle tabelle I e II mostrano che la differenza delle velocità di diffusione degli ioni positivi e negativi è molto maggiore quando il gas è secco che quando è umido. Questo effetto dell'umidità sulla velocità di diffusione è notevole. I risultati inseriti nelle tabelle mostrano che ad eccezione degli ioni di CO² (per i quali si constata solo una piccola differenza tra le velocità di diffusione con gas sia secco che umido), l'umidità produce una diminuzione molto considerevole della velocità di diffusione degli ioni negativi, mentre aumenta quella degli ioni positivi; essendo tuttavia la modifica prodotta su questi ultimi più piccola di quella prodotta sui negativi. Vedremo in seguito che il vapore acqueo si condensa più facilmente sugli ioni negativi che sui positivi; è quindi probabile che i primi in un'atmosfera umida si carichino di umidità e siano così ritardati nei loro moti attraverso il gas.

Le esperienze precedenti sono relative a ioni prodotti dai raggi di Röntgen. Townsend³ applicò successivamente lo stesso metodo alla determinazione dei coefficienti di diffusione degli ioni prodotti dalle sostanze radioattive, dalla luce ultravioletta e dalle scariche da punte. I risultati delle esperienze sono indicati nella tabella seguente:

Coefficienti di diffusione degli ioni prodotti nell'aria con diversi metodi

| Metodo | Aria secca | | Aria umida | |
|----------------------|------------|--------|------------|--------|
| | Ioni + | Ioni - | Ioni + | Ioni - |
| Raggi di Röntgen. | 0,028 | 0,043 | 0,032 | 0,035 |
| Sostanze radioattive | 0,032 | 0,043 | 0,036 | 0,041 |
| Luce ultravioletta | 0,032 | 0,043 | 0,036 | 0,037 |
| Scarica da una punta | 0,0247 | 0,037 | 0,028 | 0,039 |
| | 0,0216 | 0,032 | 0,027 | 0,037 |

Dall'esame di questi valori concludiamo che gli ioni prodotti dai raggi di Röntgen, dalla luce

1 Zeleny, *Phil. Mag.*, quinta serie, t. XLVI, 1898, p. 120.

2 Rutherford, *Phil. Mag.*, quinta serie, t. XLIII, 1897, p. 241.

3 Townsend, *Phil. Trans.*, A., t. CLXLV, 1900, p. 259.

ultravioletta, dalle sostanze radioattive sono identici, conclusione che vedremo verificata in numerosi altri modi.

Townsend¹ ricercò pure i coefficienti di diffusione degli ioni prodotti dalle sostanze radioattive per una serie di pressioni che andavano da 772 mm a 200 mmHg e trovò che in questo intervallo il coefficiente di diffusione era inversamente proporzionale alla pressione. La teoria cinetica dei gas mostra che tale deve essere il caso in un sistema in cui gli elementi che diffondono non cambiano proprietà con la pressione. Verificando questa conclusione per gli ioni, possiamo dedurre che fino a una pressione di 200 mm almeno essi non subiscono modifiche. Vedremo che a pressioni molto basse gli ioni negativi sono molto più piccoli che alle alte pressioni.

25. È interessante confrontare la velocità di diffusione degli ioni in un gas con quella di un gas in un altro gas. Nella tabella seguente estratta da *Handbuch der Physik de Winkelmann*, Vol. I, p. 645-647, si danno i coefficienti di diffusione l'uno nell'altro di idrogeno, aria, acido carbonico, ossido di carbonio e di qualche vapore. Risulta da questa tabella che i gas diffondono molto più rapidamente degli ioni, ma che esistono vapori per i quali i coefficienti di diffusione sono dello stesso ordine di grandezza.

| Gas | D cm ² | Gas | D cm ² | Gas | D cm ² |
|----------------------------------|-------------------|----------------------------------|-------------------|-------------------------------------|-------------------|
| CO - CO ² | 0,13142 | CO ² - O ² | 0,18717 | Etere - CO ² | 0,0552 |
| Aria - CO ² | 0,13433 | H ² - O ² | 0,66550 | Amido isobutilico - H ² | 0,1724 |
| O ² - CO ² | 0,13569 | H ² - aria | 0,63405 | Amido isobutilico - aria | 0,0426 |
| H ² - CO ² | 0,53409 | Etere - H ² | 0,296 | Amido isobutilico - CO ² | 0,0305 |
| Aria - O ² | 0,17778 | Etere - aria | 0,0775 | | |

Se lo ione è costituito da una semplice molecola portante una carica elettrica, possiamo determinare, in base alla teoria cinetica, la velocità con la quale diffonderà in un gas. Il coefficiente di diffusione di un gas A in un gas B è dato dall'equazione²

$$D_{1,2} = \frac{\pi}{8N} (N_1 L_2 \Omega_2 + N_2 L_1 \Omega_1)$$

dove N_1 , N_2 rappresentano i numeri di molecole dei gas A e B per unità di volume, $N = N_1 + N_2$, Ω_1 e Ω_2 le velocità medie delle rispettive molecole di A e di B, L_1 e L_2 i liberi cammini medi di queste molecole attraverso la miscela dei gas. Nel caso in cui uno dei gas, per esempio A, è costituito da ioni, N_1 , è infinitamente piccolo rispetto a N_2 . Se si suppone $N_1=0$

$$D_{1,2} = \frac{\pi}{8N} L_1 \Omega_1$$

Ma se lo ione è costituito da una molecola semplice, Ω_1 è uguale alla velocità media di una molecola del gas e, se la carica con dipende dal libero cammino medio, L_1 è il libero cammino medio di una molecola.

Nell'idrogeno a 0° e sotto la pressione atmosferica

$$L = 1,08 \cdot 10^{-5} \Omega = 1,7 \cdot 10^5$$

di conseguenza $D_{1,2}$ è uguale a 1,2; il valore ammesso attualmente per lo ione positivo è, come abbiamo visto, 0,123.

Per l'ossigeno

$$L = 1,02 \cdot 10^{-5} \Omega = 0,425 \cdot 10^5$$

di conseguenza

1 Townsend, *Phil. Trans.*, A., t. CLXLV, 1900, p. 259

2 Si veda O. E. Meyer, *Kinetische Theorie der Gas*, seconda edizione, p. 261.

$$D_{1,2} = 0,17$$

il numero corrispondente per lo ione positivo è 0,025.
Per CO^2

$$L = 0,65 \cdot 10^{-5} \Omega = 0,361 \cdot 10^5$$

di conseguenza

$$D_{1,2} = 0,092$$

il numero corrispondente per lo ione positivo è 0,023.

Così, in tutti i casi, il valore trovato per $D_{1,2}$ è considerevolmente maggiore del coefficiente di diffusione degli ioni; possiamo quindi concludere che delle due ipotesi, che la massa dello ione è la stessa della massa di una molecola o che la carica non ha effetto sul libero cammino, l'una o l'altra o entrambe sono erronee.

Ritourneremo su questo punto quando considereremo la velocità con la quale uno ione si muove in un campo elettrico.

La spiegazione più probabile della lenta diffusione degli ioni sembra essere la seguente: lo ione carico forma un nucleo attorno al quale le molecole di gas si condensano, così come la polvere si riunisce attorno a un corpo carico; si forma così un sistema complesso che diffonde meno rapidamente. Questa spiegazione è confermata dal fatto seguente scoperto da Mac Clelland¹. I coefficienti di diffusione degli ioni nelle fiamme gassose dipendono molto dalla temperatura della fiamma e dalla distanza alla quale gli ioni si trovano; una diminuzione relativamente piccola della temperatura produce una grande diminuzione della velocità di diffusione degli ioni, come se si fosse prodotta una precipitazione su di essi.

Questo modo di vedere è pure confermato dalla possibilità per gli ioni di agire come nucleo di condensazione nei confronti del vapore acqueo. Si può ricordare che uno ione differisce da una molecola solo perché è carico ed è circondato da un campo elettrico intenso.

Rutherford² ha mostrato recentemente che i vapori di alcool o di etere producono come quello dell'acqua una grande diminuzione della mobilità dello ione negativo.

Velocità degli ioni in un campo elettrico

26. Il coefficiente di diffusione degli ioni attraverso un gas è direttamente proporzionale alla velocità con la quale essi lo attraversano sotto l'azione di un campo elettrico di intensità data.

Si può stabilire come segue la relazione che lega questa velocità al coefficiente di diffusione D . Dalla definizione del coefficiente di diffusione D risulta che, se n è il numero di ioni per centimetro cubo, il numero tra essi che nell'unità di tempo attraversa l'unità di area di un piano ad angolo retto sull'asse delle x è uguale a dn/dx . Possiamo così considerare gli ioni come muoventesi parallelamente all'asse delle x con una velocità media uguale a $\frac{1}{n} D \frac{dn}{dx}$. Gli ioni, essendo allo stato gassoso, producono una pressione parziale che, a temperatura costante, sarà proporzionale al loro numero. La velocità media degli ioni parallelamente all'asse x sarà di conseguenza uguale a

$$\frac{1}{p} D \frac{dp}{dx}$$

Ora dp/dx è la forza che agisce parallelamente all'asse delle x sull'unità di volume del gas; possiamo quindi interpretare l'espressione precedente come significante che, quando la forza agente parallelamente all'asse x sugli ioni compresi nell'unità di volume è uguale a 1, gli ioni si muovono parallelamente all'asse x con una velocità media di traslazione uguale a D/p . Supponiamo ora gli

¹ Mac Clelland, *Camb. Phil. Soc. Proc.*, t. X, p. 241.

² Rutherford, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. II, 1901, p. 210.

ioni posti in un campo elettrico tale che la sua intensità parallelamente all'asse x sia X ; la forza agente su quelli che sono compresi nell'unità di volume è Xen . Di conseguenza, se u è la velocità media di traslazione degli ioni parallelamente all'asse x ,

$$u = Xen \frac{D}{p}$$

Ora n/p è lo stesso per tutti i gas alla stessa temperatura; se quindi N è il numero di molecole d'aria per cm^3 a questa temperatura e sotto la pressione atmosferica Π , poiché $\frac{n}{p} = \frac{N}{\Pi}$ abbiamo

$$u = XeD \frac{N}{\Pi}$$

Ora u_0 , velocità degli ioni in un campo di intensità uguale a 1, è data da

$$u_0 = \frac{DNe}{\Pi}$$

Così u_0 è direttamente proporzionale a D . La conoscenza di una di queste quantità ci permette quindi di calcolare l'altra.

27. Misure della velocità degli ioni in un campo elettrico furono fatte qualche tempo prima di quelle dei coefficienti di diffusione. Le più antiche misure sistematiche della velocità degli ioni in un campo elettrico furono fatte nel 1897 al Cavendish Laboratory da Rutherford¹. Egli impiegò due diversi metodi. Il primo era il seguente. Supponiamo che la corrente passi attraverso il gas ionizzato tra due piastre parallele A e B. Se vi sono n ioni positivi e n ioni negativi in ogni cm^3 del gas e se e e u^1 e u^2 sono le rispettive mobilità degli ioni positivi e negativi, la corrente i attraversante ogni unità di area parallela alle piastre è data dall'equazione

$$i = n(u_1 + u_2)e$$

essendo e la carica di uno ione. Si può facilmente determinare i se una delle piastre A è collegata a una coppia di quadranti di un elettrometro, con l'altra a terra, essendo B collegata ad uno dei poli di una batteria di forza elettromotrice nota mentre l'altro polo è pure a terra. Se, infatti, i quadranti sono dapprima inizialmente collegati tra loro e poi separati, i sarà la carica comunicata per secondo alla piastra collegata all'elettrometro.

Si può determinare così il valore di ne . Essendo stato esposto il gas all'agente ionizzante, per esempio raggi di Röntgen, per un tempo sufficiente a raggiungere lo stato stazionario, si ferma bruscamente l'irraggiamento e si stabilisce simultaneamente una grande differenza di potenziale tra le piastre. Se B è la piastra positiva, tutti gli ioni positivi che si trovano tra esse saranno attratti dalla piastra A prima di aver avuto il tempo di ricombinarsi con gli ioni negativi. A riceverà così una carica positiva uguale alla somma di quella degli ioni positivi compresi tra le piastre; ogni unità d'area di riceverà quindi una carica positiva uguale a nle , dove l è la distanza tra le piastre.

Si può misurare questa carica con l'elettrometro; supponiamola uguale a q . Poiché $i = n(u_1 + u_2)$, abbiamo

$$\frac{i}{q} = \frac{u_1 + u_2}{l} \quad (1)$$

relazione che permette di determinare $u_1 + u_2$. Sia E la differenza di potenziale tra le piastre quando la corrente è i ; $u_1 + u_2$ è allora la somma delle mobilità degli ioni quando l'intensità del campo è E/l . Essendo la mobilità di uno ione, come abbiamo visto, proporzionale al campo elettrico, la somma delle mobilità degli ioni positivi e negativi, quando il campo elettrico è uguale a 1, è $(u_1 + u_2)l/E$, o $\frac{l_2 i}{Eq}$. Per ottenere con questo metodo dei risultati esatti, la ionizzazione e il campo elettrico devono

¹ Rutherford, *Phil. Mag.* quinta serie, t. XLIV, 1897, p. 422.

essere uniformi tra le piastre. Questa condizione esige, come vedremo nel cap. III, che la corrente sia molto piccola affinché la conducibilità si trovi nel periodo corrispondente alla prima parte della curva (fig. 4) dove essa è rettilinea e dove la corrente è proporzionale al campo. Inoltre, se la ionizzazione è prodotta da dei raggi di Röntgen o da sostanze radioattive si devono disporre i raggi in modo tale che essi passino tra le piastre e non urtino contro di esse. Questa precauzione è giustificata per il fatto che quando i raggi urtano una superficie metallica, si produce nel gas, nelle vicinanze della superficie, una forte ionizzazione anomala e la ionizzazione tra le piastre non è uniforme. Diamo nella tabella seguente i valori ottenuti da Rutherford per la somma delle velocità degli ioni positivi e negativi sotto un campo di $.1 V/cm$

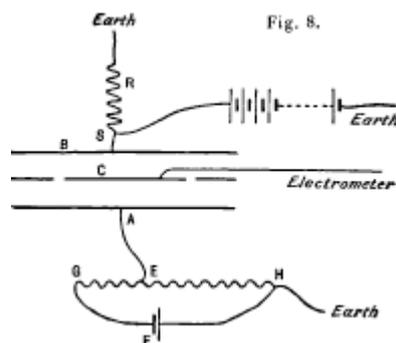
| Gas | Somma mobilità ioni + e - (cm/s) | Gas | Somma mobilità ioni + e - (cm/s) |
|----------|-------------------------------------|------------------|-------------------------------------|
| Idrogeno | 10 | Acido carbonico | 2,15 |
| Ossigeno | 2,8 | Acido solforoso | 0,99 |
| Azoto | 3,2 | Cloro | 2 |
| Aria | 3,2 | Acido cloridrico | 2,55 |

In queste esperienze non si erano prese precauzioni speciali per disseccare i gas.

28. Il metodo, sotto questa forma, può essere solamente impiegato se si ha un volume considerevole di gas tra le piastre e se la ionizzazione è grande. Negli altri casi, la deviazione ottenuta all'elettrometro, quando si stabilisce una grande differenza di potenziale tra le piastre, è così piccola che le determinazioni di q non sono possibili. Così, se la distanza tra le piastre è $3,2 cm$, vediamo, dall'equazione (2-18) che la deviazione dell'elettrometro, quando si stabilisce una grande differenza di potenziale, ha lo stesso valore di quella corrispondente alla dispersione regolare provocata da una differenza di potenziale di $3,2 volt$ tra le piastre.

Questa, con un elettrometro assai sensibile e una ionizzazione non troppo piccola, non corrisponderà spesso a una deviazione di più di 2 o 3 divisioni e l'errore relativo con anche una piccola deviazione sarà considerevole. Ho impiegato una modifica di questo metodo, che non presenta questi inconvenienti. La figura 8 ne dà la rappresentazione schematica.

C è la piastra collegata all'elettrometro, essa è munita di un anello di guardia per evitare le irregolarità del campo elettrico. Essa è disposta tra due piastre parallele A e B e l'intera regione tra A e B è esposta all'agente ionizzante. Le piastre sono disposte in modo tale che la velocità di dispersione di C sia la stessa quando A è portato al potenziale V e B a terra o B al potenziale V e A a terra.



A è collegata a un punto E di una resistenza elevata GH attraversata dalla corrente di una pila F, H è messo a terra e spostando il punto E si può innalzare a un potenziale qualunque, variante da fino alla forza elettromotrice della pila. Se G è il polo positivo della batteria, farà fluire dell'elettricità positiva verso la placca C (questa placca è all'inizio posta a terra). B è messo a terra tramite una forte resistenza R; il punto S è toccato ad intervalli regolari da una spazzola ruotante che lo collega per un istante molto breve con il polo negativo di una forte batteria di piccoli

accumulatori con l'altro polo a terra. Il contatto dura assai a lungo perché il campo elettrico trasporti sulla piastra C tutti gli ioni negativi compresi tra B e C, ma non troppo perché si abbia la produzione di ioni mentre il campo elettrico agisce. La piastra C riceve così ioni positivi da una parte e ioni negativi dall'altra, e spostando il punto E possiamo fare in modo che la carica positiva controbilanci la carica negativa e che l'elettrometro non devii. Quando ciò è ottenuto, possiamo facilmente, con lo stesso ragionamento di prima, dimostrare che $u_1 + v_1$, somma delle mobilità degli ioni positivi e negativi, è uguale a ml , quando la differenza di potenziale tra le piastre A e C è uguale a quella tra E e H, essendo la distanza tra B e C e m il numero dei contatti per secondo della spazzola ruotante con S. Siccome in questo caso si può prolungare l'esperienza assai a lungo affinché un gran numero di contatti abbia luogo, il metodo è molto più sensibile di quando si ha un solo contatto.

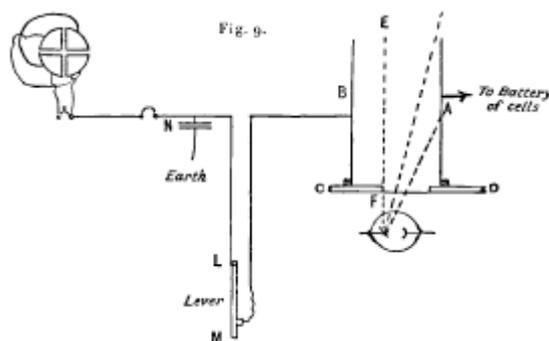
Per evitare variazioni apprezzabili del suo potenziale nell'intervallo di due contatti, C è collegato a una delle armature di un condensatore di grande capacità. Al termine della prova, per sapere se la piastra C ha ricevuto carica, la si separa dal condensatore per diminuire la sua capacità e aumentare la deviazione dell'elettrometro dovuta alle cariche che possono esistere su di essa. Bisogna avere cura di lasciar scorrere tra due contatti successivi con S un tempo sufficiente per permettere al gas di raggiungere uno stato stazionario prima del contatto seguente.

Se la ionizzazione è piccola, possono essere necessari numerosi secondi prima che questa condizione di realizzi.

29. Un altro dispositivo impiegato da Rutherford¹ è rappresentato in figura 9.

Due grandi piastre metalliche A e B sono disposte parallelamente a 16 cm di distanza su blocchi isolanti C e D. Si dispongono i raggi di Röntgen in modo da farli passare solo in una metà del gas compresa tra le piastre. Così, nessuna radiazione raggiunge l'aria a sinistra della linea EF che divide in due l'intervallo compreso tra le piastre.

La piastra A è collegata a uno dei poli di una batteria di un gran numero di piccoli accumulatori che danno una differenza di potenziale di 220 V, con l'altro polo a terra. La piastra B è collegata tramite un contatto a leva MN montato su un blocco isolante a una delle coppie dei quadranti di un elettrometro mentre l'altra coppia è a terra. Un pendolo interruttore è disposto in modo da far passare tutto di colpo la corrente nel primario della bobina di induzione che serve ad eccitare i raggi, poi, dopo un intervallo di tempo noto, a interrompere il circuito dell'elettrometro agendo sulla leva LM e quello della batteria poco tempo dopo. N è un condensatore collegato all'elettrometro per aumentare la sua capacità.

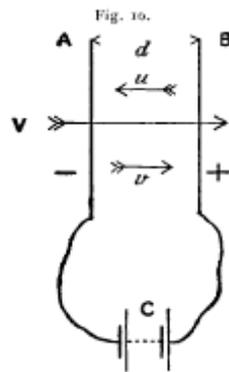


Con questo dispositivo, gli ioni devono attraversare una distanza di circa 8 cm prima di raggiungere la piastra B e lo scopo dell'esperienza è determinare il tempo che impiegano a superare questa distanza. Si trovò che vi era solo una deviazione molto piccola dell'elettrometro quando l'intervallo di tempo trascorso tra l'irraggiamento e l'interruzione del circuito dell'elettrometro era inferiore a 0,36 s. Ma quando si superava questo valore la deviazione cresceva rapidamente. Si prese così 0,36 s come tempo necessario agli ioni per percorrere 8 cm sotto un gradiente di potenziale di 220/16 V/cm. Questo numero corrisponde a una velocità di 1,6 cm/s sotto 1 V/cm.

¹ Rutherford, *Phil. Mag.*, quinta serie, t. XLIV, 1897, p. 422.

Non si trovarono differenze tra le mobilità degli ioni positivi e negativi. Questo dà per la somma delle mobilità degli ioni positivi e negativi nell'aria un valore di $3,2 \text{ cm}$, che è esattamente il valore trovato da Rutherford impiegando il primo metodo.

30. La differenza tra le mobilità degli ioni positivi e negativi fu scoperta da Zeleny¹, che fece importanti misure della mobilità degli ioni in un campo elettrico. Il metodo grazie al quale scoprì questa differenza consisteva nel determinare la forza elettrica necessaria per permettere a uno ione di attraversare una corrente di gas di velocità nota parallela alle linee di forza del campo.



Supponiamo che A e B (fig. 10) rappresentino due piastre parallele costituite da reti metalliche e che, tra di esse, vi sia uno strato di gas ionizzato. Facciamo circolare il gas da A verso B con la velocità V e supponiamo che la differenza di potenziale tra le piastre sia $n \text{ V/cm}$, essendo la piastra positiva. Se la mobilità dello ione positivo è u , la sua velocità nella direzione BA è $nu - V$ ed essa è proporzionale al numero di ioni che abbandonano la loro carica su A durante l'unità di tempo. Supponiamo ora di rendere B negativo; se la differenza di potenziale tra le piastre è $n' \text{ V/cm}$ e se la mobilità dello ione negativo è v , la sua velocità da B verso A sarà

$$n'v - V$$

e questa espressione è proporzionale al numero di ioni negativi che abbandonano la loro carica su A nell'unità di tempo. Se disponiamo i gradienti di potenziale in modo che la velocità con la quale A riceve una carica positiva quando B è carico positivamente sia uguale a quella con la quale essa si carica negativamente quando B è negativa. Abbiamo

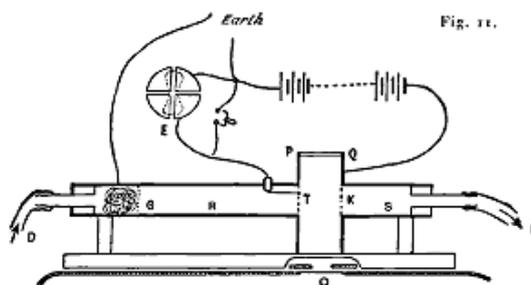
$$nu - V = n'v - V$$

Ora

$$\frac{u}{v} = \frac{n'}{n}$$

Così, con una misura di differenze di potenziale, potremo determinare il rapporto u/v .

La figura 11 rappresenta lo strumento usato da Zeleny per applicare questo metodo.



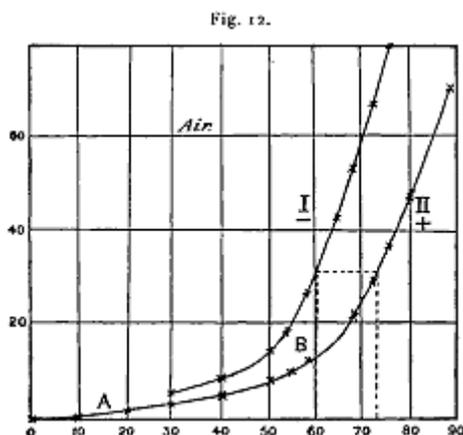
P e Q sono piastre di ottone di 9 cm^2 . Esse sono forate nei loro centri e i tubi R e S vi sono inseriti; lo spazio che essi lasciano tra loro è chiuso in modo da formare un box sigillato; K è una

1 Zeleny, *Phil. Mag.*, quinta serie, t. XLVI, 1898, p. 120.

rete metallica che guarnisce interamente l'apertura della piastra Q; T è un pezzo isolato di rete metallica che riempie quasi interamente l'apertura inserita nella piastra P. Essa è collegata a una delle coppie dei quadranti di un elettrometro E. Un tampone di lana di vetro G filtra la polvere di una corrente di gas che penetra nello strumento dal tubo D e ne esce da F. Questo tampone ha pure per scopo quello di rendere la velocità del gas uniforme in tutta la sezione del tubo. I raggi di Röntgen che servono a ionizzare sono prodotti da un'ampolla situata verso ; l'ampolla e la bobina sono racchiusi in una cassa circondata di piombo, munita di un foglio di alluminio attraverso il quale passano i raggi.

Q è collegato a un polo di una batteria di accumulatori, P e l'altro polo sono a terra. Quando i raggi passano tra P e Q e quando gli ioni si muovono all'interno della cassa in direzioni opposte, le cariche che essi abbandonano su P, Q e K vanno a terra, mentre quelle che essi forniscono a T modificano gradualmente il suo potenziale con una velocità uniforme fintanto che questo potenziale è piccolo rispetto a quello di Q. Quando la distribuzione delle cariche libere nel gas raggiunge uno stato stazionario, tutte le variazioni di potenziale di T sono dovute alle cariche lasciate dagli ioni che lo urtano.

Le curve rappresentate in figura 12 danno un esempio dei risultati ottenuti con questo dispositivo.



Le ordinate rappresentano la deviazione dell'elettrometro durante un tempo assegnato e le ascisse la differenza di potenziale in volt tra le piastre P e Q. La curva I corrisponde al caso in cui gli ioni negativi sono trasportati verso la piastra, la curva II al caso in cui questi sono gli ioni positivi. Si vede che a partire da B le curve sono per qualche tempo rettilinee; ma vi è una parte incurvata a sinistra di B che mostra qualche ione che ha lasciato le sue cariche sulla rete metallica per tensioni più piccole di quanto di sarebbe pensato. Ciò si può spiegare con ineguaglianze nella corrente d'aria, le deviazioni corrispondenti alle parti delle curva vicine ad A si producono durante rallentamenti della corrente gassosa.

Si possono interpretare le osservazioni prolungando la parte rettilinea della curva fino ad incontrarsi con l'asse orizzontale. Ciò corrisponde per la curva I a 50 V e per la curva II a 60 V.

Possiamo considerare allora 50 V come la differenza di potenziale che dà agli ioni negativi una velocità uguale a quella della corrente d'aria, mentre servono 60 V per dare la stessa velocità agli ioni positivi.

In campi di uguale intensità, la mobilità dello ione negativo starà quindi a quella dello ione positivo nel rapporto 6 a 5. Si adotta attualmente il seguente metodo di interpretazione. Si considerano semplicemente le curve precedenti come preliminari dell'esperienza indicante le differenze di potenziale da impiegare nelle osservazioni finali. Così, le curve della figura 12 mostrano chiaramente che, per ottenere con i due tipi di ioni una deviazione uguale a quella che corrisponde a 60 V per gli ioni negativi, serviranno da 72 a 74 V per i positivi. Si compie una serie di misure accurate con diversi potenziali compresi tra questi valori e si determina per interpolazione il reale valore della differenza di potenziale.

Se si trova per esempio 73,2 V , si prende, come rapporto delle mobilità degli ioni negativi e positivi.

Si trovò che il gradiente di potenziale tra le piastre non era del tutto uniforme a causa dell'accumulazione degli ioni tra esse. Si misurò il gradiente effettivo del potenziale e si applicò una correzione corrispondente a questo difetto di uniformità. Questa correzione raggiunge il 2%. I risultati di Zeleny sono forniti nella tabella seguente.

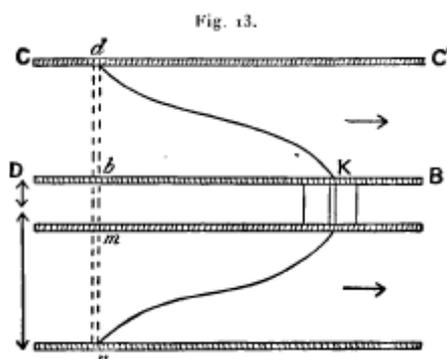
| Gas | Mobilità ioni - / Mobilità ioni + |
|----------------------|-----------------------------------|
| Aria | 1,24 |
| Ossigeno | 1,24 |
| Azoto | 1,23 |
| Idrogeno | 1,14 |
| Gas di illuminamento | 1,15 |
| Acido carbonico | 1,00 |
| Ammoniaca | 1,045 |
| Acetilene | 0,985 |
| Protossido di azoto | 1,105 |

L'acetilene è così il solo gas per il quale la mobilità dello ione negativo è inferiore a quella dello ione positivo e la differenza è così piccola che rientra nell'ordine degli errori sperimentali. I gas in queste esperienze non erano particolarmente disseccati e abbiamo visto che l'umidità ha una grande influenza sulla mobilità dello ione negativo.

31. In alcune recenti esperienze, Zeleny¹ ha determinato i valori assoluti delle mobilità degli ioni positivi e negativi. Il metodo impiegato era un metodo di corrente gassosa; ma, in queste esperienze, la corrente era ad angolo retto con le linee di forza elettriche invece di essere parallele. Zeleny impiegò a lungo un metodo simile a quello descritto. (È evidente che, se conosciamo la velocità della corrente del gas e i punti in cui le parti rettilinee delle curve I e II incontrano l'asse orizzontale, potremmo dedurre le mobilità dei due ioni). Ma dovette abbandonarlo a causa della perturbazione introdotta nella velocità della corrente d'aria dalle reti metalliche che servivano da elettrodi.

La teoria del metodo impiegato è la seguente. Una corrente di gas circola tra due cilindri metallici concentrici mantenuti a potenziali diversi. In un punto è attraversata da un fascio di raggi Röntgen perpendicolari all'asse dei cilindri. Gli ioni prodotti sono trasportati dalla corrente del gas nello stesso tempo che il campo elettrico comunica loro una velocità perpendicolare a questo stesso asse.

Supponiamo che CC' (fig. 13) rappresenti una sezione del cilindro esterno, DB una sezione del cilindro interno, dbm il fascio di raggi di Röntgen che ionizzano il gas.



Se il potenziale di CC' è maggiore di quello di DB , uno ione positivo partente da D descriverà una traiettoria curva tra i cilindri e raggiungerà alla fine il cilindro centrale in un punto K , la cui distanza orizzontale da d è una delle quantità misurate in queste esperienze.

¹ Zeleny, *Phil. Trans.*, A., t. CLXLV, p. 193.

Si può facilmente esprimere questa distanza in funzione della mobilità dello ione.

Siano b e a i raggi rispettivi dei cilindri interno ed esterno, A la differenza di potenziale tra essi; la forza elettrica radiale R a una distanza r dall'asse comune dei cilindri è data da

$$R = \frac{A}{r \ln\left(\frac{b}{a}\right)}$$

Se pertanto v è la mobilità dello ione, nell'ipotesi in cui la velocità è proporzionale alla forza elettrica, abbiamo, se V è la velocità radiale dello ione a una distanza r dall'asse dei cilindri

$$V = \frac{Av}{r \ln\left(\frac{b}{a}\right)}$$

Se u è la velocità del gas parallelamente all'asse che prendiamo per asse x , l'equazione differenziale della traiettoria è

$$\frac{dxR}{dr} = \frac{u}{V} = \frac{\ln\left(\frac{b}{a}\right)ur}{Av}$$

Di conseguenza X , distanza orizzontale di D dal punto in cui lo ione incontra il cilindro interno, è data dall'equazione

$$X = \frac{u}{V} = \frac{\ln\left(\frac{b}{a}\right)}{Av} \int_a^b ur dr$$

Ora $2\pi \int_a^b ur dr$ è il volume del gas che passa nell'unità di tempo tra i cilindri. Rappresenteremo con Q questa quantità, che è facile da misurare.

Abbiamo allora

$$X = \frac{\ln\left(\frac{b}{a}\right)Q}{2\pi Av}$$

$$v = \frac{\ln\left(\frac{b}{a}\right)Q}{2\pi A\lambda} \quad (1)$$

Se, quindi, conosciamo X , possiamo facilmente determinare v . Il tempo T , impiegato da uno ione per passare da un cilindro all'altro, è dato dall'equazione

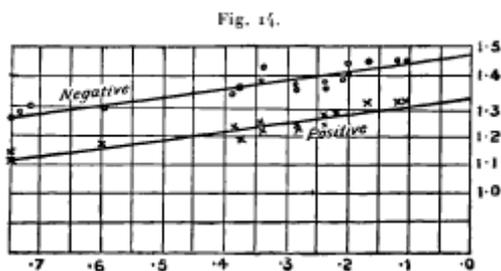
$$T = \int_a^b \frac{dr}{V} = \frac{\ln\left(\frac{b}{a}\right)}{Av} \int_a^b r dr = \frac{\ln\left(\frac{b}{a}\right)}{2Av} (b^2 - a^2) = \pi \frac{(b^2 - a^2)X}{Q} \quad (2)$$

Queste equazioni si applicano agli ioni che partono dalla superficie interna del cilindro esterno. Praticamente, la formazione degli ioni non è localizzata su questa superficie; essi sono compresi in uno strato db che va da un cilindro all'altro. Quelli che partono da un punto di db più vicino alla superficie del cilindro esterno non sono evidentemente trasportati così lontano nel tubo dalla corrente gassosa di uno ione partente da d . Le equazioni precedenti ci danno così la posizione del

punto più lontano del cilindro interno che sia raggiunto dagli ioni. Per determinare questo punto, il cilindro interno è diviso in K in due parti isolate tra loro. La parte D , a sinistra, è collegata a terra, mentre la parte B , a destra, è collegata a una coppia di quadranti di un elettrometro. Facciamo passare tra i cilindri una corrente costante di gas: quando il potenziale di CC' supererà un certo valore, tutti gli ioni compresi nel volume dd e che si dirigono verso il cilindro interno raggiungeranno DB a sinistra di K e non coinvolgeranno l'elettrometro. Facendo diminuire gradualmente il potenziale CC' , raggiungeremo un valore tale che gli ioni che partono dal bordo interno di d raggiungeranno DB proprio a sinistra di K . In questo momento l'elettrometro inizierà a deviare. Se allora nella (17) prendiamo per A il valore della differenza di potenziale corrispondente a questo istante e per X la distanza orizzontale tra K e d , potremo dedurne il valore di v .

Correzioni. Come conseguenza della diffusione, tutti gli ioni che partono da d non seguiranno la linea dk ; se ne troverà qualcuno a destra di questa linea. Di conseguenza, l'elettrometro inizierà a deviare anche quando la differenza di potenziale A sarà teoricamente sufficiente a portare tutti gli ioni a sinistra di K . Così, la differenza di potenziale osservata quando la deviazione inizia è un poco troppo alta, di conseguenza i valori di v determinati dall'equazione (2-20) sono un poco troppo piccoli. Le repulsioni reciproche degli ioni daranno luogo a effetti analoghi. È evidente che la grandezza di questi effetti dipenderà dal tempo impiegato dallo ione ad attraversare lo spazio compreso tra i cilindri. Se questo tempo fosse nullo, né la diffusione né le repulsioni reciproche avrebbero tempo di agire. Così quindi più lungo sarà il tempo impiegato dagli ioni ad attraversare l'intervallo tra i cilindri, più piccolo sarà il valore di v dato da questo metodo. Il tempo T , come mostra l'equazione (2-21), dipende dalla velocità della corrente d'aria e dall'intensità del campo. Modificando queste quantità, è possibile determinare i valori di v per una scala considerevole di valori di T . I valori così trovati decrescono lentamente, come ci si doveva attendere, quando T aumenta. Si trovò che la relazione tra v e T era lineare. Si tracciarono le curve portando in ordinata le velocità degli ioni e in ascisse i tempi T e le si prolungò: erano linee rette fino alla linea $T=0$. Il valore corrispondente di v fu preso come quello della mobilità dello ione. Un esempio di tali curve è dato in figura 14.

I pallini e le crocette sono i punti determinati dalle attuali esperienze. I punti in cui le rette tagliano la linea $t=0$ danno 1,48 cm/s per la mobilità dello ione negativo, 1,34 cm/s per la mobilità dello ione positivo.

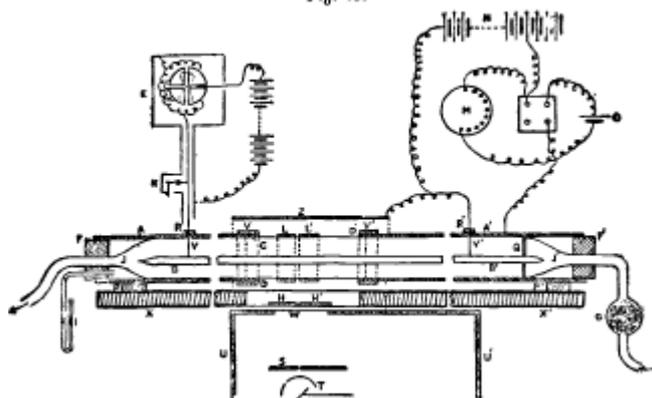


Rimane ancora da applicare qualche piccola correzione relativa alla perturbazione prodotta in certe parti del campo elettrico per l'eccesso di ioni di un segno dato. Esperienze dirette hanno mostrato che gli effetti della ionizzazione superficiale non erano apprezzabili.

La figura 15 riproduce lo strumento impiegato per l'applicazione di questo metodo. rappresenta il cilindro esterno, il suo diametro interno essendo di 5,1 cm e la sua lunghezza totale di 142 cm .

Le parti a destra di V' e a sinistra di V sono costituite da tubi di ottone. La parte compresa tra V e V' è formata da un tubo di alluminio dello stesso diametro; essa è disposta in modo da permettere ai raggi di Röntgen di passare attraverso il tubo. I tubi sono riuniti da guarnizioni stagne e posti su supporti isolanti.

Fig. 15.



Il cilindro interno BD' è costituito da un tubo di alluminio. In una serie di esperienze aveva un diametro di 1 *cm*, in un'altra di 2,8 *cm*. Le estremità sono formate da pezzi conici. Il tubo è interrotto in C e le due parti separate da 0,5 *mm* sono isolate da pezzi di ebanite. È supportato da un tappo di ebanite Q e dalle aste di ottone yy' che attraversano l'altro cilindro nei tappi di ebanite e servono a mettere la parte B' a terra e la parte B in relazione con una delle coppie dei quadranti dell'elettrometro. L'elettrometro, molto sensibile, dà una deviazione di 500 divisioni per 1 *V*. Il fascio verticale stretto di raggi di Röntgen è focalizzato e limitato da fenditure nelle piastre di piombo S, HH' e LL'. Un gasometro invia nel tubo una corrente costante e misurabile di gas. Queste esperienze furono fatte con gas accuratamente disseccato e con gas saturi di vapore acqueo. Si eseguirono due serie di esperienze, una con il tubo interno di 2,8 *cm* di diametro, l'altra con quello di 1 *cm*. I risultati ottenuti nelle due serie concordano.

I valori delle mobilità degli ioni ottenuti con questo metodo sono dati nella tabella seguente.

Essi sono stati riferiti alla pressione uniforme di 760 *mmHg*, ammettendo che sotto una differenza di potenziale data la mobilità degli ioni è inversamente proporzionale alla pressione.

Mobilità degli ioni

| Gas | Velocità degli ioni in <i>cm/s</i> sotto un potenziale di 1 <i>V/cm</i> | Rapporto delle velocità degli ioni negativi e positivi | Temperatura in gradi cent. |
|-----------------------|---|--|----------------------------|
| | Ioni positivi | Ioni negativi | |
| Aria secca | 1,36 | 1,87 | 13,5 |
| Aria umida | 1,37 | 1,51 | 14 |
| Ossigeno secco | 1,36 | 1,80 | 17 |
| Ossigeno umido | 1,29 | 1,52 | 16 |
| Acido carbonico secco | 0,76 | 0,81 | 17,5 |
| Acido carbonico umido | 0,82 | 0,75 | 17 |
| Idrogeno secco | 6,70 | 7,95 | 20 |
| Idrogeno umido | 5,30 | 5,60 | 20 |

Si fece variare l'intensità della ionizzazione facendo attraversare ai raggi di Röntgen fogli di alluminio si spessore differente; le mobilità degli ioni furono trovate indipendenti dall'intensità dei raggi.

I risultati di Zeleny si accordano con quelli ottenuti per l'aria, l'ossigeno e l'idrogeno tenendo conto dell'incertezza che vi è della quantità di umidità esistente nei gas impiegati da Rutherford. Per l'acido carbonico tuttavia, vi è una differenza considerevole, poiché 2,15 *cm/s*, valore ottenuto da Rutherford come somma delle mobilità, è quasi del 40% superiore al valore di 1,57 *cm/s* ottenuto da

Zeleny; quest'ultimo trovò che questa somma era la stessa sia per il gas secco che umido; questa differenza non si può quindi spiegare con la secchezza o l'eccesso di umidità dei gas impiegati da Rutherford.

Metodo di misura delle mobilità per determinazione del numero di ioni trasportati da un campo elettrico radiale sulle pareti di un tubo di lunghezza data attraversato da una corrente di gas.

32. Il principio di questo metodo di cui si è servito Rutherford¹ per misurare le mobilità degli ioni prodotti dai raggi dell'uranio è il seguente. Supponiamo che si faccia circolare l'aria ionizzata attraverso un tubo lungo il cui asse è teso un filo carico positivamente. Il campo elettrico che crea attirerà su di esso gli ioni negativi e ne priverà parzialmente il gas. Il numero di ioni così estratto dipende dalla relazione tra la mobilità degli ioni e la velocità della corrente d'aria. Se la velocità dello ione fosse infinitamente più grande di quella della corrente d'aria, tutti gli ioni sarebbero estratti dal gas; se la velocità della corrente d'aria fosse al contrario infinitamente più grande di quella degli ioni, essi sfuggirebbero tutti.

Vediamo, dall'equazione (18) che t , tempo impiegato dallo ione a raggiungere il filo è dato dall'espressione

$$t = \frac{r^2 - a^2}{2Au_2} \ln \frac{b}{a} \quad (1)$$

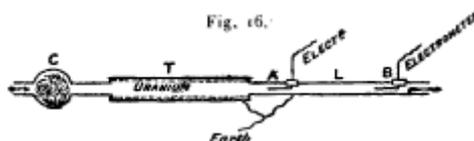
dove r è la distanza dall'asse del tubo al punto di partenza dello ione, b il raggio interno del tubo, a il raggio esterno del filo, A la differenza di potenziale tra il filo e il tubo (essendo il filo al potenziale più elevato) e u_2 la mobilità dello ione. Se nell'equazione (2-22) diamo a t il valore del tempo impiegato dall'aria insufflata per passare da una estremità all'altra del tubo, vediamo che tutti gli ioni la cui distanza dall'asse è inferiore al valore dato dalle equazione (2-22) saranno catturati dal filo; se quindi ρ è il rapporto del numero di ioni sottratti al gas col numero totale, noi abbiamo, supponendo gli ioni uniformemente ripartiti nella sezione trasversale del tubo,

$$\rho = \frac{r^2 - a^2}{b^2 - a^2} = \frac{2Au_2t}{(b^2 - a^2) \ln \frac{b}{a}}$$

o

$$u_2 = \frac{\rho(b^2 - a^2) \ln \frac{b}{a}}{2At} \quad (2)$$

La figura 16 rappresenta il dispositivo impiegato da Rutherford.



Un tubo di carta ricoperto di ossido di uranio era disposto in un tubo metallico T di 4 cm di diametro. Una corrente d'aria proveniente da un gasometro, dopo aver attraversato un tampone di ovatta C destinato a trattenere le polveri, passava attraverso un lungo tubo metallico AB posto a terra. In questo tubo, degli elettrodi a e b erano fissati da supporti isolanti coassialmente ad esso; l'elettrodo A era caricato da una batteria, l'elettrodo B era collegato a una delle coppie di quadranti

¹ Rutherford, Phil. Mag., t. XLVII, 1899, p. 109.

di un elettrometro. Se B era caricato inizialmente a un potenziale dello stesso segno di A (supposto positivo), molto grande per saturare il gas, la velocità di dispersione dell'elettrometro quando la corrente d'aria attraversava il tubo misurava il numero di ioni negativi che erano sfuggiti ad A. Confrontando la velocità di dispersione quando l'elettrodo A non è caricato a questa stessa velocità quando esso è portato ad un potenziale noto, possiamo determinare il valore di ρ nell'equazione (2-23). Rutherford non impiegò questo dispositivo per misurare direttamente la mobilità degli ioni prodotti dai raggi dell'uranio, ma per mostrare che le loro mobilità erano le stesse di quelle degli ioni prodotti dai raggi di Röntgen. A questo scopo, le misure una volta fatte con il cilindro ricoperto di uranio, lo si sostituiva con un cilindro di alluminio che si esponeva ai raggi di Röntgen, essendo l'intensità di questi raggi stata regolata in modo tale che il valore della ionizzazione fosse approssimativamente lo stesso nei due casi. Misure di ρ furono allora eseguite con i raggi di Röntgen e si trovò che i risultati erano identici a quelli ottenuti con l'uranio, ciò che prova che le mobilità degli ioni erano le stesse nei due casi.

33. Un metodo basato sullo stesso principio fu impiegato da Mac Clelland per misurare le mobilità degli ioni prodotti dalle fiamme¹, gli archi e i fili incandescenti². I risultati di questi esperimenti mostrarono che la mobilità degli ioni diminuisce molto rapidamente quando essi raggiungevano le parti più fredde della fiamma, ciò che consente di supporre che qualche prodotto proveniente dalla combustione si condensa rapidamente su di essi. Questa diminuzione della mobilità è nettamente mostrata dalla tabella seguente, dovuta a Mac Clelland.

| Distanza tra la fiamma e il punto dove è misurata la mobilità in <i>cm</i> | Temperatura in questo punto °C | Velocità dello ione sotto una forza di 1 <i>V/cm</i> in <i>cm/s</i> |
|--|--------------------------------|---|
| 5,5 | 230 | 0,23 |
| 10 | 160 | 0,21 |
| 4,5 | 105 | 0,04 |

Queste mobilità sono piccole rispetto a quelle degli ioni prodotti dai raggi di Röntgen o dalle sostanze radioattive. Nel caso degli ioni delle fiamme, come negli altri casi, gli ioni negativi si muovono più velocemente di quelli positivi. Mac Clelland applicò lo stesso metodo alla determinazione delle mobilità degli ioni prodotti dagli archi e dai fili incandescenti. Trovò in questi casi la stessa variazione di mobilità che aveva osservato in precedenza nel caso degli ioni delle fiamme. Nel caso degli archi e dei fili, tuttavia, trovò che più calda era la fiamma o il filo, più piccola era la mobilità dello ione.

Esamineremo di nuovo questi fenomeni quando studieremo le proprietà degli archi e delle fiamme.

Determinazione delle mobilità degli ioni per mezzo di un campo alternato

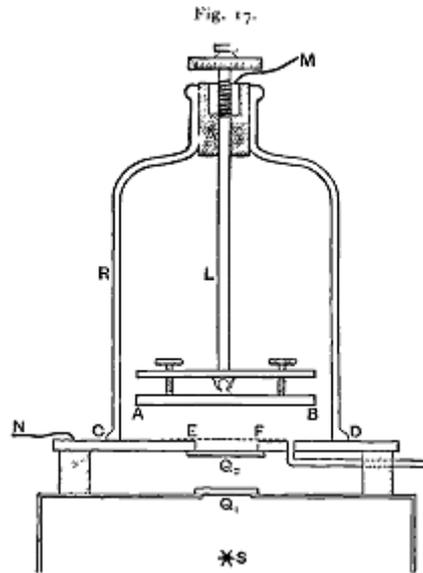
34. Questo metodo, che può, è vero, essere applicato soltanto quando la ionizzazione è confinata in uno strato sottile di gas e inoltre quando gli ioni sono tutti di un solo segno, è molto sicuro e comodo.

Rutherford³ lo impiegò per determinare la mobilità degli ioni negativi prodotti nelle vicinanze di una piastra metallica illuminata dalla luce ultravioletta. Il principio è il seguente.

1 Mac Clelland, *Phil. Mag.*, t. XLVI, 1898, p. 29.

2 Mac Clelland, *Proc. Camb., Phil. Soc.*, t. X, 1899, p. 241.

3 Rutherford, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. IX, 1898, p. 401.



AB (fig. 17) è una piastra orizzontale di zinco ben lucidata; essa è accuratamente isolata e può essere mossa verticalmente per mezzo di una vite. Essa è collegata a una coppia di quadranti di un elettrometro con l'altra coppia a terra. CD è una piastra di base munita di una apertura EF. Questa apertura è ricoperta da una sottile rete metallica. La luce ultravioletta emessa da una sorgente S attraversa le piastre di quarzo Q_1Q_2 e questa rete metallica, poi cade sulla piastra AB. CD è collegata a un alternatore o a un'altra sorgente di potenziale alternato proporzionale a una funzione semplicemente armonica del tempo. L'altro polo della sorgente è a terra. Supponiamo ora che a un istante dato il potenziale di CD sia maggiore di quello di AB; gli ioni negativi che si trovano nelle vicinanze di AB saranno attratti verso CD e continueranno a muoversi verso di essa finché il potenziale sarà superiore a quello di AB. Se la differenza di potenziale tra e cambia di segno prima che gli ioni negativi abbiano raggiunto , essi saranno riportati verso CD e AB non perderà elettricità negativa. Sarà così fintanto che la distanza tra AB e CD rimarrà inferiore a quella che possono superare gli ioni negativi nel tempo durante il quale il potenziale CD è maggiore di quello di AB. Si modifica allora la distanza tra le piastre fino al momento in cui AB inizia a perdere una carica negativa; se conosciamo questa distanza, la frequenza e il valore massimo della differenza di potenziale, possiamo dedurre la mobilità dello ione negativo. Supponiamo che la differenza di potenziale tra CD e AB al tempo t sia uguale a $a \sin(pt)$; se d è la distanza tra le piastre, la forza elettrica è uguale a

$$\frac{a}{d} \sin(pt)$$

e, se u è la mobilità dello ione negativo, la sua velocità in questo campo sarà

$$u\left(\frac{a}{d}\right) \sin(pt)$$

Da cui, se x è la distanza dello ione dalla piastra AB al tempo t

$$\frac{dx}{dt} = \frac{ua}{d} \sin(pt)$$

o

$$x = \frac{ua}{dp} (1 - \cos pt)$$

se $x=0$ quando $t=0$.

Così, la massima distanza che lo ione può percorrere a partire dalla piastra AB è uguale

$$\frac{2ua}{pd}$$

Se si riduce gradualmente la distanza tra le piastre, AB comincerà a perdere la sua carica negativa quando

$$d = \frac{2ua}{pd}$$

da cui

$$u = \frac{pd^2}{2a}$$

per cui, se misuriamo p , a , d possiamo determinare u .

Con questo metodo, Rutherford trovò, per la mobilità dello ione negativo prodotto dall'incidenza della luce ultravioletta su una lastra di zinco, i valori seguenti nei gas secchi alla pressione atmosferica:

| Gas | Mobilità dello ione <i>cm/s</i> |
|-----------------|---------------------------------|
| Aria | 1,4 |
| Idrogeno | 3,9 |
| Acido carbonico | 0,78 |

Questi valori differiscono poco da quelli ottenuti quando la ionizzazione è prodotta dai raggi di Röntgen.

Rutherford trovò che la mobilità dello ione era indipendente dal metallo di cui era fatta la piastra. Mostrò con questo metodo che le mobilità degli ioni sotto un gradiente di potenziale costante variano in ragione inversa della pressione per una scala di pressioni che va fino a 34 *mmHg*, la più bassa pressione sotto la quale sperimentò.

Metodo di Langevin per la misura delle mobilità degli ioni

35. Langevin¹ ha trovato un metodo di misura della mobilità degli ioni che ha il vantaggio di non aver bisogno di una sorgente costante di raggi di Röntgen. La teoria è la seguente. Supponiamo di ionizzare, con dei raggi di Röntgen, per esempio, il gas compreso tra due piastre parallele A e B. Si bloccano i raggi e si stabilisce un campo elettrico nella regione compresa tra le piastre. Se la forza che agisce sullo ione positivo è diretta da A verso B, la piastra B riceve cariche positive. Essendo il campo elettrico stato applicato in una direzione determinata durante il tempo T , lo si inverte. B comincia allora a ricevere cariche negative e, se la forza elettrica non è invertita ancora una volta, essa continua a riceverne finché tutti gli ioni sono stati estratti. Se n è il numero di ioni di un certo segno per unità di volume tra le piastre al momento del blocco dei raggi, X la forza elettrica, k_1 e k_2 le mobilità rispettive degli ioni positivi e negativi, la piastra B riceve per unità di area e durante il tempo T , nk_1XT ioni positivi, se si suppone il campo elettrico assai intenso da poter trascurare le perdite per ricombinazione e k_1XT minore di l , distanza tra le piastre. Il numero di ioni negativi che durante questo tempo sono andati verso A è nk_2XT , se tuttavia k_2XT è inferiore a l ; il numero di ioni negativi che restano tra le piastre è $n(l - k_2XT)$ e questi ultimi, se il campo è invertito, vanno verso B. Se quindi Q è la carica positiva ricevuta da per unità di area

$$Q = nk_1XT - n(l - k_2XT) = n(k_1 + k_2)XT - nl$$

essendo k_1XT e k_2XT supposti inferiori a l . Ciò si produce finché T è uguale alla più piccola delle

¹ Langevin, *Ann. de Chimie et de Physique*, t. XXVIII, 1903, p. 289.

quantità l/k_1X , l/k_2X ; se k_2 è maggiore di k_1 , il secondo limite è raggiunto per primo; rimane allora solo uno ione negativo che può essere trasportato verso B quando si inverte il campo. Così

$$Q = nk_1XT$$

ed è verificato finché $T = l/k_1X$, per questo valore e per valori superiori di T

$$Q = nl$$

Così, se $k_2 > k_1$

$$Q = e[n(k_1+k_2)XT-nl] \quad T < \frac{l}{k_2X}$$

$$Q = enk_1XT \quad T > \frac{l}{k_2X} < \frac{l}{k_1X}$$

$$Q = enl \quad T > \frac{l}{k_2X} > \frac{l}{k_1X}$$

ma, se vediamo che

$$Q = e[n(k_1+k_2)XT-nl] \quad T < \frac{l}{k_1X}$$

$$Q = e[nl-n(l-k_2XT) = ek_2XT] \quad T > \frac{l}{k_1X} < \frac{l}{k_2X}$$

$$Q = enl \quad T > \frac{l}{k_2X}$$

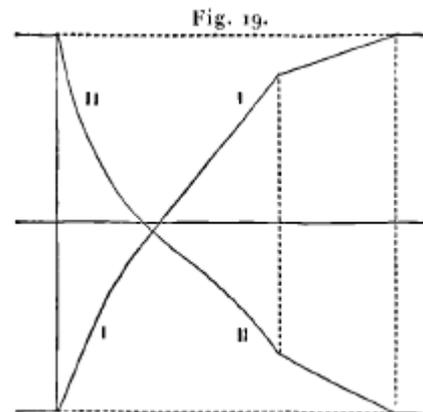
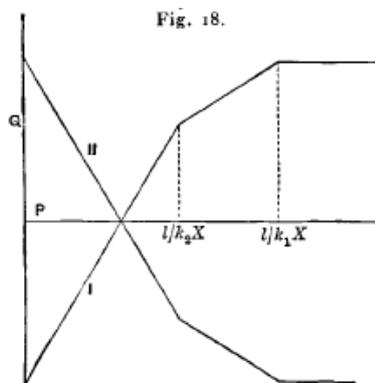
Se, quindi, rappresentiamo la relazione tra Q e T graficamente, le curve rappresentative saranno parti di rette (fig. 18) che si intersecano nei punti corrispondenti a

$$T = \frac{l}{k_1X} \quad T = \frac{l}{k_2X}$$

Se determiniamo questi punti di intersezione, possiamo dedurne i valori di k_1 e k_2 .

A causa delle irregolarità della ionizzazione tra le piastre e delle ricombinazioni, le curve ottenute praticamente non sono formate da linee rette, ma da tre curve che si intersecano in punti ben definiti. La figura 19 dà un esempio di una curva sperimentale estratta dalla Memoria di Langevin.

Se $k_1 = k_2$, due dei punti angolosi coincidono. Se si ha una miscelazione di diversi gas con parecchie specie di ioni, vi è un punto angoloso corrispondente a ogni ione positivo e a ogni ione negativo.



Nella curva I la forza elettrica è diretta inizialmente da A verso B, nella curva II da B verso A.

Con questo metodo Langevin ha studiato la variazione della mobilità degli ioni con la pressione del gas. I risultati delle esperienze sono dati nella tabella seguente: p rappresenta la pressione misurata in cm di mercurio, k_1 e k_2 le mobilità degli ioni positivi e negativi nell'aria sotto l'unità di forza elettrica (C.G.S. elettrostatica, cioè $300 V/cm$).

| Ioni positivi | | | Ioni negativi | | |
|---------------|-------|-----------|---------------|-------|-----------|
| p | k_2 | $pk_2/76$ | p | k_1 | $pk_1/76$ |
| 7,5 | 6560 | 647 | 7,5 | 4430 | 437 |
| 20,0 | 2204 | 580 | 20,0 | 1634 | 430 |
| 41,5 | 994 | 530 | 41,5 | 782 | 427 |
| 76,0 | 510 | 510 | 76,0 | 480 | 420 |
| 142,0 | 270 | 505 | 142,0 | 225 | 425 |

Se la struttura dello ione rimane inalterata, la sua mobilità in un campo elettrico sarà inversamente proporzionale alla pressione, di conseguenza il prodotto pk dovrà esserne indipendente. I valori dati nella tabella mostrano che ciò vale approssimativamente per gli ioni positivi fino al di sotto di $7,5 cm$. Per gli ioni negativi, al contrario, si osserva un aumento molto considerevole di pk , quando si riduce la pressione al di sotto di $20 cm$, che indica che la struttura dello ione negativo diviene più semplice quando si diminuisce la pressione.

Edmunds ha eseguito esperienze al Cavendish Laboratory sulla variazione della mobilità degli ioni nell'elio con il metodo di Langevin. Trovò che per gli ioni positivi pk è costante fino a una pressione di $2,2 cm$, allorché per gli ioni negativi pk cresce quando si abbassa la pressione al di sotto di $16 cm$ e che a $2,2 cm$, il suo valore è due volte più grande che a $76 cm$.

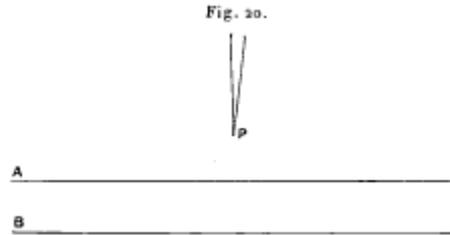
Si impiega attualmente il metodo seguente al Cavendish Laboratory per determinare la mobilità degli ioni. Uno strato sottile BB' di gas compreso tra due piastre metalliche A e B è esposto ai raggi ionizzanti. Il gas al di sopra di B' non è ionizzato. La ionizzazione in BB' non è continua, ma è prodotta durante brevi periodi separati da intervalli regolari. Ciò si ottiene interponendo tra il contenitore AB e la sorgente ionizzante un disco di piombo dotato di fenditure. Questa sorgente, radio o raggi di Röntgen, è disposta in modo da emettere un fascio orizzontale. Durante la rotazione, il fascio è bloccato, salvo durante il breve periodo nel quale a ogni giro i raggi passano attraverso la fenditura e ionizzano lo strato BB' . Un commutatore è disposto sull'asse del disco e una spazzola in relazione con B preme su di lui. Il commutatore è disposto in modo che, immediatamente dopo che il disco ha superato la posizione per la quale i raggi attraversano la fenditura, B è collegato a un polo di una batteria di accumulatori il cui mezzo è a terra; quando il disco di piombo ha compiuto una semi rivoluzione, il commutatore mette B in relazione con l'altro polo e il campo tra A e B è invertito.

A è collegato a un elettroscopio isolato che all'inizio era allo stesso potenziale della terra. Sia $2T$ la durata di una rivoluzione del disco; se dopo l'esposizione del gas ai raggi B è reso positivo, gli ioni positivi si dirigono verso A con una velocità k_1V/l durante il tempo T , essendo $2V$ la differenza di potenziale tra i due poli della batteria è l la distanza tra le piastre. Gli ioni negativi vanno verso B con una velocità k_2V/l . Questi partono dai punti vicini a B . È quindi facile fare in modo che nel tempo T tutti gli ioni negativi arrivino su B . Nel tempo T gli ioni positivi percorrono una distanza k_1VT/l verso la piastra positiva. Se questa distanza è più grande di l tutti gli ioni positivi raggiungono A e questo piatto riceve una carica positiva. D'altra parte, se k_1VT/l è più piccolo di l , gli ioni positivi non hanno raggiunto A quando si inverte il campo e essi ritornano indietro. In questo caso A non riceve alcuna carica. Se si misura la carica di A facendo variare la distanza tra le piastre, la si vedrà aumentare bruscamente quando $k_1V/l = l$.

Misurando l quando avviene l'aumento di carica, si può determinare k_1 . Per determinare k_2 si dispone il commutatore in modo da caricare negativamente dopo l'esposizione del gas ai raggi.

Metodo di Chattock per la misura delle mobilità degli ioni prodotti nel caso della scarica da una punta.

36. I metodi precedenti presentavano grandi inconvenienti nel caso in cui il campo elettrico fosse intenso e di conseguenza le velocità degli ioni molto grandi come nel caso di una scarica da una punta.



In questo caso, dove gli ioni a una piccola distanza dalla punta sono tutti dello stesso segno, Chattock¹ ha immaginato un metodo molto ingegnoso, che gli ha permesso di misurare le mobilità degli ioni. Il principio è il seguente. Sia un ago verticale dalla cui punta si scarica dell'elettricità nell'aria circostante.

Consideriamo la forza agente sugli ioni compresi tra il piano orizzontale A e B. Se z è la componente verticale della forza elettrica, ρ la densità elettrica, la forza elettrica risultante F che agisce sugli ioni compresi tra A e B è verticale e uguale a

$$\iiint Z \rho \, dx dy dz$$

Se la mobilità dello ione è u , la sua velocità verticale w è uguale a uZ . Se tutti gli ioni sono di un solo segno, u è la stessa per tutti e avremo, se $Z = w/u$

$$F = \frac{1}{u} \iiint w \rho \, dx dy dz$$

Poiché tutti gli ioni sono dello stesso segno $\iiint w \rho \, dx dy dz$ rappresenta la quantità di elettricità che attraversa un piano orizzontale nell'unità di tempo. Questa quantità è la stessa per tutti i piani orizzontali ed è uguale a i , essendo i la corrente elettrica che fluisce dalla punta.

Abbiamo quindi

$$F = \frac{i}{u} \int dz = \frac{i}{u} (z_B - z_A)$$

essendo $z_B - z_A$ la distanza verticale tra i piani A e B. Questa forza F deve essere equilibrata dalla differenza delle pressioni gassose in A e B; di conseguenza, se ρ_B e ρ_A rappresentano rispettivamente le pressioni totali sui piani A e B, abbiamo

$$F = \rho_B - \rho_A$$

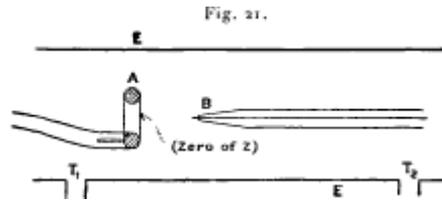
da cui

$$u = \frac{i(z_B - z_A)}{(\rho_B - \rho_A)} \quad (1)$$

Misurando quindi queste pressioni e la corrente che scorre dalla punta (questa misura si fa facilmente inserendo un galvanometro in serie con essa), possiamo determinare il valore di u .

La figura 21 rappresenta lo strumento impiegato da Chattock per applicare questo metodo.

¹ Chattock, *Phil. Mag.*, V, 48, 1899, p. 401; Chattock, Walker e Dixon, *Phil. Mag.*, VI, 1, 1901, p. 79.



L'ago è sostenuto da un tubo di vetro stretto steso a una delle sue estremità B. Esso si scarica su un anello A di metallo lucido. L'ago e l'anello sono racchiusi in un tubo di vetro T, le cui estremità sono collegate con i tubi T_1 e T_2 a quelle di un tubo a U, pieno d'acqua, che serve da manometro; l'anello A può essere spostato lungo il tubo tramite una vite. In questa strumentazione, poiché non vi è alcuna corrente a sinistra dell'anello, o a destra della punta, se prendiamo $z_B - z_A$ uguale alla distanza della punta dall'anello e se ω è la differenza di pressione in dyne su cm^2 , misurata dal manometro, A l'area di una sezione trasversale del tubo

$$\rho_B - \rho_A = \omega A + \rho'$$

essendo ρ' la pressione parziale provocata dalla presenza dell'anello. Abbiamo dall'equazione (2-24)

$$\omega = \frac{iz}{Au} - \frac{\rho'}{A}$$

Si ammette che quando la punta era a una distanza considerevole dall'anello ρ' diveniva indipendente da z . In questa ipotesi, abbiamo, se $\Delta\omega\Delta z$ sono le variazioni corrispondenti di ω e di z

$$\frac{\Delta\omega}{\Delta z} = \frac{i}{Au}$$

Questa espressione servì a calcolare u , Chattock trovò, per le velocità degli ioni negativi e positivi nell'aria sotto un gradiente di potenziale di $1 V/cm$, i valori $1,8 cm/s$ e $1,38 cm/s$ in accordo con quelle trovate nel caso degli ioni prodotti dai raggi di Röntgen; ne concludiamo che gli ioni nei due casi sono gli stessi. In una seconda Memoria, Chattock estese il metodo all'idrogeno, all'ossigeno e all'acido carbonico e trovò ancora un completo accordo tra le mobilità degli ioni prodotti dalla scarica di una punta e quelli prodotti dalle sostanze radioattive.

Mostrò che, mentre le misure delle mobilità degli ioni positivi mostravano in tutti i gas un perfetto accordo, si trovava per le mobilità degli ioni negativi variazioni considerevoli che non potevano essere attribuite agli errori sperimentali. Ciò particolarmente nel caso dell'idrogeno dove i valori delle mobilità dello ione negativo variano da 6,8 a 8,5. Negli altri gas, la variazione non è così marcata.

Chattock attribuì queste differenze ai gas occlusi dalla punta. Quando quest'ultima è negativa, una parte di questi gas si libera e aiuta a trasportare la scarica; ora, la mobilità degli ioni idrogeno essendo molto grande rispetto a quella degli altri, si può pensare che una miscela in piccole proporzioni di altri ioni meno mobili possa produrre una diminuzione considerevole della mobilità media. Quando la punta è positiva si suppose o che il gas racchiuso non è liberato o che, se lo è, non prende parte al trasporto della scarica.

Questa spiegazione si accorda con altri fenomeni che si riferiscono all'emissione di elettricità da metalli. Vedremo che nella scarica elettrica attraverso un gas a bassa pressione, il gas occluso è messo in libertà al catodo e che la quantità di gas emessa ha un'influenza considerevole sui fenomeni.

I valori ottenuti da Chattock per le mobilità degli ioni prodotti dalla scarica da una punta sono dati nella tabella seguente.

V^+ rappresenta la mobilità dello ione positivo.

V^- la mobilità dello ione negativo e la media di queste mobilità. I gas erano secchi.

| Gas | V+ | V- | \bar{V} | V-/V+ |
|-----------------|------|-------|-----------|-------|
| Idrogeno | 5,4 | 7,43 | 6,41 | 1,38 |
| Acido carbonico | 0,83 | 0,925 | 0,88 | 1,11 |
| Aria | 1,32 | 1,80 | 1,55 | 1,36 |
| Ossigeno | 1,30 | 1,85 | 1,57 | 1,42 |

Determinazione del coefficiente di ricombinazione quando le mobilità degli ioni sono note

37. Il principio di questo metodo, che è dovuto a Langevin¹, è il seguente:

Supponiamo che A e B siano due piastre parallele immerse nel gas. Consideriamo uno strato di gas limitato dai piani paralleli a e b , ionizzato da un fascio istantaneo di raggi di Röntgen. Supponiamo tra le piastre una forza elettrica tale che tutti gli ioni positivi prodotti dai raggi siano attratti verso la piastra negativa e tutti gli ioni negativi verso la piastra positiva. Se il campo è molto intenso, essi raggiungeranno le piastre prima di aver avuto il tempo di ricombinarsi; ogni piastra riceverà così N_0 ioni positivi e N_0 ioni negativi. Con un campo più debole il numero di ioni ricevuti dalle piastre sarà più piccolo, poiché qualcuno tra loro si ricombinerà prima di aver raggiunto le piastre. Per determinare questo numero si opera così. A causa dei moti degli ioni sotto l'influsso del campo elettrico, lo strato di gas ionizzato sarà diviso e formato di tre parti: una vicino alla piastra negativa nella quale vi saranno solo ioni positivi, una parte mediana nella quale ve ne saranno sia positivi che negativi e una terza nelle vicinanze della piastra positiva dove vi saranno solo i negativi. Se n è il numero di ioni per unità di volume nello strato centrale al tempo t

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2 \quad n = \frac{n_0}{1 + \alpha n_0 t}$$

essendo n_0 il valore di n per $t=0$. Non vi saranno ricombinazioni negli altri strati. Tutti gli ioni che si trovano in queste regioni raggiungeranno quindi le piastre alle quali sono vicini.

Nel tempo dt la larghezza di ognuno degli strati esterni aumenterà di

$$X(k_1 + k_2)dt$$

essendo X la forza elettrica tra le piastre e k_1, k_2 le mobilità degli ioni positivi e negativi.

Il numero di ioni negativi di cui aumenterà lo strato dalla parte della piastra positiva e il numero di ioni positivi di cui aumenterà quella dalla parte negativa nello stesso tempo saranno

$$nX(k_1 + k_2)dt = \frac{n_0 X(k_1 + k_2)dt}{1 + n_0 \alpha t}$$

Entrambi gli strati riceveranno costantemente nuovi ioni fino alla scomparsa dello strato centrale. Questo avverrà dopo un tempo

$$\frac{l}{X(k_1 + k_2)}$$

essendo l lo spessore ab . Il numero N di ioni positivi e negativi che sfuggiranno per ricombinazione e raggiungeranno le loro rispettive piastre sarà uguale a

¹ Langevin, *Ann. de Chimie e de Physique*, t. XXVIII, 1903, p. 289.

$$\int_0^{\frac{l}{X(k_1+k_2)}} \frac{n_0 X(k_1+k_2) dt}{1+n_0 \alpha t} = \frac{X(k_1+k_2)}{\alpha} \ln \left(1 + \frac{n_0 \alpha l}{X(k_1+k_2)} \right)$$

Poniamo

$$\frac{\alpha}{4 \pi e(k_1+k_2)} = \varepsilon n_0 l e = Q_0$$

essendo Q_0 la carica totale degli ioni positivi e negativi prodotti dai raggi, la carica di uno ione. Se Q è la carica ricevuta da una delle piastre, abbiamo

$$Q = Ne = \frac{X}{4 \pi e} \ln \left(1 + \frac{Q_0 \varepsilon}{4 \pi X} \right) \quad (1)$$

Se Q_1 è la carica ricevuta da ciascuna delle piastre quando la forza elettrica è X_1 ,

$$Q_1 = \frac{X_1}{4 \pi e} \ln \left(1 + \frac{Q_0 \varepsilon}{4 \pi X_1} \right) \quad (2)$$

Tra le equazioni (2-25) e (2-26) si elimina Q_0 e si determina ε .

Con questo metodo Langevin ha ottenuto i valori seguenti di ε per l'aria e l'acido carbonico a diverse pressioni.

| Aria | | CO ² | |
|-----------------|---------------|-----------------|---------------|
| Pressione in mm | ε | Pressione in mm | ε |
| 152 | 0,01 | 135 | 0,04 |
| 375 | 0,06 | 352 | 0,13 |
| 760 | 0,27 | 550 | 0,27 |
| 1550 | 0,62 | 758 | 0,51 |
| 2320 | 0,80 | 1560 | 0,95 |
| 5 atm | 0,90 | 2380 | 0,97 |

Abbiamo supposto che la ionizzazione nello strato ab è uniforme. Langevin ha mostrato che le equazioni (2-25) e (2-26) erano applicabili per qualunque distribuzione iniziale della ionizzazione.

Langevin ha dato un significato fisico della quantità indicata con ε ; è, secondo lui, il rapporto del numero di collisioni tra ioni di segno opposto che danno origine a ricombinazioni col numero totale di collisioni. Provando ad interpretare questo risultato, si pone la questione seguente.

Che cos'è una *collisione*? Possiamo mettere in evidenza le ricombinazioni, ma una collisione non dando luogo a una ricombinazione non può produrre un effetto misurabile. È ben evidente che questo valore del rapporto del numero di ricombinazioni col numero di collisioni deve essere per un larga parte elemento da definire e dipendere dalle idee che ci si può fare sulla natura degli ioni, e il carattere delle forze che agiscono su di essi. È per questa ragione che ho adottato, al paragrafo 18, un metodo di calcolo differente per i valori di α .

Argomenti relativi alla natura degli ioni dotati di mobilità in un campo elettrico

38. Possiamo ottenere qualche insegnamento sulla costituzione degli ioni dal valore del loro coefficiente di diffusione e dalle velocità che acquistano sotto l'azione di forze elettriche. La questione che andiamo a porre è sapere se gli ioni hanno una struttura più complessa delle molecole del gas dal quale hanno avuto origine. Dalle tabelle dei coefficienti di diffusione degli ioni e dei gas abbiamo visto che la velocità di diffusione degli ioni idrogeno nell'idrogeno è confrontabile con la

velocità di diffusione delle molecole di amido isobutilico (peso molecolare 73) nell'idrogeno. Ne dobbiamo concludere che lo ione idrogeno è un complesso costituito da circa 36 moli di idrogeno? Analogamente il rapporto delle velocità di diffusione degli ioni nell'aria, nell'idrogeno, nell'acido carbonico non è molto diversa dal rapporto delle velocità di diffusione delle molecole di amido isobutilico o di vapore d'etere in questi gas. Ne dobbiamo concludere che gli ioni nell'idrogeno, nell'aria e nell'acido carbonico sono identici? Un esame approfondito mostra che con tutta probabilità alcune di queste conclusioni non sono fondate. Cerchiamo perciò di trovare l'espressione della velocità di uno ione nel gas: se e è la sua carica, m la sua massa, t il tempo medio che trascorre tra due collisioni, X la forza elettrica che agisce su di esso, la velocità dello ione parallelamente a X è $\frac{1}{2}Xt e/m$. Se lo ione fosse una molecola di idrogeno e il gas di idrogeno e se il libero cammino medio di una molecola carica fosse lo stesso di quello di una molecola neutra, si avrebbe $t = \frac{1}{9480 \cdot 10^6}$. (Lothar Meyer, *Theorie der Gase*) e $\frac{e}{m} = \frac{1}{2} \cdot 10^4$.

Se quindi u è la velocità sotto una forza di 1 V/cm , sia $X = 10^8$, si avrà $u = 26 \text{ cm/s}$ allorché la mobilità dello ione positivo nell'idrogeno secco è $6,7 \text{ cm/s}$. Per una molecola di ossigeno carica muoventesi nell'ossigeno si avrebbe

$$\frac{e}{m} = \frac{1}{2} \cdot 10^4 \times \frac{1}{16} t = \frac{1}{4065} \cdot 10^6$$

da cui

$$U = 3,8 \frac{cm}{s}$$

allorché u , mobilità dello ione positivo, è uguale a 1,36.

Per CO^2

$$\frac{e}{m} = \frac{1}{2} \frac{1}{22} \cdot 10^4 t = \frac{1}{5510} \cdot 10^6$$

da cui

$$U = 2,06 \frac{cm}{s}$$

allorché $u = 0,78 \text{ cm/s}$.

Per Cl^2

$$\frac{e}{m} = \frac{1}{2} \frac{1}{35,5} \cdot 10^4 t = \frac{0,1}{6240} \cdot 10^6 u = 1,1 \frac{cm}{s}$$

allorché $u = 1 \text{ cm/s}$.

Per SO^2

$$\frac{e}{m} = \frac{1}{2} \frac{1}{32} \cdot 10^4 t = \frac{1}{6000} \cdot 10^6 U = 1,1 \frac{cm}{s}$$

allorché $u = 0,5$

Per l'elio

$$\frac{e}{m} = \frac{1}{4} \cdot 10^4 t = \frac{1}{2630} \cdot 10^6 U = 47,32 u = 1,4$$

Mettendo questi risultati sotto forma di tabella, abbiamo

| Gas | U | u | Uε/u |
|------|------|-----|------|
| Elio | 47,3 | 1,4 | 34 |

| | | | |
|-----------------|------|------|-----|
| H ² | 26 | 6,7 | 3,8 |
| O ² | 3,8 | 1,36 | 2,7 |
| CO ² | 2,06 | 0,78 | 2,7 |
| SO ₂ | 1,25 | 0,5 | 2,5 |
| Cl ² | 1,1 | 0,1 | 1,1 |

Se si eccettua l'elio, la mobilità di uno ione è superiore di un quarto della mobilità di una molecola. Esaminiamo quale sarà la mobilità di un gruppo di n molecole trasportanti una carica e .

Nell'espressione $\frac{1}{2}Xt e/m$, m avrà per il gruppo n volte il valore che ha per una semplice molecola; $t=\lambda/v$, essendo λ il libero cammino medio e v la velocità relativa dello ione e delle molecole del gas. Se λ_0 è il valore del libero cammino medio per la molecola, il suo valore per molecole sarà dato da

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\lambda_0} \frac{n+1}{2}$$

mentre la velocità relativa del gruppo è $t = \frac{1}{2}v_0\left(\frac{1}{\sqrt{n}}\right)$, essendo v_0 la velocità relativa di una semplice molecola. Sostituendo questi valori, troviamo per la mobilità del gruppo

$$\frac{4(\text{mobilità della molecola})}{n(n+1)\left(\frac{1}{\sqrt{n}}+1\right)}$$

Se $n=3$, la mobilità del gruppo è $1/4,7$ di quella di una molecola, cioè inferiore alla mobilità dello ione in tutti i gas salvo nell'elio; così un'aggregazione molto piccola è sufficiente a rendere conto della piccola mobilità degli ioni.

Calcolando il libero cammino medio abbiamo trascurato l'azione della carica sullo ione. A causa di questa carica le forze che agiscono tra ioni e molecole non possono essere le stesse che tra due molecole e si può ammettere con qualche ragione che la forza supplementare dovuta alla carica dello ione può avere una influenza sul cammino medio. Eppure vi è qualche evidenza nel credere che questa influenza non è considerevole. Secondo Moreau¹ la mobilità dello ione positivo in una fiamma contenente un sale di potassio è di 80 cm/s con una differenza di potenziale di 1 V/cm , essendo la temperatura della fiamma compresa tra 1600° C e 1700° C . Ora, a partire dalla formula $\frac{1}{2}Xt e/m$, supponendo che l'atomo di potassio trasporti l'unità di carica positiva, in modo che $\frac{e}{m} = \frac{1^4}{39}$, troviamo, ponendo $X=10^8$, $u=80$ che $t=6,24 \cdot 10^{-9}$; se questo è il tempo che trascorre tra due collisioni alla temperatura di $1638^\circ \text{ C}=2 \times 273^\circ \text{ C}$ il tempo corrispondente a 0° sarà

$$\frac{1}{\sqrt{6}} \times 6,24 \cdot 10^{-9} = 2,6 \cdot 10^{-9}$$

Otteniamo così un valore superiore a quello che ci potevamo attendere, anche supponendo lo ione potassio non carico. Pertanto, per quanto se ne possa tener conto, questo risultato è contrario all'ipotesi che la carica dello ione accresca notevolmente il numero delle sue collisioni con le molecole che lo circondano.

Cariche degli ioni

39. Abbiamo visto che il coefficiente D di diffusione di uno ione attraverso un gas era collegato alla sua mobilità u attraverso questo stesso gas dall'espressione

¹ Moreau, *Annales de Chimie et de Physique*, settima serie, t. XXX, 1903, p.5.

$$\frac{u}{D} = \frac{Ne}{\Pi}$$

essendo N il numero di molecole esistenti in 1 cm^3 di gas alla pressione di $\Pi \text{ dine/cm}^2$. Bisogna ricordare che questa relazione è stata ottenuta supponendo che un certo numero di ioni, in un volume dato, produce alla stessa pressione lo stesso numero di molecole di un gas perfetto alla stessa temperatura. In altre parole, dal punto di vista della pressione, gli ioni si comportano come un gas perfetto. Ora, abbiamo visto che gli ioni in un gas alla pressione atmosferica sono probabilmente degli aggregati molto più complessi delle molecole di un gas perfetto, dobbiamo quindi considerare questa ipotesi come una semplice approssimazione; ipotesi che cesserebbe di essere ammissibile se gli ioni fossero così grandi come quelli che si trovano nelle parti più fredde delle fiamme o nelle vicinanze di un filo incandescente.

Prendendo i valori di D dati da Townsend e (I) i valori di u dati da Rutherford, (II) quelli dati da Zeleny, otteniamo i valori seguenti di $Ne \cdot 10^{-10}$, essendo espressa in unità elettrostatiche.

Dalle esperienze di Rutherford sulle mobilità medie degli ioni nei gas, e delle medie dei coefficienti di diffusione dati da Townsend, ricaviamo

I.

| Gas | $Ne \cdot 10^{-10}$ |
|-----------------|---------------------|
| Aria | 1,35 |
| Ossigeno | 1,25 |
| Acido carbonico | 1,30 |
| Idrogeno | 1,00 |

Dai valori delle mobilità degli ioni dati da Zeleny e dai valori ottenuti da Townsend per i coefficienti di diffusione ricaviamo

II.

| Gas | Gas umido | | Gas secco | |
|-----------------|---------------|---------------|---------------|---------------|
| | Ioni positivi | Ioni negativi | Ioni positivi | Ioni negativi |
| Aria | 1,28 | 1,29 | 1,46 | 1,31 |
| Ossigeno | 1,34 | 1,27 | 1,63 | 1,36 |
| Acido carbonico | 1,01 | 0,87 | 0,99 | 0,93 |
| Idrogeno | 1,24 | 1,18 | 1,63 | 1,25 |

Poiché l'unità elettromagnetica della quantità di elettricità, cioè $3 \cdot 10^{10} \text{ u.e.s.}$, libera passando nell'acqua acidificata $1,23 \text{ cm}$ di idrogeno a 15° C e alla pressione di 760 mm , poiché in $1,23 \text{ cm}$ di gas vi sono $2,46N$ atomi di idrogeno, abbiamo, rappresentando con E la carica in u.e.s. trasportate dall'atomo di idrogeno nell'elettrolisi delle soluzioni,

$$2,46 NE = 3 \cdot 10^{10}$$

$$NE = 1,22 \cdot 10^{10}$$

La media di tutti i valori di NE nelle tabelle I e II è $1,24 \cdot 10^{10}$.

Concludiamo allora:

1. che le cariche trasportate dagli ioni gassosi sono le stesse di quelle che sono state prodotte nell'aria, nell'ossigeno, nell'idrogeno e nell'acido carbonico;
2. che questa carica è uguale a quella trasportata dall'atomo di idrogeno nell'elettrolisi delle soluzioni

La prova dell'uguaglianza delle cariche trasportate dagli ioni nei diversi gas è stata ottenuta per la prima volta dall'autore tramite misure dirette delle cariche trasportate dagli ioni gassosi. Sebbene

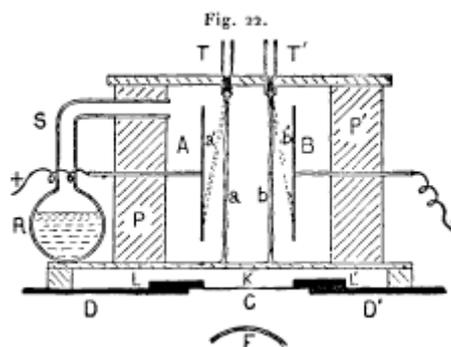
le variazioni che si constatano nei valori di Ne dati nelle tabelle I e II siano superiori a quelle che possiamo attenderci dalla precisione delle esperienze, esse non sono così regolari da permettere di ricavarne conclusioni. Così, per esempio, nella tabella I, Ne è considerevolmente più grande per l'acido carbonico che per l'idrogeno, mentre nella tabella II è molto più piccolo. Non bisogna dimenticare anche che siamo giunti a questi risultati supponendo che gli ioni, così complessi, si comportassero come gas perfetti. Se si supponesse un comportamento come vapori complessi, si otterrebbero valori troppo alti.

Correnti prodotte nei gas dal moto degli ioni nel suo attraversamento

40. Poiché gli ioni carichi, quando si trovano in un campo elettrico, prendono un moto regolare senza accelerazione, la forza esercitata dal campo sugli ioni si trasmette al gas.

Così quando vi sarà in una regione eccesso di ioni di uno stesso segno, vi sarà in questa stessa regione una forza risultante agente sul gas che originerà correnti gassose. Nel caso di una corrente che circola attraverso un gas ionizzato tra due piastre metalliche parallele, vi è, come vedremo nel paragrafo seguente, eccesso di ioni positivi nello strato di gas nelle vicinanze della piastra negativa ed eccesso di ioni negativi nelle vicinanze della positiva. Su questi strati agiscono quindi forze che tendono a trasportarli verso le loro rispettive piastre.

Se le piastre fossero infinite, queste forze sarebbero equilibrate da un eccesso di pressione nelle loro vicinanze. Ma, se esse hanno dimensioni finite, il gas scorrerà dietro di esse e si produrrà così un sistema di correnti. Zeleny ha osservato queste correnti con la strumentazione rappresentata in figura 22.



A e B sono due piastre metalliche parallele collegate ai poli opposti di una batteria. Esse sono racchiuse in un contenitore le cui pareti P,P' sono formate da blocchi di paraffina, mentre gli altri due lati sono fatti di vetro che permette di osservare all'interno. Il fondo del recipiente è in legno. I raggi di Röntgen vi passano attraverso e ionizzano il gas tra le piastre. Il contenitore R contiene una soluzione di ammoniaca; del gas di ammoniaca sfugge dal tubo S e penetra nel recipiente. I tubi T, T' contengono gocce di acido cloridrico; le particelle di cloruro di ammonio formate alle loro estremità nei punti in cui l'acido cloridrico viene a contatto con l'ammoniaca cadono lentamente producendo correnti verticali di fumi bianchi ben limitati, vicino alle piastre A, B. Queste correnti rimangono verticali a lungo fintanto che i raggi di Röntgen e il campo elettrico non agiscono simultaneamente. Ma se durante l'azione del campo elettrico si espone il gas ai raggi, le correnti sono deviate verso le piastre come indicano le linee a puntini sulla figura. Per mostrare che questo fenomeno non era dovuto a cariche di particelle solide di cloruro di ammonio, l'esperienza fu ripetuta con correnti di acido carbonico, essendo la differenza di indice tra questo gas e l'aria sufficiente per rendere le correnti visibili. Si trovò che, come quelle di cloruro di ammonio, erano deviate verso le piastre.

41. Per facilitare le ricerche, presentiamo una tabella con i risultati delle misure di mobilità ioniche. Le mobilità sono espresse in cm/s . V^+ e V^- rappresentano rispettivamente le mobilità degli ioni positivi e negativi, V la media di queste mobilità.

Mobilità degli ioni - Ioni prodotti con i raggi di Röntgen

| Gas | V+ | V- | V | Osservatore |
|-----------------------|------|------|-------|-------------|
| Aria | “ | “ | 1,6 | Rutherford |
| Aria secca | 1,36 | 1,87 | 1,61 | Zeleny |
| Aria umida | 1,37 | 1,51 | 1,44 | Zeleny |
| Ossigeno | “ | “ | 1,4 | Rutherford |
| Ossigeno secco | 1,36 | 1,80 | 1,58 | Zeleny |
| Ossigeno umido | 1,29 | 1,52 | 1,405 | Zeleny |
| Acido carbonico | “ | “ | 1,07 | Rutherford |
| Acido carbonico secco | 0,76 | 0,81 | 0,78 | Zeleny |
| Acido carbonico umido | 0,82 | 0,75 | 0,78 | Zeleny |
| Idrogeno | “ | “ | 5 | Rutherford |
| Idrogeno secco | 6,60 | 7,95 | 7,2 | Zeleny |
| Idrogeno umido | 5,30 | 5,60 | 5,45 | Zeleny |
| Azoto | “ | “ | 1,6 | Rutherford |
| Acido solforoso | “ | “ | 0,5 | Rutherford |
| Acido cloridrico | “ | “ | 1,27 | Rutherford |
| Cloro | “ | “ | 1,0 | Rutherford |
| Elio secco | 1,42 | 2,03 | 1,72 | Edmunds |

Ioni prodotti dalla luce ultravioletta

| | | | | |
|-----------------|---|------|---|------------|
| Aria | “ | 1,4 | “ | Rutherford |
| Idrogeno | “ | 3,9 | “ | Rutherford |
| Acido carbonico | “ | 0,78 | “ | Rutherford |

Ioni delle fiamme

Mobilità varianti da 0,04 a 0,23 Mac Clelland

Ioni liberati da azioni chimiche

Mobilità dell'ordine 0,0005 Bloch

Ioni nella scarica da una punta

| | | | | |
|-----------------|------|-------|------|----------|
| Idrogeno | 5,4 | 7,43 | 6,41 | Chattock |
| Acido carbonico | 0,83 | 0,925 | 0,88 | Chattock |
| Aria | 1,32 | 1,80 | 1,55 | Chattock |
| Ossigeno | 1,30 | 1,85 | 1,57 | Chattock |

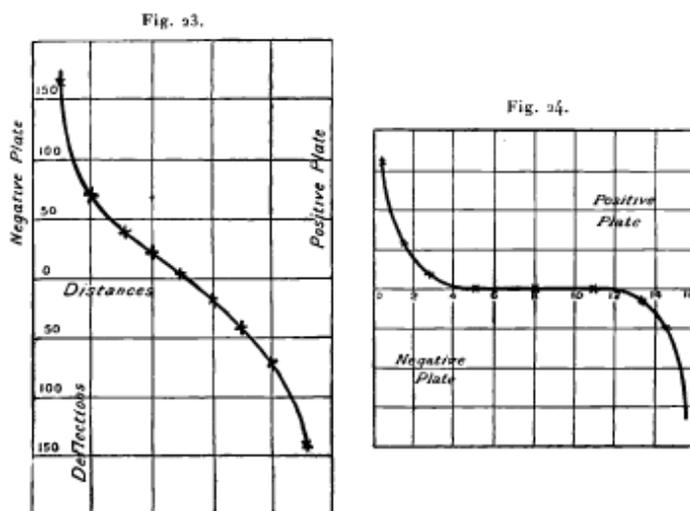
Gradiente di potenziale tra due piastre parallele immerse in un gas ionizzato e mantenute a potenziali differenti

42. Zeleny¹ per primo e, indipendentemente da lui, Child² mostrarono che quando vi è passaggio di elettricità tra due piastre immerse in un gas ionizzato il gradiente di potenziale tra esse non è uniforme, essendo il suo valore maggiore nelle vicinanze degli elettrodi. Si può misurare la differenza di potenziale che esiste tra una delle piastre e un punto del gas facendo scorrere in questo punto delle goccioline di acqua o di mercurio; ma è più comodo porvi un filo metallico che ne assumerà il potenziale. Quando ci si serve del filo, è necessario prendere qualche precauzione.

¹ Zeleny, *Phil. Mag.* V, 46, 1898, p. 120.

² Child, *Wied. Ann.*, t. LXV, 1898, p. 152.

Dapprima, se gli ioni sono in piccolo numero nel gas, il filo raggiungerà il suo potenziale lentamente ed è importante impiegare uno strumento di misure di piccola capacità. Di conseguenza, è spesso preferibile misurare il potenziale del filo con un elettroscopio a foglie d'oro invece di impiegare un elettrometro a quadranti, malgrado la sua maggiore sensibilità, poiché la sua capacità è molto più alta. Non bisogna nemmeno dimenticare che, se il filo si trova in una regione dove gli ioni sono tutti dello stesso segno, il suo potenziale può variare in un solo senso; così, se si trova in una regione dove esistono solo ioni positivi, il suo potenziale può solo crescere. Se quindi accidentalmente il suo potenziale si alza troppo, non può più decrescere per raggiungere il suo valore vero.



La figura 23 dà, secondo Zeleny, una curva caratteristica della distribuzione del potenziale tra le piastre. Si vede che il gradiente è uniforme nei dintorni del centro del campo, ma cresce rapidamente nelle vicinanze delle piastre, essendo questo effetto più marcato dalla parte della piastra negativa che da quella positiva. L'equazione $\frac{d^2V}{dx^2} = -4\pi\rho$, dove V è il potenziale del punto situato a una distanza x dalla piastra e ρ la densità elettrica in questo punto, ci permette, conoscendo la distribuzione del potenziale, di calcolare la densità elettrica in un punto posto tra le piastre. Le densità elettriche corrispondenti alla curva dei potenziali (fig. 23) sono date in figura 24.

Vediamo che, nelle vicinanze della piastra positiva, vi è un eccesso di elettricità negativa e nelle vicinanze della piastra negativa un eccesso di elettricità positiva.

Nel caso di piccole differenze di potenziale impiegate in questi esperimenti, le regioni dove esiste un eccesso di elettricità di un segno determinato si trovano nelle vicinanze immediate delle piastre; la densità dell'elettricità libera è estremamente piccola nella parte centrale del campo. Se si fosse impiegata una differenza di potenziale più elevata, le regioni in cui si trova dell'elettricità libera si sarebbero estese e con grandi differenze di potenziale avrebbero riempito tutto l'intervallo tra le piastre. Nell'esempio che abbiamo citato, la più grande densità elettrica è di circa $2 \cdot 10^{-4}$ C.G.S. elettrostatica. La carica di uno ione, espressa con le stesse unità, essendo di circa $3,5 \cdot 10^{-10}$, si vede che gli ioni positivi sono $6 \cdot 10^5$ volte più numerosi per centimetro cubo di quelli negativi. Supponendo il numero di molecole contenute in un cm^3 di gas uguale a $3,5 \cdot 10^{19}$, il rapporto tra l'eccesso di ioni di uno stesso segno e il numero totale di molecole è solo di $1,6 \cdot 10^{-14}$. Siccome la maggior parte degli ioni negativi si trova lontano dalla piastra negativa, questo numero rappresenterà approssimativamente il rapporto tra il numero di ioni liberi e il numero di molecole.

Questo esempio ci mostra molto chiaramente che basta una molto piccola ionizzazione per spiegare i fenomeni della conducibilità elettrica dei gas.

Cap.3 - Teoria matematica del passaggio dell'elettricità attraverso un gas contenente ioni

43. Svilupperemo ora la teoria matematica della conducibilità elettrica in un gas ionizzato nell'ipotesi che le velocità degli ioni siano proporzionali alla forza elettrica che agisce su di essi. Considereremo il caso di due piastre metalliche parallele infinite, mantenute a potenziali diversi e immerse in un gas ionizzato. Le linee di forza elettriche sono dovunque perpendicolari alle piastre: esse sono anche tutte parallele a una retta che assumiamo come asse x .

Siano n_1, n_2 i numeri rispettivi degli ioni positivi e negativi per unità di volume, nel punto di coordinate x . Sia q il numero di ioni positivi e negativi prodotti in questo punto per unità di volume durante l'unità di tempo sotto l'azione dell'agente ionizzante. Sia X la forza elettrica in questo punto, k_1, k_2 le mobilità degli ioni positivi e negativi; le loro velocità in questo punto sono quindi rispettivamente k_1X e k_2X . Sia e la carica di uno ione. La densità elettrica in volume supposta interamente dovuta alla presenza degli ioni è $(n_1-n_2)e$; di conseguenza abbiamo

$$\frac{dX}{dx} = 4\pi(n_1-n_2)e \quad (1)$$

Se i è la corrente che attraversa l'unità di area nel gas e se trascuriamo ogni moto degli ioni diverso da quello provocato dal campo elettrico, abbiamo

$$n_1ek_1X+n_2ek_2X = i \quad (2)$$

Dalle equazioni (3-1) e (3-2) ricaviamo

$$n_1e = \frac{1}{k_1+k_2} \left(\frac{1}{X} + \frac{k_2}{4\pi} \frac{dX}{dt} \right) \quad (3)$$

$$n_2e = \frac{1}{k_1+k_2} \left(\frac{1}{X} + \frac{k_1}{4\pi} \frac{dX}{dt} \right) \quad (4)$$

Se determiniamo la distribuzione della forza elettrica tra le piastre, possiamo, a partire da queste equazioni, conoscendo k_1 e k_2 , determinare n_1 e n_2 , ossia se oltre alla distribuzione della forza elettrica misuriamo con il metodo indicato precedentemente n_1 e n_2 in punti differenti del campo, possiamo servirci di queste equazioni per determinare k_1 e k_2 e, mobilità degli ioni.

Quando il gas ha raggiunto uno stato stazionario, il numero di ioni positivi e negativi per unità di volume deve restare costante nel tempo; la perdita in ioni deve essere, di conseguenza, compensata da un uguale guadagno. Ora, la perdita in ioni proviene dalla ricombinazione degli ioni positivi e negativi. Questi si urtano tra loro e da un certo numero di collisioni risultano ricombinazioni di ioni positivi e negativi tali da formare poi un sistema unico, elettricamente neutro e da non agire più come ioni. Il numero di collisioni per unità di volume e per unità di tempo è proporzionale a n_1, n_2 . Supporremo che il numero di ioni positivi e negativi che si ricombinano per unità di volume e per unità di tempo sia $\alpha n_1 n_2$. Questa espressione rappresenta la rapidità con la quale l'unità di volume perde ioni positivi e negativi in ragione delle loro ricombinazioni; a causa della ionizzazione, essa ne guadagna con una velocità q e, per il loro moto sotto l'azione della forza elettrica, essa perde ioni positivi con velocità $\frac{d}{dx}(n_1, k_1, X)$ e ioni negativi con una velocità $-\frac{d}{dx}(n_2, k_2, X)$.

I fenomeni di diffusione producono per unità di volume perdite in ioni positivi e negativi con velocità

$$-D_1 \frac{d^2 n_1}{dx^2} - D_2 \frac{d^2 n_2}{dx^2}$$

essendo D_1 e D_2 i coefficienti di diffusione degli ioni positivi e negativi.

Ad eccezione del caso in cui il campo elettrico è molto debole, il moto degli ioni provocato dalla diffusione è, a parte alcuni casi eccezionali, insignificante in confronto a quello che si produce sotto l'azione del campo. Non terremo quindi conto per il momento della diffusione.

Ora avendo il gas raggiunto lo stato stazionario, abbiamo

$$\frac{d}{dx}(n_1 k_1 X) = q - \alpha n_1 n_2 \quad (5)$$

$$-\frac{d}{dx}(n_2 k_2 X) = q - \alpha n_1 n_2 \quad (6)$$

Se k_1 e k_2 e sono costanti in tutti i punti del campo, le equazioni (3-1), (3-5), (3-6) ci danno

$$\frac{d^2 X^2}{dx^2} = 8\pi e(q - \alpha n_1 n_2) \left(\frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2} \right) \quad (7)$$

Grazie a questa equazione, se conosciamo la distribuzione di X^2 tra le piastre, possiamo determinare in ogni punto se predomina la ionizzazione o la ricombinazione. Dalla (3-7) infatti, $q - \alpha n_1 n_2$ e $\frac{d^2 X^2}{dx^2}$ hanno lo stesso segno; pertanto, quando la ionizzazione prevale sulla ricombinazione $q - \alpha n_1 n_2$ è positivo, $\frac{d^2 X^2}{dx^2}$ lo è pure e la curva che ha X^2 per ordinate è convessa dalla parte dell'asse delle x . Se la ricombinazione predomina, la curva di X^2 è al contrario concava dalla parte dello stesso asse.

Se sostituiamo nell'equazione (3-7) i valori di n_1 e n_2 dati dalle (3-3) e (3-4), abbiamo

$$\frac{d^2 X^2}{dx^2} = 8\pi e \left(\frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2} \right) \left[q - \frac{\alpha}{e^2 X^2 (k_1 + k_2)^2} \left(i + \frac{k_2}{8\pi} \frac{dX^2}{dx} \right) \left(i - \frac{k_1}{8\pi} \frac{dX^2}{dx} \right) \right] \quad (8)$$

Non ho potuto ottenere una soluzione generale di questa equazione differenziale, tranne il caso in cui q è costante e $k_1 = k_2$. In questo caso, ponendo

$$X^2 = y \frac{dy}{dx} = p$$

otteniamo, sostituendo k per k_1 e k_2

$$p \frac{dp}{dy} = \frac{16\pi e}{k} \left[q - \frac{\alpha}{4e^2 k^2 y} \left(i^2 - \frac{k p^2}{64\pi^2} \right) \right] \quad (9)$$

Integrando abbiamo

$$\frac{k^2 p^2}{64\pi^2} - i^2 = \frac{qek}{2\pi \left(1 - \frac{\alpha}{8\pi ek} \right)} y + C y^{\frac{\alpha}{6\pi ek}} \quad (10)$$

dove C è la costante di integrazione.

Questa equazione ci permette di trovare il rapporto tra X_0 , forza elettrica nel mezzo dell'intervallo tra le piastre, e X_l , forza elettrica nelle vicinanze di una di esse. Quando infatti $k_1 = k_2$, la distribuzione della forza elettrica è simmetrica e di conseguenza nel mezzo dell'intervallo tra le piastre $dX/dx = 0$ e $p = 0$.

Supponiamo ancora di essere in un caso simile a quello della figura 24, dove non vi è elettricità libera nelle vicinanze della metà tra le piastre, di modo che $d^2 X/dx^2$ scompaia. In base alla (3-9) e

(3-10), abbiamo

$$X_0^2 = \frac{\alpha i^2}{4 e^2 k^2 q}$$

$$\frac{-X_0^2 \frac{4 e^2 k^2 q}{\alpha}}{1 - \frac{\alpha}{8 \pi e k}} = C X_0^{\frac{\alpha}{4 \pi e k}} \quad (11)$$

Sulla piastra positiva $n_1=0$ e su quella negativa $n_2=0$, pertanto sull'una o sull'altra delle piastre $n_1 n_2 = 0$; ma

$$n_1 n_2 = \frac{1}{4 k^2 e^2 X^2} \left(i^2 - \frac{k^2 p^2}{64 \pi^2} \right)$$

Di conseguenza, se X_l è il valore di X su una o l'altra delle piastre, abbiamo

$$\frac{-X_1^2 \frac{q e k}{2 \pi}}{1 - \frac{\alpha}{8 \pi e k}} = C X_1^{\frac{\alpha}{4 \pi e k}} \quad (12)$$

Da cui, per le (3-11) e (3-12),

$$\frac{8 \pi k e}{\alpha} = \left(\frac{X_0}{X_1} \right)^{\frac{\alpha}{4 \pi e k}}$$

o, ponendo

$$\beta = \frac{8 \pi k e}{\alpha}$$

abbiamo

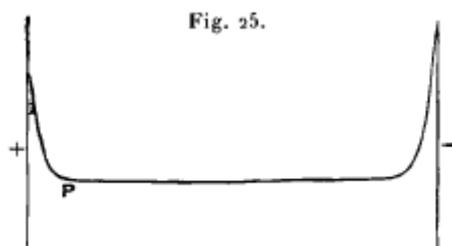
$$\frac{X_0^2}{X_1^2} = \beta^{\frac{\beta}{\beta^{1-\beta}}}$$

Vediamo da questa equazione che X_0/X_1 non è mai superiore all'unità, poiché $\frac{\beta}{\beta^{1-\beta}}$ diminuisce da 1 a 0 quando β cresce da 0 a ∞ , non contenendo β né q né i , il rapporto delle forze elettriche non deve dipendere né dall'intensità della ionizzazione, né da quella della corrente che circola tra le piastre. Per l'aria a pressione atmosferica $k=480$ (essendo l'unità elettrostatica uguale a 300 V/cm), $\alpha \simeq 1,2 \cdot 10^{-6}$ ed $e=3,5 \cdot 10^{-10}$. Sostituendo questi valori, troviamo $\beta=3,9$ per l'aria alla pressione atmosferica; essendo k inversamente proporzionale alla pressione, anche β è inversamente proporzionale e ha un grande valore per una pressione di qualche millimetro di mercurio. Supponiamo $\beta=4$, troviamo

$$\frac{X_0}{X_1} = 4^{\frac{2}{3}} \simeq 2,51$$

Per basse pressioni il valore di β è grande; in questo caso $\frac{X_0}{X_1} = \beta^{\frac{1}{2}}$ approssimativamente e X_0/X_1 varia in ragione inversa della radice quadrata della pressione.

Le esperienze descritte, relative alla distribuzione della forza elettrica tra le piastre, ci mostrano che, quando la corrente è piccola, le regioni dove X differisce sensibilmente da X_0 sono confinate nelle vicinanze delle piastre. La distribuzione di X tra esse è rappresentata dalla curva (fig. 25).



Noi possiamo trovare facilmente un limite inferiore di λ , spessore di queste regioni. Sia P un punto situato sul limite dello strato nelle vicinanze dell'elettrodo. X divenendo costante in P, vi saranno tanti ioni positivi quanti negativi per unità di volume e, se le mobilità degli ioni sono le stesse, la metà della corrente deve essere trasportata dagli ioni positivi e l'altra metà dagli ioni negativi.

Così, se i è la corrente per unità di superficie ed e la carica di uno ione, $i/2e$ ioni positivi devono nell'unità di tempo attraversare l'unità d'area di un piano situato in P e tutti questi ioni positivi devono essere prodotti nella regione compresa tra P e la piastra positiva. Se λ è lo spessore dello strato, il numero di ioni positivi prodotti per unità di tempo e corrispondenti a ciascuna unità d'area nel punto P non può pertanto essere superiore a $q\lambda$ e non può essergli uguale come se non vi fosse ricombinazione degli ioni tra P e la piastra positiva. Pertanto

$$q\lambda > \frac{i}{2e}$$

o

$$\lambda > \frac{i}{2qe}$$

$i/2qe$ è quindi un limite inferiore di λ . Se I è la corrente massima, l la distanza tra le piastre

$$I = qle$$

di conseguenza, $i/2I$ è un limite inferiore di λ/l .

44. Sebbene non possiamo trovare la soluzione generale delle equazioni (3-1), (3-2), (3-5), (3-6), quando k_1 non è uguale a k_2 , vediamo immediatamente che una soluzione particolare è data da

$$n_1 = n_2 = \left(\frac{q}{\alpha}\right)^{\frac{1}{2}}$$

$$k_1 n_1 X e = \left(\frac{k_1}{k_1 k_2} i\right)$$

$$k_2 n_2 X e = \left(\frac{k_2}{k_1 k_2} i\right)$$

$$X = \left(\frac{\alpha}{q}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{i}{e(k_1 + k_2)}$$

Questa soluzione corrisponde a un valore costante della forza elettrica tra le piastre e indica che il rapporto tra le correnti trasportate rispettivamente dagli ioni positivi e negativi è lo stesso del rapporto tra le mobilità di questi ioni.

Questa soluzione, che è applicabile alla parte centrale del campo, non è tuttavia valida nelle vicinanze delle piastre. Supponiamo infatti che P sia un punto situato tra esse e per il quale questa soluzione sia valida. In questo caso attraverso l'unità di area nel punto

$$\frac{ik_1}{(k_1 k_2) e}$$

ioni positivi passano nell'unità di tempo ed essi devono provenire dalla regione compresa tra P e la piastra positiva. Se la distanza di P da questa piastra è λ , questa regione non può fornire più di $q\lambda$ ioni positivi nell'unità di tempo e ciò solamente se non vi sono ricombinazioni. La soluzione particolare precedente non può quindi applicarsi a una distanza dalla piastra positiva inferiore a

$$\frac{k_1}{(k_1 k_2)} \frac{i}{qe}$$

Analogamente, essa non può applicarsi a una distanza dalla piastra negativa inferiore a

$$\frac{k_2}{(k_1 k_2)} \frac{i}{qe}$$

Ammetteremo che essa si applichi a distanze dalle piastre superiori ai valori precedenti e inoltre che negli strati dove essa non si applica, non vi sia ricombinazione.

Consideriamo ciò che avvenga verso la piastra positiva tra $x=0$ e $x=\lambda_l$, essendo λ_l uguale a

$$\frac{k_1}{(k_1 k_2)} \frac{i}{qe}$$

Poiché in questa regione non vi è ricombinazione, le equazioni (3-1), (3-5) e (3-6) divengono

$$\frac{dX}{dx} = 4\pi(n_1 - n_2)$$

$$\frac{d}{dx}(k_1 n_1 X) = q$$

$$\frac{d}{dx}(k_2 n_2 X) = -q$$

Se q è costante, abbiamo

$$k_1 n_1 X = qx$$

$$k_2 n_2 X = \frac{i}{e} - qx$$

essendo la costante di integrazione scelta in modo tale che $n_l=0$ per $x=0$. Sostituendo questi valori di n_1 e di n_2 nell'equazione che dà dX/dx , abbiamo

$$X \frac{dX}{dx} = 4\pi e \left[qx \left(\frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2} \right) - \frac{i}{ek_2} \right]$$

o

$$X^2 = 8\pi e \left[\frac{1}{2} qx^2 \left(\frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2} \right) - \frac{i}{ek_2} \right] + C \quad (13)$$

essendo C una costante che si può determinare dalla condizione quando $x=\lambda$

$$X^2 = \frac{\alpha}{q} \frac{i^2}{e^2 (k_1 + k_2)^2}$$

Da cui

$$C = \frac{\alpha}{q} \frac{i^2}{e^2(k_1+k_2)^2} \left[1 + \frac{4\pi e}{\alpha} \frac{k_1}{k_2} (k_1+k_2) \right]$$

C è il valore di X^2 per $x=0$, cioè per la piastra positiva. Se indichiamo questo valore con X_1 , essendo X_0 il valore costante di X tra le piastre, abbiamo

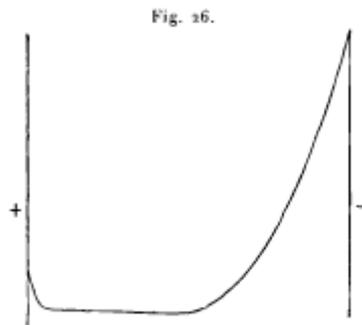
$$X_1 = X_0 \left[1 + \frac{4\pi e}{\alpha} \frac{k_1}{k_2} (k_1+k_2) \right]^{\frac{1}{2}}$$

Così X_1 è sempre superiore a X_0 e il rapporto X_1/X_0 è indipendente dal valore della ionizzazione e dall'intensità di corrente.

Se X_2 è il valore di X sulla piastra negativa, possiamo mostrare in modo analogo che

$$X_2 = X_0 \left[1 + \frac{4\pi e}{\alpha} \frac{k_2}{k_1} (k_1+k_2) \right]^{\frac{1}{2}}$$

Se quindi k_2 mobilità dello ione negativo è molto grande rispetto a k_1 mobilità dello ione positivo, il valore preso per X sulla piastra negativa sarà grande rispetto a quello che si ottiene sulla positiva e lo spessore dello strato all'interno del quale X è variabile sarà più grande dal lato negativo che da quello positivo. La figura 26 dà una curva rappresentante in questo caso la distribuzione dell'intensità elettrica tra le piastre.



Se poniamo

$$\beta_1 = \frac{4\pi e}{\alpha} \frac{k_1}{k_2} (k_1+k_2) \quad \beta_2 = \frac{4\pi e}{\alpha} \frac{k_2}{k_1} (k_1+k_2)$$

abbiamo

$$X_1 = X_0 (1 + \beta_1)^{\frac{1}{2}}$$

$$X_2 = X_0 (1 + \beta_2)^{\frac{1}{2}}$$

Se β_1 e β_2 sono grandi, queste equazioni danno approssimativamente

$$X_1 = X_0 \beta_1^{\frac{1}{2}}$$

$$X_2 = X_0 \beta_2^{\frac{1}{2}}$$

Nel caso particolare in cui le mobilità degli ioni positivi e negativi sono uguali, $\beta_1 = \beta_2$ e $\frac{X_1}{X_2} = \left(\frac{8\pi e k_1}{\alpha} \right)^{\frac{1}{2}}$.

Ciò è in accordo quando β è grande con il risultato trovato in precedenza con un metodo indipendente.

La caduta di potenziale V_1 attraverso lo strato vicino alla piastra positiva di spessore λ_1 è uguale a

$$\int_0^1 X dx$$

Sostituendo il valore di X dato dalla equazione (3-13) e integrando, troviamo

$$V_1 = \frac{1}{2} X_1 \lambda_1 + \frac{1}{2} \frac{X_0 \lambda_1}{\sqrt{\beta_1}} \ln(\sqrt{\beta_1} + \sqrt{1 + \beta_1}) = \frac{1}{2} X_0 \lambda_1 \left[(1 + \beta_1)^{\frac{1}{2}} + \frac{1}{\sqrt{\beta_1}} \ln(\sqrt{\beta_1} + \sqrt{1 + \beta_1}) \right]$$

Poiché

$$X_0 = \left(\frac{\alpha}{q} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{i}{e(k_1 + k_2)} \quad \lambda_1 = \frac{k_1}{k_1 + k_2} \frac{i}{qe}$$

$$V_1 = \frac{1}{2} \frac{\alpha^{\frac{1}{2}}}{q^{\frac{3}{2}}} \frac{i^2 k_1}{e^2 (k_1 + k_2)^2} \left[(1 + \beta_1)^{\frac{1}{2}} + \frac{1}{\sqrt{\beta_1}} \ln(\sqrt{\beta_1} + \sqrt{1 + \beta_1}) \right] \quad (14)$$

Così la caduta di potenziale attraverso questo strato è proporzionale al quadrato della corrente. Se V_2 indica la caduta di potenziale nel passaggio dello strato negativo, troviamo pure

$$V_2 = \frac{1}{2} \frac{\alpha^{\frac{1}{2}}}{q^{\frac{3}{2}}} \frac{i^2 k_1}{e^2 (k_1 + k_2)^2} \left[(1 + \beta_2)^{\frac{1}{2}} + \frac{1}{\sqrt{\beta_2}} \ln(\sqrt{\beta_2} + \sqrt{1 + \beta_2}) \right]$$

Se β_1 e β_2 sono molto grandi, abbiamo approssimativamente

$$V_1 = \frac{1}{2} \frac{\alpha^{\frac{1}{2}}}{q^{\frac{3}{2}}} \frac{i^2}{e^2} \frac{k_1}{(k_1 + k_2)^2} \beta_1^{\frac{1}{2}}$$

$$V_2 = \frac{1}{2} \frac{\alpha^{\frac{1}{2}}}{q^{\frac{3}{2}}} \frac{i^2}{e^2} \frac{k_1}{(k_1 + k_2)^2} \beta_2^{\frac{1}{2}}$$

Sostituendo i valori di β_1 e β_2 , troviamo

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{k_1^{21}}{k_2^2}$$

cioè le cadute di potenziale nelle vicinanze delle piastre positive e negative sono proporzionali ai quadrati delle mobilità degli ioni corrispondenti.

Consideriamo ora come varia la caduta di potenziale con la pressione del gas. Se p è la pressione, k_1 e k_2 sono inversamente proporzionali a p e q gli è direttamente proporzionale. Si vede di conseguenza che per una corrente data V_1 e V_2 e variano in ragione inversa di p .

Relazione tra la differenza di potenziale tra le piastre e la corrente

45. La caduta di potenziale tra le piastre si compone di numerosi termini: quelli che abbiamo già calcolato e si riferiscono alle regioni vicine alle piastre e quello che corrisponde allo strato dove l'intensità della forza elettrica è costante e uguale a X_0 . La lunghezza di questa è $l - (\lambda_1 + \lambda_2)$, essendo l la distanza tra le piastre; ora $\lambda_1 + \lambda_2$ è uguale a i/qe , la caduta di potenziale corrispondente è quindi uguale a

$$X_0 \left(l - \frac{i}{qe} \right)$$

o

$$\left(\frac{\alpha}{q} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{i}{e(k_1+k_2)} \left(l - \frac{i}{qe} \right)$$

aggiungendo a questi valori quelli delle cadute di potenziale al passaggio degli strati contigui alle piastre, otteniamo, se V indica la differenza di potenziale tra esse,

$$V = \frac{1}{2} \frac{\alpha^{\frac{1}{2}}}{q^{\frac{3}{2}}} \frac{i^2}{e^2(k_1+k_2)^2} \left[k_1(1+\beta_1)^{\frac{1}{2}} + \frac{k_1}{\sqrt{\beta_1}} \ln(\sqrt{\beta_1} + \sqrt{1+\beta_1}) + k_2(1+\beta_2)^{\frac{1}{2}} + \frac{k_2}{\sqrt{\beta_2}} \ln(\sqrt{\beta_2} + \sqrt{1+\beta_2}) \right] + \left(\frac{\alpha}{q} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{i}{e^2(k_1+k_2)} \left(l - \frac{i}{qe} \right) \quad (15)$$

Questa equazione è della forma

$$V = Ai^2 + Bi$$

di conseguenza la curva avente per ordinata i e per ascissa V è una parabola. Questa equazione cessa di avvicinarsi al vero quando i due strati che abbiamo considerato nelle vicinanze delle piastre si toccano, cioè quando $\lambda_1 + \lambda_2 = l$ o $i = qel$. In questo caso la corrente che passa è la più intensa che possa essere trasportata dal gas ionizzato. Il valore minimo della differenza di potenziale necessaria per produrla si ottiene ponendo $i = qel$ nell'equazione (3-15). Vediamo quindi che la differenza di potenziale necessaria per produrre la saturazione è proporzionale al quadrato della distanza tra le piastre e alla radice quadrata dell'intensità della ionizzazione.

46. Lo studio della distribuzione dell'intensità della forza elettrica tra le piastre quando passa la corrente massima dà un metodo comodo per determinare il rapporto tra le mobilità degli ioni positivi e negativi. Poiché in questo caso, infatti, non vi è ricombinazione, le equazioni (3-5) e (3-6) danno

$$k_1 n_1 X = qx \quad (16)$$

$$k_2 n_2 X = q(l-x) \quad (17)$$

essendo x misurato a partire dalla piastra positiva. Per il punto situato tra le piastre e dove la forza è minima,

$$\frac{dX}{dx} = 0 = 4\pi(n_1 - n_2)e$$

pertanto in questo punto $n_1 = n_2$, se quindi x è la distanza dal punto P dove X è minimo alla piastra positiva, abbiamo, dalle equazioni (3-16) e (3-17)

$$\frac{k_1}{k_2} = \frac{x}{l-x}$$

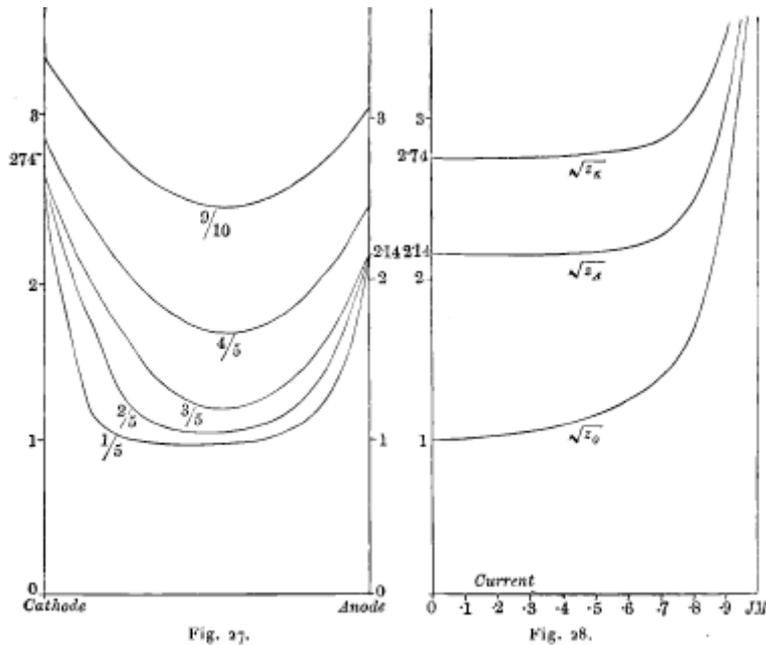
Così il rapporto delle mobilità degli ioni positivi e negativi è uguale al rapporto tra le distanze dal punto alle piastre positive e negative. Se abbiamo determinato P misurando la distribuzione del potenziale tra le piastre, possiamo dedurne immediatamente il rapporto tra le mobilità.

47. Mie¹ ha ottenuto per approssimazioni successive le soluzioni dell'equazione (3-8): 1° nel caso in cui la corrente è solo una piccola frazione della corrente di saturazione; 2° quando la corrente è quasi saturata.

I risultati di queste ricerche sono dati nelle figure 27 e 28. La figura 27 rappresenta la distribuzione della forza elettrica lungo la corrente per valori differenti di questo ultimo espressi in

¹ Mie, *Ann. der Physik.*, t. XIII, 1904, p. 857.

funzione della corrente di saturazione. Si può vedere che finché la corrente non raggiunge circa 1/5 del suo valore massimo il tipo di soluzione è della forma per una forza elettrica costante, salvo nelle vicinanze degli elettrodi dove questa cresce rapidamente.



Nella figura 28, le quantità indicate con $\sqrt{z_0}, \sqrt{z_A}, \sqrt{z_k}$ sono rispettivamente proporzionali al rapporto tra la forza elettrica minima e le forze all'anodo, al catodo e alla corrente. Il risultato dà per la soluzione $\frac{X_0^2}{X_1^2} = \beta^{1-\beta}$, cioè il rapporto tra le forze elettriche nelle vicinanze degli elettrodi e la forza elettrica minima, è indipendente dalla corrente e qui evidenziato per valori di corrente compresi tra limiti estesi. G. W. WALKER (*Phil. Mag.*, nov. 1904) e ROBB (*Phil. Mag.*, agosto e dicembre 1905) hanno dato soluzioni dell'equazione (3-7) per pressioni scelte in modo da dare a $\frac{\alpha}{4\pi ek}$ valori particolari.

Caso in cui la mobilità di uno degli ioni è molto grande rispetto a quella dell'altro

48. Il caso in cui la mobilità dello ione negativo è molto grande rispetto a quella dello ione positivo è di grande importanza e suscettibile di una soluzione completa. Possiamo ottenere l'equazione dando il valore di X , forza elettrica, ponendo $k_1/k_2=0$ nell'equazione (3-8), ossia procedendo in maniera indipendente come qui sotto.

Facendo uso della notazione del § 43, abbiamo

$$i = n_1 k_1 X e + n_2 k_2 X e \quad (1)$$

$$\frac{d}{dx}(n_2 k_2 X e) = q - \alpha n_1 n_2 \quad (2)$$

$$\frac{dX}{dx} = q - \alpha n_1 n_2 \quad (3)$$

In questo caso, la corrente totale è trasportata praticamente dagli ioni negativi; si ha quindi $i = n_2 k_2 X e$ e di conseguenza $q = \alpha n_1 n_2$.

Da cui

$$n_2 = \frac{i}{k_2 X e} \quad n_1 = \frac{q k_2 X e}{\alpha i}$$

ostituendo questi valori di $\alpha n_1 n_2$ nella (3-3), abbiamo

$$\frac{dX}{dx} = \frac{4 \pi e^2 k_2 q X}{\alpha i} - \frac{4 \pi i}{k_2 X}$$

o

$$\frac{dX^2}{dx} - \frac{8 \pi e^2 k_2 q X^2}{\alpha i} = -\frac{8 \pi i}{k_2}$$

La soluzione di questa equazione è

$$X^2 = \frac{\alpha i^2}{q k_2 e^2} + C e^{\frac{8 \pi e^2 k_2 q}{\alpha i} x} \quad (4)$$

In questo caso, x è contato a partire dall'elettrodo positivo; è più comodo misurarlo a partire dal negativo. Se x rappresenta la distanza dall'elettrodo negativo, l'equazione precedente diviene

$$X^2 = \frac{\alpha i^2}{q k_2 e^2} + C' e^{-\frac{8 \pi e^2 k_2 q}{\alpha i} x} \quad (5)$$

Per trovare il valore della costante di integrazione C' , dobbiamo partire dall'equazione (3-7),

$$\left[\frac{dX^2}{dx} \frac{k_1 k_2}{(k_1 + k_2) 8 \pi e} \right]_0^{x_1} = \int_0^{x_1} (q - \alpha n_1 n_2) dx \quad (6)$$

Il membro di destra di questa equazione rappresenta l'eccesso della ionizzazione sulla ricombinazione nella regione compresa tra il catodo e il punto $x=x_1$; deve, di conseguenza, essere uguale alla differenza tra il numero di ioni negativi che lasciano la colonna in x e il numero di quelli che vi penetrano al catodo; è quindi uguale a $(i-i_0)$ essendo i_0 la quantità di elettricità negativa emessa dal catodo nell'unità di tempo.

Quando x_1 è grande $dX^2/dx=0$. Pertanto l'equazione (3-22) diviene

$$C' \frac{8 \pi e^2 k_2 q}{\alpha i} \frac{k_1 k_2}{(k_1 + k_2) 8 \pi e} = \frac{i - i_0}{e}$$

da cui

$$C' = \frac{\alpha i (i - i_0) k_1 + k_2}{q k_1 k_2 e^2} \frac{k_1 + k_2}{k_2}$$

e di conseguenza, essendo k_1 piccolo rispetto a k_2 ,

$$X^2 = \frac{\alpha i^2}{q k_2 e^2} \left(1 + \frac{k_2}{k_1} \frac{i - i_0}{i} e^{-\frac{8 \pi e^2 k_2 q}{\alpha i} x} \right) \quad (7)$$

con i valori trovati per k_2 e α vediamo che il secondo termine tra parentesi sarà molto piccolo quando eqx sarà grande rispetto a i ; il secondo termine sarà quindi molto piccolo all'esterno di uno strato di gas posto vicino al catodo e il cui spessore è tale che il numero di ioni prodotti al suo interno è sufficiente a trasportare la corrente, supponendo che essi concorrano tutti a questo scopo.

Nel caso di fiamme e di gas caldi, questo strato è molto sottile, a meno che la corrente non sia estremamente intensa. In questo caso quindi, il secondo termine tra parentesi non avrà un valore apprezzabile se non nelle vicinanze del catodo. Così l'equazione (3-23) ci insegna che la forza elettrica è costante, salvo nelle vicinanze immediate del catodo, dove raggiunge un valore molto elevato. La forza elettrica nelle vicinanze del catodo sta alla forza esistente nella parte uniforme del campo nel rapporto $(k_1 + k_2)^{1/2}$ a $(k_1)^{1/2}$. Questa uniformità del campo nella maggior parte del circuito, unita a un aumento rapido localizzato vicino al catodo è, come vedremo, uno dei tratti più caratteristici del passaggio dell'elettricità attraverso le fiamme e i gas caldi.

Se V è la differenza di potenziale tra gli elettrodi $V = \int X dx$, non vi è alcuna difficoltà a integrare il valore di X dato dall'equazione (3-23). Una soluzione approssimativa metterà tuttavia in risalto i punti essenziali. Salvo nelle immediate vicinanze del catodo, la forza elettrica è uguale a $\frac{i}{e k_2} \left(\frac{\alpha}{q}\right)^{1/2}$. La caduta di potenziale nella parte uniforme del campo è quindi molto approssimativamente uguale a $\frac{i}{e k_2} \left(\frac{\alpha}{q}\right)^{1/2} l$, essendo l la distanza tra gli elettrodi.

Vicino al catodo, la forza elettrica X , quando i_0 è piccolo rispetto a i , è data approssimativamente dall'equazione

$$X = \frac{i}{e (k_1 k_2)^{1/2}} \left(\frac{\alpha}{q}\right)^{1/2} e^{-\frac{8\pi e^2 k_2 q}{\alpha i} x}$$

la caduta di potenziale è approssimativamente $\int_0^{\infty} X dx$ o

$$\frac{i}{e (k_1 k_2)^{1/2}} \left(\frac{\alpha}{q}\right)^{1/2} \frac{\alpha i}{4 \pi e_1 k_2 q}$$

Pertanto V differenza di potenziale tra le piastre è data dall'equazione

$$V = \left(\frac{\alpha}{q}\right)^{1/2} \frac{1}{e k_2} \left(l i + \frac{\alpha i^2}{4 \pi e^2 q} \frac{1}{\sqrt{k_1 k_2}} \right)$$

La caduta di potenziale vicino al catodo è proporzionale al quadrato della corrente, mentre nelle altre parti del circuito essa gli è direttamente proporzionale. Nel caso della conduzione attraverso i gas caldi e le fiamme contenenti vapori salini vedremo che la caduta di potenziale catodico supera di molto quella che esiste nel resto del circuito. Affinché questo caso si presenti bisogna che la mobilità dello ione negativo sia molto grande rispetto a quella dello ione positivo.

49. Quando una corrente elettrica attraversa una fiamma, si ottengono risultati molto interessanti mettendovi un pizzico di sale. Il sale vaporizza e la ionizzazione è molto più intensa nel vapore salino che nelle altre parti della fiamma. Hittorf trovò tuttavia che, salvo nel caso in cui il sale era introdotto nelle vicinanze del catodo, la corrente cresceva enormemente. La relazione tra la corrente e la differenza di potenziale si ottiene facilmente in questo caso a partire dalle equazioni precedenti. Siano A l'elettrodo positivo, B l'elettrodo negativo. Rappresentiamo la porzione della fiamma contenente il vapore salino con una fascia ab all'interno della quale la ionizzazione e la velocità dello ione negativo non sono gli stessi delle fasce vicine. Se X è la forza elettrica, abbiamo nella regione Bb

$$X^2 = \frac{\alpha i^2}{q k_2^2 e^2} \left(1 + \frac{k_2}{k_1} e^{-\frac{8\pi e^2 k_2 q}{\alpha i} x} \right) \quad (1)$$

indicando x la distanza dal catodo al punto in cui la forza è X . Nella regione ba , a una distanza x_1 da

b

$$X^2 = \frac{\alpha' i^2}{Q K_2^2 e^2} + C e^{\frac{-8\pi e^2 k_2 q}{\alpha i} x_1} \quad (2)$$

essendo α' , Q , K_2 i valori di in questa regione e C una costante da determinare.

Nella regione aA a una distanza x_2 da a , abbiamo

$$X^2 = \frac{\alpha i^2}{Q k_2^2 e^2} + C' e^{\frac{-8\pi e^2 k_1 q}{\alpha i} x_2} \quad (3)$$

diminuendo rapidamente i termini esponenziali quando ci allontaniamo rispettivamente dai punti B , b , a . Supporremo che le tre regioni siano assai grandi perché il termine esponenziale nella (3-24) sia trascurabile nel punto b e che nella (3-25) lo sia nel punto a ; in questo caso, X^2 essendo continuo, abbiamo

$$\frac{\alpha i^2}{q k_2^2 e^2} = \frac{\alpha' i^2}{Q k_2^2 e^2} + C_1$$

o

$$C = \frac{i^2}{e^2} \left(\frac{\alpha}{q k_2^2} - \frac{\alpha'}{Q K_2^2} \right)$$

analogamente

$$\frac{\alpha i^2}{q k_2^2 e^2} + C' = \frac{\alpha' i^2}{Q K_2^2 e^2}$$

Di conseguenza,

$$C = C'$$

Né C né C' contengono il fattore importante l/k e noi troviamo per integrazione che la caduta di potenziale sulle superfici a e b è molto piccola rispetto alla differenza di potenziale totale tra a e b . La diminuzione di potenziale tra gli elettrodi A e B risultante dall'introduzione del vapore salino ab è minore della differenza di potenziale tra a e b prima dell'introduzione del sale. Essendo quest'ultima una frazione molto piccola della differenza di potenziale tra A e B , l'introduzione di sale ha solo un'azione insignificante sulla differenza di potenziale necessaria a mantenere una corrente data.

Il caso è tuttavia del tutto diverso quando lo strato si estende fino all'elettrodo . In questo caso , forza elettrica nella regione aB , è data dall'equazione

$$X^2 = \frac{\alpha' i^2}{Q K_2^2 e^2} \left(1 + \frac{k_2}{k_1} e^{\frac{-8\pi e^2 K_2 Q}{\alpha i} x} \right)$$

Così la caduta di potenziale al catodo è ora

$$\frac{i}{e(K_1 K_2)^{\frac{1}{2}}} \left(\frac{\alpha'}{Q} \right)^{\frac{1}{2}} - \frac{\alpha' i}{4\pi e^2 K_2 q}$$

mentre prima dell'introduzione del sale era

$$\frac{i}{e(k_1 k_2)^{\frac{1}{2}}} \left(\frac{\alpha'}{q} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\alpha i}{4 \pi e^2 k_2 q}$$

Così se Q , valore della ionizzazione nel vapore salino, è grande rispetto a q , ionizzazione nella fiamma in assenza di sale, la caduta di potenziale catodico sarà per lo stesso valore della corrente molto più piccola nella fiamma salina che nella fiamma pura. Ora, essendo la caduta catodica di potenziale di molto la frazione più grande della differenza di potenziale tra gli elettrodi, servirà una forza elettromotrice molto minore per produrre la stessa corrente in una fiamma salina che in una fiamma pura ossia, se si dispone della stessa differenza di potenziale, la corrente sarà alquanto accresciuta dalla presenza del sale.

Se la ionizzazione nello strato vicino all'elettrodo fosse minore che nelle altre parti del circuito, cioè se Q fosse inferiore a q , la presenza dello strato accrescerebbe considerevolmente la caduta di potenziale al catodo e se la differenza di potenziale è costante tra gli elettrodi la corrente sarà diminuita in una notevole proporzione.

Caso in cui la ionizzazione è localizzata in uno strato sottile

50. Nelle ricerche precedenti, abbiamo supposto che la ionizzazione fosse uniformemente distribuita tra le piastre. Esistono tuttavia numerosi casi e molto importanti nei quali la regione ionizzata è uno strato sottile di gas, essendo il resto dell'intervallo tra le piastre sottratto all'azione dell'agente ionizzante. Considereremo ora questo caso cominciando da quello dove lo strato ionizzato è vicino a una delle piastre A.

Supponiamo A la piastra positiva. In questo caso tutti gli ioni compresi nell'intervallo delle piastre sono stati estratti dallo strato sotto l'azione del campo elettrico. Questi ioni devono quindi essere tutti positivi. La corrente è quindi interamente trasportata da ioni positivi; siano n_1 il loro numero per centimetro cubo, X la forza elettrica, i la corrente. Impiegando le stesse notazioni precedenti, le nostre equazioni divengono

$$\begin{aligned} \frac{dX}{dx} &= 4 \pi n_1 e \\ k_1 n_1 X e &= i \end{aligned}$$

Da queste equazioni, ricaviamo

$$\frac{XdX}{dx} = \frac{4 \pi i}{k_1}$$

o

$$X^2 = \frac{8 \pi i x}{k_1} + C \quad (18)$$

essendo C la costante di integrazione, cioè, come è evidente, il valore di X^2 nelle vicinanze della piastra positiva.

Se V è la differenza di potenziale tra le piastre e l la loro distanza, abbiamo

$$V = \int_0^l X dx = \frac{k_1}{12 \pi i} \left[\left(\frac{8 \pi i l}{k_1} + C \right) - C^3 \right] \quad (19)$$

Per trovare un'espressione di C , consideriamo ciò che avviene nello strato di gas ionizzato. Supponiamo la corrente piccola rispetto a quella di saturazione; il numero di ioni positivi e negativi liberi per unità di volume nello strato è $(q/\alpha)^{\frac{1}{2}}$, misurando q come prima l'intensità della

ionizzazione. Se non vi è grande variazione nella forza elettrica quando si passa dal gas all'interno dello strato considerato, la somma delle mobilità degli ioni positivi e negativi sarà dell'ordine di $(k_1+k_2)C^{1/2}$ e, siccome la corrente i è uguale al numero degli ioni moltiplicata per la somma delle mobilità, $(k_1+k_2)C^{1/2}(q/\alpha)^{1/2}$ sarà dello stesso ordine di grandezza di i . C è quindi confrontabile con

$$\frac{i^2 \alpha}{qe(k_1+k_2)^2}$$

Di conseguenza, C sarà piccolo rispetto a $8\pi il/k_1$ se

$$\frac{i^2 \alpha k_1}{8\pi qe^2(k_1+k_2)^2 l}$$

è piccolo.

Se δ è lo spessore dello strato ionizzato, I la corrente di saturazione,

$$I = qe \delta$$

Questa quantità sarà piccola se

$$\frac{1}{2} \frac{i}{I} \frac{\delta}{l} \frac{k_2}{k_1+k_2} \frac{1}{\beta_2}$$

è piccola, o

$$\beta_2 = \frac{4\pi e}{\alpha} \frac{k_2}{k_1} (k_2+k_1)$$

Se δ/l e i/I sono piccoli, β_2 , essendo maggiore dell'unità e $k_2(k_2+k_1)$ più piccoli, vediamo che la quantità considerata sarà piccola. In questo caso, possiamo nell'equazione (3-28) trascurare C rispetto a $8\pi il/k_1$ e l'equazione diverrà

$$V^2 = \frac{32}{9} \frac{\pi}{k_1} i l^3 \quad (20)$$

Vediamo che, in questo caso, la corrente è proporzionale a V^2 e cresce di conseguenza più rapidamente con la forza elettromotrice che se seguisse la legge di Ohm. Vedremo esempi di casi simili studiando il passaggio dell'elettricità tra due piastre metalliche calde immerse in un gas. In questo caso, la maggior parte della ionizzazione è localizzata nello strato a contatto con il metallo e, come Pringsheim¹ ha mostrato, la corrente cresce più rapidamente della differenza di potenziale. La corrente è proporzionale a k_1 , mobilità dello ione che la trasporta. Ora, essendo la mobilità dello ione negativo maggiore di quella dello ione positivo, la corrente, per la stessa differenza di potenziale tra le piastre, sarà più intensa quando la ionizzazione si produrrà vicino alla piastra negativa che quando avverrà vicino a quella positiva. In altre parole, la corrente è più intensa in una direzione data che nella direzione opposta. Questa *conducibilità unipolare*, come la si chiama, è molto evidente nel caso di conducibilità presentate dai gas caldi e dalle fiamme che contengono vapori salini. Rutherford² lo ha osservato nei casi di ionizzazione con i raggi di Röntgen e il radio. L'equazione (3-29) ci mostra che, per una differenza di potenziale data, la corrente è indipendente da q , intensità della ionizzazione. Le correnti massime tra le piastre dipenderanno naturalmente dall'intensità della ionizzazione; ma fintanto che saranno solo piccole frazioni della corrente massima, corrispondenti alla ionizzazione nei casi considerati, esse saranno indipendenti dal valore di quest'ultima nelle vicinanze della piastra. Vediamo così che la corrente deve essere indipendente

1 Pringsheim, *Wied. Ann.*, t. LV, 1895, p. 507.

2 Rutherford, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. II, 1901, p. 210.

dalla carica trasportata dallo ione.

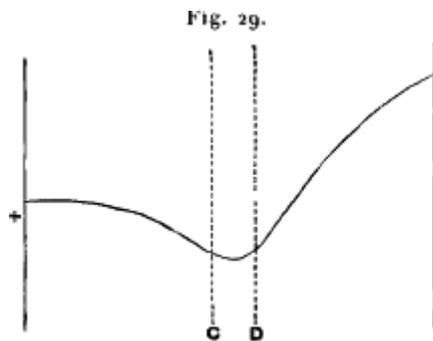
La corrente per una differenza di potenziale data varia in ragione inversa del cubo della distanza dalle piastre: ora variando la corrente come il quadrato della differenza di potenziale, se noi manteniamo costante l'intensità media della forza elettrica tra le piastre, la corrente varierà in ragione inversa della loro distanza quando questa diminuirà.

Quando la ionizzazione è localizzata in uno strato vicino ad A, possiamo arrestare la corrente di ioni e di conseguenza l'elettricità verso la piastra B interponendo una terza piastra tra le altre due; il passaggio dell'elettricità sarà completamente bloccato sia con una piastra metallica che con un corpo non conduttore. Otteniamo così l'effetto un poco paradossale di interrompere completamente una corrente tra due piastre metalliche interponendo tra esse un conduttore elettrico molto buono. Esamineremo un esempio di un tale effetto quando discuteremo il passaggio dell'elettricità attraverso i gas molto caldi.

Se lo strato di gas ionizzato si trova tra le piastre a una distanza l_1 dalla positiva e l_2 dalla negativa, se V è la differenza di potenziale tra esse, possiamo facilmente mostrare con lo stesso metodo prima impiegato che

$$V = \frac{2}{3} \sqrt{8\pi i} \left(\frac{l_1^3}{2} + \frac{l_2^3}{2} \right) \left(\frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2} \right)$$

essendo k_1 e k_2 le rispettive mobilità degli ioni positivi e negativi. Vediamo che se k_1 non è uguale a k_2 la corrente, per la stessa differenza di potenziale, non sarà la stessa in una direzione che in quella opposta, a meno che $l_1=l_2$. Se la mobilità dello ione negativo è maggiore di quella dello ione positivo, la corrente avrà il suo valore più grande quando la sua direzione sarà tale che la piastra negativa è più vicina allo strato ionizzato. Da ciò possiamo concludere che una asimmetria nella distribuzione della ionizzazione darà luogo a una conducibilità unipolare. La distribuzione dell'intensità elettrica quando lo strato ionizzato è posto tra le piastre è rappresentata in figura 29.



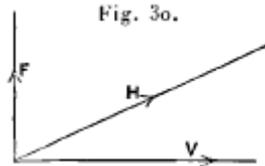
I risultati precedenti sono veri solo quando l'intensità elettrica nelle vicinanze dello strato ionizzato è piccola rispetto al valore che essa raggiunge a qualche distanza da questa.

Possiamo considerare da un altro punto di vista le condizioni necessarie affinché sia così. Se la corrente di saturazione I passasse tra le piastre, la forza elettrica massima sarebbe più grande di $\sqrt{\frac{8\pi I l}{k}}$ e la differenza di potenziale superiore a $\frac{l^2}{2} \sqrt{\frac{32\pi I}{9k_1}}$: se la differenza di potenziale è inferiore a questo valore, non potremo ottenere la saturazione e, di conseguenza, la forza elettrica nelle vicinanze della piastra non potrà essere molto grande per attrarre tutti gli ioni prodotti nelle sue vicinanze. Per attrarli tutti, dobbiamo combattere contro la ricombinazione, ma anche contro la tendenza che hanno gli ioni a diffondere di nuovo nella piastra. Nella maggior parte dei casi più importanti, quando vi sono ioni di un solo segno, come per esempio quando una piastra metallica emette ioni negativi sotto l'azione della luce ultravioletta, o ioni di entrambi i segni quando è

scaldata al rosso scuro, il campo ha semplicemente da sormontare la diffusione per saturare la corrente. In questi casi, gli ioni, se non sono estratti dal campo, si accumulano nelle vicinanze della piastra fino a che il numero di quelli che si urtano sia uguale al numero di quelli che emette nello stesso tempo. Questi ioni, come le molecole di un gas qualsiasi, hanno una velocità di traslazione U proporzionale alla loro temperatura assoluta e il campo elettrico non riuscirà ad allontanarli dalla piastra se è capace di comunicare loro una velocità U_0 . Se l'intensità del campo, necessaria per ottenere questo risultato è piccola rispetto a $\sqrt{\frac{8\pi I l}{k}}$, potremo nell'equazione (3-27), porre $C=0$. Ma se l'intensità del campo necessaria per questo è confrontabile a $\sqrt{\frac{8\pi I l}{k}}$, non potremo supporre $C=0$ e la forza nella vicinanze della piastra potrà essere confrontabile a quella che esiste nelle altre parti del campo, come è in genere il caso delle correnti prodotte dalla luce ultravioletta. Maggiore sarà il valore di I , più le condizioni che giustificano l'annullamento di C saranno soddisfatte.

Cap. 4 - Effetto prodotto da un campo magnetico sul moto degli ioni

51. Quando uno ione carico si muove in un campo magnetico, è sottoposto a una forza meccanica la cui direzione è ad angolo retto con quella del suo moto e della forza magnetica e la cui intensità è uguale $Hesin\theta$, essendo H la forza magnetica, V la velocità dello ione, e la sua carica e θ l'angolo tra H e V ; essendo H ed e espressi in unità elettromagnetiche. La relazione tra la direzione di questa forza F e quelle di V e di H per uno ione carico positivamente è indicata in figura 30.



Supponiamo ora di avere uno ione in movimento in un gas; la viscosità di quest'ultimo rende la sua velocità proporzionale alla forza che agisce su di esso. Se X, Y, Z sono le componenti dell'intensità elettrica, α, β, γ quelle della forza magnetica, u, v, w quelle della velocità, la forza meccanica esercitata sullo ione dal campo magnetico ha per componenti

$$e(\beta w - \gamma v)e(\gamma u - \alpha w)e(\alpha v - \beta u)$$

mentre le componenti della forza meccanica dovuta al campo elettrico sono Xe, Ye, Ze .

Così essendo la velocità dello ione proporzionale alla forza meccanica agente su di esso, abbiamo

$$\begin{cases} u = R(X + \beta w - \gamma v) \\ v = R(Y + \gamma u - \alpha w) \\ w = R(Z + \alpha v - \beta u) \end{cases} \quad (1)$$

R è evidentemente la velocità dello ione sotto l'azione dell'unità di forza elettrica in assenza di campo magnetico. Risolvendo le equazioni (4-1), troviamo

$$\begin{aligned} u &= \frac{RX + R^2(\beta Z - \gamma Y) + R^2 \alpha(\alpha X + \beta Y + \gamma Z)}{1 + R^2(\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2)} \\ v &= \frac{RY + R^2(\gamma X - \alpha Z) + R^2 \beta(\alpha X + \beta Y + \gamma Z)}{1 + R^2(\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2)} \\ w &= \frac{RZ + R^2(\alpha Y - \beta X) + R^2 \gamma(\alpha X + \beta Y + \gamma Z)}{1 + R^2(\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2)} \end{aligned} \quad (4-2)$$

Il primo termine al numeratore di queste espressioni rappresenta una velocità parallela alla forza elettrica e ad essa proporzionale, il secondo termine rappresenta una velocità ad angolo retto a sua volta sulle forze elettriche e magnetiche e proporzionale a $R^2 HF \sin\Phi$, rappresentando H, F, Φ rispettivamente le forze elettriche e magnetiche e l'angolo tra di esse. Il terzo termine rappresenta una velocità parallela alla forza magnetica e proporzionale a $R^2 HF \cos\Phi$. L'importanza relativa di questi termini dipende dal valore di RH . Se questa quantità è piccola, il primo termine è il più importante e gli ioni si muovono parallelamente alla forza elettrica. Se al contrario RH è grande, l'ultimo termine è preponderante e lo ione si muove parallelamente alla forza magnetica. Essendo R la velocità dello ione sotto l'unità di forza elettrica e valendo questa unità nel sistema elettromagnetico $10^{-8} V/cm$, il valore di R per uno ione che si muove nell'aria alla pressione atmosferica sarà $1,5 \cdot 10^{-8}$, essendo la velocità dello ione sotto un gradiente di potenziale di $1 V/cm$

pari a 1,5 cm/s. Così, alla pressione atmosferica, non sarà possibile ottenere un campo magnetico assai intenso per assegnare a RH un grande valore. Variando R in ragione inversa alla pressione del gas in limiti estesi di pressione, si può rendere RH grande a pressioni molto basse e ottenere così che gli ioni si muovano nel senso delle linee di forza magnetiche.

Consideriamo il caso di uno ione posto in un campo dove le forze elettriche e magnetiche sono uniformi. Supponiamo la forza elettrica parallela all'asse delle x e quella magnetica nel piano xz . Abbiamo allora $Y=0, Z=0, \beta=0$ e le (4-2) divengono

$$u = \frac{RX(1+R^2\alpha^2)}{1+R^2(\alpha^2+\gamma^2)} = RX$$

approssimativamente se

$$R^2(\alpha^2+\gamma^2)$$

è piccolo,

$$v = \frac{R^2\gamma X}{1+R^2(\alpha^2+\gamma^2)} = R^2\gamma X$$

$$w = \frac{R^2\alpha X}{1+R^2(\alpha^2+\gamma^2)} = R^2\alpha\gamma X$$

Così l'effetto della forza magnetica è di dare allo ione una velocità $-R\gamma u$ ad angolo retto sulle forze elettrica e magnetica e una velocità $R^2\gamma u(\alpha^2+\gamma^2)^{\frac{1}{2}}$ nel piano xz ad angolo retto con la forza magnetica.

Se si hanno insieme ioni positivi e negativi, se R_1 è il valore di R per gli ioni positivi e R_2 per quelli negativi, se $u_1, v_1, w_1, u_2, v_2, w_2$ rappresentano rispettivamente le velocità degli ioni positivi e negativi e se vi sono infine n ioni positivi e n ioni negativi per unità di volume, la corrente parallelamente a y sarà uguale a $ne(v_1-v_2)$ o sostituendo i valori di v_1 e v_2

$$ne(R_1^2-R_2^2)\gamma X = -(R_1-R_2)\gamma I$$

essendo I la corrente principale parallelamente a x ; se quindi le velocità delle correnti positive e negative sono diverse, il campo magnetico darà origine a una componente di corrente proporzionale alla corrente principale e la corrente sarà deviata di un angolo avente per tangente $(R_1-R_2)\gamma$. Se conserviamo i termini proporzionali a $(RH)^2$, essendo H la forza magnetica, vediamo che vi sarà una corrente addizionale proporzionale a $(R_1^2+R_2^2-R_1R_2)\gamma(\alpha^2+\gamma^2)^{\frac{1}{2}}I$ nel piano xz ad angolo retto con la forza magnetica. Quando il campo elettrico non è uniforme, come nel caso di una particella carica, e irradia attorno a un punto, possiamo dimostrare senza difficoltà che uno ione in un campo magnetico uniforme descriverà una spirale tracciata su un cono di rivoluzione il cui asse è parallelo alla forza magnetica.

Moto di uno ione libero in un campo magnetico

52. Se lo ione, invece di spostarsi attraverso le molecole di un gas, si muove nel vuoto, è facile determinare la traiettoria che descriverà in un campo magnetico. Consideriamo dapprima il caso in cui non agisca alcuna forza elettrica su di esso. In questo caso, essendo la sola forza alla quale è sottoposto dovuta al campo magnetico e sempre ad angolo retto con la sua traiettoria, la sua velocità sarà costante. Analogamente, poiché questa forza è perpendicolare alla forza magnetica, non vi sarà alcuna accelerazione parallela a questa direzione. Così quindi, quando il campo magnetico è uniforme, la componente della velocità parallela alla forza magnetica è costante. Siccome la velocità risultante è costante, ciò implica che la direzione di moto dello ione forma un angolo

costante con la forza magnetica. Se ρ è il raggio di curvatura della traiettoria dello ione, m la sua massa, v la sua velocità, la forza nella direzione della normale sarà uguale a mv^2/ρ . Ma questa forza è uguale d'altra parte a $Hev \sin\theta$, essendo H la forza magnetica, θ l'angolo tra v e H , ed e la carica dello ione. Si avrà quindi

$$\frac{mv^2}{\rho} = Hev \sin\theta$$

o

$$\rho = \frac{mv}{He \sin\theta}$$

Così, quando θ e v hanno un valore costante, il raggio di curvatura della traiettoria è pure costante; questa traiettoria è quindi un'elica arrotolata su un cilindro circolare il cui asse è parallelo alle linee di forza magnetiche. Il raggio del cilindro è $\rho \sin^2\theta$ o $mv \sin\theta / eH^2$. Se la particella è lanciata in una direzione perpendicolare alle linee di forza magnetiche, l'elica diviene un cerchio di raggio mv/eH . Poiché in questo caso la traiettoria è chiusa, lo ione non si allontanerà mai oltre una distanza finita dal punto a partire dal quale è stata proiettata. Se la velocità dello ione ha una componente parallela alla forza magnetica, questa componente resterà costante e lo ione si sposterà parallelamente alla forza magnetica descrivendo spazi uguali in tempi uguali. Al contrario, in una direzione perpendicolare alla forza magnetica, la sua velocità sarà diretta talvolta in un senso, talvolta nel senso opposto; per tutto il tempo quindi che durerà il suo moto, si allontanerà dalle linee di forza per una distanza finita. Possiamo esprimere le grandi linee di questi fenomeni dicendo che in un campo magnetico gli ioni tendono a seguire le linee di forza magnetiche.

53. Lo studio precedente si riferisce al caso in cui il campo magnetico è costante e dove le linee di forza magnetiche conservano la stessa direzione. È interessante ricercare se gli ioni continuano a seguire le linee di forza magnetiche quando la direzione di queste cambia da un punto all'altro. Esamineremo il caso speciale in cui le linee di forza sono cerchi aventi per asse l'asse z , essendo il campo prodotto da una corrente i circolante lungo questo asse. In questo caso, α , β , γ le componenti della forza magnetica nel punto di coordinate xyz .

$$\alpha = \frac{2iy}{x^2+y^2} \quad \beta = \frac{2ix}{x^2+y^2} \quad \gamma = 0$$

e, se m è la massa dello ione, e la sua carica elettrica, viene

$$\begin{aligned} m \frac{d^2x}{dt^2} &= -e \frac{2ix}{x^2+y^2} \frac{dz}{dt} \\ m \frac{d^2y}{dt^2} &= -e \frac{2iy}{x^2+y^2} \frac{dz}{dt} \\ m \frac{d^2z}{dt^2} &= \frac{2ei}{x^2+y^2} \left(x \frac{dx}{dt} + y \frac{dy}{dt} \right) = ei \frac{d}{dt} \ln(x^2+y^2) \end{aligned}$$

A partire da queste equazioni abbiamo

$$\left(\frac{dx}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dy}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dz}{dt} \right)^2 = \text{cost} = V^2$$

essendo V la velocità di emissione dello ione

1 G. G. Stockes, *Proc. Roy. Soc.* Marzo, XXX, 1876; *Phil. Mag.*, V. t. II, 1876, p. 359.

$$y \frac{d^2 x}{dt^2} - x \frac{d^2 y}{dt^2} = 0$$

Se quindi ρ e θ sono le coordinate polari dello ione in un piano xy

$$\rho^2 \frac{d\theta}{dt} = h$$

essendo h una costante,

$$\frac{dz}{dt} = \frac{2ei}{m} \ln \rho + C$$

essendo C una costante.

Così l'orbita dello ione nel piano xy è quella di una particella di massa m soggetta ad una forza centrale attrattiva uguale a

$$\frac{1}{\rho} \left(\frac{4e^2 i^2}{m} \ln \rho + 2eiC \right)$$

Ma poiché

$$\left(\frac{d\rho}{dt} \right)^2 + \rho^2 \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dz}{dt} \right)^2 = V^2$$

abbiamo

$$\left(\frac{d\rho}{dt} \right)^2 = V^2 - \frac{h^2}{\rho^2} - \left(\frac{2ei}{m} \ln \rho + C \right)^2$$

essendo $\left(\frac{d\rho}{dt} \right)^2$ essenzialmente positivo, ρ sarà sempre compreso tra la più grande e la più piccola delle radici dell'equazione

$$\frac{2ei}{m} \ln R = \left(V^2 - \frac{h^2}{R^2} \right) - C$$

lo ione resterà quindi sempre a una distanza finita dall'asse delle x .

54. Consideriamo qualche caso particolare. Supponiamo lo ione proiettato parallelamente alle linee di forza magnetiche a partire dal punto $\rho=a$. Poiché $dz/dt=0$ per $\rho=a$, abbiamo

$$\frac{dz}{dt} = \frac{2ei}{m} \ln \frac{\rho}{a}$$

e

$$h = Va$$

da cui

$$\left(\frac{d\rho}{dt} \right)^2 = V^2 - \left(1 - \frac{a^2}{\rho^2} \right) - \left(\frac{2ei}{m} \ln \frac{\rho}{a} \right)^2$$

vediamo da questa equazione che ρ non può essere inferiore ad a e che, di conseguenza, la velocità parallela all'asse z non cambierà mai di segno. Analogamente ρ non supererà il valore di R dato dall'equazione

$$\frac{2ei}{m} \ln \frac{R}{a} = V \left(1 - \frac{a^2}{R^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4-3)$$

$R=a$ soddisfa questa equazione, ma vi è un'altra radice più grande di a ; è questa radice che dà il valore massimo di ρ .

Così, nel piano perpendicolare all'asse z , lo ione circola su un'orbita compresa tra i cerchi $\rho=a$ e $\rho=R$ e si muove così nella direzione generale delle linee di forza magnetiche, benché in questo caso tuttavia vi sia un avanzamento parallelo all'asse di simmetria del campo magnetico. Se V è piccolo rispetto a $2ei/m$, la soluzione dell'equazione (4-3) è

$$R = a(1+\xi)$$

o

$$\xi = \frac{V^2}{\frac{2e^2 i^2}{m^2}}$$

In questo caso, la velocità massima parallelamente a z è $v\left(\frac{V}{eim}\right)$. È quindi piccola rispetto a V . Così più piccola sarà la velocità di emissione e più intenso sarà il campo, più la traiettoria dello ione si avvicinerà a una linea di forza magnetica.

Nel caso seguente, lo ione è emesso a partire dal punto $\rho=a$ in una direzione parallela a Oz . Abbiamo allora $h=0$ e la traiettoria è posta in un piano passante per l'asse z e il punto di partenza; se V è la velocità di emissione,

$$\frac{dz}{dt} = \frac{2ei}{m} \ln \frac{\rho}{a} + V$$

Ora dz/dt non può mai essere superiore numericamente a V . Se quindi V e $2ei/m$ hanno lo stesso segno, ρ non potrà mai essere maggiore di a . I valori tra i quali ρ oscilla sono a e $a e^{\frac{V}{m}}$; l'orbita è una curva chiusa e le sue dimensioni sono molto piccole se V è piccolo rispetto a ei/m . Se V e ei/m sono di segno opposto, possiamo mostrare che ρ non è mai inferiore ad a e varia tra a e $e^{-\frac{V}{m}}$.

Il terzo caso che consideriamo è quello in cui la particella è emessa con la velocità V parallelamente a z a partire dal punto $\rho=a$. In questo caso ancora $h=0$, ma

$$\frac{dz}{dt} = \frac{2ei}{m} \ln \frac{\rho}{a}$$

non potendo dz/dt essere numericamente superiore a V , vediamo che ρ deve essere compreso entro i limiti

$$\rho = a e^{\frac{mV}{2ei}}$$

e

$$\rho = a e^{-\frac{mV}{2ei}}$$

L'orbita è nel piano passante per l'asse z e il punto di partenza. Se il campo magnetico è molto intenso e di conseguenza piccolo, $mV/2ei$ è sempre vicino ad a .

Supponiamolo uguale a $a(1+\xi)$; le equazioni sono allora approssimativamente

$$\frac{d^2 \xi}{dt^2} = \left(\frac{2ei}{m} \right)^2 \frac{\xi}{a^2}$$

$$\frac{dz}{dt} = \frac{2ei}{m} \xi$$

la cui soluzione è

$$\xi = A \sin\left(\frac{2i e}{a m} t\right)$$

$$z = -aA \cos\left(\frac{2i e}{a m} t\right)$$

Poiché $V = a \frac{d\xi}{m}$ quando $t=0$, $aA = V \frac{m a}{e 2i} = \frac{Vm}{He}$, essendo H la forza magnetica nel punto di partenza. Come abbiamo annunciato, la traiettoria in questo caso è un cerchio il cui raggio aA è uguale Vm/He .

Vediamo così che sia nel caso di un campo uniforme sia in quello di un campo non uniforme lo ione tenderà a seguire le linee di forza magnetiche, salvo tuttavia nel caso molto speciale dove le condizioni dell'emissione saranno tali che lo ione durante il suo moto tagli ad angolo retto tutte le linee di forza.

Moto di uno ione sotto l'influenza simultanea di un campo elettrico e di un campo magnetico

55. Studiamo ora il moto di uno ione sottoposto alle azioni simultanee delle forze elettriche e magnetiche. Considereremo il caso in cui queste due forze sono costanti. Supponiamo l'asse z parallelo alla direzione della forza magnetica e il piano xz parallelo alla forza elettrica. Sia H la forza magnetica, X, O, Y le componenti della forza elettrica; se m è la massa dello ione, e la sua carica, x, y, z le sue coordinate, le equazioni del moto sono

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = Xe - He \frac{dy}{dt} \quad (1)$$

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} = He \frac{dx}{dt} \quad (2)$$

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = Ze \quad (3)$$

A partire dalla (4-6) abbiamo

$$z = \frac{1}{2} \frac{Ze}{m} t^2 + w_0 t \quad (4)$$

essendo w la velocità di emissione parallela a z e l'origine delle coordinate presa nel punto di emissione.

Le equazioni (4-4) e (4-5) ci danno

$$y = c + \frac{X}{H} t + A \cos \omega t + B \sin \omega t \quad (5)$$

$$x = a - A \sin \omega t + B \cos \omega t \quad (6)$$

essendo a, c, A, B , costanti arbitrarie e $\omega = He/m$.

Scrivendo le equazioni (4-8) e (4-9) sotto la forma

$$y - c = \frac{X}{\omega H} t + A' \cos(\omega t - \alpha)$$

$$x - a = -A' \sin(\omega t - \alpha)$$

vediamo che la proiezione sul piano xy della traiettoria dello ione è una trocoide generata da un cerchio di raggio $x/\omega H$ ruotante su una perpendicolare alla forza elettrica, essendo la distanza dal punto generatore al centro del cerchio A' . Siccome i valori medi dei termini periodici tendono ad annullarsi quando il tempo al quale corrisponde il valore medio è grande rispetto a $1/\omega$, vediamo a partire dalle equazioni (4-8) e (4-9) che le equazioni

$$y = c + \frac{X}{H} t$$

$$x = a$$

danno le posizioni medie dello ione e che la velocità media parallelamente a y è X/H , allorché la velocità parallela a X si annulla. Essendo la velocità parallela a z al tempo t , $Zet/m + w_0$, vediamo che, se Z è finito, la velocità parallela a z diverrà infinita rispetto alle componenti secondo gli altri assi. Così infine gli ioni si sposteranno in questo caso lungo linee di forza magnetiche. Dobbiamo ricordare tuttavia che questo ragionamento si applica solo al caso in cui il campo elettrico ha una componente finita in questa direzione.

Se determiniamo le costanti nelle (4.8-9) in funzione di v_0, u_0 , valori iniziali delle componenti della velocità di emissione dello ione lungo gli assi y e x , abbiamo, prendendo l'origine nel punto di emissione

$$y = \frac{u_0}{\omega} (1 - \cos \omega t) + \frac{X}{H} t + \left(v_0 - \frac{X}{H} \right) \frac{1}{\omega} \sin \omega t \quad (4-10)$$

$$x = \left(\frac{X}{H} - v_0 \right) \frac{1}{\omega} (1 - \cos \omega t) + \frac{u_0}{\omega} \sin \omega t \quad (4-11)$$

Se $X=0$, cioè se le direzioni delle forze elettriche e magnetiche coincidono, abbiamo

$$\left(x + \frac{v_0}{\omega} \right)^2 + \left(y - \frac{u_0}{\omega} \right)^2 = \frac{v_0^2 + u_0^2}{\omega^2}$$

Così, la proiezione della traiettoria dello ione sul piano xy è un cerchio e la traiettoria stessa una spirale il cui passo cresce gradualmente e il cui asse è parallelo alle linee di forza magnetiche.

Se $Z=0$, cioè se la forza magnetica è ad angolo retto con la forza elettrica, e se inoltre u_0, v_0, w_0 si annullano, abbiamo

$$y = \frac{X}{\omega H} (\omega t - \sin \omega t)$$

$$x = \frac{X}{\omega H} (1 - \cos \omega t)$$

Questa è l'equazione di una cicloide il cui raggio del cerchio generatore è $X/\omega H$ o Xm/eH^2 , essendo la linea sulla quale rotola perpendicolare alla forza elettrica. La distanza maggiore alla quale la particella può allontanarsi dal suo punto di emissione, misurata nella direzione della forza elettrica, è $2Xm/eH^2$; la velocità media in questa direzione è nulla, mentre la velocità media parallela

a y , cioè in una direzione perpendicolare sia alla forza elettrica che a quella magnetica, è finita e uguale a X/H . Se lo ione fosse emesso con la velocità w parallela all'asse z , conserverebbe questa velocità senza alterazioni e la direzione media del suo moto sarebbe perpendicolare alla forza elettrica e diretta secondo una retta formante un angolo $\tan^{-1} \frac{X}{wH}$ con la direzione della forza magnetica.

56. Se $u_0=0$ e $v_0=X/H$, abbiamo a partire dalle (4.10-11)

$$\begin{aligned} y &= v_0 t \\ x &= 0 \end{aligned}$$

In questo caso, la traiettoria dello ione nel piano xy è la stessa di quella che avrebbe in assenza di entrambe le forze: la forza X dovuta al campo elettrico è allora esattamente equilibrata dalla forza Hev dovuta al campo magnetico.

57. Ritornando al caso generale rappresentato dalle equazioni (4.10-11), possiamo dedurre facilmente che la velocità massima V parallela al piano xy e raggiunta dallo ione è data dall'equazione

$$V = \frac{X}{H} \left[u_0^2 + \left(\frac{X}{H} - v_0 \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

Così, fintanto che v_0 e u_0 hanno valori confrontabili a X/H , la velocità massima ottenuta è approssimativamente $2X/H$ ed è indipendente dalla velocità di emissione, dalla carica e dalla massa dello ione.

Lo spostamento massimo ξ misurato parallelamente alla direzione della forza elettrica è dato dall'equazione

$$\xi = \left(\frac{X}{H} - v_0 \right) \frac{1}{\omega} + \frac{1}{\omega} \left[u_0^2 + \left(\frac{X}{H} - v_0 \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

e così, finché v_0 e u_0 sono confrontabili a X/H , la distanza percorsa dallo ione parallelamente alle linee di forza elettriche è approssimativamente indipendente dalla velocità con la quale è emessa.

Se ξ_1, ξ_2, ξ_3 sono gli spostamenti massimi corrispondenti alle forze elettriche X_1, X_2, X_3 , essendo la forza magnetica la stessa dappertutto, troviamo a partire dalle equazioni precedenti

$$\begin{aligned} \omega &= \frac{2}{H(\xi - \xi_1)(\xi_1 - \xi_2)(\xi_2 - \xi)} [X\xi(\xi_2 - \xi_1) + X_1\xi_1(\xi - \xi_2) + X_2\xi_2(\xi_1 - \xi)] \\ u_0^2 &= \frac{2}{H(\xi - \xi_1)(\xi_1 - \xi_2)(\xi_2 - \xi)} [X(\xi_2 - \xi_1) + X_1(\xi - \xi_2) + X_2(\xi_1 - \xi)] \\ v_0^2 &= \frac{2}{H(\xi - \xi_1)(\xi_1 - \xi_2)(\xi_2 - \xi)} [X\xi(\xi_2^2 - \xi_1^2) + X_1\xi_1(\xi^2 - \xi_2^2) + X_2\xi_2(\xi_1^2 - \xi^2)] \end{aligned}$$

Queste equazioni forniscono un metodo per determinare e/m e la velocità di emissione dello ione.

Se le particelle cariche sono emesse a partire dal piano $x=0$ in tutte le direzioni con una velocità costante v , le distanze che esse raggiungono contate a partire da questo piano variano tra

$$\frac{2}{\omega} \left(\frac{X}{H} - v \right) e \frac{2}{\omega} \left(\frac{X}{H} + v \right)$$

Il più piccolo valore è quello della distanza raggiunta dalle particelle emesse parallelamente al piano nella direzione per la quale la forza agente sulla particella in moto e dovuta al campo magnetico è diretta verso il piano. Il valore maggiore corrisponde alla distanza percorsa dalle

particelle emesse parallelamente al piano nella direzione opposta.

Se vi è un secondo piano a una distanza d dal piano da cui partono le particelle, queste ultime quando il campo magnetico è costante lo raggiungeranno tutte se la forza elettrica X_1 è uguale o superiore al valore dato dall'equazione

$$d = \frac{2}{\omega} \left(\frac{X_1}{H} - v \right)$$

Nessuna di esse al contrario lo raggiungerà se la forza elettrica X_2 è inferiore o uguale al valore dato dall'equazione

$$d = \frac{2}{\omega} \left(\frac{X_2}{H} + v \right)$$

Da queste due equazioni ricaviamo

$$v = \frac{1}{2} \frac{x_1 - x_2}{H} \frac{e}{m} = \frac{x_1 + x_2}{H^2 d}$$

con una forza elettrica costante, tutte le particelle non potranno raggiungere il secondo piano, se la forza magnetica H_1 è uguale o superiore al valore dato dall'equazione

$$d = \frac{2m}{eH_2} \left(\frac{X}{H_2} + v \right)$$

Nessuna di esse sarà al contrario bloccata da una forza magnetica H_2 uguale o inferiore al valore dato dall'equazione

$$d = \frac{2m}{eH_2} \left(\frac{X}{H_2} - v \right)$$

Da queste equazioni ricaviamo

$$v = \frac{1}{2} \frac{X(H_1 - H_2)}{H_1 H_2} \frac{e}{m} = \frac{2X}{H_1 H_2 d}$$

Si possono utilizzare questi risultati per calcolare v e e/m .

58. Il caso in cui le forze elettriche e magnetiche sono perpendicolari tra loro è molto importante, poiché è ad esso che corrispondono i campi prodotti dalle onde elettriche. In queste onde le forze elettrica e magnetica non sono costanti, ma le si può considerare come proporzionali a $\cos(pt)$ nel caso di un'onda armonica semplice. Quando le onde sono tutte divergenti, la forza elettrica è uguale a V volte la forza magnetica, essendo V la velocità di propagazione delle onde elettriche nel mezzo. Se quindi la direzione di propagazione dell'onda è parallela all'asse y e se la forza magnetica è parallela all'asse z e uguale a $H_0 \cos\theta$, la forza elettrica è parallela all'asse x e uguale a $VH_0 \cos\theta$, dove $\theta = p(t-y/V)$. Le equazioni del moto di una particella carica sotto l'influsso dell'onda elettrica sono allora

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = e \left(V - \frac{dy}{dt} \right) H_0 \cos \theta$$

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} = e \frac{dx}{dt} H_0 \cos \theta$$

Da queste equazioni abbiamo

$$m \frac{dx}{dt} = -\frac{e}{m} \frac{V}{p} H_0 \sin \theta$$

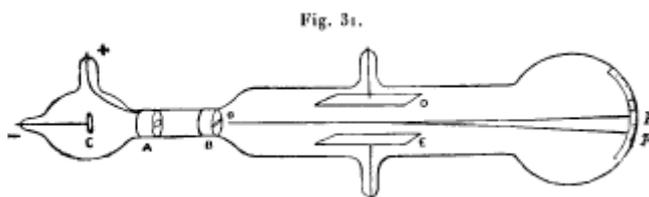
$$m \frac{d^2 \theta}{dt^2} + \frac{H_0^2 e^2}{m^2} \sin \theta = 0$$

A causa dell'analogia presentata dalla seconda di queste equazioni con quella che rappresenta il moto di un pendolo semplice, vediamo che la caratteristica del moto dello ione dipenderà dal valore di He/pm . Se questa quantità è grande, la velocità media dello ione parallelamente all'asse x svanirà, mentre quella che è parallela all'asse y sarà uguale a V . Così, in questo caso, l'onda trasporterà con essa le particelle cariche. Se H_0e/pm è piccolo, l'effetto dell'onda sarà di sovrapporre al moto non disordinato un debole moto vibratorio parallelo alla forza elettrica dell'onda e diretto ad angolo retto con la direzione di propagazione.

Cap. 5 - Determinazione del rapporto tra la carica e la massa di uno ione

59. Il valore di e/m , quoziente tra la carica e la massa di uno ione, è stato determinato applicando qualcuno dei risultati discussi nel capitolo precedente. Il primo caso che considereremo sarà quello degli ioni nei raggi catodici.

I raggi catodici sono le correnti uscenti dal catodo, in un tubo con un vuoto elevato, quando vi passa una scarica elettrica. Essi danno luogo a una vivace fosforescenza quando urtano la parete di vetro del tubo. Nel capitolo che dedicheremo loro, mostreremo in modo evidente che sono formati di particelle cariche negativamente, partenti dalle vicinanze del catodo e che si muovono in linea retta con una velocità molto grande. Supponendo che questa sia la natura dei raggi, mostreremo qui come si può determinare la velocità delle particelle che li costituiscono e il valore di e/m . Supponiamo di avere un tubo in cui il vuoto è molto spinto e del tipo rappresentato in fig. 31.



In questo tubo, C è il catodo, A l'anodo, B un disco di metallo spesso messo a terra. Fori di 1 mm o una fenditura diametrale sono praticati al centro del disco e attraverso l'anodo. Alcuni raggi catodici provenienti dalle vicinanze del catodo attraversano queste aperture. Nella parte del tubo posta a destra del disco, abbiamo così un fascio di particelle elettrizzate negativamente, muoventesi in linea retta parallelamente alla linea che congiunge i fori dei dischi. La regione in cui essi colpiscono il tubo è evidenziata da una macchia fosforescente p . Supponiamo ora il tubo posto in un campo magnetico uniforme, essendo le linee di forza del campo ad angolo retto con la traiettoria degli ioni. Le traiettorie saranno allora dei cerchi di raggio mv/He , essendo m la massa dello ione, e la sua carica, v la sua velocità e H la forza magnetica. Il punto in cui queste particelle colpiranno il tubo non sarà più in p , ma in qualche altro punto p' , essendo la direzione pp' ad angolo retto con la forza magnetica, essendo op' un arco di cerchio al quale op è una tangente. Abbiamo

$$pp'(2R + pp') = op^2$$

essendo R il raggio del cerchio, quindi

$$2R = \frac{op^2}{pp'} - pp'$$

ma, poiché $R = mv/eH$, abbiamo

$$2 \frac{mv}{eH} = \frac{op^2}{pp'} - pp'$$

Se il campo magnetico non è uniforme, possiamo procedere come segue: il raggio di curvatura ρ della traiettoria in un punto è dato da

$$\frac{1}{\rho} = \frac{He}{vm}$$

ora, essendo la traiettoria dello ione incurvata, $1/\rho$ è molto approssimativamente uguale a d^2y/dx^2 , essendo y e x le coordinate dello ione e x misurato lungo la traiettoria non perturbata e y perpendicolarmente. Abbiamo

$$\frac{d^2 y}{dx^2} = \frac{He}{vm}$$

da cui

$$pp' = \frac{e}{vm} \int_0^\infty \left[\int_0^x H dx \right] dx \quad (1)$$

Se quindi misuriamo pp' e conosciamo la distribuzione della forza magnetica H lungo il tubo, possiamo determinare e/m a partire da questa equazione. Ciò ci dà una relazione tra v e m/e .

Possiamo determinare v nel modo seguente; due piastre parallele E e D sono disposte nel tubo, parallelamente alle linee di forza magnetiche e parallele di conseguenza al cammino iniziale dei raggi. Si mantengono queste piastre a potenziali noti collegandole ai poli di una batteria. Abbiamo così tra le piastre un campo elettrico le cui linee di forza sono perpendicolari alle linee di forza magnetiche e alla direzione del moto degli ioni. Questa forza elettrostatica Y tende a deviarli, essendo la forza che agisce sullo ione He . La forza derivante dal campo magnetico agisce lungo la stessa direzione ed è uguale a Hev . Scegliamo il segno della differenza di potenziale tale che le forze elettrica e magnetica siano tra loro opposte. Mantenendo fissa una di esse, per esempio la forza elettrica, faremo variare l'altra, finché queste due forze si equilibrano. Si può determinare questo istante osservando il momento in cui la macchia fosforescente ρ' ha ripreso la sua posizione iniziale. Quando ciò è ottenuto, abbiamo

$$Ye = Hev$$

$$v = \frac{Y}{H} \quad (2)$$

Misurando Y/H possiamo così determinare la velocità degli ioni che formano i raggi catodici. Siccome conosciamo e/m dalle esperienze di deviazione magnetica, possiamo in questo modo determinare contemporaneamente i valori di e/m e di v . L'equazione (5-2) suppone che i campi elettrico e magnetico siano uniformi. Se questa condizione non è soddisfatta, dobbiamo procedere come segue. Supponiamo che p'' sia la posizione deviata di p quando il campo elettrico agisce da solo sui raggi. Possiamo dimostrare facilmente che

$$pp'' = \frac{e}{v^2 m} \int_0^{op} \left[\int_0^x Y dx \right] dx \quad (3)$$

Se pertanto conosciamo la distribuzione del campo elettrico e il valore di pp'' , possiamo mediante l'equazione (5-3) trovare il valore di $e/v^2 m$; e siccome con l'equazione (5-2) possiamo determinare e/vm abbiamo i dati necessari al calcolo di v e di e/m .

Affinché questo metodo sia applicabile, è necessario che la pressione del gas nel tubo a scarica sia molto bassa. Il passaggio dei raggi catodici attraverso un gas lo rende in effetti un conduttore.

Essendo i raggi protetti allora contro il campo elettrico dal gas attraverso il quale si muovono, la repulsione elettrostatica è difficile da valutare. Ma, se la pressione è molto bassa, la conducibilità del gas è così piccola che l'effetto di schermo è a mala pena valutabile così come la deviazione dovuta al campo elettrico.

Se la pressione del gas attraverso il quale circolano le particelle cariche non è estremamente bassa, la loro velocità sarà diminuita dai loro urti contro le molecole del gas. Per studiare questo effetto, supponiamo che la velocità di una particella sia dopo un percorso x uguale a $v_0 e^{-kx}$; l'equazione che fornisce y , deviazione magnetica della particella, sarà

$$\frac{d^2 y}{dx^2} = \frac{He}{mv_0} e^{kx}$$

Se il campo magnetico è uniforme, abbiamo

$$\begin{aligned} \frac{dy}{dx} &= \frac{He}{mv_0 k} (e^{kx} - 1) \\ y &= \frac{He}{mv_0 k} \left(\frac{e^{kx} - 1}{k} - x \right) \end{aligned}$$

Se la particella attraversa il campo uniforme per una distanza l e se non vi è alcun campo lungo la distanza d , prima di raggiungere lo schermo, la deviazione su quest'ultimo sarà

$$y_{x=l} + \left(\frac{dy}{dx} \right)_{x=l} = \frac{He}{mv_0 k} \left(\frac{e^{kl} - 1}{k} - l \right) + \frac{dHe}{mv_0 k} (e^{kl} - 1)$$

o se kl è piccolo

$$= \frac{He}{mv_0} l \left[\frac{l}{2} \left(1 + \frac{kl}{3} \right) + d \left(1 + \frac{kl}{3} \right) \right]$$

Se z è la deviazione dovuta alla forza elettrica X , abbiamo

$$\frac{d^2 z}{dx^2} = \frac{Xe}{m}$$

da cui

$$\begin{aligned} \frac{dz}{dt} &= \frac{Xe}{m} t & z &= \frac{1}{2} \frac{Xe}{m} t^2 \\ \frac{dx}{dt} &= v_0 e^{-kx} \end{aligned}$$

di conseguenza

$$t = \frac{1}{kv_0} (e^{kx} - 1)$$

Se quindi, come in precedenza, la particella attraversa per una distanza l uno spazio in cui agisce una forza elettrica X e per una distanza d uno spazio in cui non agisce alcuna forza, la deviazione Z nel momento in cui essa raggiunge lo schermo è dato dall'equazione

$$z = \frac{Xe}{m v_0^2} \frac{l^2}{2} (1 + kl) + \frac{Xe}{m v_0^2} \left(1 + \frac{3kl}{2} \right)$$

di conseguenza, abbiamo

$$\frac{y^2}{z} = \frac{H^2 e}{m X} l \left(\frac{l}{2} + d \right) \left(1 - kl \frac{\frac{l}{2} + d}{\frac{l}{2} + d} \right)$$

L'effetto ritardante prodotto dal gas sui raggi rende troppo piccolo il valore di e/m dato dall'espressione inesatta

$$\frac{y^2}{z} = \frac{H^2 e}{m X} l \left(\frac{l}{2} + d \right)$$

In un vuoto spinto la correzione è piccola.

Così, se il gas nel tubo è alla pressione di 0,01 mm, k per particelle che si muovono con una velocità di $3 \cdot 10^9$ cm/s è uguale a circa 0,0085. D'altra parte, il gas residuo deve tendere a rendere inferiore a V/d la forza elettrica nella parte dello spazio compresa tra le piastre, essendo V la differenza di potenziale e D la distanza tra esse. Facendo così nell'equazione $X=V/D$, il valore trovato per e/m se rimane gas residuo tenderà ad essere troppo grande.

L'autore¹ ha con questo metodo ottenuto i valori di e/m dati dalla tabella seguente. La prima colonna indica i nomi dei gas che riempivano il tubo; i diversi valori dati per un gas sono relativi a esperienze fatte con differenti pressioni.

| Gas | v | m/e |
|----------|------------------|---------------------|
| Aria | $2,8 \cdot 10^9$ | $1,3 \cdot 10^{-7}$ |
| “ | $2,8 \cdot 10^9$ | $1,1 \cdot 10^{-7}$ |
| “ | $2,3 \cdot 10^9$ | $1,2 \cdot 10^{-7}$ |
| “ * | $3,6 \cdot 10^9$ | $1,3 \cdot 10^{-7}$ |
| “ * | $2,8 \cdot 10^9$ | $1,1 \cdot 10^{-7}$ |
| Idrogeno | $2,5 \cdot 10^9$ | $1,5 \cdot 10^{-7}$ |
| | $2,2 \cdot 10^9$ | $1,5 \cdot 10^{-7}$ |

La media dei valori di m/e è $1,3 \cdot 10^{-7}$ o $e/m=7,73 \cdot 10^6$. Vediamo che, fatti salvi gli errori sperimentali, il valore di e/m è lo stesso sia che il tubo sia riempito di aria, di idrogeno o di acido carbonico; questa espressione deve quindi essere indipendente dal tipo di gas. L'autore² ottenne per la prima volta questo risultato con un metodo diverso; si regolò la pressione nel tubo alla scarica in modo da ottenere una differenza di potenziale costante tra gli elettrodi per tutti i gas testati. Si presero fotografie dei raggi deviati da un campo magnetico costante e si poté constatare che la posizione della macchia era la stessa sia che il gas nel tubo fosse l'aria, l'idrogeno, l'acido carbonico o lo ioduro di metile. Questi gas hanno densità comprese tra limiti estesi, essendo quella dello ioduro di metile quasi 70 volte quella dell'idrogeno. La costanza del valore di e/m per gli ioni che costituiscono i raggi catodici contrasta in modo sorprendente con la variabilità della quantità corrispondente nel caso di ioni che trasportano la corrente negli elettroliti. Si fecero esperienze cambiando il metallo costituente il catodo. Le esperienze indicate con un asterisco nella tabella precedente sono state eseguite con elettrodi di platino, le altre con elettrodi di alluminio. Si può vedere che i valori di e/m sono gli stessi in entrambi i casi. Nuove serie di esperienze sono state fatte da H. A. Wilson³; si servì di catodi di alluminio, di rame, di ferro, di piombo, di platino, d'argento, di stagno, di zinco e trovò gli stessi valori di e/m in tutti i casi.

Siamo portati ad alcune conclusioni molto interessanti confrontando i valori di e/m , cioè $7,7 \cdot 10^6$ per gli ioni dei raggi catodici, con il valore della quantità corrispondente nel caso di ioni elettrolitici; il valore più grande di e/m nel caso di elettroliti è quello che corrisponde allo ione idrogeno; cioè $\frac{e}{m} \approx 10^7$. Troveremo, discutendo il valore della carica elettrica trasportata dallo ione nei raggi catodici, che essa è uguale a quella trasportata dallo ione idrogeno in un elettrolita. Ne segue che la massa dello ione idrogeno deve essere uguale a 770 volte quella dello ione dei raggi catodici.

Il supporto dell'elettricità negativa in questi raggi deve quindi avere una massa piccola rispetto a quella dell'atomo di idrogeno. Ritorniamo su questo punto dopo aver studiato qualche altro fenomeno mostrato dagli ioni gassosi.

1 J.J. Thomson, *Phil. Mag.*, quinta serie, t. XLIV, 1897, p. 293.

2 J.J. Thomson, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. IX, 1897, p. 243.

3 H. A. Wilson, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. XI, 1901, p. 179.

60. Kaufmann ha introdotto un metodo in cui le deviazioni dovute a un campo magnetico e a un campo elettrico avvengono simultaneamente e possono essere misurate con grande precisione. Una lastra fotografica è disposta ad angolo retto con la traiettoria dei raggi non deviati e i campi elettrico e magnetico sono disposti in modo da produrre deviazioni nelle direzioni rettangolari.

Supponiamo che il campo magnetico produca una deviazione orizzontale. Sia O il punto in cui i raggi non deviati colpiscono la piastra. Se tutti i raggi hanno la stessa velocità, la colpiscono quando sono deviati in un punto O', essendo la distanza verticale da O a O'

$$\frac{1}{2} \frac{H e}{m v} l \left(\frac{l}{2} + d \right)$$

e la distanza orizzontale

$$\frac{1}{2} \frac{X e}{m v^2} l \left(\frac{l}{2} + d \right)$$

Di conseguenza, misurando le distanze sulla piastra, si può determinare v e e/m . Se le particelle hanno velocità diverse, troviamo quando i raggi sono deviati un certo numero di punti o_1, o_2, o_3 invece di un solo punto O. Misurando le deviazioni di questi punti, possiamo determinare le diverse velocità delle particelle e i valori di e/m . Esamineremo più avanti come Kaufmann ha applicato questo metodo alla determinazione dell'influenza della velocità sui valori di e/m per particelle la cui velocità è confrontabile con quella della luce.

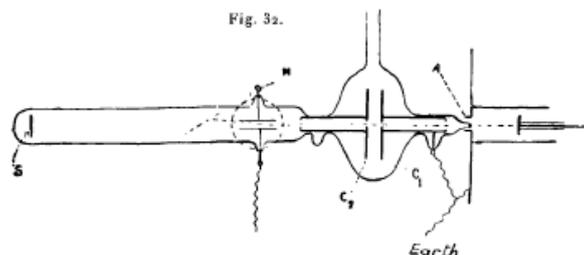
Ioni nei raggi di Lenard

61. Lenard¹ ha determinato con il metodo descritto al paragrafo 59 la velocità e il valore di e/m nel caso dei raggi di Lenard. Questi raggi sono raggi catodici sfuggiti fuori dal tubo a scarica attraverso una fenditura formata da un foglio di alluminio molto sottile. In queste esperienze, i raggi, dopo essere usciti dal tubo a scarica, penetrano in un contenitore in cui si era fatto un vuoto spinto e dove erano deviati dalle forze elettriche e magnetiche, come è stato indicato nel precedente paragrafo. La tabella seguente riporta i risultati di queste esperienze.

| v cm/s | e/m |
|------------------|-------------------|
| $6,7 \cdot 10^9$ | $6,49 \cdot 10^6$ |
| $7 \cdot 10^9$ | $6,32 \cdot 10^6$ |
| $8,1 \cdot 10^9$ | $6,36 \cdot 10^6$ |

La media dei valori di e/m è $6,39 \cdot 10^6$; essa concorda bene con il valore $7,7 \cdot 10^6$ trovato in precedenza. Da notare che le velocità degli ioni sono molto maggiori in questo caso che nel precedente. Se riuniamo le due serie di esperienze, vediamo che le velocità degli ioni vanno da $2,2 \cdot 10^9$ cm/s a $8,1 \cdot 10^9$ senza che si possa cogliere alcun indice di variazione di e/m .

Lenard² ha fatto pure alcune esperienze molto interessanti relative all'azione acceleratrice o ritardante di un campo elettrico esterno sul moto degli elettroni. Lo strumento impiegato a questo scopo è rappresentato in fig. 32.



1 Lenard, *Wied. Ann.*, t. XLIV, 1898, p. 279.

2 Lenard, *Wied. Ann.*, t. XLV, 1898, p. 504.

I raggi, dopo aver attraversato la finestra A, passano attraverso piccole aperture praticate in due piastre metalliche parallele circolari C_1 e C_2 ; C_1 è sempre collegato a terra mentre C_2 è caricato positivamente o negativamente da una macchina elettrica. Togliendo questo condensatore, i raggi passano tra due piastre M destinate a produrre la deviazione elettrostatica sullo schermo S. Il cerchio in figura a puntini attorno a M rappresenta la bobina che serve a produrre la deviazione magnetica. Si misuravano le velocità degli ioni 1° quando le piastre del condensatore C_1 C_2 erano allo stesso potenziale; 2° quando le si manteneva a potenziali diversi. Si trovò che, quando la piastra C_1 era carica negativamente, la velocità nel secondo caso era minore che nel primo. Quando al contrario la piastra C_2 era elettrizzata positivamente, si osservava il risultato opposto. Se v_1 è la velocità dello ione nel primo caso, v_2 la sua velocità nel secondo, se si suppone che tutta la variazione dell'energia è dovuta all'azione del campo elettrico, abbiamo

$$\frac{1}{2}m(v_2^2 - v_1^2) = eV \quad (1)$$

essendo V la differenza di potenziale tra le piastre e considerandola positiva quando C_2 è a un potenziale più elevato di C_1 . I risultati delle esperienze di Lenard sono dati nella tabella seguente. La quarta colonna contiene valori di e/m calcolati a partire dalla (5-4).

| v_1 cm/s | v_2 cm/s | V (C.G.S) | e/m |
|----------------------|----------------------|----------------------|------------------|
| $0,70 \cdot 10^{10}$ | $0,35 \cdot 10^{10}$ | $-291 \cdot 10^{10}$ | $6,2 \cdot 10^6$ |
| $0,68 \cdot 10^{10}$ | $0,34 \cdot 10^{10}$ | $-210 \cdot 10^{10}$ | $8,1 \cdot 10^6$ |
| $0,62 \cdot 10^{10}$ | $0,89 \cdot 10^{10}$ | $+291 \cdot 10^{10}$ | $6,9 \cdot 10^6$ |
| $0,77 \cdot 10^{10}$ | $0,47 \cdot 10^{10}$ | $-291 \cdot 10^{10}$ | $6,4 \cdot 10^6$ |
| $0,79 \cdot 10^{10}$ | $1,0 \cdot 10^{10}$ | $+291 \cdot 10^{10}$ | $6,6 \cdot 10^6$ |
| $0,88 \cdot 10^{10}$ | $1,07 \cdot 10^{10}$ | $+291 \cdot 10^{10}$ | $6,5 \cdot 10^6$ |

La costanza del valore di e/m è una importante conferma dell'esattezza dell'ipotesi che i raggi sono costituiti da particelle cariche in moto rapido.

Metodo di determinazione dei valori di e e di m con la misura dell'energia trasportata dai raggi catodici

62. Sono stati impiegati numerosi altri metodi per misurare e/m . Uno di essi impiegato dall'autore¹ consiste nel misurare l'energia trasportata dai raggi. A questo scopo, uno stretto fascio di raggi penetra per un piccolo foro in un cilindro metallico e cade su una coppia termoelettrica. L'urto dei raggi scalda la coppia e, se si misura con un galvanometro la velocità con la quale aumenta la temperatura della saldatura calda, si può determinare la quantità di calore ceduta nell'unità di tempo. Chiamiamo Q questa quantità. Se supponiamo che tutta l'energia posseduta dai raggi catodici è convertita in calore, abbiamo

$$\frac{1}{2}Nmv^2 = Q$$

essendo N il numero di ioni che penetrano attraverso il foro nel cilindro nell'unità di tempo, m la massa e v la velocità di uno ione. Se e rappresenta la carica dello ione, Ne unità di elettricità negativa entreranno nell'unità di tempo nel cilindro. Si può facilmente misurare la velocità con la quale la carica negativa del cilindro aumenta se è isolato e collegato a un elettrometro. Sia E la velocità con la quale aumenta la carica negativa del cilindro; abbiamo

$$Ne = E$$

Eliminando N tra queste equazioni

¹ J.J. Thomson, *Phil. Mag.*, quinta serie, t. XLIV, 1897, p. 293.

$$\frac{1}{2} \frac{m}{e} v^2 = \frac{Q}{E}$$

Se osserviamo la deviazione prodotta da un campo magnetico noto, determineremo mv/e . Ora, siccome vediamo precisamente un modo di determinare mv^2/e , possiamo dedurne i valori di v e di e/m . I risultati delle esperienze fatte con questo metodo sono date di seguito.

| Gas | v | e/m |
|----------|------------------|------------------|
| Aria | $2,4 \cdot 10^9$ | $1,1 \cdot 10^7$ |
| Aria | $3,2 \cdot 10^9$ | $1,4 \cdot 10^7$ |
| Idrogeno | $2,5 \cdot 10^9$ | $1,0 \cdot 10^7$ |

La media dei valori di e/m è $1,17 \cdot 10^7$. Questo valore è considerevolmente maggiore di quelli trovati in precedenza. Il metodo tuttavia non è così sicuro come il precedente, poiché sono necessarie tre misure: deviazione magnetica, effetto calorico e velocità di aumento della carica del cilindro; non solo le misure sono più numerose, ma presentano anche maggiori difficoltà; le determinazioni dell'effetto calorico e della velocità di accrescimento della carica sono molto più complicate di quelle della deviazione elettrostatica.

La conducibilità data al gas dal passaggio dei raggi catodici attraverso di esso permette a una parte della carica del cilindro di disperdersi rendendo troppo piccolo il valore osservato per E . Nelle esperienze descritte sopra, ci si sforzò di ridurre il più possibile questi effetti collegando il cilindro a un condensatore di grande capacità, producendo allora la carica negativa dei raggi solo una piccola variazione del potenziale del cilindro. Possiamo osservare che le cariche negative trasportate dai raggi sono molto grandi. Così, con una piccola apertura (di circa 1 mm di raggio) il potenziale del cilindro variava qualche volta di 5 V per secondo quando era esposto ai raggi, benché fosse collegato a un condensatore di 0,15 μF di capacità.

Metodo di determinazione dei valori di e/m e di v per la deviazione magnetica e la differenza di potenziale tra gli elettrodi di un tubo a scarica

63. Questi metodi, che furono per la prima volta impiegati da Schuster¹ nel 1890, sono basati sui principi seguenti. Se V è la differenza di potenziale tra le estremità di un tubo, il lavoro effettuato su uno ione passante dall'uno all'altro è Ve . Pertanto, l'energia elettrica che acquista non può essere superiore a Ve . Abbiamo quindi

$$\frac{1}{2} m v^2 \leq VE$$

Osservando l'azione di una calamita sulla scarica (Schuster misurava i raggi dei cerchi, traiettorie degli ioni in un campo magnetico intenso), conosciamo il valore di mv/e ; chiamiamo q questa quantità, l'equazione precedente ci dà

$$\frac{e}{m} = \frac{2V}{q^2}$$

Per trovare un limite inferiore di e/m , Schuster prese v uguale alla radice quadrata della media dei quadrati delle velocità degli atomi di gas nel tubo. Chiamiamo questa velocità U ; abbiamo

$$\frac{e}{m} \leq \frac{U}{q}$$

Schuster con questo metodo trovò per l'aria

¹ Schuster, *Proc. Roy. Soc.*, t. XLVII, p. 526.

$$\frac{e}{m} \leq 11 \cdot 10^5 \quad \frac{e}{m} \geq 10^3$$

Se supponiamo la carica dell'atomo di azoto uguale a tre volte quella dell'atomo di idrogeno nell'elettrolisi dei liquidi e se m è la massa dell'atomo di azoto, $e/m=2 \cdot 10^3$. Essendo questo valore compreso tra i limiti determinati in precedenza, Schuster ne concluse che le particelle elettrizzate negativamente nei raggi catodici all'interno di un tubo pieno di azoto fossero atomi di azoto. Abbiamo visto che ricerche più recenti hanno condotto ad una conclusione differente.

64. Numerose misure dei valori di e/m e di v sono state fatte nell'ipotesi che l'energia cinetica posseduta dallo ione fosse uguale a quella che potrebbe acquistare passando attraverso la differenza di potenziale v dall'anodo al catodo. In questa ipotesi abbiamo

$$\frac{1}{2}mv^2 = VE \quad (1)$$

e, se q o mv/e sono determinati da deviazioni magnetiche, abbiamo

$$\frac{e}{m} = \frac{2V}{q^2}$$

Determinazioni di e/m sono state eseguite da Kaufmann¹ e più tardi da Simon²; secondo questo principio, Kaufmann trovò

$$\frac{e}{m} = 1,86 \cdot 10^7$$

e Simon, che fece un gran numero di esperienze nelle quali la differenza di potenziale tra l'anodo e il catodo variava da 4860 e 11840 V , trovò che

$$\frac{e}{m} = 1,865 \cdot 10^7$$

Trovò il valore di e/m indipendente dalla differenza di potenziale. Si servì di una macchina di Wimshurts per produrre la scarica, poiché essa permette di mantenere una differenza di potenziale più costante di una bobina di induzione.

I valori di e/m ottenuti così sono superiori a quelli trovati con i metodi descritti in precedenza. Ma questo metodo è soggetto a obiezioni; esso suppone infatti che l'energia cinetica di uno ione è uguale al lavoro effettuato su di esso partendo dal catodo stesso, subendo così la caduta massima di potenziale nel tubo; si suppone quindi che tutto il lavoro compiuto dal campo elettrico è speso per aumentare l'energia cinetica dello ione senza che alcuna parte sia persa per collisioni con le molecole del gas attraversato. Inoltre, non abbiamo pure alcun diritto di supporre senza prova che lo ione parte dal catodo stesso. Vedremo in tutti i casi che, quando la pressione non è molto bassa, un grande numero di ioni è prodotto a una distanza molto piccola dal catodo e, siccome la variazione di potenziale nelle vicinanze di questo è molto rapida, tali ioni subiranno soltanto una caduta di potenziale notevolmente più piccola di quelli che partono dal catodo stesso. Il fatto che i valori di e/m trovati con questo metodo sono indipendenti dalla differenza di potenziale non comporta assolutamente come conclusione che gli ioni partano dal catodo nei casi considerati. Supponiamo infatti che la distanza dal catodo del punto da cui parte la maggioranza degli ioni sia d e che il gradiente di potenziale dia $V\beta$. La caduta di potenziale subita dagli ioni è $V(1-\beta d)$; ora β diminuisce quando la pressione del gas diminuisce, mentre aumenta. Quindi è possibile che sia indipendente dalla pressione del gas. Questo fatto si produrrà per esempio se βd gli era direttamente e d inversamente proporzionale. In questo caso, la caduta di potenziale subita dagli ioni sarà sempre

1 Kaufmann, *Wied. Ann.*, quinta serie, t. LXI, p. 544; t. LXII, 1897, p. 596; t. LXV, 1898, p. 431.

2 Simon, *Wied. Ann.*, quinta serie, t. LXIX, 1899, p. 589.

una frazione costante della caduta totale di potenziale nel tubo. Il valore di e/m determinato dalla (5-5) sarà così sempre in un rapporto costante con il valore vero. Essendo la differenza massima di potenziale impiegata da Simon di soli 11000V, la pressione non poteva essere stata molto bassa nelle sue esperienze. Quando la pressione del gas è estremamente piccola, il numero di collisioni che lo ione nella sua traiettoria subisce contro le molecole può essere ridotta a proporzioni così piccole che pochi ioni nuovi vengono così prodotti. In questo caso, il maggior numero di ioni può provenire dall'elettrodo stesso. Ma anche in questo caso, l'impiego dell'equazione (5-5) non è legittimo, poiché una parte del lavoro può essere speso per estrarre gli ioni dal metallo e solo il resto ad accrescere la loro energia cinetica. Queste considerazioni mostrano che l'equazione (5-5) porta ad una valutazione eccessiva dell'energia cinetica dello ione e che, di conseguenza, siccome

$$\frac{e}{m} = \frac{mv^2}{eq^2}$$

il valore di e/m calcolato con questo metodo tende ad essere troppo alto.

Esperienze recenti, dovute a Seitz¹, hanno mostrato che, quando la pressione del gas è molto bassa, l'energia cinetica acquisita dai corpuscoli è uguale a Ve . La deviazione dei corpuscoli per mezzo di un campo elettrico, la produzione di calore che essi determinano e la caduta di potenziale al catodo, portano tutte alla conoscenza della stessa grandezza, l'energia cinetica del corpuscolo. Seitz determinò l'energia cinetica con ciascuno di questi metodi e trovò che essi davano tutti gli stessi valori.

Il metodo impiegato da Lenard e che abbiamo in precedenza descritto, benché dipenda dalle stesse equazioni, non è soggetto alle stesse obiezioni. In questo metodo, infatti, la differenza di potenziale che interviene nelle equazioni è applicata agli ioni dopo la loro formazione e quando essi sono già lanciati sulla loro traiettoria. In questo caso, l'aumento della loro energia cinetica deve essere uguale al lavoro effettuato, se possiamo trascurare la perdita di energia cinetica dovuta alle collisioni contro le molecole del gas. Si può eliminare questo effetto facendo l'esperienza a pressione molto bassa e facendo variare la lunghezza della traiettoria percorso dallo ione in un campo elettrico.

Becker² ha determinato di recente con questo metodo e/m per i raggi catodici; egli ha trovato $e/m=1,8 \cdot 10^7$, essendo la velocità dei raggi di circa 10^{10} cm/s.

65. Nel gennaio 1897, Wiechert³ pubblicò una determinazione dei valori entro i quali deve essere compreso e/m . I principi sui quali è basata questa valutazione sono i seguenti. Misurando la deviazione magnetica in un campo noto, possiamo determinare mv/e . Per ottenere una seconda relazione tra m/e e v , Wiechert pose

$$\frac{1}{2} \frac{m}{e} v^2 = kV$$

essendo V la differenza di potenziale tra gli elettrodi nel tubo a scarica e k una quantità incognita che non può essere superiore all'unità. Per ottenere il valore massimo di V e, di conseguenza, di e/m , si prende nella (5-6) $k=1$. Per ottenere i valori minimi di V e e/m , Wiechert suppose che l'energia cinetica degli ioni nei raggi catodici fosse maggiore di quella che potrebbe essere dovuta a una caduta sotto una differenza di potenziale uguale alla caduta del potenziale catodico. La caduta catodica di potenziale è la differenza tra il potenziale del catodo e quella di un punto posto al limite esterno di questo spazio scuro che circonda il catodo. Warburg ha mostrato che questa caduta catodica è indipendente dall'intensità di corrente attraverso il gas, dalla pressione e entro certi limiti dalla natura degli elettrodi. Essendo il suo valore nell'aria di 270V, Wiechert suppose che un valore minimo di kV fosse di 200V. I motivi di questa ipotesi non appaiono evidenti. A priori, sembrerebbe

1 Seitz, *Ann. der Phys.*, t. VIII, 1902, p. 233.

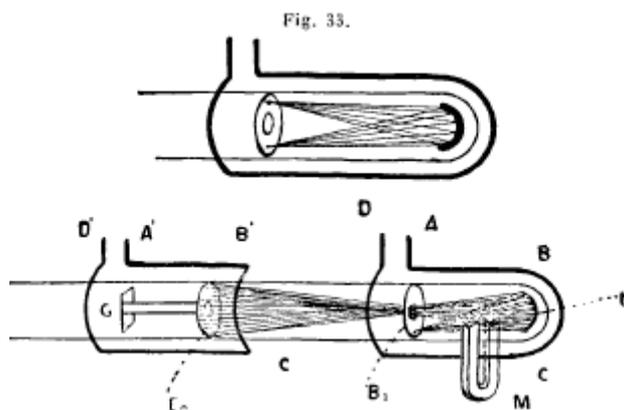
2 Becker, *Ann. der Phys.*, t. XVIII, 1905, p. 381.

3 Wiechert, *Sitzungsberichte der Physikal-ökonom. Gesellsch. zu Königsberg*, I, Pr. 38, 1897, p.1.

più probabile che il valore minimo da assumere per sia la differenza di potenziale, non tra il catodo e il limite esterno di questo spazio scuro, ma tra questo limite e il punto in cui si determinerebbe la deviazione magnetica dei raggi. Sappiamo infatti che i raggi sono completamente formati in questo punto limite, mentre non è per nulla certo che a pressioni moderate esistano tutti nelle vicinanze del catodo. Grazie a queste ipotesi, Wiechert trovò, per il valore massimo $e/m=4 \cdot 10^7$ e, per quello minimo, $4 \cdot 10^6$.

66. Wiechert¹ ha pure determinato con una misura diretta la velocità degli ioni nei raggi catodici. Impiegò un metodo applicato per la prima volta a tale scopo da Des Coudres². Il principio è il seguente. Supponiamo che ABCD, A'B'C'D' siano due circuiti attraversati da correnti alternate di frequenza elevata come quelli prodotti dalla scarica di una bottiglia di Leyda. Supponiamo le due correnti in fase nei due circuiti e questi circuiti posti vicino a un tubo attraverso il quale passano i raggi catodici. Le correnti nei circuiti genereranno forze elettriche e magnetiche che devieranno i raggi al loro passaggio. Se la velocità di questi fosse infinita, le deviazioni prodotte dai due circuiti sarebbero uguali e nello stesso verso. Se al contrario impiegano un tempo finito per andare da un circuito all'altro e se la distanza tra i circuiti è tale che questo tempo è uguale al semi periodo della corrente, la deviazione prodotta dal primo circuito sarà uguale e opposta a quella del secondo. Se al contrario la distanza tra i circuiti è tale che il tempo impiegato dai raggi per andare da uno all'altro sia uguale a quarto di periodo, quando l'effetto prodotto dal circuito ABCD sarà massimo, quello prodotto dal circuito A'B'C'D' sarà nullo.

Il dispositivo impiegato per applicare questi principi alla determinazione della velocità dei raggi catodici è rappresentato in figura 33, dove ABCD, A'B'C'D' sono i circuiti attraversati dalle scariche delle bottiglie, C è un catodo concavo, B₁B₂ sono diaframmi metallici forati al centro, G è uno schermo ricoperto da una materia che diviene fosforescente sotto il bombardamento catodico. M, una calamita a ferro di cavallo, devia i raggi fuori del foro del diaframma B.



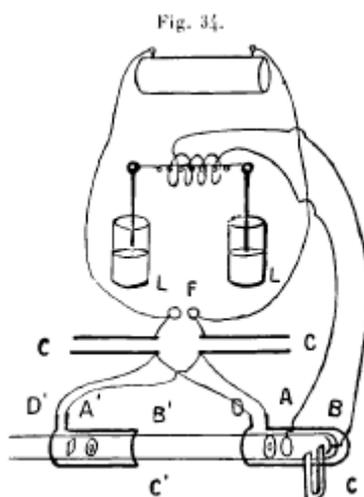
Se nessuna corrente attraversa ABCD, il fascio di raggi di catodici è deviato e si bilancia avanti e indietro come un pendolo. Se durante questo bilanciamento il fascio dei raggi colpisce il foro in B₁, qualcuno attraversa B₁ e B₂ e lo schermo G è illuminato. L'intensità di questa luminosità sarà massima quando il foro è posto in B, si troverà proprio a un'estremità dell'elongazione provocata dalla corrente in ABCD. In questo caso, infatti, il fascio si ferma un istante e il tempo durante il quale rimane sul foro è di conseguenza massimo. Se non vi è alcuna corrente in A'B'C'D', la posizione della macchia fosforescente sullo schermo sarà sulla linea congiungente i fori dei due diaframmi. Se una corrente in fase con quella che circola in ABCD attraversa A'B'C'D', i raggi catodici che raggiungono il diaframma saranno spostati verso l'alto dalla corrente ABCD, saranno analogamente deviati da quella che circola in A'B'C'D' e la macchia fosforescente si troverà al di sopra della linea dei fori; se al contrario le correnti in ABCD e A'B'C'D' differiscono di un quarto di periodo, quando lo spostamento verticale dovuto ad ABCD sarà massimo, quello dovuto ad

1 Wiechert, *Wied. Ann.*, t. LXIX, 1899, p. 739.

2 Des Coudres, *Verhandl. d. Physikal. Gesellsch. zu Berlin*, XIV, 1895, p. 86.

A'B'C'D' sarà nullo e la distribuzione verticale della luce sullo schermo G non subirà lo spostamento della calamita M. Possiamo assicurarci che i raggi che attraversano l'apertura B₁ sono quelli che passano quando lo spostamento verticale dovuto alla corrente ABCD è massimo aumentando gradualmente la deviazione dei raggi tramite lo spostamento della calamita M. Quando abbiamo ottenuto per M una posizione tale che un nuovo aumento della deviazione impedisce a tutti i raggi di raggiungere lo schermo, sappiamo che solo quelli che subiscono la deviazione massima sono sottoposti all'azione di A'B'C'D'. Se allora spostiamo A'B'C'D' e lo portiamo in una posizione tale che la distribuzione verticale della fosforescenza sullo schermo non è affetta da un rovesciamento della calamita, sappiamo che quando i raggi passano attraverso A'B'C'D' la corrente in questo circuito ha una differenza di fase di un quarto di periodo con quella che circola nel quando i raggi lo attraversano. Se i circuiti ABCD, A'B'C'D' sono disposti in modo tale che le correnti che li attraversano siano in fase, sappiamo che i raggi hanno impiegato un quarto di periodo per passare da A'B'C'D' a ABCD; il periodo delle correnti può essere determinato con il metodo di Lecher¹. Se quindi conosciamo la distanza dei circuiti, possiamo determinare la velocità dei raggi.

La figura 34 rappresenta il dispositivo impiegato per applicare questo metodo. CC sono due coppie di piastre parallele; la coppia superiore è posta in comunicazione con un micrometro a scintilla collegato ai poli di una bobina di induzione F; la coppia inferiore è connessa simmetricamente con i circuiti ABCD, A'B'C'D'. I raggi catodici sono prodotti da un sistema in relazione elettrica con quello che produce le oscillazioni. L e L' sono due bottiglie di Leyda le cui armature esterne sono collegate alle due estremità dell'intervallo esplosivo F.



Le armature interne sono collegate al primario di un trasformatore ad alta tensione il cui secondario è collegato all'anodo e al catodo di un tubo a scarica. Per evitare la dispersione dei raggi sulle pareti del tubo durante il loro passaggio da un circuito all'altro, una spirale magnetizzante circondava il tubo, producendo una forza magnetica parallela alla sua lunghezza; essa concentrava così i raggi lungo l'asse e rendeva le osservazioni più facili. Con questo dispositivo, si poté non solo trovare una posizione di A'B'C'D' per la quale le correnti differivano di un quarto di periodo quando erano attraversate dai raggi, ma una seconda posizione in cui esse differivano di tre quarti di periodo.

Se λ è la distanza tra i circuiti quando differiscono di un quarto di periodo, L la lunghezza d'onda delle onde elettriche che li percorrono, v la velocità dei raggi, V la velocità della luce,

$$\frac{v}{V} = \frac{\lambda}{L/4}$$

¹ Lecher, *Wied. Ann.*, t. XCI, 1890, p. 850.

Così in una esperienza $L=940\text{cm}$, $\lambda=39$, ν era di conseguenza uguale a $5 \cdot 10^9$. La pressione era compresa tra un mezzo e un quarto di millimetro. Essendo determinato ν , otteniamo e/m a partire da $m\nu/e$, ottenuto misurando la deviazione magnetica dei raggi. La determinazione di ν con questo metodo è piena di difficoltà, e non ci possiamo attendere un elevato grado di precisione. Come risultato delle sue esperienze, Wiechert arrivò alla conclusione che e/m ha un valore compreso tra $1,55 \cdot 10^7$ e $1,01 \cdot 10^7$. Il valore che fornisce come il più probabile è $1,26 \cdot 10^7$.

Determinazione di e/m per gli ioni negativi prodotti quando la luce ultravioletta cade su una piastra metallica, essendo il gas attraverso il quale gli ioni passano a pressione molto bassa

67. L'autore¹, ha determinato con il metodo seguente i valori di e/m per gli ioni negativi prodotti dall'incidenza della luce ultravioletta su piastre metalliche. Si è dimostrato al paragrafo 57 che quando gli ioni partono a riposo dal piano $x=0$ al tempo $t=0$ e sono sottoposti a un campo elettrico uniforme di intensità X parallelo all'asse x e a un campo magnetico uniforme H parallelo all'asse z , la posizione della particella al tempo t è data dalle equazioni

$$x = \frac{m X}{e H^2} \left[1 - \cos \left(\frac{e}{m} H t \right) \right]$$

$$y = \frac{m X}{e H^2} \left[\frac{e}{m} H t - \sin \left(\frac{e}{m} H t \right) \right]$$

essendo x e y le sue coordinate. La sua traiettoria è quindi una cicloide e la distanza massima che lo ione può raggiungere a partire dal piano $x=0$ è uguale a $2mX/eH^2$. Supponiamo ora di avere un certo numero di ioni partenti dal piano $x=0$ e che si muovono verso il piano parallelo $x=a$ supposto illimitato. Se a è minore di $2mX/eH^2$, tutti gli ioni che partono da $x=0$ raggiungeranno il piano $x=a$; se, al contrario, $a > 2mX/eH^2$, nessuno di essi vi giungerà. Siano $x=0$ una piastra di zinco illuminata dalla luce ultravioletta e di conseguenza sorgente di emissione di ioni negativi, $x=a$ una piastra metallica collegata ad un elettrometro; se si stabilisce un campo elettrico determinato tra esse, tale che il numero di ioni che lasciano $x=0$ nell'unità di tempo sia determinato, tutti gli ioni che partono da $x=0$ raggiungeranno il piano $x=a$ se $a < 2mX/eH^2$. La velocità con la quale la piastra collegata all'elettrometro riceverà una carica negativa sarà la stessa di quando non ve ne saranno. Se $a = 2mX/eH^2$, siccome nessuno ione partito da $x=0$ raggiungerà la piastra $x=a$, questa non riceverà alcuna carica negativa. In questo caso quindi, il campo magnetico bloccherà interamente l'apporto di elettricità negativa sulla piastra collegata all'elettrometro. In questa teoria, se la distanza tra le piastre è inferiore a un certo valore, la forza magnetica non ha alcuna azione sulla velocità con la quale la piastra collegata all'elettrometro riceve una carica negativa, mentre, se al contrario la distanza è superiore a questo valore, il campo magnetico blocca interamente l'apporto di elettricità negativa. I fenomeni reali non sono così netti come indica la teoria. Troviamo praticamente che quando le piastre sono vicine la forza magnetica produce soltanto un'azione eccessivamente piccola consistente in un aumento della velocità di carica della piastra. Se si aumenta la loro distanza, si raggiunge un punto in cui la forza magnetica produce una diminuzione molto grande della velocità di carica; essa non l'arresta tuttavia bruscamente; si osserva infatti che su un intervallo notevole il campo magnetico diminuisce, ma non ferma interamente l'apporto di elettricità negativa. Per distanze ancora più grandi, la corrente che va alla piastra durante l'azione della forza magnetica è del tutto insignificante rispetto a quella che la raggiunge in assenza di campo magnetico.

Otterremo tutti questi intermedi invece di una brusca scomparsa di corrente se gli ioni sono emessi con una velocità finita, o se invece di partire dal piano $x=0$, partono da uno strato di

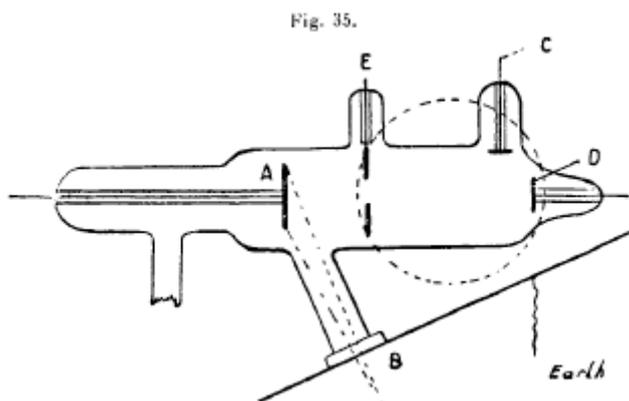
¹ J.J. Thomson, *Phil. Mag.*, quinta serie, t. XLVIII, 1899, p. 547.

spessore finito t . In questo caso, i primi ioni che non arrivano alla piastra saranno quelli che partono dal piano $x=0$. Ciò si produrrà quando $a=2mX/eH^2$. Alcuni ioni tuttavia continueranno a raggiungere la piastra finché $a=t+2mX/eH^2$. Se, pertanto, misuriamo la distanza tra le piastre quando la forza magnetica inizia a produrre una diminuzione di corrente, potremo, conoscendo i valori di X e di H , determinare il valore di e/m . Lo spessore finale dello strato da cui partono gli ioni si può spiegare partendo dal principio di cui vedremo l'estrema importanza in molti altri fenomeni che si riferiscono alla scarica dell'elettricità attraverso i gas.

Consiste nel fatto che, quando gli ioni si muovono in un gas con una velocità superiore a un certo limite, essi producono nuovi ioni con le loro collisioni con le molecole del gas attraverso il quale si muovono; così, quando gli ioni negativi che partono dalla piastra metallica raggiungono sotto l'azione del campo elettrico una certa velocità, essi producono nuovi ioni; di conseguenza, la ionizzazione non sarà localizzata sulla piastra metallica, ma si estenderà a uno strato di spessore finito. Per impiegare il metodo precedente alla determinazione di e/m , è necessario che la pressione del gas tra le piastre sia molto bassa, sufficientemente bassa perché il libero cammino medio dello ione sia dell'ordine di grandezza della distanza tra le piastre. Se questa condizione non è soddisfatta, la resistenza che offre al movimento degli ioni la viscosità del gas impedisce al metodo precedente di essere applicabile.

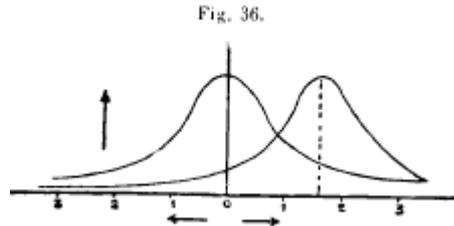
Il valore medio di e/m trovato in queste esperienze è $7,3 \cdot 10^6$. Esso è in perfetto accordo con il valore $7,3 \cdot 10^6$ trovato per la stessa quantità con i trasportatori di elettricità negativa nei raggi catodici e ciò prova che questi sono gli stessi nei due casi; possiamo quindi dire che una piastra metallica emette raggi catodici quando è illuminata dalla luce ultravioletta.

68. Lenard¹ nel 1900 ha pure misurato i valori di e/m nel caso della scarica negativa emessa in un gas a pressione molto bassa da un catodo illuminato da luce ultravioletta. Il dispositivo impiegato è rappresentato in figura 35.



A è una piastra di alluminio sulla quale incide la luce ultravioletta proveniente da una scintilla generata tra due elettrodi di zinco e penetrante nel tubo dalla finestra di quarzo B. E è un altro elettrodo metallico forato al centro e collegato a terra. Esso protegge la parte destra dello strumento contro l'azione elettrostatica dell'elettrodo carico A. D e C sono elettrodi che possono essere collegati a un elettrometro. Quando A è carico, una corrente di elettricità negativa passa attraverso l'apertura in E e, urtando contro la piastra D, carica l'elettrometro negativamente. Se l'elettrometro è collegato a C invece che a D, non riceverà più alcuna carica. Possiamo tuttavia far prendere una carica C deviando con una calamita la corrente di ioni negativi fino a fargli raggiungere C. Aumentando ancora di più il valore del campo magnetico, gli ioni saranno deviati oltre C e la sua carica cadrà rapidamente. La quantità di elettricità negativa ricevuta dagli elettrodi C e D rispettivamente quando si fa conoscere la forza magnetica era, nelle esperienze di Lenard, rappresentata dalle curve (fig. 36).

1 Lenard, *Drud's Annalen*, t. II, 1900, p. 359.



Le ordinate rappresentano le cariche ricevute dagli elettrodi e le ascisse i valori della forza magnetica. La curva a sinistra corrisponde all'elettrodo D, la curva di destra all'elettrodo C.

Gli ioni negativi non essendo sottoposti ad alcun campo elettrico nella regione del tubo a destra di E, le loro traiettorie sotto l'azione di un campo magnetico costante saranno dei cerchi di raggio uguale a

$$R = \frac{mv}{eH} \quad (1)$$

Si determina la loro velocità supponendo che il lavoro compiuto dal campo elettrico quando l'ione passa da A a E serve ad accrescere la sua energia cinetica (abbiamo già esaminato le obiezioni che si possono avanzare contro questo modo di vedere). Si giunge così all'equazione

$$\frac{1}{2}mv^2 = Ve \quad (2)$$

essendo V la differenza di potenziale tra A ed E. Si possono determinare con le equazioni (5-7), (5-8) i valori di v e di e/m . Lenard trovò così che e/m nel caso di ioni negativi prodotti dall'azione della luce ultravioletta in un gas a pressione molto bassa è uguale a $1,15 \cdot 10^7$.

Reiger¹ trovò per gli ioni negativi emessi dal vetro esposto alla luce ultravioletta valori di e/m compresi tra $9,6 \cdot 10^6$ e $1,2 \cdot 10^7$.

Valori di e/m nel caso di ioni negativi emessi da un filo incandescente

69. Un filo metallico innalzato alla temperatura del bianco in un gas a pressione molto bassa emette ioni negativi. L'autore² ha determinato il valore di e/m per gli ioni negativi emessi da un filamento di carbone incandescente nell'idrogeno a pressione molto bassa. Il metodo impiegato era lo stesso di quello utilizzato per determinare il valore di e/m nel caso di ioni prodotti dalla luce ultravioletta.

Il valore di e/m trovato fu $8,7 \cdot 10^6$. Esso concorda entro gli errori sperimentali quasi con i valori corrispondenti determinati nel caso di ioni dei raggi catodici e di quelli prodotti dalla luce ultravioletta.

Owen³ per le particelle emesse da un filamento di Nernst incandescente ha trovato $e/m = 5,65 \cdot 10^6$ e per quelle emesse dalla calce incandescente Wehnelt⁴ ha trovato $e/m = 1,4 \cdot 10^7$.

Valore di e/m per gli ioni emessi dalle sostanze radioattive

70. M. M.me Curie⁵ hanno mostrato che il radio emette ioni negativi. Becquerel⁶ ha determinato la velocità e il valore di e/m per questi ioni.

1 Reiger, *Ann. der Phys.*, t. XVII, 1905, p. 947.

2 J.J. Thomson, *Phil. Mag.*, quinta serie, t. XLVIII, 1899, p. 547.

3 Owen, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. VIII, 1904, p. 230.

4 Wehnelt, *Ann. der Phys.*, t. XIV, 1904, p. 425.

5 M. M.me Curie, *Comptes rendus*, t. CXXX, p. 647.

6 Becquerel, *Rapports présentés au Congrès international de Physique à Paris*, t. III, 1900, p. 47.

Il metodo di cui ci si servì consisteva nel misurare la deviazione dei raggi prodotti da un campo elettrico e da un campo magnetico. Le esperienze furono fatte a pressione atmosferica, e si trascurò la resistenza offerta dal moto degli ioni da parte del gas che essi attraversano. Questo non potrebbe giustificarsi nel caso degli ioni che abbiamo finora considerato. Ma, essendo gli ioni emessi dal radio molto più penetranti di quelli che abbiamo considerato finora, essi sono in grado di percorrere in un gas a pressione atmosferica un cammino più lungo delle altre specie di ioni in un gas a pressione molto bassa. Otterremo quindi molto probabilmente valori vicini ai valori reali di e/m e di v per gli ioni del radio anche trascurando la resistenza del gas.

Il radio era posto sotto due piastre metalliche parallele e verticali larghe $3,5\text{cm}$ e distanti 1cm . Sopra le piastre metalliche era disposta una lastra fotografica protetta da una carta annerita contro l'azione della luce; una lamina sottile di mica era posta sul radio in una posizione simmetrica rispetto alle piastre metalliche. Essa produceva un'ombra sulla lastra fotografica, e questa ombra, quando le piastre metalliche erano allo stesso potenziale, si trovava nel mezzo del campo. Mantenendo tra le piastre una differenza di potenziale elevata (10200V), la posizione di questa ombra era spostata dal lato della piastra positiva. Consideriamo uno ione passante tra le piastre. Se l è la lunghezza della sua traiettoria tra esse, F la forza elettrica agente su di esso, il suo spostamento parallelamente alle linee di forze elettriche quando esso lascia la regione compresa tra le piastre è

$$\frac{1}{2} \frac{Fe}{m} \frac{l^2}{v^2}$$

e la direzione del suo moto è deviata di un angolo la cui tangente è

$$\frac{mv^2}{Fel}$$

se quindi h è la distanza verticale della piastra fotografica dal bordo superiore delle piastre metalliche parallele, il punto in cui lo ione colpisce la piastra è deviato di una quantità parallelamente alle linee di forza elettriche

$$\delta = \frac{1}{2} \frac{Fe}{m} \frac{l^2}{v^2} + h \frac{Fe}{m} \frac{l}{v^2} = \frac{Fe}{m} \frac{l}{v^2} \left(\frac{l}{2} + h \right)$$

La deviazione magnetica fu determinata nel modo seguente.

Una piccola quantità di radio era posto in una piccola coppetta di piombo, disposta sopra una lastra fotografica. Nessun raggio del radio la raggiunge, non essendo la lastra impressionata. Ma, se si stabilisse un campo magnetico intenso le cui linee di forza fossero parallele alla piastra, agirebbe sugli ioni negativi emessi dal radio, la loro traiettoria si curverebbe e colpirebbe la piastra dando un'immagine.

Per determinare i bordi di questa immagine, prendiamo il piano della piastra fotografica come piano xy , essendo la forza magnetica H parallela a x ; le equazioni del moto di uno ione sono

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = 0 \quad m \frac{d^2y}{dt^2} = He \quad m \frac{d^2z}{dt^2} = -He \frac{dy}{dt}$$

le loro soluzioni sono, se $\omega = He/m$ e u, A, B costanti

$$\begin{aligned} x &= ut \\ y &= A(1 - \cos \omega t) + B \sin \omega t \\ z &= A \sin \omega t + B(\cos \omega t - 1) \end{aligned}$$

Se v e w sono i valori di $dy/dt, dz/dt$ per $t=0$, abbiamo

$$y = \frac{w}{\omega}(1 - \cos \omega t) + \frac{v}{\omega} \sin \omega t$$

$$z = \frac{w}{\omega} \sin \omega t + \frac{v}{\omega} (\cos \omega t - 1)$$

Quando lo ione colpisce il piano, abbiamo $z=0$; pertanto

$$\tan \frac{1}{2} \omega t = \frac{w}{v}$$

Se ora lo ione è emesso in una direzione che forma un angolo θ con la direzione della forza magnetica, e se il piano che passa per la direzione di emissione e l'asse x forma un angolo φ con il piano xz , abbiamo, se V è la velocità di emissione

$$u = V \cos \theta v = V \sin \theta \sin \varphi w = V \sin \theta \cos \varphi$$

da cui

$$\tan \frac{1}{2} \omega t = \cot \varphi$$

$$\tan \frac{1}{2} \omega t = \tan \left(\frac{\pi}{2} - \varphi \right)$$

così

$$\omega t = \pi - 2\varphi$$

Sostituiamo questo valore di t ; troviamo, se ξ , η sono le coordinate del punto in cui lo ione colpisce la piastra fotografica,

$$\xi = \frac{V \cos \theta}{\omega} (\pi - 2\varphi)$$

$$\eta = \frac{2V \sin \theta \cos \varphi}{\omega}$$

Così, se si considerano le particelle emesse in un piano passante per l'asse x , il luogo dei punti in cui esse colpiranno la piastra sarà un'ellisse avente per semiasse

$$\frac{2V \cos \varphi}{\omega} \quad \frac{V(\pi - 2\varphi)}{\omega}$$

Per la particella emessa nel piano xz , i semiassi dell'ellisse saranno

$$\frac{2V \cos \varphi}{\omega} \quad \frac{\pi V}{\omega}$$

La figura 37, che è una riproduzione di una fotografia di Becquerel, dà un esempio dell'ellisse così ottenuto.

Fig. 37.



Se misuriamo gli assi dell'ellisse, possiamo determinare V/ω , cioè Vm/eH . Il radio emettendo ioni con velocità comprese tra limiti molto distanti, l'immagine ottenuta sulla piastra non sarà soltanto l'arco di una sola ellisse, ma una banda limitata dalle ellissi che corrispondono alla maggiore e minore delle velocità degli ioni.

Becquerel fece fotografie quando gli ioni del radio sono emessi: 1° nell'aria a pressione

atmosferica; 2° nell'aria a pressione molto bassa. L'identità dei risultati ottenuti nei due casi mostra bene che si può, come abbiamo fatto noi, trascurare la resistenza dell'aria.

Un metodo più semplice di quello elettrostatico impiegato da Becquerel per ottenere una seconda relazione tra V e e/m consiste nel porre il radio in un piccolo tubo disposto su una lastra fotografica, in modo che gli ioni sfuggano perpendicolarmente ad essa. Un campo magnetico uniforme agisce parallelamente alla piastra; al di sopra di essa e parallelamente è disposta pure una piastra metallica collegata a una macchina elettrica. Quando questa piastra sarà caricata, si avrà un campo elettrico molto intenso agente sullo ione parallelamente alla sua direzione di emissione e ad angolo retto con la forza magnetica; se si prendono fotografie, dapprima con la piastra non carica, poi con la piastra carica, i due negativi ci daranno un metodo semplice per determinare v e e/m . Supponiamo tutti gli ioni dotati della stessa velocità V ; la distanza $2R$ dell'immagine al radio nella prima fotografia sarà data dall'equazione

$$R = \frac{m V}{e H}$$

Per trovare la distanza dell'immagine al radio nel secondo negativo, prendiamo gli stessi assi di prima, e sia Z la forza elettrica perpendicolare alla lastra. Le equazioni del moto di uno ione in questo caso saranno

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = Ze - He \frac{dy}{dt}$$

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} = He \frac{dz}{dt}$$

Le loro soluzioni, quando $x, y, dy/dt$ sono nulli per $t=0$, sono

$$y = \frac{Z}{H} \left(t - \frac{\sin \omega t}{\omega} \right) + \frac{V}{\omega} (1 - \cos \omega t)$$

$$z = \frac{Z}{H \omega} (1 - \cos \omega t) + \frac{V}{\omega} \sin \omega t$$

essendo V la velocità di emissione dello ione.

Quando lo ione colpisce la lastra fotografica $z=0$, quindi

$$\tan \frac{1}{2} \omega t = -\frac{VH}{Z}$$

Sostituendo questo valore di t nell'espressione di y , troviamo, se R , è la distanza dal radio al punto in cui lo ione colpisce la lastra,

$$R_1 = \frac{Z}{H} t + \frac{2V}{\omega}$$

Ma $2V/\omega=R$, essendo R la distanza dal radio al punto di caduta dello ione quando la piastra metallica superiore non è carica.

Abbiamo quindi

$$R_1 - R = \frac{Z}{H}$$

o

$$\frac{1}{2} \omega t = -\frac{R_1 - R}{R} \frac{VH}{Z}$$

o, poiché

$$\tan \frac{1}{2} \omega t = -\frac{VH}{Z}$$

$$\tan \frac{R_1 - R}{R} \frac{VH}{Z} = -\frac{VH}{Z} \quad (1)$$

equazione che ci permette di determinare VH/Z . Quando V è noto, possiamo determinare e/m , conoscendo il valore di R .

Se Z/H è piccolo rispetto a V , una soluzione approssimativa dell'equazione (5-9) è data da

$$V = \frac{Z}{H} \frac{\pi}{2} \frac{R}{R_1 - R}$$

Becquerel non impiegò questo metodo per determinare V , si servì del metodo elettrostatico che abbiamo in precedenza descritto. Esso non è tuttavia, sotto diversi aspetti, così comodo come quello indicato.

Come risultato delle esperienze, Becquerel trovò per una serie di raggi del radio

$$v = 1,6 \cdot 10^{10} \frac{e}{m} = 10^7$$

Il valore di e/m è così lo stesso per gli ioni negativi emessi dal radio e per gli ioni dei raggi catodici o di Lenard, così come per quelli prodotti dalla luce ultravioletta o dai metalli incandescenti. La velocità degli ioni del radio supera di molto in grandezza quella di quelli che abbiamo finora incontrato e che si originano in altre condizioni, poiché essa raggiunge più della metà della velocità della luce. Gli ioni scelti da Becquerel nelle sue esperienze non erano i più rapidi tra quelli che emette il radio. Trovò infatti ioni aventi una velocità almeno della metà più grande di quelle sulle quali si basarono le misure.

È comodo riunire in una tabella i risultati delle misure di e/m fatte dai diversi osservatori e con ioni prodotti con diversi metodi.

| Sorgente ione | Osservatore | Data | Metodo di misura | Valore di e/m | $v \cdot 10^9$ |
|----------------|--------------|---------|---|--|----------------|
| Raggi catodici | J.J. Thomson | 1897 | Deviazione magnetica ed elettrostatica | $7,7 \cdot 10^6$ | 2,2 – 3,6 |
| “ | J.J. Thomson | 1897 | Deviazione magnetica ed effetto calorico | $1,17 \cdot 10^7$ | 2,4 – 3,2 |
| “ | Kaufmann | 1897-98 | Deviazione magnetica e differenza di potenziale | $1,86 \cdot 10^7$ | “ |
| “ | Simon | 1899 | Deviazione magnetica e differenza di potenziale | $1,865 \cdot 10^7$ | “ |
| “ | Wiechert | 1899 | Deviazione magnetica e velocità degli ioni | $1,01 \cdot 10^7$ $1,55 \cdot 10^7$ | “ |
| “ | Seitz | 1901 | Deviazione magnetica ed elettrostatica | $6,45 \cdot 10^6$ | 7,03 |
| “ | Seitz | 1902 | Deviazione magnetica ed elettrostatica, effetto calorico e differenza di potenziale | $1,87 \cdot 10^7$ | 5,7 – 7,5 |
| “ | Starke | 1903 | Deviazione magnetica ed elettrostatica | $1,84 \cdot 10^7$ | 3,8 - 12 |

| | | | | | |
|---|--------------|---------|--|---|-------------------|
| “ | Reiger | 1905 | Deviazione magnetica e differenza di potenziale | $1,32 \cdot 10^7$ | “ |
| “ | Becker | 1905 | Deviazione magnetica e ritardo in un campo elettrico | $1,8 \cdot 10^7$ | “ |
| | Lenard | 1898 | Deviazione elettrica e magnetica | $6,39 \cdot 10^6$ | 10 |
| “ | Lenard | 1898 | Deviazione magnetica e ritardo in un campo elettrico | $6,8 \cdot 10^6$ | 3,4 - 10 |
| | J.J. Thomson | 1897 | Ritardo della scarica da un campo elettrico | $7,6 \cdot 10^6$ | “ |
| “ | Lenard | 1900 | Deviazione magnetica e differenza di potenziale | $1,15 \cdot 10^7$ | “ |
| “ | Reiger | 1905 | Deviazione magnetica e differenza di potenziale | $9,6 \cdot 10^6$ $1,2 \cdot 10^7$ | “ |
| | J.J. Thomson | 1899 | Ritardo della scarica da un campo magnetico | $8,7 \cdot 10^6$ | “ |
| | Owen | 1904 | Ritardo della scarica da un campo magnetico | $5,6 \cdot 10^6$ | “ |
| “ | Wehnelt | 1904 | Deviazione magnetica e campo elettrico | $1,4 \cdot 10^7$ | “ |
| | Becquerel | 1900 | Deviazione magnetica ed elettrostatica | $\sim 10^7$ | $2 \cdot 10^{10}$ |
| “ | Kaufmann | 1901-02 | Deviazione magnetica ed elettrostatica | $1,77 \cdot 10^7$ per piccole velocità | “ |
| | Sivers | 1906 | Deviazione magnetica ed elettrostatica | $1,7 \cdot 10^7$ | “ |

Si può osservare che i grandi valori di e/m si presentano solo quando la pressione è molto bassa, cioè quando vi è soltanto molto poco gas che si riunisce attorno allo ione. Quando la pressione è elevata, gli ioni sembrano agire come nuclei attorno ai quali le molecole del gas si addensano; essi si appesantiscono e il valore di e/m è molto piccolo, se lo si confronta a quello che si ottiene per pressioni molto basse.

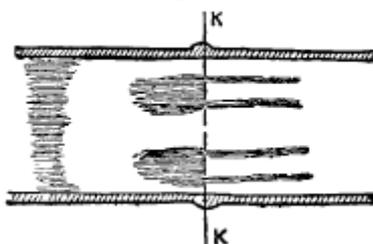
Valore di e/m nel caso di ioni positivi

71. Vi sono determinazioni dei valori di e/m per gli ioni che trasportano cariche positive se si confronta il loro numero a quello delle osservazioni fatte per la quantità corrispondente nel caso di ioni negativi. La prima determinazione del valore di e/m per gli ioni positivi è dovuta a W. Wien ¹. Gli ioni positivi impiegati a questo scopo erano quelli dei *raggi canale*. Se una scarica elettrica passa tra un anodo e un catodo perforato, si vedono dietro il catodo, cioè dalla parte opposta all'anodo, fasci di luce passanti attraverso i fori come indicato in figura 38 ² e producenti una fosforescenza quando colpiscono il vetro.

1 Wien, *Wied. Ann.*, t. LXV, 1898, p. 440

2 Wennelt, *Wied. Ann.*, LXVIII, 1899, p. 421.

Fig. 38.



Wien ha mostrato che questi raggi, detti *raggi canale*, sono formati di ioni positivi. Egli sottopose un lungo fascio, proveniente da un catodo in ferro perforato, all'azione simultanea di un campo elettrostatico e di un campo magnetico e misurò le deviazioni corrispondenti. Ne dedusse, con il metodo esposto al paragrafo 59, i valori di e/m e di v , e trovò

$$v = 3,6 \cdot 10^7 \frac{cm}{s} \quad \frac{e}{m} = 300$$

I *raggi canale* o raggi positivi sono deviati solo con difficoltà ed è necessario impiegare campi molto intensi. Ciò aumenta le difficoltà di questo studio. Nelle esperienze di Wien l'intensità del campo magnetico era di 3250. Si vede così che la velocità degli ioni positivi è molto più piccola di quella di non importa quale ione proveniente dai raggi catodici studiati qui. Il valore di e/m è di un ordine di grandezza del tutto diverso: esso raggiunge solo circa $1/30000$ di quello corrispondente allo ione negativo. Inoltre, il valore di e/m per gli ioni positivi nel gas è *dello stesso ordine di grandezza* che si ha nell'elettrolisi delle soluzioni. Così se m è la massa di un atomo di ferro, e la carica trasportata da un atomo di idrogeno, $\frac{e}{m} \approx 200$, o essendo il ferro bivalente $\frac{e}{m} \approx 400$ nell'elettrolisi delle soluzioni. Non abbiamo tuttavia dati sufficienti per determinare se i portatori di elettricità positiva nei *raggi canale* sono gli atomi o le molecole del metallo costituente il catodo oppure quelli del gas che è racchiuso nel tubo.

In alcune esperienze recenti, Wien¹ ha misurato il valore di e/m per i raggi canale nei tubi riempiti di gas diversi. Trovò che i raggi più deviati fornivano per e/m valori dell'ordine di 10^4 , cioè corrispondenti all'atomo di idrogeno, e questo non soltanto quando il tubo era pieno di idrogeno, ma anche quando racchiudeva altri gas accuratamente preparati. La fosforescenza prodotta dai raggi più deviati è tuttavia più intensa nell'idrogeno che in aria o nell'ossigeno. Vedremo che un catodo metallico emette idrogeno con grande continuità; è di conseguenza praticamente impossibile preparare un tubo non contenente idrogeno attorno al catodo. Tra questi raggi i più deviati, Wien trovò in un tubo riempito di idrogeno dei raggi per i quali e/m era inferiore di $1/650$ del massimo valore, 10^4 . Ciò implicherebbe come conclusione, se supponiamo che le particelle conservino la loro carica, che la loro massa è di circa 650 volte quella dell'atomo di idrogeno. Questo valore è considerevolmente più grande di quello dello ione idrogeno in un debole campo elettrico e con i campi intensi utilizzati per i raggi canale, dovremmo aspettarci di incontrare masse minori. Queste particelle pesanti possono essere costituite da frammenti di metalli strappati al catodo. Ho osservato tempo fa differenze simili nelle masse degli ioni positivi emessi dai metalli incandescenti (si veda paragrafo 62).

L'energia delle particelle che formano i raggi canale o raggi positivi è quella che essi possono acquistare per la loro caduta sotto una differenza di potenziale di circa $16000V$. Conoscendo la carica e la massa delle particelle che formano i raggi positivi, possiamo confrontare l'energia che essi possiedono con l'energia media delle molecole di un gas a una data temperatura, essendo la massa delle molecole la stessa di quella delle particelle che costituiscono i raggi positivi. Ragionando in questi termini, si trova che, anche alle più alte temperature che possiamo raggiungere, in confronto a quella che possiede una particella nel caso dei raggi positivi.

¹ Wien, *Ann. der Phys.*, t. VIII. 1902, p. 241.

72. L'autore ha determinato il valore di e/m per gli ioni positivi con il metodo descritto in precedenza per la misura di e/m nel caso di ioni negativi prodotti dall'azione della luce ultravioletta. Si producevano gli ioni positivi innalzando al rosso mediante una corrente elettrica un filo di ferro in una atmosfera di ossigeno a pressione molto bassa. Il filo era disposto parallelamente a una piastra metallica collegata a un elettrometro. La distanza del filo dalla piastra era di 4mm . Se fosse carica positivamente, la piastra e l'elettrometro ricevano una carica positiva. Si misurava facilmente con l'elettrometro la corrente che andava dalla piastra al filo caldo. Disponendo, in un campo magnetico molto intenso, avente le sue linee di forza parallele alla piastra, l'intervallo compreso tra essa e il filo caldo, si trovò, con una differenza di potenziale tra il filo e la piastra che non superava un certo valore, una riduzione della velocità di dispersione del filo esattamente come nel caso di ioni negativi prodotti dalla luce ultravioletta. Ma, mentre in quest'ultimo caso bastava una forza magnetica relativamente debole per diminuire la corrente, serviva una forza magnetica molto intensa per produrre lo stesso effetto con un filo caldo. Così, per esempio, in una esperienza sugli ioni positivi, ho impiegato un campo magnetico di 12400 C.G.S. , mentre nelle esperienze sugli ioni negativi un campo di 100 C.G.S. bastava ampiamente per produrre effetti apprezzabili. Nel caso del filo caldo, ho trovato impiegando un campo magnetico di intensità pari a 12400 che la velocità di dispersione era minore sia quando il campo magnetico sia quando non agiva, purché la differenza di potenziale tra le piastre fosse inferiore a 50V . Quando essa superava questo valore, la velocità di dispersione era la stessa con o senza campo. Così quando $H=12400$ e $x=\frac{50\cdot 10^8}{0,4}$ la distanza critica è $0,4\text{cm}$. Questi risultati danno

$$0,4 = \frac{2 \times 50 \cdot 10^8}{0,4 \times (12400)^2} \frac{m}{e}$$

o

$$\frac{m}{e} = 400$$

Questo valore è sensibilmente quello di e/m per lo ione ferro nell'elettrolisi. Ciò non prova tuttavia che gli elementi dell'elettricità positiva siano gli atomi di ferro. Infatti, se fosse la massa di una molecola di ossigeno ed la carica dello ione idrogeno nell'elettrolisi delle soluzioni, e/m sarebbe uguale a circa 310. Ora, le difficoltà sperimentali sono così grandi che non ci è possibile dire se questo risultato differisce da quello che abbiamo trovato oltre gli errori sperimentali.

Vediamo così che per gli ioni positivi e/m è dello stesso ordine di grandezza che si ricavano dall'elettrolisi delle soluzioni e ha un valore variabile, mentre per gli ioni negativi questo rapporto è di tutt'altro ordine di grandezza e ha un valore costante.

I campi magnetici più intensi che ho potuto realizzare hanno sulla corrente, quando è dovuta a ioni positivi, un effetto molto minore di quello prodotto da campi relativamente deboli con trasportatori negativi.

Con gli ioni positivi la forza magnetica, anche nelle condizioni più favorevoli, diminuisce solo la corrente; essa non l'arresta mai completamente. Questo fatto implica come conseguenza che i portatori di cariche positive non sono tutti dello stesso tipo, essendo qualcuno molto più pesante degli altri. Così, nel caso dell'emissione positiva da un filo di platino caldo, lo studio dell'effetto prodotto da un campo magnetico sulla corrente ci porta a questa conclusione che una parte è trasportata dalle molecole di ossigeno e il resto da molecole di platino o da aggregazioni di più molecole. La proporzione tra i numeri dei diversi tipi di portatori sembra variare estremamente con la temperatura e lo stato della superficie del platino.

Rutherford ¹ ha trovato che il radio emette particelle cariche positivamente dotate di velocità enormi; trovò per queste particelle

¹ Rutherford, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. V, 1903, p. 177. Des Coudres, *Phys. Zeit.*, IV, 1903, p. 483.

$$\frac{e}{m} = 6 \cdot 10^3 \quad v = 2,5 \cdot 10^9$$

Questi valori sono stati confermati dalle esperienze di Des Coudres che trovò

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

Misure recenti di Mackenzie ¹ hanno dato per queste particelle .

¹ Mackenzie, *Phil. Mag.*, sesta serie, X, 1907, p. 538.

Cap. 6 - Determinazione della carica trasportata dallo ione negativo

73. Abbiamo visto che il valore di e/m per gli ioni negativi nei gas a bassa pressione è circa 1000 volte più grande del valore massimo dello stesso rapporto nelle comuni elettrolisi. La questione che si pone allora è sapere se ciò è dovuto a una differenza nella massa degli ioni o nella loro carica elettrica o a entrambe le cause.

Per chiarire questi punti, serve determinare sia il valore di m , sia quello di e . L'autore fece nel 1898¹ e nel 1899² misure del valore di e in un caso per gli ioni prodotti dai raggi di Röntgen, nell'altro per quelli prodotti dalla luce ultravioletta.

Il metodo era basato sul fenomeno scoperto da C.T.R Wilson³ (si veda Cap. VII) che gli ioni gassosi positivi o negativi agiscono come nuclei di condensazione come nebbie anche in assenza di polveri. Se abbiamo in un contenitore chiuso una massa di gas priva di polveri e contenente ioni e se la raffreddiamo con una rapida espansione, si formerà una nebbia se il rapporto del volume gassoso dopo l'espansione col volume iniziale è maggiore di 1,25.

Un'espansione corrispondente a questo valore è del tutto incapace di produrre altra cosa che una condensazione molto piccola nel gas se non contiene ioni. Il vapore acqueo si condensa attorno ad essi e, se non sono troppo numerosi, ogni ione diviene il nucleo di una gocciolina d'acqua. Producendo così una espansione istantanea in un gas contenente ioni, possiamo ottenere una piccola goccia d'acqua attorno ad ogni ione. Queste gocce sono visibili e possiamo misurare la loro velocità di caduta. Sir George Stokes ha mostrato che se si indica con v la velocità di caduta di una goccia d'acqua in un gas, a il suo raggio, g l'accelerazione di gravità e μ il coefficiente di viscosità del gas

$$v = \frac{2}{9} \frac{ga^2}{\mu}$$

Così, se misuriamo v , possiamo determinare a e di conseguenza il volume di ogni goccia. Se q è il volume d'acqua depositata per cm^3 di gas, n il numero di gocce, abbiamo

$$q = n \frac{4}{3} \pi a^3$$

Per trovare q , possiamo procedere come segue. Il gas dopo essere stato raffreddato per l'espansione rapida è supersaturo e l'umidità è depositata sugli ioni. Durante la condensazione dell'acqua, si produce una liberazione di calore che riscalda il gas. La sua temperatura si innalza quindi al di sopra della temperatura più bassa raggiunta durante l'espansione prima che abbia luogo la condensazione totale. Siano t_2 la temperatura più bassa raggiunta durante l'espansione, t la temperatura quando le gocce sono interamente formate. Se L è il calore latente della vaporizzazione dell'acqua, C il calore specifico del gas a volume costante, M la massa dell'unità di volume del gas dopo l'espansione, abbiamo

$$Lq = CM(t-t_2) \quad (1)$$

trascuriamo il calore necessario ad innalzare la temperatura dell'acqua nel gas rispetto a quello che è necessario per innalzare la temperatura del gas stesso. Abbiamo così

$$q = \rho_1 - \rho$$

1 J.J. Thomson, *Phil. Mag.*, quinta serie, t. XLVI, 1898, p. 528.

2 J.J. Thomson, *Phil. Mag.*, quinta serie, t. XLVIII, 1899, p. 547.

3 C.T.R Wilson, *Phil. Trans.*, A, 1897, p. 265.

essendo ρ_1 la densità del vapore acqueo prima dell'inizio della condensazione e ρ la sua densità alla temperatura t . Sostituendo questo valore di q nella (6-1), abbiamo

$$\rho = \rho_1 - \frac{CM}{L}(t-t_2) \quad (2)$$

essendo ρ una funzione nota di t ; questa equazione ci permette di determinare t quando è noto t_2 .

Se x è il rapporto tra il volume finale del gas e quello iniziale e T è la sua temperatura in gradi centigradi prima della sua espansione, essendo la massa di 1 cm^3 d'aria alla temperatura di 0°C e a una pressione di 760 mm di mercurio pari a $0,00129\text{ g}$, abbiamo

$$M = \frac{0,00129}{x} \times \frac{273}{273+T} \frac{P}{760}$$

Essendo P la pressione iniziale del gas espressa in millimetri di mercurio.

Abbiamo

$$\rho_1 = \frac{\rho'}{X}$$

essendo ρ' la densità del vapore acqueo alla temperatura T prima dell'espansione. Essendo l'aria satura d'acqua a questa temperatura, ρ' si può ottenere direttamente a partire dalle tabelle della tensione di vapore.

Il raffreddamento causato da una espansione adiabatica è determinato dall'equazione

$$\log \frac{273+T}{273+t_2} = 0,41 \log x \quad (3)$$

In una tale espansione $p\gamma$ è costante, essendo p la pressione, v il volume e γ il rapporto tra i calori specifici a pressione e a volume costante. Ma $p\gamma = R\theta$, essendo θ la temperatura assoluta e R una costante. Abbiamo quindi durante un'espansione adiabatica

$$v^{\gamma-1} = a = \text{cost}$$

Se quindi $v_1, \theta_1, v_2, \theta_2$ sono i valori iniziali e finali di v e di θ , abbiamo

$$v_1^{\gamma-1} \theta_1 = v_2^{\gamma-1} \theta_2$$

o

$$\log \frac{\theta_1}{\theta_2} = (\gamma-1) \log \frac{v_2}{v_1}$$

poiché $\theta=1,41$, questo è equivalente all'equazione (6-3). A partire dalla (6-3) determineremo t_2 e allora, poiché

$$C = 0,167 L = 606$$

l'equazione (6-2) diviene

$$\rho = \frac{\rho'}{x} - \frac{0,167}{606} \times \frac{0,00129}{x} \frac{273}{273+T} \frac{P}{760} (t-t_2) \quad (4)$$

Come applicazione di questa equazione, prendiamo un caso che si presenterà in un'esperienza. Siano

$$T = 16^\circ\text{C} = 760x = 1,36$$

Per ottenere t_2 abbiamo

$$\log \frac{273+16}{273+t_2} = 0,41 \log 1,36 = \log 1,134$$

da cui

$$273+t_2 = 254,8$$

o

$$t_2 = -18,2^\circ$$

Troviamo nelle tabelle che a 16°

$$\rho' = 0,0000135$$

Pertanto l'equazione (6-4) diviene

$$\rho = 99,3 \cdot 10^{-7} - 2,48 \cdot 10^{-7}(t+18,2) \quad (5)$$

Per risolvere questa equazione, sostituiamo valori differenti di t fino ad ottenerne uno per il quale il corrispondente di ρ dato dalla (6-5) sia lo stesso della tensione del vapore acqueo alla temperatura t . Troviamo con questo metodo di approssimazioni successive che la soluzione della (6-5) è $t=1,2$ e che il valore corrispondente di ρ è $51,5 \cdot 10^{-7}g$. Sostituendo questo valore di ρ troviamo

$$q = 47,7 \cdot 10^{-7} g$$

Conoscendo q e a , il numero di gocce è allora determinato dall'equazione

$$n = \frac{3q}{4\pi a^2}$$

Possiamo così determinare il numero di ioni per cm^3 del gas. Conoscendo il numero di ioni e la loro mobilità, possiamo molto facilmente, misurando la corrente che essi trasportano attraverso l'unità d'area sotto l'azione di una forza elettrica E , dedurre la carica trasportata da uno di essi. Se n è il numero totale di ioni positivi o negativi per cm^3 , U la media delle loro mobilità, la corrente per unità di area sarà uguale a

$$nEU$$

essendo e la carica di uno ione. La forza elettrica E deve essere molto piccola perché la corrente le sia proporzionale; quando questa condizione non è soddisfatta, il numero di ioni è diminuito sotto l'azione della forza elettrica e dipende dal valore di quest'ultima.

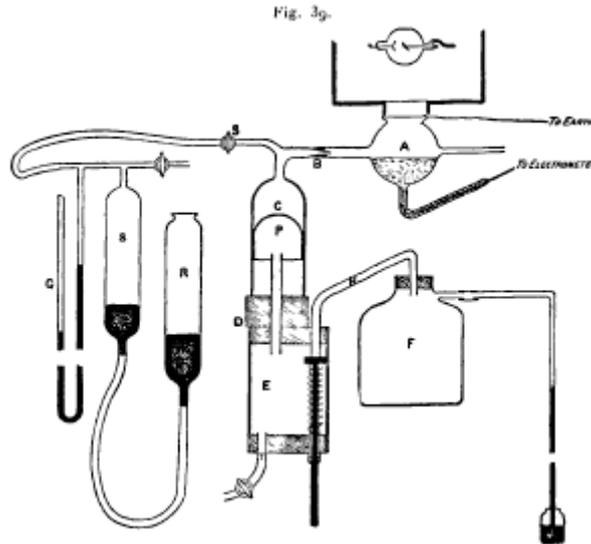
Possiamo facilmente misurare la corrente che passa attraverso il gas ionizzato e determinare così ne e U ; poi, una volta noti questi, possiamo dedurre i valori di e .

74. Questo metodo è stato applicato per la prima volta dall'autore alla determinazione della carica trasportata dagli ioni prodotti dai raggi di Röntgen. Il procedimento utilizzato per ottenere la nebbia e misurare l'espansione è lo stesso di quello impiegato da Wilson¹; lo strumento e la parte elettrica dell'esperienza sono rappresentati in figura 39.

Il gas esposto ai raggi è racchiuso nel contenitore A; è collegato tramite il tubo B al tubo verticale C; il bordo inferiore di questo tubo è smerigliato con cura in un piano perpendicolare all'asse; è supportato da un tappo di caucciù D. All'interno di questo tubo è posto un tubo di prova a pareti sottili e capovolto; i suoi bordi sono smerigliati e il piano della sua apertura è disposto perpendicolarmente all'asse del tubo. Il tubo di prova scorre liberamente nel tubo più largo e agisce

1 C.T.R Wilson, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. IX, 1897, p. 333.

da pistone. Il suo bordo inferiore è sempre al di sotto del livello dell'acqua che riempie il fondo del tubo esterno. Un tubo che attraversa il tappo di caucciù mette in comunicazione l'interno del tubo di prova con uno spazio E. Questo spazio è collegato a un grande recipiente F tramite il tubo H, e si mantiene in F un certo vuoto per mezzo di una pompa ad acqua. L'estremità di H è smerigliata e chiusa da un tappo di caucciù che si appoggia su di essa. Questo tappo è fissato a un'asta e tirando con forza quest'ultima si abbassa la pressione all'interno del tubo di prova che discende bruscamente fino ad incontrare il tappo di caucciù. Il tubo T, che può essere chiuso da un rubinetto di fermo permette di far rientrare l'aria in R e di far ritornare il tubo di prova nella sua posizione iniziale per un'altra espansione.



I tubi R e S sono destinati a regolare il valore della espansione. A tale scopo, si alza o abbassa il serbatoio di mercurio R, essendo il tubo di prova nella sua posizione più bassa fino a che il manometro G indica che la pressione in A è inferiore alla pressione atmosferica di una quantità uguale a quella desiderata. Si chiude allora il rubinetto S e si immette l'aria all'interno del pistone aprendo il rubinetto T. Il pistone si alza allora fino a che la pressione in A non differisce dalla pressione atmosferica della quantità richiesta per sostenere il peso del pistone. Questa pressione corrisponde solo a una frazione di millimetro di mercurio.

Se Π è la pressione atmosferica, P_1 , pressione dell'aria prima dell'espansione, è data dall'equazione

$$P_1 = \Pi - \pi$$

essendo π la tensione massima del vapore acqueo alla temperatura dell'esperienza. La pressione dell'aria P_2 , dopo l'espansione è data da

$$P_2 = P_1 - p$$

essendo p la pressione dovuta alla differenza dei livelli di mercurio nei due rami del manometro G.

Così, se v_2 è il volume finale e v_1 il volume iniziale del gas

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{P_1}{P_2} = \frac{\Pi - \pi}{\Pi - \pi - p}$$

Il contenitore nel quale si osserva la velocità di caduta della nebbia e la conducibilità del gas è A. Questo è un tubo di vetro del diametro di 36mm ricoperto da una lamina di alluminio. Per evitare la ionizzazione anomala prodotta dai raggi di Röntgen quando urtano la superficie metallica, la parte inferiore della lamina di alluminio è ricoperta da un foglio di carta assorbente umida e la corrente elettrica va dal foglio di carta umido alla superficie dell'acqua posta al di sotto.

La bobina di induzione e il tubo produttore dei raggi Röntgen sono racchiusi in una cassa di ferro nel fondo della quale è praticata un'apertura ricoperta da una finestra in alluminio. Il contenitore A è disposto al di sotto e il tubo che produce i raggi a qualche distanza al di sopra, in modo tale che il fascio di raggi che ne esce non sia troppo divergente.

Si può ridurre l'intensità dei raggi al livello voluto inserendo tra il tubo e il recipiente A delle foglie di stagno o di alluminio.

In queste esperienze, è necessario impiegare solo raggi molto poco intensi, per avere soltanto un numero relativamente piccolo di ioni. Se infatti gli ioni prodotti sono numerosi, un certo numero di loro sembra sfuggire alla nebbia prodotta dall'espansione e il valore dedotto della velocità di caduta della nuvola è troppo basso. È quindi preferibile avere una ionizzazione molto piccola affinché tutti gli ioni siano trasportati al momento della formazione delle prime gocce.

Per determinare la corrente che passa attraverso il gas si collega la cassa in ferro a una delle coppie dei quadranti di un elettrometro, mentre l'altra coppia è collegata all'acqua racchiusa in . Si carica la superficie di quest'ultima a un potenziale noto mettendola a contatto con uno dei poli di una batteria e si verifica l'isolamento del sistema osservando se vi è una perdita di carica, quando i raggi Röntgen sono fermati. Se si osserva un isolamento sufficiente, si ristabiliscono i raggi e si constata all'elettrometro che la carica inizi a scomparire. Misurando la velocità di perdita si può determinare la quantità di elettricità che attraversa ogni secondo il gas esposto ai raggi. Supponiamo infatti che in 1 secondo l'elettrometro vari di p divisioni, che 1 divisione della scala corrisponda a una differenza di potenziale V tra i quadranti e che C sia uguale alla capacità del sistema formato dall'elettrometro, l'acqua e i fili di collegamento. La quantità di elettricità che passa in 1 s attraverso il gas esposto ai raggi è pVC ; essendo n il numero totale di ioni positivi o negativi per cm^3 di gas, u_0 la media delle mobilità degli ioni positivi e negativi, E il gradiente di potenziale in V/cm , A l'area della superficie dell'acqua, la corrente attraverso il gas è uguale a $Aneu_0E$; ma, siccome è anche uguale a pVC , abbiamo

$$pVC = Aneu_0E$$

equazione che può servirci a determinare ne ; le esperienze di velocità di caduta della nebbia ci danno il valore di n , e noi possiamo dedurre quello di e . Procedendo così, l'autore ha trovato nel 1898 che, nel caso degli ioni prodotti dai raggi Röntgen nell'aria, si aveva in unità elettrostatiche

$$e = 6,5 \cdot 10^{-10} (g)^{\frac{1}{2}} (cm)^{\frac{3}{2}} (sec)^{-1}$$

Una serie analoga di esperienze sugli ioni prodotti dai raggi di Röntgen nell'idrogeno dette per e , carica portata dallo ione idrogeno, il valore

$$6,7 \cdot 10^{-10} (g)^{\frac{1}{2}} (cm)^{\frac{3}{2}} (sec)^{-1}$$

La differenza tra questi due valori in aria e nell'idrogeno è molto inferiore agli errori sperimentali. Le cariche degli ioni sono quindi le stesse in questi due gas. Le esperienze di Townsend sulle velocità di diffusione degli ioni si confermeranno vicini a questo risultato. Essi sono già stati riportati nel Capitolo II.

75. L'autore, nel 1901-1902, ha ripetuto queste esperienze sulle cariche trasportate dagli ioni, apportando qualche modifica al metodo. Prima di tutto produsse la ionizzazione con il radio invece di impiegare i raggi di Röntgen, per ottenere una ionizzazione il più uniforme possibile. L'irregolarità dei raggi di Röntgen determinava un effetto perturbativo significativo nelle precedenti ricerche; in secondo luogo, l'elettrometro impiegato era molto più sensibile del precedente; era del tipo Dolezalek e dava una deviazione di 20000 divisioni per una differenza di potenziale di 1 V.

Le misure di C.T.R Wilson¹ (si veda il Cap. VII) mostrano che con espansioni di 1,25 e 1,3 gli

1 C.T.R Wilson, *Phil. Trans.*, CXCI, p. 289.

ioni negativi ed essi soli agiscono come nuclei di condensazione del vapore acqueo, mentre per espansioni più considerevoli gli ioni positivi e negativi possono prendere ugualmente parte alla formazione di nebbia. Bisognava temere che, quando le espansioni erano molto grandi per mettere in gioco gli ioni di entrambi i segni, gli ioni negativi più attivi non avessero una tendenza a monopolizzare attorno a sé il vapore acqueo e, di conseguenza, tutti gli ioni positivi non potessero essere inglobati nella nebbia. Questo timore fu trovato giustificato. Infatti, con lo strumento impiegato nelle prime esperienze, si trovò che con espansioni superiori a 1,3 il numero di particelle nella nube formata nel gas ionizzato non era quella che avrebbe dovuto essere, se tutti gli ioni fossero stati inglobati, due volte più grande rispetto al caso in cui l'espansione aveva un valore inferiore. Si modificò lo strumento in modo da ottenere una velocità di espansione molto più grande. Con questo nuovo dispositivo, il numero di particelle nella nube quando l'espansione era superiore a 1,3 era due volte maggiore che con espansioni inferiori. Ciò conferma l'opinione che con questo strumento tutti gli ioni erano inglobati nella nebbia. Come risultato di un certo numero di misure di fatte con il nuovo strumento, con diversi campioni di radio e con intensità differenti di radiazione si ottenne

$$e = 3,4 \cdot 10^{-10} (g)^{\frac{1}{2}} (cm)^{\frac{3}{2}} (sec)^{-1}$$

76. Un altro metodo di determinazione di e è stato impiegato da H. A. Wilson ¹. C.T.R Wilson trovò che si poteva depositare una nebbia attorno a ioni negativi mediante un'espansione insufficiente a provocare una condensazione sugli ioni positivi. È quindi possibile regolare l'espansione in modo da ottenere una nebbia nella quale tutte le gocce sono cariche negativamente. H.A. Wilson dispose l'esperienza in modo da produrre la nebbia tra due piastre orizzontali, potendo queste ultime essere mantenute a potenziali elettrici variabili. Un campo elettrico uniforme agiva quindi tra le piastre. Questo campo, agendo sulle gocce cariche, produceva una forza verticale che veniva ad aggiungersi a quella dovuta al loro peso e influenzante la velocità di caduta.

Siano X la forza verticale, e la carica portata da una goccia, v_1 la velocità di caduta di una goccia sotto l'azione di questa forza, e v la velocità di caduta in assenza di campo elettrico. Essendo la velocità di caduta proporzionale alla forza agente sulla goccia, se a è il raggio di quest'ultima e ρ la sua densità,

$$\frac{Xe + \frac{4}{3} \pi \rho g a^3}{\frac{4}{3} \rho g a^3} = \frac{v_1}{v}$$

o

$$Xe = \frac{4}{3} \pi \rho g a^3 \frac{(v_1 - v)}{v}$$

ma

$$v = \frac{2}{9} \frac{g a^2 \rho}{\mu}$$

di conseguenza

$$Xe = \sqrt{2} \cdot 9 \pi \sqrt{\frac{\mu^3}{g \rho}} \frac{v^{\frac{3}{2}} (v_1 - v)}{v}$$

¹ H. A. Wilson, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. V, 1903, p. 429.

Di conseguenza, se X , ρ , v_l sono noti, si può determinare e .

Wilson trovò con questo metodo $e=3,1 \cdot 10^{-10}$ unità elettrostatiche.

Wilson trovò che alcune gocce nella nebbia trasportavano una carica $2e$, altre $3e$.

Avendo così determinato il valore di e , confrontiamolo a E , carica trasportata dallo ione idrogeno nell'elettrolisi delle soluzioni. Se N rappresenta il numero di molecole racchiuse in un 1 cm^3 di gas alla pressione di 760 mm di mercurio e a 0° C , sappiamo dalle esperienze sulla liberazione di idrogeno nell'elettrolisi che

$$Ne = 1,22 \cdot 10^{10}$$

Si mostra nel trattato relativo alla teoria cinetica dei gas (per esempio, O. Meyer, *Die Kinetische Theorie der Gase*) come, grazie a certe ipotesi sulla natura e forma della molecole, si può determinare N . I valori trovati così variano considerevolmente. Le migliori misure di N danno valori compresi tra

$$2,1 \cdot 10^{19} \quad e \quad 10^{20}$$

Ciò fornirebbe per E valori compresi tra

$$6,1 \cdot 10^{-10} \quad e \quad 1,29 \cdot 10^{-10}$$

Il valore determinato per e è ben compreso entro questi limiti. Concludiamo quindi che la carica trasportata da uno ione gassoso è uguale a quella trasportata dallo ione idrogeno nell'elettrolisi delle soluzioni.

Questa conclusione è pure confermata dalle esperienze di Townsend, alle quali abbiamo già rinviato. In queste esperienze si confrontò direttamente a E la carica trasportata dagli ioni nell'aria, nell'idrogeno, nell'acido carbonico e si mostrò che esse erano uguali (§ 77). A partire da questo risultato possiamo dalle esperienze dirette sui gas determinare il valore di E e, mediante l'equazione

$$Ne = 1,22 \cdot 10^{10}$$

il numero di molecole per cm^3 di gas e la massa di una molecola. Procedendo così evitiamo tutte le ipotesi sulla forma e la grandezza delle molecole gassose e sulla natura delle azioni che entrano in gioco nel momento della collisione di due molecole, ipotesi che bisogna fare per determinare queste quantità per mezzo della teoria cinetica dei gas. Il valore che abbiamo ottenuti per N è

$$N = 3,9 \cdot 10^{19}$$

77. Le misure di e descritte sopra sono state fatte con ioni prodotti dai raggi di Röntgen o dal radio. Le proprietà degli ioni nei gas sono le stesse comunque siano prodotte da raggi di Röntgen, di Lenard, dal radio, dai raggi catodici o dalla luce ultravioletta. Il fatto che le velocità degli ioni in un campo elettrico sono le stesse qualunque sia la loro origine rende ciò evidente. Vedremo anche (Cap. VII) che essi si comportano allo stesso modo dal punto di vista del loro potere di condensazione delle nebbie. Abbiamo quindi solide ragioni di credere che la carica trasportata dallo ione non dipende dalla natura della radiazione che lo mette in libertà. Ho eseguito alcune esperienze dirette su questo aspetto e misurato la carica degli ioni negativi prodotti dall'incidenza della luce ultravioletta sui metalli. il metodo impiegato era lo stesso del caso di ioni prodotti dai raggi di Röntgen: trovai che, nei limiti degli errori sperimentali, la carica trasportata dagli ioni negativi prodotti dalla luce ultravioletta era la stessa di quella degli ioni prodotti dai raggi di Röntgen.

Il caso di ioni prodotti dalla luce ultravioletta è interessante, poiché è il solo per il quale i valori di e e di e/m (quando la pressione è bassa) siano stati determinati con gli stessi ioni.

78. Avendo e lo stesso valore di E , carica dello ione dell'idrogeno, e/m è circa uguale a 1000 volte E/M , essendo M la massa dell'atomo di idrogeno; di conseguenza, m è circa $1/1000$ di M ; la massa del portatore di carica negativa è quindi soltanto $1/1000$ di quella dell'atomo di idrogeno.

79. Riassumiamo ora i risultati delle misure di e e di e/m che sono state fatte per gli ioni prodotti nei gas da diversi specie di radiazione. Abbiamo visto che, in tutti i casi per i quali e è stato determinato, lo si è trovato uguale a E , carica dello ione di idrogeno nell'elettrolisi. La carica trasportata dallo ione gassoso non deve dipendere, come quelle degli ioni liquidi, dalla sostanza che lo origina. Così, nel caso di ioni prodotti dai raggi di Röntgen o da una radiazione analoga, la carica di uno ione formato nell'ossigeno è la stessa di quella di uno ione originato nell'idrogeno, benché nei liquidi la carica di uno ione ossigeno sia uguale a due volte quella di uno ione idrogeno. Analogamente, a pressioni molto basse, quando lo ione negativo può evitare di essere inglobato dalle molecole del gas che lo circonda, la sua massa così come la sua carica sono invariabili e più piccole di quelle della più piccola frazione di materia ordinaria, cioè quella di un atomo di idrogeno determinato dalla *Teoria cinetica dei gas*. Daremo a ognuno di questi piccoli ioni negativi il nome di *corpuscolo*. Così l'elettrizzazione negativa, quando la pressione del gas è così bassa che ci si trova soltanto in presenza di una quantità di materia comune molto piccola, è dovuta all'unione di corpuscoli.

Per contro, gli ioni positivi sono, per quanto possiamo sapere, sempre associati a masse confrontabili alle masse degli atomi comuni del gas nel quale essi si trovano.

Questo risultato ci ha portato a un'idea sulla natura dell'elettricità che sotto molti aspetti assomiglia molto all'antica *Teoria del fluido unico*. Il *fluido elettrico* è costituito di corpuscoli, il cui raggruppamento dà luogo all'elettrizzazione negativa; lo spostamento dell'elettricità da un punto a un altro è un trasporto di questi corpuscoli da un punto in cui vi è guadagno di elettricità positiva a un altro dove vi è un guadagno di elettricità negativa. Così un corpo elettrizzato positivamente è un corpo che ha perso alcuni corpuscoli. Questi corpuscoli possono o rimanere liberi o attaccarsi a molecole di materia con le quali vengono a contatto. Così l'elettrizzazione positiva è sempre associata alla materia ordinaria, mentre l'elettrizzazione negativa può esserci o non esserci secondo che i corpuscoli sono o non sono legati a molecole di materia ordinaria. Così, nei gas a pressione molto bassa, i corpuscoli sono liberi, ma nei gas ad alta pressione essi sono associati a molecole del gas. Non vi è più allora molta differenza tra le masse effettive degli ioni positivi e negativi. Questo caso è messo in evidenza dai risultati delle esperienze che abbiamo descritto sulle mobilità degli ioni positivi e negativi in un campo elettrico dove, sebbene lo ione negativo si muove più velocemente del positivo, la differenza tra le loro mobilità non è molto grande.

Rivedremo in un capitolo ulteriore gli sviluppi di questa teoria corpuscolare dell'elettricità.

Cap. 7 - Alcune proprietà fisiche degli ioni gassosi

80. Uno degli effetti più sorprendenti prodotti dagli ioni è l'influenza che esercitano sulla condensazione dei vapori. La scoperta dovuta a R. von Helmholtz ¹ dell'azione di una scarica elettrica su un getto di vapore ad alta pressione ne è un esempio. Se del vapore sfugge da un orifizio posto vicino a una punta collegata a una macchina elettrica o a una bobina di induzione, si produce un cambiamento osservabile nell'aspetto del getto quando l'elettricità fuoriesce dall'elettrodo. Si mette nettamente in evidenza questo cambiamento proiettando l'ombra del getto su uno schermo. Quando non fuoriesce elettricità dalla punta, il getto è quasi trasparente e la sua ombra leggera; dal momento che l'elettricità comincia a liberarsi, l'opacità del getto aumenta notevolmente, l'ombra diviene perfettamente scura e distinta. Colori dovuti alla diffrazione della luce da parte delle goccioline d'acqua fanno la loro comparsa e danno talvolta al getto di vapore un aspetto molto bello.

Ci riferiremo a una Memoria di Barus ² per la descrizione di un dispositivo sperimentale che permette di osservare questi colori nelle migliori condizioni e di un metodo grazie al quale si può determinare per mezzo dei colori osservati la dimensione delle gocce d'acqua. Ciò mostra evidentemente che il vapore si condensa in goccioline sotto l'azione dell'elettrizzazione.

In una Memoria recente di R. von Helmholtz e Richarz ³ pubblicata dopo la morte del primo, gli autori mostrano che un getto di vapore è influenzato quando si stabilisce o si interrompe la corrente primaria di una bobina di induzione, anche se i poli del secondario disposti nelle vicinanze del getto sono separati da una distanza di molto superiore alla distanza esplosiva; essi mostrano inoltre che questi effetti permangono anche quando si circondano i poli con carta assorbente umida per trattenere ogni particella metallica in grado di essere da loro tolta.

R. von Helmholtz e Richarz (citati) mostrarono che i gas che provengono dalle vicinanze delle fiamme, che siano o no luminosi, hanno un'azione sul getto di vapore. Le fiamme molto fredde di etere e di alcool fanno tuttavia eccezione. Un filo di platino portato alla temperatura del rosso scuro influenza il getto quando è elettrizzato; portato al giallo brillante, lo influenza anche senza essere elettrizzato; tranne inserendolo in una atmosfera di idrogeno, nel qual caso è senza azione se non è carico. Gas per illuminazione passante attraverso una rete di platino portata al rosso scuro ha ugualmente un'azione sul getto di vapore. È pure influenzato dalla presenza nelle sue vicinanze di certe sostanze, come l'acido solforico, così come per i gas dissociati o che subiscono in aria modificazioni chimiche come Az^2O^4 o AzO^2 . L'ozono e il perossido di idrogeno sono senza azione su di esso. Se pertanto si elimina l'ozono facendolo gorgogliare in sostanze come il permanganato o lo ioduro di potassio, il gas che si libera è in grado di influenzare il getto di vapore. Questo gas possiede pure, come ha mostrato per la prima volta Messner⁴, la proprietà di formare vapori arrivando a contatto con l'aria umida. Esperienze su questo fenomeno sono state fatte pure da von Helmholtz e Richarz così come da Townsend⁵. L'azione prodotta in questo caso e negli altri a causa di un'azione chimica è, come vedremo, probabilmente, dovuta alla formazione di qualche sostanza che si dissocia nelle gocce d'acqua e abbassa la loro tensione di vapore. Le gocce non sono allora formate d'acqua pura, ma da una soluzione più o meno diluita.

L'aria umida che è passata su fosforo, sodio o potassio ha ugualmente un'azione sul getto di vapore. Lenard e Wolff⁶ hanno mostrato che l'incidenza della luce ultravioletta su una lastra di zinco o su qualche soluzione fluorescente nelle vicinanze del getto di vapore vi produceva una

1 R. von Helmholtz, *Wied. Ann.*, t. XXXII, 1887, p. 1. Vedere pure Bidwell, *Phil. Mag.*, quinta serie, t. XXIX, 18u90, p. 158.

2 Barus, *American Journal of Metereology*, t. IX, 1893, p. 488.

3 R. v. Helmholtz e Richarz, *Wied. Ann.*, XL, 1890, p. 161.

4 Messner, *Jahresber. f. Chimie*, 1863, p. 126.

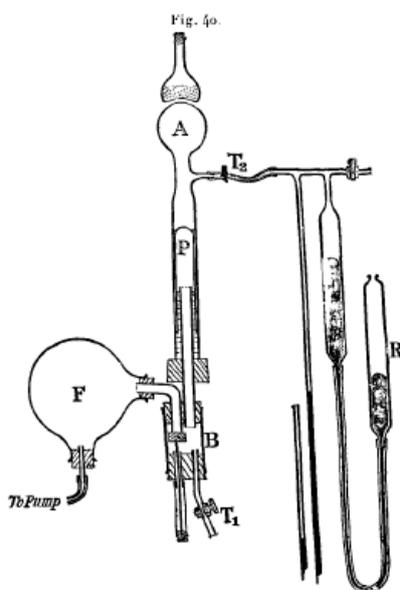
5 J. S. Townsend, *Proc. Camb. Phil. soc.*, X, 1898, p. 52.

6 Lenard e Wolff, *Wied. Ann.*, t. XXXVII, 1899, p. 443.

condensazione. Un effetto simile è prodotto dalla luce ultravioletta che ha attraversato il quarzo. Richarz⁷ mostrò che facendo cadere sul getto di vapore raggi di Röntgen, si produce lo stesso effetto. Si impiegò molto tempo prima di accordarsi sulla causa di questo modo di essere del getto di vapore. Le ricerche più recenti su questa questione furono fatte nel momento in cui le esperienze di Aitken⁸, Coulier⁹ e Kiessling¹⁰ avevano attirato l'attenzione sul grande ruolo svolto dalle polveri nella condensazione dei vapori. Questi fisici avevano mostrato che le nebbie prodotte dall'abbassamento di temperatura che provoca una piccola espansione adiabatica dell'aria umida e carica di polveri di una camera scompaiono del tutto se si eliminano le polveri. Essi mostrarono che le gocce nella nebbia si aggregavano attorno a granelli di polvere. Le gocce d'acqua possono così avere un raggio finito, quello di una particella di polvere ed evitare il periodo durante il quale la grandezza del loro raggio è dell'ordine delle dimensioni molecolari, periodo durante il quale, come ha mostrato lord Kelvin, l'azione della tensione superficiale condurrebbe ad una evaporazione assai intensa per provocare la loro scomparsa.

La scoperta degli effetti prodotti dalla polvere sulla condensazione del vapore d'acqua tenderebbe a fargli attribuire e ad esso solo la formazione delle nebbie in tutti i casi. Infatti, il getto di vapore serve a misurare la quantità di polvere contenuta nell'aria. Così, per esempio, Lenard e Wolff attribuivano l'effetto prodotto dall'incidenza della luce ultravioletta sui metalli a polveri metalliche staccate dal metallo sotto la sua azione. D'altra parte, R. von Helmholtz e più tardi Richardz sostenevano energicamente che gli effetti che si osservavano erano dovuti agli ioni e non alla polvere; essi portarono argomenti solidi e fecero alcune esperienze sorprendenti per giustificare questo modo di vedere. Tuttavia, siccome le loro affermazioni si basavano piuttosto su prove indirette e siccome l'esattezza delle loro idee è stata dimostrata in modo indiscutibile dalle esperienze dirette fatte recentemente da Wilson, cominceremo col descrivere dapprima queste ultime ricerche.

81. Il metodo impiegato da Wilson consisteva nel raffreddare bruscamente l'aria umida con una espansione adiabatica. Il gas che prima del raffreddamento era saturo di vapore d'acqua diveniva poi soprassaturo. La figura 40 mostra uno dei dispositivi impiegati da Wilson per produrre l'espansione. si è già spiegato il modo di impiego dello strumento.



7 Richarz, *Wied. Ann.*, t. LIX, 1896, p. 592.

8 Aitken, *Nature*, t. XXIII, 1880, p. 195,384; *Trans. Roy. Soc. Edin.*, t. XXXIII, 1881, p. 337.

9 Coulier, *Journal de Pharm. et de Chimie*, t. XXII, 1875, p. 165.

10 Kiessling, *Nature. Verein Hamburg-Altona*, t. VIII, 1884, p. 1.

In queste esperienze è molto importante che le espansioni che producono una nube siano il più rapide possibili; con espansioni lente infatti, appena la saturazione è sufficiente alla formazione delle prime gocce, se queste hanno il tempo di ingrossarsi prima che l'espansione sia completa, toglieranno all'aria una parte della sua umidità e con una sopra saturazione non si innalzerà molto al di sopra del valore richiesto per la formazione delle prime gocce. Per assicurare questa rapida espansione, il pistone P (fig. 40) sarà leggero e in grado di muoversi liberamente dall'alto in basso e il dispositivo grazie al quale si produrrà una differenza di pressione tra l'interno e l'esterno del cilindro dovrà funzionare molto rapidamente.

82. Servendosi di un tale dispositivo, Wilson¹ trovò che, quando la camera di espansione era piena d'aria carica di polveri, un'espansione molto piccola era sufficiente per produrre una nebbia densa. Se si lasciasse depositare questa nebbia e si ripetesse l'operazione eliminando per gradi l'aria dalla polvere che la nebbia trascina in caduta. Quando l'aria era interamente libera da polveri piccole espansioni non producevano alcuna nube. Se prendiamo come misura dell'espansione il rapporto tra il volume finale e quello iniziale, non vi è produzione di nubi nell'aria priva di polveri finché l'espansione non raggiunge il valore 1,25. Quando essa era compresa tra 1,25 e 1,38, alcune gocce cominciarono ad apparire; queste gocce erano molto più numerose nell'idrogeno che nell'aria. Aumentando l'espansione oltre 1,38 si produceva nel gas privo di polveri una nebbia molto più densa, la cui densità aumentava molto rapidamente con l'espansione. Vediamo così che, anche in assenza di polveri, si può produrre una condensazione con espansioni rapide se queste superano un certo valore. Questo limite sembra essere indipendente dalla natura del gas, come mostra la tabella seguente, che dà i rapporti dei volumi necessari per produrre il primo stadio della condensazione e la sopra saturazione, cioè il rapporto tra la tensione del vapore acqueo all'inizio della condensazione e la tensione del vapore saturo alla stessa temperatura.

| Gas | Condensazione sotto forma di | | | |
|-----------------|------------------------------|------------------|--------------------|------------------|
| | pioggia | | nube | |
| | V_{fin}/V_{iniz} | Supersaturazione | V_{fin}/V_{iniz} | Supersaturazione |
| Aria | 1,252 | 4,2 | 1,375 | 7,9 |
| Ossigeno | 1,257 | 4,3 | 1,375 | 7,9 |
| Azoto | 1,262 | 4,4 | 1,375 | 7,9 |
| Idrogeno | 1,262 | 4,4 | 1,375 | 7,9 |
| Acido carbonico | 1,365 | 4,2 | 1,53 | 7,3 |
| Cloro | 1,30 | 3,4 | 1,44 | 5,9 |

La terza e la quarta colonna danno le quantità corrispondenti al secondo stadio, cioè nel momento in cui la condensazione produce una nube densa.

Il primo stadio di condensazione non si produce nell'idrogeno.

83. La descrizione dei fenomeni presentati si riferisce ai gas in condizioni normali. Esponendo il gas all'azione dei raggi di Röntgen, Wilson trovò che in un gas in condizioni normali non si producono gocce fino ad una espansione uguale a 1,25. Se si supera questo limite, la densità della nube è alquanto aumentata dai raggi e se questi sono intensi le sole gocce che sorgerebbero in loro assenza sarebbero sostituite da una nebbia densa e quasi opaca. L'intensità dei raggi non influisce sul valore della espansione necessaria alla produzione della nube. Qualunque sia la loro intensità, non si può avere produzione di nebbia finché il valore dell'espansione non supera 1,25. L'intensità dei raggi influenza il numero di gocce, ma per nulla nell'istante di comparsa della nube. L'effetto prodotto dai raggi persiste per qualche secondo dopo il loro arresto. Wilson² ha mostrato che le radiazioni emesse dall'uranio e dalle altre sostanze radioattive producono lo stesso effetto dei raggi di Röntgen; non è così per la luce ultravioletta quando essa colpisce un metallo come lo zinco. Gli

1 Wilson, *Phil. Trans.*, t. CLXXXIX, 1897, p. 265.

2 Wilson C.T.R. Wilson, *Phil. Trans.*, t. CXCII, 1899, p. 403.

effetti che essa produce sono tuttavia un poco più complessi e dovremo ritornare su questi fenomeni.

84. L'esperienza seguente permette di mostrare direttamente che l'effetto prodotto dai raggi di Röntgen e dell'uranio è dovuto alla produzione nel gas di ioni carichi. Se infatti gli ioni prodotti dai raggi di Röntgen agissero come nuclei di condensazione e se si potessero estrarre dal gas sottoponendoli a un campo elettrico intenso, la nebbia non dovrebbe potersi formare per espansione dell'aria esposta ai raggi quando è sottoposta a un intenso campo elettrico. È quanto si trovò infatti e l'esperienza è delle più sorprendenti. Due piastre parallele erano disposte in un recipiente racchiudente aria priva di polveri, a una distanza di circa 5 cm l'una dall'altra. Esse erano molto grandi per comprendere al loro interno la maggior parte dell'aria e potevano essere collegate a una batteria di piccoli accumulatori che danno una differenza di potenziale di circa 400 V ¹. I raggi di Röntgen attraversavano il gas tra di esse dove l'aria era priva di polveri. Quando si interrompeva la comunicazione tra le piastre e la batteria, un'opportuna espansione provocava la formazione di una nube densa. Quando, al contrario, si collegavano le piastre alla batteria, l'espansione produceva solo una leggera nube, molto poco densa quando i raggi di Röntgen attraversavano o meno l'aria.

85. Quando si è prodotta una nube densa sotto l'azione dei raggi di Röntgen, grazie a un'espansione compresa tra 1,25 e 1,38, o senza raggi di Röntgen con un'espansione superiore a 1,38, si può per un certo tempo produrre goccioline sotto l'azione di espansioni inferiori a 1,25 e un campo elettrico non ne impedisce la formazione. Una nebbia densa lascia dopo di sé, come sempre appare, goccioline troppo piccole per essere visibili, agiscono come granelli di polvere e provocano con espansioni molto piccole una condensazione nebbiosa. Wilson² mostrò pure che, se si produce in una camera a espansione una scarica da un punto, si ha, come nel caso dei raggi di Röntgen, un aumento considerevole della condensazione per espansioni comprese tra 1,25 e 1,38. Arrestando la scarica prima di produrre l'espansione, si trovò che si potevano produrre nuvole durante uno o due minuti dopo l'arresto di quest'ultima. L'espansione necessaria alla loro produzione diminuiva quando l'intervallo di tempo contato a partire dalla cessazione della scarica cresceva; ciò mostra che alcuni dei nuclei di condensazione prodotti erano ingrossati in questo intervallo. Ciò è probabilmente dovuto alla formazione di qualche composto chimico durante la scarica, forse acido nitrico che, dissolvendosi nelle gocce, abbassa la loro tensione di vapore.

86. Wilson mostrò che il passaggio della luce ultravioletta attraverso un gas (diverso dal caso in cui essa colpisce una superficie metallica) produce pure effetti molto interessanti di condensazione. Se l'intensità della luce è piccola, non si produce alcuna nebbia, a meno che l'espansione non sia uguale a quella (1,25) che è necessaria per dargli origine nei gas esposti ai raggi di Röntgen. Se la luce ultravioletta è molto intensa, si hanno condensazioni nebbiose nell'aria o nell'ossigeno puro, ma non nell'idrogeno, per espansioni molto minori e il grado di espansione necessario decresce quando la durata dell'esposizione alla luce aumenta. Così i nuclei che servono da centri di condensazione si ingrossano sotto l'azione della luce. Se la luce ultravioletta è estremamente intensa, si vedono prodursi nebbie nell'aria e nell'ossigeno in assenza di ogni espansione; queste nubi sono estremamente leggere e possono persistere per ore dopo l'estinzione della luce. Wilson ha pure potuto produrle nell'aria a contatto con una soluzione al 17% di potassio caustico e non saturo di vapore acqueo. In questo caso, le gocce persistevano 3 ore dopo l'estinzione della luce. Ciò prova, come indica Wilson, che le gocce non possono essere formate di acqua pura. Queste nubi sono molto probabilmente analoghe a quelle che furono osservate alcuni anni fa da Tyndall³ quando la luce ultravioletta attraversava l'aria contenente vapori di certe sostanze, tra le quali il nitrato di amile è uno di quelli che danno luogo agli effetti più sorprendenti. Questi effetti possono essere spiegati dalla formazione sotto l'azione della luce ultravioletta di qualche sostanza speciale. Wilson ipotizzò che nelle sue esperienze ci fosse H^2O^2 che, dissolvendosi nelle gocce mano a mano che si

1 J.J. Thomson, *Phil. Mag.*, quinta serie, t. XLVI, 1898, p. 528.

2 C.T.R. Wilson, *Phil. Trans.*, t. CXCII, 1899, p. 403.

3 Tyndall, *Phil. Trans.*, CVI, 1870, p. 333.

formava abbassava la tensione di vapore e le rendeva in grado di ingrandirsi nel momento in cui le gocce d'acqua si sarebbero vaporizzate. Questa spiegazione concorda con il fatto che la luce ultravioletta non produce nebbia nel solo vapore acqueo o nell'idrogeno e che contrariamente a quanto è dovuto ai raggi di Röntgen le nebbie formate sotto la sua azione non diminuiscono di densità quando il gas è soggetto a un campo elettrico intenso; ciò prova che i nuclei di condensazione non sono carichi o che, se lo sono, sono appesantiti da molecole estranee e non possono avere un moto apprezzabile in un campo elettrico. Vincent¹ ha osservato movimenti di queste nubi in un campo elettrico intenso; trovò che un certo numero di gocce si muoveva in un senso, le altre nel verso opposto, mentre altre non si spostavano del tutto. Le une non erano quindi cariche mentre tra le altre ve ne erano cariche positivamente, e negativamente. Sembrerebbe così che le cariche non hanno nulla a che vedere con la formazione di queste gocce, quelle servono semplicemente da supporto agli ioni prodotti dalla luce ultravioletta.

87. Buisson² che studiò questa questione con la massima cura non poté mettere in evidenza alcuna conducibilità nell'aria attraverso la quale passava luce ultravioletta. Lénard³ ha mostrato recentemente tuttavia che una specie particolare di luce ultravioletta, se rapidamente assorbita prima che scompaia dopo un cammino di qualche centimetro nell'aria a pressione atmosferica, produce una qualche conducibilità quando la attraversa: mostrò che un conduttore carico posto nelle vicinanze dell'aria attraversata da questi raggi perde la sua carica tanto più rapidamente quando è positiva. Lenard determinò la mobilità degli ioni negativi con un metodo analogo a quello del paragrafo 30, e trovò nell'aria alla pressione atmosferica $3,13\text{cm/s}$ sotto un gradiente di potenziale di 1V/cm . Questa è circa due volte la mobilità degli ioni prodotti dai raggi di Röntgen. D'altra parte, la mobilità degli ioni positivi sotto lo stesso gradiente di potenziale non superava i $0,0015\text{cm/s}$, cioè soltanto $1/1000$ della mobilità dello ione positivo con i raggi di Röntgen. La mobilità maggiore degli ioni negativi spiega perché la perdita subita da un corpo carico positivamente in un gas ionizzato è molto più rapida di quella dello stesso corpo carico negativamente. Ritourneremo su questo punto nel Capitolo dedicato all'azione della luce ultravioletta sui gas.

88. I risultati ottenuti da Wilson e Lenard sembrano far concludere che, quando il gas è sottoposto all'azione della luce ultravioletta comune, si produce un'azione chimica che porta alla formazione di una sostanza che dissolvendosi nell'acqua abbassa la tensione di vapore delle gocce e facilita così la loro formazione; quando queste gocce sono esposte alla luce ultravioletta particolare studiata da Lenard, esse perdono l'elettricità negativa come fanno d'altra parte quantità di altri corpi nello stesso caso, e questi sono gli ioni negativi liberati che producono la conducibilità da lui studiata. La differenza che si constata tra l'azione della luce ultravioletta e quella dei raggi di Röntgen consiste nel fatto che, quando essa è molto intensa, può provocare la formazione delle nebbie con espansioni piccole o anche nulle, mentre questi ultimi ne sono incapaci. Ciò è dovuto, secondo la teoria esposta in precedenza, al fatto che la luce ultravioletta è molto più attiva dei raggi di Röntgen per provocare reazioni chimiche. Si possono citare molti esempi di questa azione, tra gli altri la combinazione dell'idrogeno e del cloro.

L'influenza di deboli tracce di sostanze solubili sulla formazione delle nebbie è stata evidenziata in un modo molto netto in alcuni esperimenti di H.A. Wilson⁴. L'autore⁵ ha mostrato come le stesse gocce la cui esistenza è fugace facilitano il processo di combinazione tra i gas che le circondano e come questa azione può spiegare il fatto notevole scoperto da Baker⁶ e Pringsheim⁷ che qualcuno dei casi più noti di combinazioni chimiche tra gas sono dovuti alla presenza di umidità e avvengono solo con gas seccati con speciali precauzioni.

1 Vincent, *Proc. Cam. Phil. Soc.*, t. XII, 1904, p. 305.

2 Buisson, citato da Perrin, *Thèses présentées à la Faculté des Sciences de Paris*, 1897, p. 31.

3 Lénard, *Ann. der Phys.*, t. I, p. 486; t. III, 1900, p. 298.

4 H.A. Wilson, *Phil. Mag.*, quinta serie, t. XLV, 1898.

5 J.J. Thomson, *Phil. Mag.*, quinta serie, t. XXXVI, 1893, p. 313; *B. A. Report*, 1894.

6 Baker, *Phil. Trans.*, t. CLXXIX, 1888, p. 571.

7 Pringsheim, *Wied. Ann.*, t. XXXII, 1887, p. 384.

89. *Nuclei di condensazione emessi dai metalli.* C.T.R.Wilson¹ ha mostrato che certi metalli emettono nuclei che provocano la formazione di nebbie più marcate quando si aumenta fino a il valore dell'espansione. La dimensione di questo effetto dipende molto dal metallo impiegato. L'amalgama di zinco dà nubi relativamente dense, lo zinco levigato e il piombo danno pure effetti molto netti. Al contrario, il rame levigato e lo stagno non producono alcun effetto evidente. L'ordine nel quale si possono disporre i metalli è lo stesso di quello nel quale li si può classificare secondo il loro potere di impressionare una lastra fotografica posta a una piccola distanza dalla loro superficie, questione studiata da Russel² e Colson³. L'effetto prodotto sulla condensazione dalla presenza di un metallo è molto piccolo nell'idrogeno.

Benché il valore dell'espansione necessaria a provocare una condensazione sia lo stesso in presenza dei metalli che sotto l'azione degli ioni prodotti dai raggi di Röntgen, l'effetto dovuto a un metallo differisce da quello provocato da questi ultimi, nel senso che non è diminuito dall'azione di un campo elettrico anche intenso. È possibile tuttavia che in un'aria tranquilla il gas ionizzato sia localizzato in uno strato vicino alla superficie del metallo e che i violenti vortici provocati da una espansione rapida stacchino lo strato ionizzato dalla piastra e disperdano gli ioni attraverso il gas. Se così, essendo gli ioni liberi solo durante il breve intervallo dell'espansione non risentono particolarmente del campo elettrico, che non può per questo breve istante estrarli dal gas. Gli effetti che sono stati segnalati accompagnare la ricaduta delle gocce d'acqua, di mercurio e di molti altri liquidi rendono molto probabile l'esistenza di un tale strato gassoso ionizzato nelle vicinanze del metallo. Lenard⁴ ha pure mostrato che, quando gocce d'acqua ricadono contro una piastra metallica, esse si caricano positivamente mentre l'aria che le circonda assume una carica negativa. Aria agitata in un flacone con mercurio si carica negativamente. Lord Kelvin⁵ ha mostrato che, quando l'aria gorgoglia dentro l'acqua, si libera carica di elettricità negativa. Ho trovato recentemente che, se la si fa gorgogliare energicamente nell'acqua, questa racchiude quando si libera ioni positivi così come negativi, sebbene questi ultimi siano di molto più numerosi. Si trovò che aria così trattata liberava un corpo carico negativamente meno rapidamente tuttavia di quando aveva una carica positiva. Come altro esempio di elettrizzazione prodotta da un'agitazione della superficie dell'acqua, possiamo citare l'osservazione fatta da Holmgren⁶ che si può produrre elettricità separando rapidamente due tele bagnate che sono state ravvicinate tra loro; l'elettricità positiva rimanendo sulle reti, la negativa nell'aria. Questo autore trovò pure che quando l'area della superficie dell'aria varia rapidamente, come per esempio quando si spostano delle onde alla sua superficie, si produce elettricità, quella positiva rimane nell'acqua, quella negativa nell'aria. L'autore⁷ constatò che, quando dei liquidi si trovano in una atmosfera di idrogeno invece di essere nell'aria, l'elettrizzazione prodotta dalla ricaduta era eccessivamente piccola.

Wilson provò, come si è già stabilito, che l'azione prodotta dai metalli sulla condensazione delle nebbie era estremamente piccola nell'idrogeno. Questi fatti bastano a mostrare che variazioni della superficie sono per un gran numero di sostanze accompagnate da una emissione di ioni nel gas circostante. La spiegazione più semplice di questo fatto consiste nel supporre che si forma alla superficie di questi corpi un doppio strato di elettricità e che è possibile che una della parti di questo strato sia strappata dal movimento dell'aria nel momento dell'espansione.

Sappiamo pure che i metalli emettono una radiazione che può ionizzare un gas e che una parte è rapidamente assorbita da esso, ciò che spiega il piccolo spessore dello strato prodotto. È importante notare che, se questo strato di gas ionizzato è molto vicino alla superficie del metallo, gli ioni che

1 C.T.R.Wilson, *Phil. Trans.*, t. CLXXXII, 1899, p. 403.

2 Russel, *Proc. Roy. Soc.*, t. LXI, 1897, p. 424; t. LXIII, 1898, p. 102.

3 Colson, *Comptes rendus*, t. CXXIII, 1896, p. 49.

4 Lenard, *Wied. Ann.*, t. XLVI, 1892, p. 584.

5 Lord Kelvin, *Proc. Roy. Soc.*, t. LVII, 1894, p. 335.

6 Holmgren, *Sur le développement de l'électricité au contact de l'air e de l'eau*, *Soc. ohysiographique de Londres*, 1894.

7 J.J. Thomson, *Phil. Mag.*, t. XXXVII, 1874, p. 341.

esso contiene non saranno dispersi nel gas circostante, anche nel caso in cui il metallo sarà caricato a un potenziale tale da generare un campo elettrico molto intenso. Supponiamo infatti che nel punto P, a una distanza r da una superficie conduttrice, si abbia una carica e . Una conseguenza di questo fatto sarà l'esistenza di una forza agente sulla carica posta in P e diretta verso il piano, questa risultante dalla presenza di una quantità uguale di elettricità di segno contrario indotta sulla piastra. Questa forza sarà uguale a $e^2/4R^2$. Se esiste un campo esterno di intensità F , tendente ad allontanare il corpo carico dalla piastra, quest'ultimo non potrà superare l'attrazione che si esercita verso di esso se $F > e^2/4R^2$. Supponiamo e uguale alla carica di uno ione, $3,4 \cdot 10^{-10}$ unità elettrostatiche e l'intensità del campo $100V/cm$, sia $1/3$ nel sistema elettrostatico. Vediamo che la forza che agisce sullo ione in questo campo intenso è ancora diretta verso la piastra, cioè che lo ione non sarà trasportato nel gas circostante se r è inferiore a $1,6 \cdot 10^{-3}$. Questo esempio ci mostra l'estrema difficoltà che si incontrerà nello staccare strati molto sottili di gas ionizzato con metodi elettrici.

90. Alcuni nuclei che provocano la condensazione sotto forma di pioggia con espansioni comprese tra 1,25 e 1,38, nei gas che non sono esposti a qualche agente ionizzante esterno, possono provenire dalla ionizzazione di cui abbiamo constatato l'esistenza in tutti i gas racchiusi in contenitori chiusi. Nelle prime esperienze, Wilson non poté rivelare alcuna diminuzione del numero di gocce quando l'espansione era prodotta da un campo elettrico intenso. In esperienze più recenti (*Phil. Mag.*, giugno 1904), dove si servì di recipienti più grandi, poté mettere in evidenza una grande diminuzione del numero di nuclei di condensazione sotto l'azione di un campo elettrico. L'assenza di diminuzione nei recipienti di piccolo volume è dovuta alla perdita considerevole di ioni che si produce per diffusione verso le pareti del contenitore, diffusione il cui effetto è più considerevole nei recipienti di piccola capacità che di grande.

Efficienza relativa degli ioni positivi e negativi per la produzione di fenomeni di condensazione delle nebbie

91. L'autore¹ fece nel 1893 con un getto di vapore un'esperienza che mostra che l'elettricità negativa ha certamente un'azione maggiore della positiva nel provocare condensazioni. Si utilizzò il dispositivo seguente. Un tubo di vetro verticale era immerso in una camera di vapore; alla sua estremità superiore era saldato un tubo orizzontale trasversale, alle cui estremità usciva il vapore, ed erano saldati dei fili di platino che terminavano con una punta ed erano collegati ai poli di una piccola bobina di induzione. Azionando quest'ultima si constatava una grande condensazione nei due getti, ma il getto dalla parte della punta negativa era sempre più denso di quello dalla punta positiva. Ciò non era dovuto a una asimmetria o a una differenza tra i tubi, poiché invertendo i poli della bobina la nube più densa passava all'altra estremità. Alcune scintille passavano tra gli elettrodi di platino. La forza della bobina era semplicemente sufficiente a produrre alle punte una scarica non luminosa.

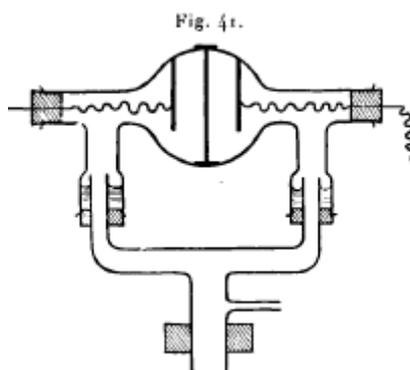
Più recentemente, nel 1898², ho osservato effetti simili producendo nebbie per espansione; ma la questione è stata studiata sistematicamente per la prima volta da C.T.R. Wilson³ nel 1899. Egli ricercò quale era il valore dell'espansione richiesto perché gli ioni positivi o negativi agissero come nuclei di condensazione. Impiegò numerosi metodi. La figura 41 mostra uno dei dispositivi sperimentali. Il contenitore nel quale si osservavano le nebbie era sferico e aveva un diametro di circa $5,8cm$. Era diviso in due camere uguali da una parete in ottone spessa $1mm$ disposta nel piano equatoriale. Il recipiente era tagliato in due parti e i bordi delle due metà trattati per permettere di fissarli facilmente contro le facce della parete. Quest'ultima era circolare e portava su ciascuna delle sue facce un anello di ottone saldato facente il giro completo della circonferenza, salvo nella parte superiore dove era interrotto da un'apertura. Quando si erano attaccate le due metà del contenitore

¹ J.J. Thomson, *Phil. Mag.*, quinta serie, t. XXXVI, 1893, p. 313.

² J.J. Thomson, *Phil. Mag.*, quinta serie, t. XLVI, 1898, p. 528.

³ C.T.R. Wilson, *Phil. Trans.*, t. CXCIII, 1899, p. 289.

contro gli anelli, restava così una fenditura di 4,5cm di lunghezza e larga 2,5mm da ogni parte della parete. Questa fenditura era ricoperta da un sottile foglio di alluminio stuccato sulla superficie esterna del contenitore e il bordo della parete di metallo.



Si poteva così esporre ai raggi di Röntgen provenienti da una sorgente disposta al di sopra dello strato sottile d'aria a contatto con ognuna delle facce della parete. Ciascuna metà dello strumento conteneva una seconda piastra di ottone parallela alla piastra centrale e distante da essa 1,8cm.

Si era predisposto tra i lati di queste piastre e le pareti del contenitore un vuoto permettendo all'aria di sfuggire nel momento dell'espansione. Per mantenere il fascio di raggi parallelo alla parete, si era collocato uno schermo di piombo dotato di una fenditura larga 4cm a circa 2cm al di sopra della finestra di alluminio; la si muoveva fino ad ottenere dalle due parti nebbie identiche, essendo le due piastre mantenute esattamente allo stesso potenziale. Le due piastre metalliche erano ricoperte di carta assorbente umida per fermare gli ioni del metallo.

Supponiamo ora la piastra di mezzo a terra, essendo quella di sinistra mantenuta al potenziale più basso e quella di destra al più alto. È allora evidente che, essendo la ionizzazione confinata in uno strato vicino alla piastra verticale centrale, la metà sinistra del contenitore racchiuderà in queste condizioni un certo numero di ioni positivi e la metà destra un certo numero di quelli negativi. Wilson trovò che con un'espansione di 1,28 aveva una nebbia densa nella metà del recipiente con ioni negativi mentre si aveva solo qualche goccia nella metà con ioni positivi. Questo eccesso di condensazione nella metà negativa persisteva finché l'espansione era uguale a 1,31. Vi era solo una piccola differenza o nessuna tra gli aspetti delle nubi nelle due parti. Si aveva cura di fare in modo che il potenziale della piastra positiva superasse quello della piastra centrale della stessa quantità di quello con cui il potenziale di quest'ultima superava quello della piastra negativa.

La tabella seguente mostra la differenza tra gli effetti prodotti dagli ioni positivi e negativi; il tempo di caduta delle gocce serve a determinare il numero di nuclei di condensazione. Se questo numero è piccolo, le gocce d'acqua formate attorno ad essi saranno grosse e cadranno rapidamente; se, al contrario, il numero è grande, le gocce saranno piccole e cadranno lentamente poiché l'acqua disponibile si è suddivisa tra tutte loro.

Tempi di caduta della nebbia in secondi

| Espansione | Lato sx | Lato dx | Rapporti tra i tempi | |
|------------|-------------|-------------|----------------------|-----|
| | | | negativo/positivo | |
| 1,28 | positivo 5 | negativo 16 | 3,2 | 4,1 |
| | negativo 15 | positivo 3 | 5,0 | |
| | negativo 15 | positivo 2 | 7,5 | |
| 1,30 | positivo 5 | negativo 15 | 3,0 | 5,1 |
| | negativo 10 | positivo 2 | 5,0 | |
| | positivo 2 | negativo 10 | 5,0 | |

| | | | | |
|------|-------------|-------------|-----|------|
| 1,31 | positivo 7 | negativo 12 | 1,7 | 1,8 |
| | negativo 14 | positivo 7 | 2,0 | |
| 1,32 | negativo 8 | positivo 5 | 1,6 | 1,5 |
| | positivo 8 | negativo 10 | 1,2 | |
| | negativo 14 | positivo 8 | 1,7 | |
| 1,33 | positivo 12 | negativo 17 | 1,4 | 1,15 |
| | negativo 12 | positivo 10 | 1,1 | |
| | positivo 12 | negativo 13 | 1,1 | |
| 1,35 | negativo 10 | positivo 10 | 1,0 | 1,0 |
| | positivo 10 | negativo 10 | 1,0 | |

Nelle esperienze sopra riferite, vi erano tra la piastra centrale e una qualsiasi delle altre due una differenza di potenziale uguale a quella di due elementi Leclanché. I termini positivo e negativo, nella tabella, indicano che gli ioni positivi o negativi erano rispettivamente in eccesso nella regione alla quale essi si riferiscono. Le differenze che si possono constatare nelle velocità di caduta per le stesse espansioni sono dovute alle irregolarità che si manifestano nell'azione del tubo produttore dei raggi di Röntgen.

Gli ioni negativi iniziano ad agire come nuclei di condensazione quando l'espansione è circa 1,25, che corrisponde a una saturazione uguale a circa quattro, mentre vediamo, al contrario, secondo la tabella che gli ioni positivi iniziano ad agire solo quando l'espansione è uguale a 1,31, che corrisponde a una saturazione uguale a sei. Wilson ha mostrato che tutti gli ioni negativi sono inglobati quando l'espansione è uguale a 1,28. Ma è solo quando raggiunge 1,35, che tutti gli ioni positivi sono trasportati.

Ciò non è dovuto al fatto che gli ioni negativi hanno una carica elettrica più considerevole degli ioni positivi. Per mostrarlo prendiamo un contenitore a espansione come quello in figura 40 e ionizziamo il gas con i raggi di Röntgen. Produciamo una prima volta una nebbia con un'espansione di (che conduce solo gli ioni negativi). Determiniamo il numero di ioni con il tempo di caduta, come già mostrato. Con la stessa intensità di radiazione produciamo una nebbia per mezzo di un'espansione uguale a che conduce a sua volta gli ioni negativi e positivi e calcoliamo di nuovo il numero di ioni. Lo troviamo doppio di quello calcolato nel primo caso, e ciò mostra che il numero di ioni positivi e negativi è uguale. Il gas avendo una carica totale nulla, la carica totale degli ioni positivi deve essere uguale a quella dei negativi.

Siccome abbiamo tanti ioni positivi quanto negativi, la carica di uno ione positivo deve essere uguale a quella di uno ione negativo. Ritorneremo su questa questione della maggiore efficienza degli ioni negativi quando discuteremo la teoria dell'azione degli ioni sulla produzione della condensazione. In attesa, possiamo avere una nube formata attorno a ioni di un segno determinato e non attorno ad altri. Se gli ioni inglobati nella nube cadono sotto l'azione della gravità, potremo avere così una separazione tra ioni positivi e negativi e produzione di un campo elettrico; il lavoro necessario alla produzione di un campo è allora fornito dalla gravità.¹ Un'azione di questa natura tenderebbe a rendere positiva la carica dell'aria, poiché avrebbe trasportato un maggior numero di ioni negativi con le gocce d'acqua. Rinvieremo il lettore per considerazioni più estese su questo tema a uno studio di Elster e Geitel² sulla teoria ionica dell'elettricità atmosferica.

1 J.J. Thomson, *Phil. Mag.*, quinta serie, t. XLVI, 1898, p. 528.

2 Elster e Geitel, *Physikalische Zeitschrift*, t. I, 1900, p. 245.

Teoria dell'azione degli ioni sulla condensazione

92. L'azione prodotta dall'elettrizzazione sull'evaporazione delle gocce d'acqua è stata studiata dall'autore nelle *Applications of Dynamics to Physics and Chemistry*, pag. 165. Ci si può rendere conto facilmente di questo effetto con considerazioni elementari. Se abbiamo infatti una goccia d'acqua di raggio a che trasporta una carica e , la sua energia potenziale è uguale a

$$\frac{1}{2} \frac{e^2}{Ka}$$

essendo K il potere induttore specifico del dielettrico che circonda la goccia. Quando la goccia evapora, la carica elettrica resta; di conseguenza, non deve variare al diminuire di a . L'energia potenziale dovuta alla elettrizzazione della goccia aumenta quindi nello stesso tempo in cui quest'ultima evapora. Così, per far evaporare la goccia quando è carica, basta spendere più lavoro di quando non lo è. L'elettrizzazione diminuirà quindi la tendenza che essa avrebbe ad evaporare e sarà in equilibrio finché la tensione di vapore acqueo attorno ad essa sarà insufficiente ad impedirne l'evaporazione se non fosse carica. La tensione superficiale dell'acqua produrrà l'effetto inverso, come Lord Kelvin ha mostrato, poiché l'energia potenziale dovuta alla tensione superficiale è uguale a $4\pi a^2 T$, essendo T la tensione superficiale. Così, mentre la goccia evapora, l'energia dovuta alla tensione superficiale diminuisce; il lavoro necessario per vaporizzare una quantità data di acqua è quindi minore rispetto all'assenza della tensione superficiale o con una superficie piana. Così una goccia curva evaporerà mentre una goccia piana sarebbe in equilibrio.

Si è mostrato nelle *Applications of Dynamics to Physics and Chemistry*, pag. 165, che se ∂p , variazione della tensione di vapore dovuta all'elettrizzazione e alla tensione superficiale, è solo una piccola frazione di p , tensione di vapore iniziale.

$$\frac{\partial p}{p} = \frac{1}{R\theta} \frac{1}{4\pi a^2} \frac{d}{da} \left(4\pi Ta^2 + \frac{e^2}{2Ka} \right) \frac{1}{\sigma - \rho} \quad (1)$$

o, se T non varia con a ,

$$\frac{\partial p}{p} = \frac{1}{R\theta} \left(\frac{2T}{a} - \frac{e^2}{8\pi Ka^4} \right) \frac{1}{\sigma - \rho}$$

essendo σ la densità dell'acqua, ρ quella del vapore, θ la temperatura assoluta, R la costante dei gas perfetti $p = R\theta\rho$; supponiamo nello studio che segue che questa equazione sia verificata per il vapore acqueo. Se la variazione della pressione non è una piccola frazione della tensione di vapore in equilibrio con una goccia infinitamente grande, lo studio al quale abbiamo alluso mostra che l'equazione precedente deve essere sostituita dalla seguente

$$R\theta \ln \frac{p}{P} + \frac{R\theta(\rho' - \rho)}{\sigma} = \left(\frac{2T}{a} - \frac{e^2}{8\pi Ka^4} \right) \frac{1}{\sigma}$$

essendo p e ρ la tensione di vapore saturo e la densità per una goccia di raggio a , ed essendo P e ρ' le quantità corrispondenti per una goccia di raggio infinito. Se $\rho' - \rho$ è piccolo rispetto a σ , questa equazione diviene approssimativamente

$$R\theta \ln \frac{p}{P} = \left(\frac{2T}{a} - \frac{e^2}{8\pi Ka^4} \right) \frac{1}{\sigma} \quad (2)$$

Vediamo da questa equazione che, se è nullo, la tensione di vapore nel momento dell'equilibrio, per una goccia di dimensioni finite, è sempre superiore a P ; una tale goccia evaporerà pertanto, a

meno che il vapore attorno ad essa non sia super saturo. Tuttavia, se la goccia è elettrizzata, le cose non sono così. Vediamo infatti dalla (6-7) che in questo caso, se il vapore è saturo, cioè se la tensione di vapore è , la goccia si ingrosserà fino a che il suo raggio raggiunge il valore P dato dall'equazione

$$\frac{2T}{a} - \frac{e^2}{8\pi Ka^4} = 0$$

Se la goccia possiede una carica uguale a quella trasportata da uno ione gassoso, cioè $3,4 \cdot 10^{-10}$ u.e.s., la tensione superficiale avente valore 76, che corrisponde a una membrana spessa d'acqua, il valore di a sarà $1/3,2 \cdot 10^7$. Ogni ione gassoso sarà allora circondato da una gocciolina d'acqua avente questo raggio. Se indichiamo questo raggio con c , l'equazione (6-7) si può scrivere

$$R\theta \ln \frac{p}{P} = 2Tx(1-x^2) \quad (3)$$

dove $x=c/a$. Questa equazione ci permette di conoscere il raggio di una goccia corrispondente a una tensione di vapore qualsiasi. Per il vapore acqueo a 10° C, $R\theta=1,3 \cdot 10^9$. Prendendo per c il valore prima trovato, e per T il valore 76, la (6-8) diviene approssimativamente

$$0,27 \ln \frac{p}{P} = x(1-x^3) \quad (4)$$

Vediamo, da questa equazione, che in uno spazio dove il vapore è lontano dalla saturazione, cioè quando p è solo una frazione di P , si formeranno delle gocce e il loro volume diminuirà solo molto lentamente al diminuire della quantità di vapore acqueo esistente nell'aria fino al valore $1/e$, cioè $1/2,7$ della quantità necessaria per saturarlo, l'equazione (6-9) mostra che il raggio delle gocce attorno agli ioni sarà solamente un poco inferiore ai $10/11$ del raggio delle gocce formate nell'aria satura; inoltre, per ridurre il raggio della goccia alla metà di quella che corrisponde alla saturazione, basterà seccare sufficientemente l'aria perché il valore di p/P sia soltanto uguale a $1/3 \cdot 10^{16}$. Abbiamo visto che vi sono sempre ioni nell'aria; vi saranno quindi sempre piccole goccioline se vi è vapore acqueo. Se, come si è proposto, queste goccioline svolgono un ruolo in certi casi di combinazioni chimiche, l'esempio numerico precedente mostra quanto è difficile ottenere il gas molto secco per avere una riduzione notevole del volume di queste gocce cariche.

Supersaturazione necessaria all'ingrossamento di una goccia carica

93. Quando il raggio di una goccia carica cresce da 0 all'infinito, x diminuisce da 1 a 0. Il membro di destra della (6-8) si annulla per ciascuno di questi limiti, passando tra essi per un massimo quando $4x^3=1$ o $x=1/1,58$, essendo $x(1-x^3)=0,471$; la (6-9) ci mostra che, affinché le gocce raggiungano grandi dimensioni, deve divenire uguale a circa . Affinché le gocce ingrossino p/P deve essere circa uguale a 5,3, Tale è, nella teoria presentata, il valore che deve raggiungere la super saturazione perché grosse gocce si accrescano intorno agli ioni. Le esperienze di Wilson ci hanno mostrato che bisogna in realtà arrivare a una super saturazione uguale a . Ma in questa teoria abbiamo supposto che il vapore acqueo saturo obbedisce alla legge di Boyle-Mariotti e che la tensione superficiale aveva lo stesso valore delle lamine spesse. Siccome nessuna di queste ipotesi è assolutamente esatta, la concordanza tra la teoria e l'esperienza è piena per quanto si potesse sperare.

94. Wilson ha mostrato che, anche senza ionizzazione esterna, una super saturazione uguale a produce una nube densa i cui nuclei di condensazione non sono carichi. L'equazione (6-7) ci permette di determinare i raggi di questi nuclei supposti sferici. Poniamo in questa equazione $e=0$, $T=76$, $R\theta=1,3 \cdot 10^9$ e $p/P=8$. Vediamo che a raggio del nucleo in questo caso è uguale a $1/1,9 \cdot 10^7$.

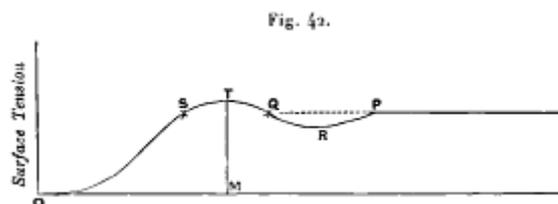
Questo nucleo è così appena più grosso della goccia che si addensa attorno a uno ione, poiché abbiamo trovato il raggio di quest'ultima uguale a $1/3,1 \cdot 10^7$.

Quanto alla natura di questi nuclei che provocano la formazione della nube per una super saturazione necessaria a produrre la nebbia è la stessa nell'aria, nell'idrogeno, nell'ossigeno, nell'acido carbonico; i nuclei hanno così uguale grandezza in tutti questi gas. Quindi è poco probabile che siano costituiti da aggregazioni di molecole del gas. Sembrerebbe più probabile che siano goccioline minuscole che si formano in modo continuo a partire dal vapore saturo per poi evaporare, ma la cui esistenza sarebbe tuttavia assai lunga per permettere loro di essere inglobate nel momento di una espansione improvvisa e di agire come nuclei di condensazione. Queste minuscole goccioline di acqua non avrebbero tuttavia tutte la stessa grandezza, poiché, quando si supera un'espansione di 1,38, la densità della nebbia cresce molto rapidamente con l'estensione, ciò che mostra che un maggior numero di nuclei diventano attivi quando l'espansione cresce. Questo comportamento indica nella nube la presenza di goccioline di differente grandezza, essendo le più piccole più numerose delle grandi, e inoltre che vi è un limite ben definito per le dimensioni della goccia, essendo il numero di gocce di dimensioni inferiori a questo limite troppo piccolo per provocare la formazione di una nube significativa. Questo insieme di gocce di diversa grandezza era quanto ci possiamo attendere quando consideriamo le piccole gocce come provenienti dall'unione di molecole d'acqua e le grandi come unione delle più piccole.

95. Il fatto di avere gocce di diversa grandezza indica che esse non sono in equilibrio dal punto di vista dell'evaporazione e della condensazione e che la loro esistenza è probabilmente alquanto effimera. Si può tuttavia mostrare che se si considera la relazione tra la tensione superficiale e lo spessore delle lamine d'acqua, relazione alla quale sono stati condotti Reinold e Rucker dalle loro esperienze sulle lamine molto sottili, gocce d'acqua pura di raggio definito possono essere in equilibrio con il vapore saturo, anche se esse non sono cariche.

Effetto prodotto sulla condensazione dalle variazioni della tensione superficiale in funzione del raggio

96. Se una pellicola liquida si assottiglia, la sua tensione superficiale non rimane costante, ma è funzione del suo spessore. Per pellicole molto sottili, la teoria (vedere Lord Rayleigh, *Phil. Mag.*, quinta serie, t. XXXIII) indica che la tensione superficiale è proporzionale al quadrato dello spessore, mentre le esperienze di Reinold e Rucker mostrano che essa passa per un massimo per uno spessore corrispondente alla macchia nera delle bolle di sapone. Esperienze più recenti di Johannot rendono probabile l'opinione che, se si considera la tensione superficiale come una funzione dello spessore, vi è più di un massimo. Prendendo, per semplificare, il caso in cui ve ne è un solo, la relazione tra la tensione superficiale e lo spessore è rappresentata da una curva analoga a quella della figura 42.

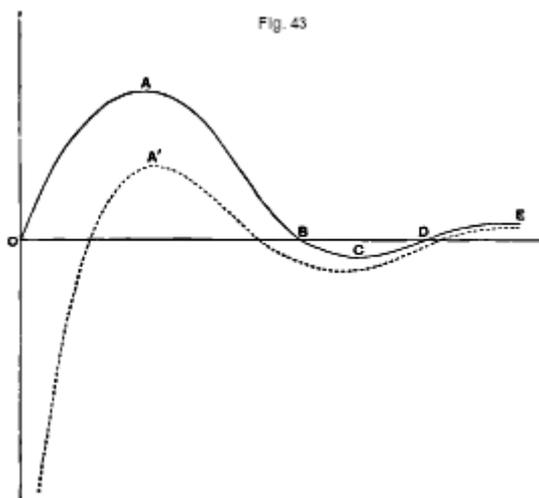


Le ordinate rappresentano la tensione superficiale, le ascisse gli spessori.

Se la tensione superficiale varia con il raggio della goccia, l'equazione (6-6) diviene

$$\sigma R \theta \ln \frac{p}{P} = \frac{2T}{r} + \frac{dT}{dr} - \frac{e^2}{8\pi Kr^4} \quad (5)$$

La figura 43 ci mostra che r , rappresentante lo spessore della pellicola, quando $r=0$, $\frac{2T}{r} + \frac{dT}{dr}$ si annulla, e che questa quantità passa per un massimo per poi diminuire al crescere di r ; esaminiamo ora il caso in cui cresce, diminuisce o si annulla e cambia di segno. Di conseguenza, $\frac{2T}{r} + \frac{dT}{dr}$ è rappresentato da una curva del tipo in figura 43.



Consideriamo dapprima il caso in cui la goccia non è carica; la (6-10) mostra che il suo raggio, quando la tensione di vapore è uguale a p , si ottiene tracciando una linea orizzontale a una distanza $\sigma R \theta \ln \frac{p}{p_s}$ al di sopra dell'asse orizzontale e determinando la sua intersezione con la curva.

Vediamo ora, se teniamo conto della variazione della tensione superficiale, che la più piccola super saturazione produrrà una condensazione, ma che le gocce saranno eccessivamente piccole¹ e evaporeranno al cessare della super saturazione. Supponiamo pertanto di produrre una super saturazione sufficiente a portare la goccia ad uno stato rappresentato da A (fig. 43). Una volta che essa ha superato questo punto, la tensione di vapore che corrisponde all'equilibrio diminuisce quando la sua dimensione aumenta; ma più ingrossa, più la tensione di vapore che le fa equilibrio è piccola e più aumenta di volume. Infatti, la regione compresa tra A e D è instabile e se la goccia supera essa si ingrossa divenendo visibile. Questa è, penso, la spiegazione che si può fornire della formazione di nebbia constatata da Wilson in assenza di ioni per una super saturazione 8, essendo questa necessaria per far superare alla goccia il punto A.

Consideriamo ora il processo inverso, evaporazione della goccia già formata. Per fissare le idee, supponiamo che all'origine essa si trovi in un'atmosfera satura di vapore acqueo e che si innalzi gradualmente la temperatura fino a che questa atmosfera non sia più satura. La goccia evapora finché arriva al punto E. In questo momento, l'evaporazione diviene difficile, poiché col diminuire delle sue dimensioni la tensione di vapore che le fa equilibrio diviene pure minore e affinché la goccia superi il punto C è necessario un aumento definito di temperatura (cioè bisogna innalzare la temperatura fino a che il valore della tensione di vapore acqueo nell'aria sia soltanto una frazione determinata della tensione massima a questa temperatura); siccome nel processo inverso era necessario produrre un abbassamento definito di temperatura per far superare alla goccia il punto A. Se l'aumento di temperatura non è sufficiente a far superare alla goccia il punto C, essa non evapora interamente, ma rimane in equilibrio quando il suo raggio è compreso tra limiti relativamente stretti. Queste gocce residue hanno grandezze comprese tra limiti relativamente stretti. Se la temperatura della goccia è la stessa di quella dell'aria, esse hanno tutte un raggio uguale a OD. Queste gocce d'acqua piccole e invisibili facilitano molto la formazione delle nebbie vicino alla saturazione, poiché per divenire visibili serve loro soltanto una super saturazione corrispondente a E, mentre in loro assenza, la

¹ Naturalmente non vi è formazione di gocce se il raggio dato dalla teoria è inferiore a quella di una molecola d'acqua.

super saturazione necessaria alla produzione di nebbia sarà quella corrispondente ad A. Ciò spiega il fatto ben conosciuto che, quando si produce la nebbia una prima volta, una super saturazione molto piccola basta perché se ne possa produrre un'altra qualche istante dopo.

Abbiamo solo considerato gocce non cariche. Se abbiamo gocce cariche, dobbiamo scrivere

$$\frac{2T}{r} + \frac{dT}{dr} - \frac{e^2}{8\pi Kr^2}$$

invece di

$$\frac{2T}{r} + \frac{dT}{dr}$$

la curva tratteggiata rappresenta la variazione di questa quantità, la super saturazione necessaria per produrre gocce visibili corrisponde ad A' ed è più piccola che nel caso di gocce non cariche.

I principi della teoria precedente devono applicarsi ai fenomeni relativi alla super saturazione delle soluzioni saline. Vediamo che vi è un valore finito e ben determinato per il quale il sale non cristallizza e che questo valore è diminuito dalla presenza di ioni.

Differenza tra le azioni degli ioni positivi e negativi sulla condensazione

97. La produzione di elettricità per il ristabilimento delle gocce e il gorgoglio nell'acqua suggerisce l'idea che esiste alla superficie delle gocce d'acqua un doppio strato di elettrizzazione di segni contrari; uno di essi si troverebbe alla superficie della goccia, l'altro nel gas circostante a una distanza molto piccola. Se questo doppio strato esiste, deve avere una differenza nel potere di condensazione degli ioni positivi e negativi. Basterebbe forse, per vederlo facilmente, osservare che nell'equazione (6-6) $\sigma R \theta \ln \frac{p}{P}$ rappresenta l'eccesso di pressione alla superficie dell'acqua sulla pressione atmosferica; $2T/r$ è infatti la pressione dovuta alla tensione superficiale, mentre $KR^2/8\pi$ o $e^2/8\pi Kr^2$ è la tensione dovuta al campo elettrico.

Se esiste un doppio strato alla superficie della goccia, l'espressione della tensione deve essere modificata; se V è la differenza di potenziale tra questi strati dovuta alle loro cariche e d la loro distanza, allora siccome la goccia sarà elettricamente neutra, esiste una tensione uguale a

$$\frac{K}{8\pi} \frac{V^2}{d^2}$$

alla superficie dell'acqua, quindi

$$\sigma R \theta \ln \frac{p}{P} = \frac{2T}{r} - \frac{1}{8\pi} \frac{KV^2}{d^2} \quad (6)$$

Supponiamo ora che la goccia d'acqua abbia una carica; la forza elettrica alla superficie è

$$\frac{V}{d} + \frac{e}{Kr^2}$$

e la tensione alla superficie sarà

$$\frac{K}{8\pi} \left(\frac{V}{d} + \frac{e}{Kr^2} \right)^2$$

così

$$\sigma R \theta \ln \frac{p}{P} = \frac{2T}{r} - \frac{K}{8\pi} \left(\frac{V}{d} + \frac{e}{Kr^2} \right)^2 = \frac{2T}{r} - \frac{1}{8\pi} \frac{e^2}{Kr^4} - \frac{V}{4\pi d} \frac{e}{r^2} - \frac{K}{8\pi} \frac{V^2}{d^2}$$

Confrontando questa equazione con la (6-11), vediamo che l'effetto della carica è di diminuire il termine di destra di

$$\frac{1}{8\pi} \frac{e^2}{Kr^4} + \frac{Ve}{4\pi dr^2}$$

Se $\frac{Ve}{4\pi dr^2}$ è positivo, l'effetto del doppio strato sarà di provocare la condensazione, se questo termine è negativo di ritardarla.

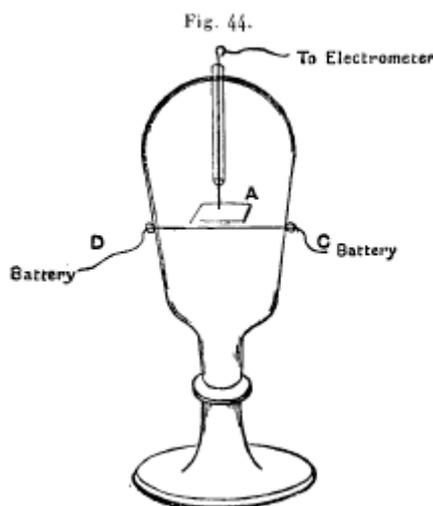
Il doppio strato avrà quindi l'effetto di rendere più efficace come nucleo di condensazione lo ione che produrrà alla superficie della goccia un campo elettrico dello stesso verso di quello che esso crea. Di conseguenza, se il doppio strato nel caso dell'acqua ha lo strato negativo all'interno, uno ione negativo sarà più attivo come nucleo di condensazione di uno ione positivo. Quando una superficie d'acqua di recente formazione viene a contatto con l'aria, abbiamo visto che questa si elettrizza negativamente. Possiamo considerare questo fatto come indicante che una quantità uguale di elettricità positiva passa alla superficie dell'acqua per formare lo strato esterno; quest'ultimo ha quindi il suo strato negativo a contatto dell'acqua e quello positivo a contatto con l'aria.

Sappiamo che, in alcuni liquidi, l'elettrizzazione prodotta dal gorgogliamento d'aria è positiva invece di essere negativa; in questi liquidi lo strato esterno è negativo e lo ione positivo deve considerare facilmente dello ione negativo. Prziham (*Wien. Bericht*, febbraio 1906) ha recentemente mostrato che le nubi formate nei vapori di alcool si condensano più facilmente sugli ioni positivi che su quelli negativi.

Cap. 8 - Ionizzazione dai solidi incandescenti

98. Passiamo ora allo studio di qualche caso speciale di ionizzazione, iniziando da quelli presentati dai metalli incandescenti. Si sa, da quasi due secoli, che l'aria è conduttrice nelle vicinanze di metalli alla temperatura del rosso. Le prime osservazioni sembrano essere state fatte da Du Fay¹ nel 1725, da Du Tour² nel 1745, da Watson³ nel 1746, da Priestley⁴ nel 1767 e da Cavallo⁵ nel 1785. Becquerel⁶, nel 1853, mostrò che l'aria, alla temperatura del bianco, si lascia attraversare dall'elettricità anche sotto differenze di potenziale di qualche volt. Blondlot⁷ confermò ed estese questo risultato. Mostrò che l'aria alla temperatura del rosso brillante è incapace di isolare sotto differenze di potenziale anche piccole come di volt. Trovò pure che la conducibilità attraverso gas caldi non segue la legge di Ohm. Ricerche recenti hanno proiettato una così viva luce sulle cause che intervengono nei casi di ionizzazione dei gas a contatto di solidi incandescenti, che non è necessario entrare in dettagli maggiori su ricerche antiche. Guthrie⁸ sembra essere stato il primo ad attirare l'attenzione su uno degli aspetti più caratteristici della ionizzazione da parte dei metalli incandescenti, cioè sulla asimmetria degli effetti prodotti dall'elettrizzazione positiva e negativa. Mostrò che, nell'aria, una sfera di ferro poteva alla temperatura del rosso trattenere una carica negativa e non una positiva, mentre al bianco non poteva trattenere nessuna di nessun segno.

99. Elster e Geitel studiarono sistematicamente in dettaglio la ionizzazione prodotta dai metalli incandescenti. Essi utilizzarono a tale scopo lo strumento in figura 44.



Esso comprende un contenitore di vetro nel quale è collocata una piastra metallica isolata, collegata a una coppia di quadranti di un elettrometro. Al di sotto si trova un filo metallico sottile che si può rendere incandescente con una corrente elettrica attraversante i conduttori C e D. Per evitare la perturbazione che potrebbe produrre la corrente nel potenziale elettrico del filo il mezzo di quest'ultimo è a terra.

Consideriamo dapprima il caso in cui il gas racchiuso nel recipiente è aria oppure ossigeno alla pressione atmosferica; non appena l'incandescenza del filo comincia ad essere visibile, la piastra metallica riceve una carica positiva. Questa carica aumenta finché il potenziale della piastra ha

1 Du Fay, *Mém. de l'Acad.*, 1733.

2 Du Tour, *Mém. de Mathématique et de Physique*, t. XI, 1755, p. 246.

3 Watson, *Phil. Trans. abridged*, vol. X, p. 296.

4 Priestley, *History of Electricity*, p. 579.

5 Cavallo, *Treatise on Electricity*, vol. 1 p. 324.

6 Becquerel, *Annales de Chimie et de Physique*, terza serie, t. XXXIX, 1853, p. 355.

7 Blondlot, *Comptes rendus*, t. XCII, 1881, p. 870; t. CIV, 1887, p. 283.

8 Guthrie, *Phil. Mag.*, quarta serie, t. XLVI, 1873, p. 257.

raggiunto un valore che varia molto con le dimensioni dello strumento impiegato. Nelle esperienze di Elster e Geitel¹ era dell'ordine di qualche volt.

Il potenziale aumenta con il crescere della temperatura del filo fino a che quest'ultimo ha raggiunto la temperatura del giallo; la piastra è allora al suo massimo potenziale. A partire da questo momento, il suo potenziale diminuisce con il riscaldarsi del filo, e alla temperatura del bianco brillante la carica ricevuta da essa è molto piccola.

La pressione del gas ha una grande influenza sulla carica acquistata dalla piastra. Se partiamo dalla pressione atmosferica e facciamo gradualmente il vuoto, troviamo innanzitutto che il cambiamento di pressione influenza solo di poco il potenziale della piastra; ma avvicinandosi al vuoto molto spinto, dell'ordine di quelli che si ottengono nei tubi di Crookes, il potenziale della piastra comincia a diminuire fino a che per pressioni molto basse cambia di segno e al crescere del vuoto raggiunge un grande valore negativo. La pressione alla quale l'elettrizzazione della piastra cambia di segno dipende dalla temperatura del filo. Più alta è questa temperatura, più alta è la pressione per la quale il cambiamento di segno si produce. Una incandescenza del filo a lungo mantenuta favorisce ugualmente l'elettrizzazione negativa della piastra. Lo stato fisico del filo di platino è modificato da una incandescenza molto prolungata e diviene fragile. L'esperienza seguente, dovuta a Elster e Geitel², sembra indicare che i gas racchiusi nel filo di platino e che sono gradualmente, ma solo molto gradualmente espulsi per una temperatura a lungo sostenuta, giocano un ruolo considerevole nei fenomeni elettrici legati all'incandescenza dei metalli. Essi trovarono che se il filo di platino è mantenuto brillante in un vuoto molto buono, assai elevato perché la piastra riceva una carica negativa, l'introduzione di una quantità molto piccola di gas fresco inverte il segno della carica della piastra; bisogna ridurre la pressione molto al di sotto del suo valore iniziale per ottenere una nuova carica negativa.

100. La polvere e il vapore emessi dal platino incandescente e che provocano un deposito sulle pareti del contenitore complicano pure i fenomeni. Si può mostrare molto facilmente la produzione di questa polvere studiando le nebbie formate dal metodo descritto al Capitolo VII.

Se si salda un filo di platino nello strumento ad espansione e se si elimina la polvere dall'aria con il metodo abituale, in modo tale che una espansione inferiore a 1,25 non provochi la formazione di alcuna nube, si vedranno tuttavia formarsi nebbie dense per espansioni relativamente piccole, non appena si farà passare nel filo una corrente molto intensa per portarlo all'incandescenza³. Non è necessario scaldare il filo al punto da renderlo luminoso. Un aumento di temperatura da 200° e 300° C è sufficiente per la produzione di nebbie.

Il segno dell'elettrizzazione che producono le sostanze incandescenti è influenzato dalla loro natura e da quella del gas che li circonda. Così, nell'idrogeno, Elster e Geitel⁴ mostrarono che la piastra disposta al di sopra del filo incandescente si carica negativamente, anche quando l'idrogeno si trova alla pressione atmosferica. La carica cresce costantemente con la temperatura. Per ottenere un'elettrizzazione negativa bisogna tuttavia portare il filo al giallo brillante; alle più basse temperature, la carica acquisita dalla piastra è positiva. D'altra parte un filo di rame lucido dà nell'idrogeno una elettrizzazione positiva, se tuttavia la pressione non è molto bassa.

Elster e Geitel mostrarono che, nel vapore acqueo e in quelli di zolfo e fosforo, la carica acquisita dalla piastra era la stessa che nell'aria; non si poté mettere in evidenza alcuna carica nel vapore di mercurio.

101. L'influenza esercitata dalla natura della sostanza incandescente è mostrata dal fatto che con filamenti di carbone incandescente l'elettrizzazione della piastra è sempre negativa. Alcune esperienze di Branly lo mostrano pure in modo netto. Il metodo impiegato da Branly⁵ era il

1 Elster e Geitel, *Wied. Ann.*, t. XVI, 1882, p.193; t. XIX, 1883, p. 588; t. XXII, 1884, p. 123; t. XXVI, 1885, p. 1; t. XXXI, 1887, p. 109; t. XXXVII, 1889, p. 315; *Wien. Bdericht*, t. XCVII, 1889, p. 1175.

2 Elster e Geitel, *Wien. Bdericht*, t. XCVII, 1889, p. 1175.

3 R. von Helmholtz, *Wied. Ann.*, t. XXXII, 1887; Lodge, *Nature*, t. XXXI, 1884, p. 267.

4 Elster e Geitel, *Wied. Ann.*, t. XXXI, 1892, p.1531.

5 Branly, *Comptes rendus*, t. CXIV, 1892, p. 1531.

seguinte:

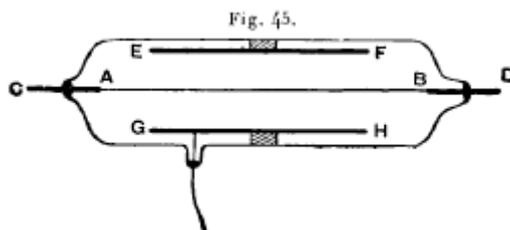
Sospese un corpo carico e isolato vicino a un corpo incandescente. Trovò che, quando quest'ultimo era un frammento di platino al rosso scuro, il conduttore isolato si scaricava se era carico negativamente, mentre conservava la sua carica se era positivo. Quando il platino era portato al bianco, il conduttore era scaricato, qualunque fosse il segno della sua carica.

Se il corpo incandescente era un ossido e non un metallo puro, in ogni caso, uno degli ossidi dei metalli studiati da Branly, cioè piombo, alluminio, bismuto, scaricava il conduttore elettrizzato positivamente, non un conduttore avente una carica negativa; effetto inverso di quello prodotto da un metallo puro alla temperatura del rosso scuro.

102. Mac Clelland aspirò il gas nelle vicinanze di un filo incandescente e ne studiò le proprietà. Trovò che, dal momento in cui il filo iniziava a divenire luminoso, i gas scaricavano un corpo elettrizzato negativamente, non uno carico positivamente. Se la temperatura del corpo elettrizzato aumentava fino a circa 400° , il gas cominciava a scaricarlo se era positivo, sebbene meno facilmente che se era negativo. Quando il filo raggiungeva la temperatura del giallo brillante, i gas scaricavano il corpo elettrizzato sia positivamente che negativamente con uguale facilità. Mac Clelland¹ ricercò le leggi alle quali obbediva la conducibilità elettrica nei gas rimasti a contatto con il filo incandescente. Trovò che essi presentavano tutte le caratteristiche della conduzione attraverso un gas contenente ioni. In tal modo la relazione tra la corrente e la forza elettromotrice è rappresentata da una curva analoga a quella della figura 5, raggiungendo la corrente ben presto la saturazione. Mac Clelland determinò anche la mobilità degli ioni prodotti dal metallo incandescente. Trovò che questa mobilità era piccola rispetto a quella degli ioni prodotti dai raggi di Röntgen e che più il filo era caldo, *minore* era la mobilità degli ioni.

103. L'esposizione che abbiamo dato degli effetti che si osservano vicino a un filo incandescente ci mostra che l'elettrizzazione così prodotta è un fenomeno molto complicato e dipende dalla temperatura del filo, dalla pressione del gas circostante, dalla natura di questo gas e del filo incandescente.

Semplificheremo la ricerca della causa di questa elettrizzazione studiando un caso in cui il numero di questi fattori sarà ridotto il più possibile. Elimineremo il secondo e il terzo fattore operando in un vuoto il più spinto possibile. In questo caso, i fenomeni saranno semplificati e presenteranno particolarità molto significative. Per questa ricerca, possiamo impiegare uno strumento analogo a quello indicato in fig. 45.



È formato da un filo diritto sottile AB che si può riscaldare alla temperatura data con una corrente elettrica portata dai conduttori AC, BD. Attorno a questo filo e isolato da esso è disposto un cilindro metallico mostrato in sezione da EF e GH. È più lungo del filo e ha il suo stesso asse. Questo insieme è sigillato in un recipiente di vetro e collegato a una pompa; si riduce la pressione il più possibile, per esempio a $0,001\text{ mm}$ di mercurio. È bene mantenere a lungo il filo alla temperatura del rosso (ho trovato che una settimana non era esagerata), per permettere al gas assorbito dal filo di liberarsi; finché non sono espulsi infatti, il filo si comporta molto irregolarmente. Si fa di volta in volta il vuoto nel recipiente mentre il filo è mantenuto caldo per estrarre i gas che si liberano. È pure necessario mantenere il vuoto anche dopo che sono stati espulsi dal filo, poiché sembra che il calore proveniente da quest'ultimo ne faccia uscire ugualmente dalle pareti di vetro e da quelle del cilindro metallico. Colleghiamo il filo caldo a uno dei poli di una batteria, il cilindro all'altro e disponiamo

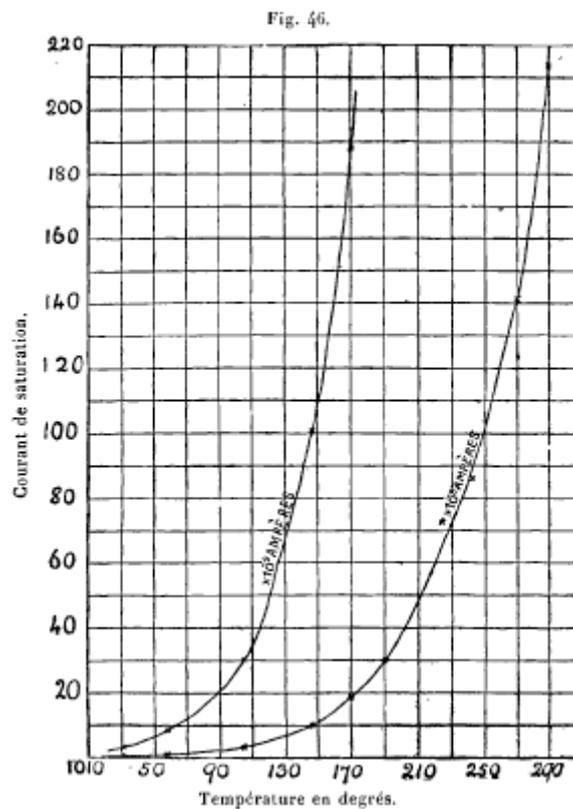
¹ Mac Clelland, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. X, 1900, p. 241.

un galvanometro sensibile in questo circuito.

Se il filo è al rosso e si trova collegato al polo negativo della batteria, una corrente apprezzabile attraversa il galvanometro. Se i poli sono invertiti, essendo il filo caldo collegato al polo positivo, la corrente che passa è troppo piccola per poter essere rivelata dal galvanometro. Vi sarà così una corrente attraverso il gas nel recipiente dove si fa il vuoto quando dell'elettricità negativa andrà dal filo caldo al cilindro freddo, ma non ve ne sarà di misurabile nel caso contrario.

Il sistema può così trasmettere una corrente in un solo verso. Questa corrente non obbedisce alla legge di Ohm. Dapprima essa cresce con la forza elettromotrice, ma raggiunge presto un valore di saturazione oltre il quale non cresce più al crescere della forza elettromotrice, purché, ben inteso, questo aumento non sia sufficiente a permettere al campo elettrico stesso di provocare la ionizzazione.

104. Il valore della corrente di saturazione cresce molto rapidamente con la temperatura. La curva data (fig. 46) lo mostra chiaramente. Essa rappresenta i risultati delle esperienze fatte da O.W. Richardson¹ al Cavendish Laboratory sulla corrente di saturazione tra un filo di platino caldo e un cilindro metallico che lo circonda in un vuoto spinto.



Si determinano le temperature misurando la resistenza elettrica del filo. Richardson trovò che la relazione tra la corrente di saturazione e la temperatura assoluta era espressa da un'equazione della forma

$$I = a\theta^{\frac{1}{2}}e^{-\frac{b}{\theta}}$$

Per la curva (fig. 46)

$$a = 1,51 \cdot 10^{26} \quad a = 4,93 \cdot 10^4$$

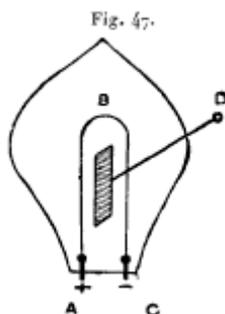
Nel caso di questo filo, la corrente raggiungeva circa $4 \cdot 10^{-4}A$ alla temperatura di 1500° , che corrisponde a un'emissione di elettricità negativa dal filo caldo di circa $1 mA/cm^2$ di superficie. Se la

¹ O.W. Richardson, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. XI, 1902, p. 286; *Phil. Trans.* t. CCI, 1903. p. 516.

stessa formula è ancora applicabile al punto di fusione del platino che prenderemo uguale a 2000° , il valore dell'emissione negativa sarà di circa $0,1A/cm^2$.

Il valore dell'emissione negativa nel caso di un filo di carbone incandescente supera di molto in qualche caso quello di un filo di platino; essendo questo soprattutto dovuto al fatto che si può innalzare il carbone a una temperatura molto più alta che per il platino. Richardson ha ottenuto con filamenti di carbone in un vuoto molto buono correnti dell'ordine di $1A/cm^2$.

105. Questa emissione di elettricità negativa da un filo di carbone incandescente è noto sotto il nome di *Effetto Edison*, è la causa dell'effetto studiato da Preece¹ e con grande dettaglio da Fleming².



L'*effetto Edison* è il seguente. Supponiamo che ABCD rappresenti il filamento di carbone di una lampada a incandescenza e una piastra metallica isolata sia posta tra i due rami del filamento. Se si collega l'estremità positiva A a un filo D che porta alla piastra metallica, si osserva, inserendo tra essi un galvanometro, una corrente notevole che ha raggiunto in alcune esperienze di Fleming i 3-4mA e che va da A verso D attraverso il galvanometro. Se al contrario la piastra metallica è collegata al polo negativo della lampada, introducendo un galvanometro nel circuito, la corrente che lo attraversa è estremamente piccola rispetto a quella che si osserva nel caso precedente. Vediamo che questi sono i fatti che si produrrebbero se vi fosse una forte scarica elettrica negativa sul ramo negativo del filamento di carbone e una scarica o nulla o molto più debole sul ramo positivo. Ciò tenderà a rendere molto piccola la differenza tra il potenziale della piastra metallica e quello del ramo negativo dell'anello di carbone, mentre la differenza di potenziale tra il ramo positivo e la piastra sarà molto vicina a quella che esiste tra gli elettrodi della lampada. Di conseguenza, la corrente in un circuito che collega il polo positivo alla piastra metallica sarà molto più grande che attraverso il circuito che collega l'elettrodo negativo alla piastra.

Fleming mostrò che, quando il ramo negativo dell'anello formato dal filamento di carbone era circondato da un cilindro, sia metallico, sia isolante, l'*effetto Edison* scompare quasi del tutto. Mostrò pure, come Elster e Geitel avevano già fatto con un metodo un poco differente, che una corrente elettrica può passare da un filamento di carbone a un elettrodo freddo se la direzione della corrente è tale che l'elettricità negativa passa dal filamento caldo alla piastra fredda, mentre ciò è impossibile nella direzione opposta. Elster e Geitel mostrarono pure che quando si dispone una piastra vicino a un filamento incandescente essa riceve, anche in un vuoto molto spinto, una carica negativa. Il filamento caldo si comporta quindi come il filo di platino, emette elettricità negativa. Il fatto che l'emissione di un filamento di carbone (emissione di cui abbiamo visto il valore) è più grande di quella di un filo di platino è evidenziato dalla constatazione che l'effetto Edison è estremamente piccolo con il platino, rispetto a quanto avviene con il carbone. Fleming ha tuttavia mostrato che si poteva constatarlo con un filo di platino, ma che era tuttavia eccessivamente piccolo e solo apprezzabile quando il platino era quasi portato al suo punto di fusione.

106. Non si può dubitare che i metalli incandescenti e il carbone emettano con una grande intensità elettricità negativa. La questione che si pone allora è sapere quali sono i portatori di queste cariche. La risposta a questa domanda sembra chiara a prima vista, poiché il filamento di carbone

1 Preece, *Proc. Royal. Soc.*, t. XXXVIII, 1885, p. 219.

2 Fleming, *Proc. Royal. Soc.*, t. XLVII, 1890, p. 118; *Phil. Mag.*, t. XLII, 1896, p. 52.

così come quello di platino si volatilizza a queste temperature ed emette polveri, se non anche vapori. Ciò è mostrato dal deposito di carbone che si osserva giornalmente sul vetro delle lampade a incandescenza e da quello di platino o diossido di platino che si osserva pure sulle pareti di un contenitore in cui si è fatto il vuoto e nel quale si è portato per lungo tempo un filo di questo metallo all'incandescenza. Sembra naturale di conseguenza attribuire alle molecole o agli atomi di carbone o del vapore di platino il trasporto dell'elettricità negativa. Possiamo tuttavia essere portati a sospettare l'esattezza di questo modo di vedere osservando le quantità enormi di elettricità negativa che possono provenire da un piccolo frammento di filo molto sottile, quantità incompatibili con quella legge dell'elettrolisi che vuole che per trasportare una quantità E di elettricità serva una quantità di materia Ee , essendo l'equivalente elettrochimico della sostanza.

Possiamo d'altronde determinare con il metodo del paragrafo 69 il rapporto tra la carica e e la massa m dei portatori dell'elettricità negativa nel caso di un filo incandescente. I risultati di questa misura dati al paragrafo 51 sono decisivi, poiché mostrano che il valore di e/m è lo stesso sia per loro che per quelli che trasportano l'elettricità negativa nei raggi catodici e nell'emissione di elettricità negativa dai metalli posti in un vuoto spinto e illuminati dalla luce ultravioletta. L'elettricità negativa che proviene dal filo caldo è trasportata dagli stessi portatori dei raggi catodici, cioè da corpuscoli, piccoli corpi elettrizzati negativamente, di massa costante, che in tutti i casi considerati finora agiscono come portatori di elettricità negativa in condizioni di vuoto molto spinto. Siamo così portati a questa conclusione che vi è una emissione di corpuscoli sia da un metallo incandescente che da un frammento di carbone luminoso. Inoltre, il valore di questa emissione, sebbene non ne abbiamo alcuna misura esatta nel caso del carbone deve, se la si confronta a quella assai minore ottenuta dal platino, corrisponderebbe, per un filamento di carbone portato al suo massimo grado di incandescenza, a una corrente uguale a parecchi ampère per centimetro quadrato. Questo fatto può essere applicato per fornire l'interpretazione di certi fenomeni cosmici. La fotosfera del Sole contiene infatti, secondo l'opinione generale, grandi quantità di carbone incandescente che emetterà corpuscoli, a meno che il Sole, dopo averne perso in un periodo precedente, non abbia acquisito una carica positiva sufficiente a trattenerli. Tuttavia, anche in questo caso, se la temperatura si innalzasse al di sopra del suo valore medio, il Sole emetterebbe corpuscoli nello spazio circostante. Possiamo quindi considerare il Sole, e probabilmente un astro luminoso qualsiasi, come una sorgente di particelle negative che vengono emesse attraverso i sistemi solari e stellari.

Quando corpuscoli dotati di una grande velocità attraversano un gas, lo rendono luminoso. Così quindi, quando corpuscoli provenienti dal Sole incontreranno le regioni superiori dell'atmosfera, provocheranno effetti luminosi. Arrhénius¹ ha mostrato che possiamo spiegare così in modo soddisfacente molte variazioni periodiche delle aurore boreali, supponendo che esse hanno per origine i corpuscoli emessi dal Sole e che attraversano le regioni superiori dell'atmosfera terrestre.

L'emissione di corpuscoli dai metalli incandescenti e dal carbone si spiega interamente con l'ipotesi (che molto altri fenomeni confermeranno) che i corpuscoli sono disseminati nel carbone e nei metalli, non solo quando sono incandescenti, ma ad ogni altra temperatura. Questi corpuscoli sono assai piccoli per potersi muovere liberamente attraverso il metallo e si può supporre che si comportino come un gas perfetto racchiuso in un volume uguale a quello del metallo. I corpuscoli sono attratti da questo. Per poter sfuggire nello spazio circostante, serve loro un'energia cinetica sufficiente per superare lo strato superficiale dove l'attrazione è apprezzabile. Se l'energia cinetica media di un corpuscolo è come quella di una molecola gassosa proporzionale alla temperatura assoluta, quando la temperatura aumenterà, corpuscoli sempre più numerosi potranno lasciare il metallo per passare nell'aria.

¹ Arrhénius, *Physikalische Zeitschrift*, t. II, 1901, p. 81, 97.

Velocità con la quale i corpuscoli sfuggono dal metallo

107. Possiamo, senza troppa difficoltà, trovare un'espressione di questa quantità supponendo che i corpuscoli si comportino nel metallo come un gas perfetto.

Supponiamo che AB, CD rappresentino due piani paralleli alla superficie del metallo, comprendenti tra essi la regione nella quale quest'ultimo esercita una forza significativa sui corpuscoli. Prendiamo l'asse x perpendicolare a questi piani, andando la sua direzione positiva dall'aria al metallo. Se p è la pressione dovuta ai corpuscoli, n il loro numero per unità di volume, X la forza che agisce su uno di essi, abbiamo, quando vi è equilibrio

$$\frac{dp}{dx} = Xn \quad (1)$$

Ma, se i corpuscoli si comportano come un gas perfetto, $p = \beta \theta n$, essendo θ la temperatura assoluta e β una costante che è la stessa per tutti i gas. Sostituendo questo valore di p nella (1), abbiamo

$$\beta \theta \frac{dn}{dx} = Xn \quad (2)$$

Integrando da CD ad AB, si ha

$$\ln \frac{n'}{N} = -\frac{w}{\beta \theta}$$

o

$$n' = N e^{-\frac{w}{\beta \theta}} \quad (3)$$

essendo n' e N rispettivamente il numero dei corpuscoli nell'aria e nel metallo per unità di volume e

$$w = \int X dx$$

w è quindi il lavoro che bisogna spendere per estrarre un corpuscolo dal metallo.

L'equazione (6-14) ci dà il numero di corpuscoli nell'aria quando è raggiunto lo stato stazionario. Per trovare il numero di corpuscoli che sfuggono dal metallo per unità di tempo, procederemo nel modo seguente. Consideriamo lo stato stazionario come il risultato di un equilibrio dinamico tra i corpuscoli che vanno dall'aria al metallo e quelli che vanno dal metallo all'aria. Se n' rappresenta il numero di corpuscoli nell'unità di volume d'aria, il numero di quelli che in un secondo colpiranno l'area unitaria del metallo sarà, dalla teoria cinetica dei gas, uguale a

$$\sum_0^{\infty} u dn$$

essendo dn il numero di corpuscoli aventi velocità comprese tra u e $u+du$, e la sommatoria si estende a tutti i valori positivi di u . Ora, se n' è il numero totale di corpuscoli per unità di volume,

$$dn = n' \sqrt{\frac{hm}{\pi}} \int_0^{\infty} hmu^2 du$$

essendo m la massa di un corpuscolo; quindi

$$\sum_0^{\infty} udn = n' \sqrt{\frac{hm}{\pi}} \int_0^{\infty} e^{-hmu^2} udu - \frac{1}{2} \frac{n'}{\sqrt{\pi hm}} = \frac{n'c}{\sqrt{6\pi}}$$

essendo c la radice quadrata della media dei quadrati delle velocità e uguale a $\alpha \left(\frac{e}{m}\right)^{\frac{1}{2}}$, e α una costante uguale per tutti i gas. Sostituendo il valore di ricavato dalla (6-14), troviamo che il numero di corpuscoli provenienti dall'aria e che incontrano la superficie unitaria del metallo nell'unità di tempo è uguale a

$$\frac{\alpha}{\sqrt{6\pi}} \left(\frac{\theta}{m}\right)^{\frac{1}{2}} N e^{-\frac{w}{\beta\theta}}$$

Se supponiamo che tutti i corpuscoli che colpiscono il metallo vi penetrino, questa espressione rappresenterà il numero di corpuscoli penetranti nel metallo e di conseguenza, quando l'equilibrio è stabilito, il numero di corpuscoli che ne sfuggono. Questo numero può mettersi nella forma

$$\alpha \theta^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{b}{\theta}}$$

Questo numero, moltiplicato per e , rappresenterà la quantità di elettricità negativa che sfugge per unità di area dal metallo nell'unità di tempo e sarà di conseguenza uguale alla corrente di saturazione prodotta da un filo caldo alla temperatura θ . Le misure di Richardson, relative alla corrente di saturazione a diverse temperature, sono in buon accordo, come abbiamo visto, con una formula di questo tipo.

Valori di a e b determinati dalle esperienze sull'emissione di elettricità da un filo caldo ci possono fornire i valori di N e di w . Richardson trovò per il platino

$$a = 1,25 \cdot 10^{26} \quad b = 4,93 \cdot 10^4$$

ciò che dà

$$N = 1,3 \cdot 10^{21} \quad w = 8 \cdot 10^{12} \text{ erg}$$

La pressione dovuta ai corpuscoli nel metallo sarà compresa tra 30 e 40 atmosfere.

Richardson¹ ha studiato l'emissione del sodio e ha trovato che essa è molto più grande di quella del platino alla stessa temperatura e può essere rivelata a temperature inferiori a 200°-300°. Wehnelt² ha trovato che l'emissione degli ossidi di metalli elettropositivi, calcio e bario, è molto più grande di quella del platino alla stessa temperatura; una piccola quantità di calce portata da una lamina di platino incandescente fornisce una sorgente molto comodo e intensa di corpuscoli negativi.

Wehnelt ha mostrato che la variazione dell'emissione degli ossidi incandescenti con la temperatura si esprimeva con una relazione della forma $I = \alpha \theta^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{b}{\theta}}$; Owen³ ha mostrato che questa espressione si applica all'emissione di un filamento di Nernst incandescente.

Richardson⁴ riporta i valori seguenti di b dedotti dalle sue osservazioni e da quelle di H.S. Wilson, Wehnelt e Owen.

| Sostanza | b | a | Sperimentatore |
|---|-------------------|-------------------|----------------|
| Carbone | $9,8 \cdot 10^4$ | 10^{24} | Richardson |
| Platino trattato 24 ore con acido azotico | $7,75 \cdot 10^4$ | $6 \cdot 10^{25}$ | H.A. Wilson |

1 Richardson, *Phil. Trans.*, t. CCI, 1903, p. 516.

2 Wehnelt, *Ann. der Phys.*, t. XIV, 1904, p. 425.

3 Owen, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. VIII, 1904, p. 230.

4 Richardson, *Jahrbuch für Radioaktivität*, t. I, 1904, p. 308.

| | | | |
|---|-------------------|----------------------|-------------|
| Platino trattato 1 ora con acido azotico | $6,65 \cdot 10^4$ | $6,9 \cdot 10^{26}$ | H.A. Wilson |
| Platino nell'idrogeno a 0,0013cm | $6 \cdot 10^4$ | 10^{26} | H.A. Wilson |
| Platino nell'idrogeno a 0,112mm | $4,3 \cdot 10^4$ | $5,3 \cdot 10^{23}$ | H.A. Wilson |
| Platino nell'idrogeno a 133mm | $1,8 \cdot 10^4$ | 10^{18} | H.A. Wilson |
| Platino che non ha subito alcun trattamento | $4,93 \cdot 10^4$ | $7,5 \cdot 10^{25}$ | Richardson |
| Filamento di Nernst | $4,41 \cdot 10^4$ | $3,5 \cdot 10^{24}$ | Owen |
| Ossido di bario su platino | $4,82 \cdot 10^4$ | $1,15 \cdot 10^{23}$ | |
| Ossido di calcio su platino | $4,49 \cdot 10^4$ | $7,2 \cdot 10^{26}$ | Wehnelt |
| Sodio | $4,28 \cdot 10^4$ | $4,5 \cdot 10^{26}$ | Wehnelt |
| | $3,16 \cdot 10^4$ | 10^{31} | Richardson |

La tabella seguente permette di valutare con quale esattezza la formula

$$I = \alpha \theta^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{b}{\theta}}$$

rappresenta la perdita. Essa dà le perdite osservate da H.A. Wilson con un filo di platino trattato con l'acido nitrico e quelli calcolati in base all'espressione

$$6,9 \cdot 10^7 \theta^{\frac{1}{2}} e^{-6,53 \frac{10^4}{\theta}}$$

| Temperatura °C | Emissione | |
|----------------|-------------------------------|-------------------------------|
| | osservata per cm ² | calcolata per cm ² |
| 1375 | $1,57 \cdot 10$ | $1,49 \cdot 10$ |
| 1408,5 | $3,43 \cdot 10$ | $3,33 \cdot 10$ |
| 1442 | $7,46 \cdot 10$ | $7,18 \cdot 10$ |
| 1476 | $15,2 \cdot 10$ | $15,3 \cdot 10$ |
| 1510,5 | $32,3 \cdot 10$ | $31,8 \cdot 10$ |
| 1545 | $63,8 \cdot 10$ | $64,5 \cdot 10$ |
| 1580 | $128 \cdot 10$ | $128,5 \cdot 10$ |

Il fattore $e^{-6,53 \frac{10^4}{\theta}}$ in questa espressione rappresenta il termine $e^{-\frac{w}{\beta \theta}}$; possiamo dedurre che w , lavoro necessario per staccare dal platino un corpuscolo, è uguale a quello che bisogna effettuare per far passare la sua carica da un punto a un altro tale che la differenza di potenziale tra essi sia di circa 5,6V. Una piccola variazione nel valore di questo lavoro, quella che è prodotta per esempio da un doppio strato elettrizzato alla superficie del filo, dà luogo a variazioni enormi nella quantità di elettricità negativa che proviene da questo. Riprendendo il caso già citato, vediamo che alla temperatura di 1000° assoluti il termine esponenziale è e^{-65} ; supponiamo che vi sia sulla superficie un doppio strato di elettricità, di un segno tale che essa favorisca la fuoriuscita dei corpuscoli dal metallo, e supponiamo che la differenza di potenziale tra i due strati sia 1V. Il lavoro supplementare necessario per staccare un corpuscolo è quello che corrisponde a 4,6 invece di 5,6V, ciò che trasforma il fattore esponenziale in $e^{-6,53 \frac{4,6}{6,5}}$ o e^{-53} invece di e^{-65} ; così, l'azione dello strato superficiale dà un aumento di corrente di e^{12} , sia più di 150000 volte il suo valore.

H.A. Wilson¹ ha trovato che che l'emissione negativa di un filo di platino caldo è aumentata enormemente dalla presenza di piccole quantità di idrogeno; assorbendo il platino questo gas, lo stesso filo ne diviene una sorgente; facendolo bollire nell'acido nitrico, se ne elimina l'idrogeno e si può ridurre l'emissione a 1/250000 del valore che esso ha per un filo non trattato. Trovò così che l'emissione di un filo di platino caldo nell'idrogeno a bassa pressione è proporzionale alla pressione, mentre nell'aria e nel vapore acqueo e nelle stesse condizioni, ne è indipendente, a

¹ H.A. Wilson, *Phil. Trans.*, t. CCII, 1903, p. 243.

condizione, ben inteso, che il campo elettrico non sia molto intenso tale da ionizzare il gas per collisioni. Trovò anche che, se si fa variare la pressione, serve un certo tempo perché il filo produca l'emissione corrispondente alla nuova pressione, ciò che mostra che essa dipende sia dall'idrogeno assorbito dal platino che da ciò che lo circonda. Concluse dalle sue esperienze che l'emissione negativa dei fili caldi dipende quasi interamente dalla presenza di tracce di idrogeno e che, se lo si elimina, l'emissione, se non cessa del tutto, è ridotta di molto. In un caso in cui un frammento di fosforo era caduto sul filo, la perdita aumentò enormemente. Tuttavia, trovò in tutti i casi che la variazione dell'emissione con la temperatura era espressa da una relazione della forma data

$$I = \alpha \theta^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{b}{\theta}}.$$

Gli effetti enormi prodotti dall'idrogeno sul valore dell'emissione sembrano dovuti in parte alla produzione alla superficie del platino di un doppio strato elettrico che favorisce la fuga dei corpuscoli dal metallo. Troveremo, esaminando al Capitolo X gli effetti fotoelettrici, che l'idrogeno facilita l'emissione di corpuscoli da platino quando questo è esposto alla luce ultravioletta e che ciò può essere spiegato dalla formazione di un doppio strato di elettricità alla superficie del metallo.

Ho recentemente osservato un altro esempio dell'azione dell'idrogeno sull'emissione dei corpuscoli da parte del sodio. Una superficie brillante di sodio era prodotta in un recipiente in cui si era creato un vuoto molto spinto e che conteneva un elettroscopio ben isolato. Questo contenitore era posto in un locale dove tutta la luce era accuratamente eliminata e così scuro che una lastra fotografica sensibile non era impressionata da un'esposizione di ore. In queste condizioni, l'elettroscopio perdeva molto lentamente una carica positiva, trattenendone completamente una negativa. Quando al contrario una traccia di idrogeno penetrava nell'elettroscopio sempre mantenuto nell'oscurità, questo cominciava a perdere molto più rapidamente la sua carica se era positiva, mentre non vi era perdita se si osservava con l'elettroscopio caricato negativamente. L'aumento della dispersione che si osservava con l'elettroscopio carico durava qualche minuto, scompariva poi poteva essere ottenuto di nuovo ponendo dell'idrogeno nuovo; l'esperienza può essere ripetuta parecchie volte. Questa perdita è bloccata se l'elettroscopio è posto in un campo magnetico, e ciò mostra che essa è dovuta ai corpuscoli negativi provenienti dai metalli mentre assorbe idrogeno. Non si osservava alcuna perdita quando si immetteva nell'elettroscopio dell'ossigeno, o dell'acido carbonico al posto dell'idrogeno.

Il doppio strato alla superficie del metallo può essere in parte dovuto alle stesse cause che producono una differenza di potenziale al contatto tra due elettroliti di diverse concentrazioni. Se due elettroliti sono a contatto e se in uno la ionizzazione è intensa mentre nell'altro è debole, esiste tra essi una differenza di potenziale proporzionale a $R\theta \log \frac{p_1}{p_2}$, essendo R la costante dei gas, θ la temperatura assoluta, p_1 e p_2 le pressioni parziali degli ioni nelle due soluzioni. Ora qualche metallo, platino e sodio per esempio, assorbono l'idrogeno e questo è ionizzato nel metallo. Il metallo e lo spazio che lo circonda sono quindi analoghi a due elettroliti a contatto in uno dei quali si ha una ionizzazione intensa mentre nell'altro debole. Vi sarà così una differenza di potenziale e di conseguenza un doppio strato di elettricità alla superficie di separazione. Vi può essere pure un'azione dovuta alla differenza di potenziale di contatto voltaico che si aggiunge alla prima. L'esistenza di tali strati dovuta alle cause che abbiamo indicato, senza coinvolgere l'espressione della perdita in funzione della temperatura, influisce sul significato fisico da attribuire alle costanti. Non sarebbe legittimo dedurre dal valore di a , il numero di corpuscoli liberi per centimetro cubo di metallo.

L'emissione di corpuscoli negativi dalle sostanze scaldate non è, a mio avviso, proprio allo stato solido, ma costituisce una proprietà dell'atomo a qualsiasi stato di aggregazione fisico si trovi, anche a quello gassoso. L'emissione di corpuscoli negativi dagli atomi è ben mostrata dal caso del vapore di sodio. Se si pone un frammento di sodio in un tubo con il massimo vuoto possibile, un corpo carico disposto nel tubo non subirà alcuna perdita di carica nell'oscurità. Ma, se si innalza la temperatura fino a circa 300°, si osserverà una scarica rapida del corpo carico, sia che la carica sia

negativa o positiva. Essa non è dovuta maggiormente al sodio condensato sul corpo stesso, poiché non vi è alcuna perdita quando lo si raffredda a temperatura ambiente e quando si espone il conduttore carico negativamente alla luce. Se vi fosse stato del sodio condensato sul metallo carico, vi sarebbe stata una perdita di carica osservabile.

Se al contrario gli atomi di vapore di sodio emettono corpuscoli negativi, essi assumeranno una carica positiva e saranno di conseguenza attratti da un corpo carico negativamente. L'esperienza seguente che ho eseguito recentemente mostra che così è. Si scaldava del sodio in un contenitore in cui si era fatto un vuoto spinto e che era posto in una camera oscura. Due tubi di vetro erano saldati ed erano attraversati da elettrodi che si potevano mantenere a potenziali diversi collegandoli ai poli di una batteria di accumulatori. Questi tubi erano mantenuti a una temperatura leggermente inferiore a quella delle altre pareti del recipiente; il vapore di sodio si condensava pertanto su di esse. Se i fili non erano carichi, il deposito di sodio era circa uguale nei due tubi. Ma, se si manteneva tra essi una differenza di potenziale di $300V$, il deposito di sodio era quasi interamente localizzato sul tubo che conteneva il filo negativo; e ciò non era dovuto ad asimmetria, poiché si poteva ottenere il deposito alternativamente su l'uno o l'altro caricando negativamente il filo corrispondente.

L'emissione di corpuscoli carichi negativamente dagli atomi di sodio è notevole, presentandosi ad una temperatura eccezionalmente bassa. La conducibilità che presentano i gas molto caldi, e particolarmente la grande mobilità degli ioni negativi in questi gas, mostrano che questa emissione si produce in altri casi, sebbene a temperature molto più elevate.

L'emissione di corpuscoli negativi dagli atomi a temperature molto elevate è così una proprietà comune a un gran numero di elementi, forse a tutti.

L'emissione di corpuscoli dagli atomi deve svolgere un ruolo importante nella decomposizione delle molecole di un composto sotto l'azione del calore, soprattutto se le forze che legano tra loro gli atomi nella molecola sono di origine elettrica. Immaginiamo infatti una molecola formata da due atomi, uno A carico positivamente, l'altro B negativamente, e supponiamo che si innalzi la temperatura fino al punto in cui l'atomo negativo comincia ad emettere corpuscoli negativi; in questo momento B perde un corpuscolo. Supponiamo che sotto l'azione di un campo elettrico questo corpuscolo si diriga verso A che è positivo: esso neutralizza la sua carica; per un istante A e B sono quindi scarichi. L'attrazione che esisteva in precedenza tra essi è annullata e niente si oppone più alla loro separazione. Non segue che la molecola sia necessariamente per sempre scomposta; A, infatti, non ha più ora alcuna carica positiva per opporsi alla partenza dei corpuscoli negativi, e, siccome costituisce l'elemento elettro-positivo del composto, perderà in queste condizioni corpuscoli più rapidamente di B. A riguadagnerà così presto la sua carica positiva. B, non essendo carico, non può emettere corpuscoli negativi più facilmente di quanto faceva quando lo era negativamente.

Può trascorrere un certo tempo prima che B emetta un corpuscolo, e può in questo intervallo essere colpito da un corpuscolo negativo e acquistare così una carica negativa. Una ricombinazione è allora possibile tra lui e A che è elettrizzato positivamente, e questa combinazione può essere di nuovo dissociata dal processo delineato. Arriveremo così a una condizione di equilibrio dinamico, essendo il numero di ricombinazioni nell'unità di tempo uguale al numero di atomi dissociati nello stesso tempo.

Le proporzioni relative degli atomi liberi e combinati dipenderanno dalle proprietà di ciascuno di questi atomi; gli atomi liberi saranno in proporzione tanto minori quanto A perderà più facilmente i corpuscoli sotto l'azione del calore e avrà più difficoltà a incontrare i corpuscoli emessi da B.

Queste considerazioni mostrano che il calore può produrre dissociazioni per altre vie diverse da quelle che sono comunemente ammesse e che consistono in un aumento dell'energia cinetica che raggiunge un valore per il quale la forza centrifuga basta a sovrastare l'attrazione.

110. L'emissione di corpuscoli dai corpi caldi li renderà tutti conduttori di elettricità e la conducibilità crescerà molto rapidamente con la temperatura. Se prendiamo per esempio un frammento di calce, sostanza che, come ha mostrato Wenhelt, emette a temperature elevate una

grande quantità di corpuscoli, esso racchiuderà, quando sarà caldo, una grande quantità di corpuscoli liberi che si sposteranno sotto l'azione del campo elettrico e renderanno la calce conduttrice. Il Dr. Horton fa attualmente al Cavendish Laboratory esperienze allo scopo di determinare se la conducibilità che corpi come il vetro acquistano ad alta temperatura non è dovuta all'emissione di corpuscoli da parte delle molecole della sostanza scaldata.

111. Vediamo così che corpuscoli che sono emessi da un filo incandescente con una rapidità sufficiente per produrre dispersione considerevole quando la pressione attorno ad esso è molto bassa. In queste condizioni, vi è solo molto poco gas in grado di generare i moti dei corpuscoli che possono di conseguenza raggiungere grandi velocità. Non appena un corpuscolo emerge dalla superficie incandescente, esso si dirige verso il cilindro che circonda il filo, e, quando la corrente tra essi è saturata, nessun corpuscolo viene diffuso di nuovo in quest'ultimo.

Quando al contrario la pressione del gas circostante è considerevole, i corpuscoli non possono muoversi così liberamente; essi tendono ad accumularsi nelle vicinanze del filo, e qualcuno tra di essi diffonde nuovamente al suo interno. La densità dei corpuscoli nelle vicinanze del filo non può superare un valore determinato dato dalla (6-6). Esattamente come nel caso dell'evaporazione di un liquido la tensione di vapore a contatto con questo non può superare un valore determinato, funzione della temperatura.

Relazione tra la corrente e la differenza di potenziale

112. Consideriamo il caso di due piastre parallele ad angolo retto sull'asse delle x ; se una sola di esse è portata all'incandescenza o se lo sono entrambe, ma se la loro temperatura è molto bassa perché si abbia solo emissione di ioni positivi dalla loro superficie, gli ioni che trasportano la corrente saranno tutti dello stesso segno e potremo applicare i risultati trovati al paragrafo 50. Se X è la forza elettrica, k la mobilità dello ione, abbiamo, se i rappresenta la corrente,

$$X \frac{dX}{dx} = \frac{4\pi i}{k}$$

o, se k è indipendente da x ,

$$X^2 = \frac{8\pi i}{k}x + C$$

Se n è il numero di ioni per centimetro cubo,

$$\frac{dX}{dx} = 4\pi ne$$

così

$$n = \frac{i}{ek} \frac{1}{\sqrt{\frac{8\pi i}{k}x + C}}$$

La densità degli ioni vicino alla piastra calda per $x=0$ è uguale a

$$\frac{i}{ek\sqrt{C}}$$

Supponiamo ora che la quantità di elettricità emessa per secondo dalla piastra calda sia I ; la quantità di elettricità che attraversa l'unità d'area del gas tra le piastre è i . $I-i$ è uguale alla carica trasportata sulla piastra dai corpuscoli che la colpiscono. Abbiamo mostrato che, se n è il numero di questi per unità di volume nel gas vicino alla piastra, il numero di quelli che la colpiscono per

secondo per unità di area è

$$\frac{nc}{\sqrt{6\pi}}$$

essendo c la media quadrata delle velocità dei corpuscoli. Poiché

$$n = \frac{i}{ekC^{\frac{1}{2}}}$$

la carica apportata alla piastra dai corpuscoli che la colpiscono è uguale a

$$\frac{ic}{\sqrt{6\pi}kC^{\frac{1}{2}}}$$

e, essendo questa carica uguale a $I-i$, abbiamo

$$I-i = \frac{ic}{\sqrt{6\pi}kC^{\frac{1}{2}}}$$

o

$$C = \frac{c^2}{6\pi k} \frac{i^2}{(I-i)^2}$$

Se V è la differenza di potenziale e l la distanza tra le piastre,

$$V = \int_0^l X dr$$

e, poiché

$$X = \frac{k}{12\pi i} \left(\frac{8\pi i}{k} - C \right)^{\frac{1}{2}}$$

$$V = \frac{k}{12\pi i} \left[\left(\frac{8\pi il}{k} + C \right)^{\frac{3}{2}} - C^{\frac{3}{2}} \right]$$

o, sostituendo il valore di C dato prima,

$$V = \frac{k}{12\pi i} \left\{ \left[\frac{8\pi il}{k} + \frac{c^2}{6\pi k^2} \frac{i^2}{(I-i)^2} \right]^{\frac{3}{2}} - \frac{c^3 i^3}{(6\pi)^{\frac{3}{2}} k^3 (I-i)^3} \right\} \quad (1)$$

Questa esprime la relazione tra la corrente e la differenza di potenziale. I è la corrente di saturazione.

Le quantità sono supposte misurate in unità elettrostatiche.

Consideriamo ora due casi particolari di questa equazione, il primo quando i è molto piccolo rispetto a I perché

$$\frac{c^2}{6 \pi k^2} \frac{i^2}{(I-i)^2}$$

sia piccolo rispetto a $8\pi il/k$.

La (6-15) diviene allora

$$V = \left(\frac{8 \pi i l}{k} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{2}{3} l^{\frac{3}{2}}$$

o

$$i = \frac{9}{3} \frac{k}{2} \frac{V^2}{\pi l^3} e \quad (2)$$

Così, la corrente cresce più rapidamente della differenza di potenziale e diminuisce rapidamente quando la distanza tra gli elettrodi aumenta.

Questa equazione è stata verificata da Rutherford¹; non possiamo tuttavia aspettarci che la teoria sia in completo accordo con i fatti, poiché, per giungere alla (1), abbiamo dovuto introdurre numerose ipotesi che non sono soddisfatte nella pratica. Abbiamo supposto dapprima che R è indipendente da x ; ciò non è vero quando la temperatura è uniforme tra le piastre. Ciò non sarà esatto quando una piastra sarà calda e l'altra fredda, dipendendo la mobilità degli ioni dalla temperatura. Così H.A. Wilson² ha mostrato che in una fiamma alla temperatura di 2000° C circa, la mobilità dello ione positivo era di 62cm/s. Nell'aria calda alla temperatura di 1000° C la mobilità dello ione negativo è soltanto 26cm/s, mentre quella dello ione positivo è di circa 7,2cm/s. Mac Clelland³ trovò che gli ioni provenienti da un filo incandescente, quando si trovano nell'aria fredda a qualche distanza da esso, si muovono con velocità molto piccole di 0,04cm/s; trovò pure che la loro mobilità diminuisce allontanandosi dal filo e che la si può aumentare riscaldandoli. varia quindi rapidamente con la temperatura e di conseguenza con x .

L'aumento di k provoca un rapido aumento della corrente con la temperatura della piastra calda. Vediamo dalla (1) che la corrente per una piccola differenza di potenziale costante è indipendente dal valore della ionizzazione nella vicinanze della piastra⁴; l'aumento di ionizzazione ad alta temperatura non spiegherebbe l'aumento di corrente quando la temperatura del filo aumenta.

L'aumento di k con la temperatura ne fornisce al contrario una spiegazione soddisfacente.

Se la temperatura della piastra calda è molto elevata affinché abbia vicino ad essa ioni positivi e negativi, la corrente tra la piastra calda e quella fredda sarà maggiore quando la piastra calda sarà negativa che quando sarà positiva; nel primo caso, infatti, i portatori della corrente saranno gli ioni negativi, mentre nel secondo caso saranno quelli positivi. Ora la (1) mostra che per la stessa differenza di potenziale la corrente è proporzionale alla mobilità dello ione che la trasporta. La mobilità dello ione negativo è sempre maggiore di quella dello ione positivo e il rapporto tra le loro mobilità cresce molto rapidamente con la temperatura; così le esperienze di H.A. Wilson sulla dispersione nei gas mescolati con vapori salini mostrano che il valore di questo rapporto a 2000° C è circa 17 mentre a 1000° C è solo uguale a circa 3,5. Alle temperature ordinarie e per gli ioni estratti vicino al filo caldo, le esperienze di Mac Clelland mostrano che questo rapporto è circa uguale a 1,25. Il grande aumento che si constata nella corrente cambiando il segno della carica di un elettrodo molto caldo è un fenomeno molto evidente. Una vecchia esperienza di Hittorf⁵ ne dà un

1 Rutherford, *Physical Review*, XIII, 1901, p. 321.

2 H.A. Wilson, *Phil. Trans.*, A., t. CXCII, 1899, p. 499.

3 Mac Clelland, *Phil. Mag.*, quinta serie, t. XLIV, 1899, p. 29.

4 Non bisogna dimenticare che la (6-15) è applicabile solo quando la corrente è piccola. Quando la corrente si avvicina alla saturazione cresce rapidamente con la ionizzazione nelle vicinanze della piastra.

5 Hittorf, *Pogg. Ann. Judelband*, 1874, p. 430.

esempio sorprendente. In essa si dispone un granello di sale in una fiamma tra gli elettrodi incandescenti. L'aumento di corrente è molto maggiore quando è posto vicino al positivo. Questi risultati, è bene ricordare, valgono solo quando i valori delle correnti sono piccoli rispetto alla corrente di saturazione.

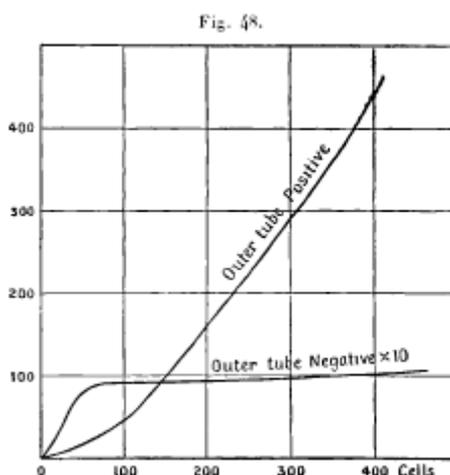
I valori della corrente di saturazione sono indipendenti dalle mobilità degli ioni e dipendono solo dal numero di quelli prodotti per unità di tempo alla superficie del metallo caldo.

La mobilità di uno ione sotto una forza elettrica costante aumenta con il diminuire della pressione del gas. Vediamo quindi dalla (1) che la corrente quando è piccola crescerà quando diminuirà la pressione.

113. Una caratteristica ben evidente della scarica dai metalli incandescenti è l'aumento molto rapido di una corrente piccola con la forza elettromotrice. L'aumento è molto più rapido di quanto indicherebbe la legge di Ohm. Ciò è stato osservato numerose volte; così, per esempio, Pringsheim¹ dà una formula empirica che collega la corrente alla differenza di potenziale nel caso della scarica tra due punte in un gas caldo;

$$i = \frac{V + aV^2}{w}$$

essendo a e w delle costanti. La curva rappresentata in figura 48, data da H.A. Wilson per il caso della corrente che passa tra un filo di platino caldo e un cilindro dello stesso metallo che lo circonda, fornisce un esempio di questo rapido aumento. In questa curva, le ordinate rappresentano la corrente e le ascisse le differenze di potenziale. La curva che corrisponde al caso in cui il tubo è negativo mostra la saturazione della corrente per forze elettromotrici elevate. La (1) spiega questo rapido aumento di corrente mostrando che è proporzionale al quadrato della differenza di potenziale.



La (1), tranne che a pressioni molto basse, sarà applicabile solo nel caso in cui la corrente sarà soltanto una piccola frazione della corrente di saturazione. Stabilendola abbiamo supposto, infatti che

$$\frac{c^2}{6\pi k^2} \frac{i^2}{(I-i)^2}$$

era piccola rispetto a $8\pi il/k$.

Ora c è la radice quadrata del quadrato delle velocità medie dei corpuscoli; se quindi la temperatura della piastra calda è di 1000°C , c^2 sarà dell'ordine di $9 \cdot 10^{12}$, essendo k la velocità dello ione sotto l'unità di forza elettrostatica, cioè 300V/cm . Se l'aria è fredda e alla pressione

¹ Pringsheim, *Wied. Ann.*, LV, 1895, p. 507.

atmosferica, $k \approx 4,5 \cdot 10^{12}$ e $k^2 \approx 2 \cdot 10^5$, c^2/k^2 avrà così un valore estremamente grande e ciò soltanto quando i sarà molto piccolo rispetto a c e la condizione precedente sarà soddisfatta.

Il secondo caso che considereremo è quello per il quale

$$\frac{c^2}{6 \pi k^2} \frac{i^2}{(I-i)^2}$$

è grande rispetto a $8\pi il/k$.

In questo caso

$$V = \frac{c}{\sqrt{6 \pi}} \frac{i}{k(I-i)} l$$

$$i = \frac{VI}{V + \frac{c}{\sqrt{6 \pi}} \frac{l}{k}}$$

Questa equazione ci mostra che i cresce allora meno rapidamente della differenza di potenziale; si avvicina alla saturazione quando Vk/l è grande rispetto a $c/\sqrt{6\pi}$, cioè quando il campo è sufficientemente intenso per dare allo ione una velocità il cui quadrato sia grande rispetto alla velocità quadratica media dei corpuscoli a una temperatura uguale a quella della piastra calda. Vediamo, dal valore dato sopra, che servirebbe un campo prodigioso per saturare la corrente emessa dal filo caldo attraverso un gas alla pressione atmosferica. In realtà sarà impossibile ottenere la saturazione, poiché il campo necessario supererebbe quello da raggiungere per provocare una scarica distruttiva attraverso il gas.

Emissione di elettricità positiva dai metalli caldi

114. I metalli caldi emettono elettricità sia positiva che negativa. È vero che in numerosi casi, finché la temperatura non è molto elevata, il metallo emette più elettricità positiva che negativa. Si può rivelare l'emissione positiva a temperature molto più basse di quella negativa. Strutt¹ ha potuto evidenziarlo per fili di rame e d'argento a temperature inferiori a 200°.

Il valore dell'emissione di ioni positivi a partire da un filo caldo dipende in modo significativo dalla storia precedente del filo. Quando lo si scalda per la prima volta, emette una grande quantità di elettricità positiva. Se lo si mantiene ad una temperatura elevata, l'emissione decresce rapidamente fino a una piccola frazione del suo valore iniziale. Questo grande valore dell'emissione iniziale non può essere dovuto alla polvere esistente alla superficie del filo, poiché lo si constata con fili di platino bolliti con acido nitrico. I metalli non sono i soli a presentarlo, poiché Owen² ha mostrato che esso è molto netto con un filamento di Nernst. Trovò che il filamento, una volta scaldato, non poteva ritrovare il suo potere di produrre una forte emissione iniziale se non dopo essere stato esposto per parecchi giorni all'aria a pressione atmosferica. Questo fatto che i fili di platino possono riguadagnare questa proprietà dopo essere stati esposti all'aria è ancora un poco controverso; H. A. Wilson e Richardson, che hanno fatto ricerche molto importanti sull'emissione dei fili caldi, sono giunti a conclusioni opposte. Wilson pensa che una breve esposizione all'aria basti per permettere di ottenere nuovamente l'emissione iniziale; Richardson attribuisce l'aumento che ha ottenuto non all'aria ma alla presenza accidentale di un vapore complesso, probabilmente di fosforo; trovò³ infatti che, se si espone un filo di platino all'azione di una piccola quantità di fosforo, si provoca per un certo tempo un aumento enorme dell'emissione positiva del filo.

1 Strutt, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. IV, 1902, p. 98.

2 Owen, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. VIII, 1904, p. 230.

3 Richardson, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. IX, 1905, p. 407.

Richardson trovò che si può conservare nel vuoto per più di tre settimane senza che ritrovi la proprietà di dare una forte emissione positiva un filo che è stato probabilmente scaldato.

Sarebbe estremamente interessante sapere se la ritrovasse dopo una presenza molto prolungata nel vuoto e determinare così se la forte emissione iniziale è dovuta a qualche materiale estraneo assorbito dal filo, o se è dovuta a qualche sostanza analoga all'emanazione dei corpi radioattivi, prodotta dal metallo stesso, e che si accumula poco alla volta nel filo.

Richardson fece questa scoperta molto interessante¹ che, quando un filo ha perso, dopo essere stato scaldato, il potere di produrre una forte emissione positiva, può ritrovarlo se lo si utilizza come catodo facendo passare una scarica elettrica in un gas a bassa pressione, o anche disponendolo nelle vicinanze di un catodo. In questo ultimo caso, tuttavia, non recupera più questa proprietà se si interpone un ostacolo. Non possiamo dire senza nuove esperienze se ciò è dovuto al bombardamento del filo da parte di corpuscoli o agli ioni positivi e a qualche materia depositata su di esso dalla scarica. Si potrebbe chiarire questo aspetto ponendo il filo in un fascio di raggi catodici all'interno di un tubo a vuoto, e disponendolo in modo tale che nessuna particella di metallo estratta dal catodo lo possa raggiungere.

Questo punto è importante da stabilire, poiché certe sostanze presentano dopo un'esposizione ai raggi catodici i fenomeni noti sotto il nome di *termoluminescenza*, che per certi aspetti sono analoghi a quelli che produce il filo. Le sostanze che presentano la termoluminescenza divengono luminose quando le si scalda dopo averle esposte ai raggi catodici. Quando si continua a scaldarle, la luminosità decresce gradualmente e finisce per scomparire, e non la si può ottenere di nuovo prima una loro esposizione ai raggi catodici. Questa luminosità presenta analogie con l'emissione positiva dei fili caldi.

La debole scarica permanente che sussiste quando si è eliminato con un riscaldamento preventivo l'emissione preliminare cresce rapidamente con la temperatura e può come l'emissione negativa essere rappresentata da una espressione della forma e^{-at} . Essa non cresce tuttavia con la temperatura così rapidamente come quest'ultima, ciò che avviene alle temperature elevate è quello che predomina.

I fatti che abbiamo ricordato suggeriscono l'idea che il gas assorbito dal platino e che è messo lentamente in libertà quando lo si scalda gioca un ruolo importante nel trasporto dell'elettricità, e possiamo comprendere facilmente come questo gas che proviene dall'interno di un corpo buon conduttore sarà ionizzato e in grado di trasportare la corrente. L'emissione del gas assorbito dal platino è tuttavia, secondo Berliner², strettamente connesso alla disintegrazione del filo, che avviene quando quest'ultimo è mantenuto incandescente mettendo in evidenza una perdita di peso e un deposito di platino o di ossido di platino sulle pareti del tubo. I portatori di elettricità possono allora essere le polveri o i vapori di platino che si liberano dal filo. Questa disintegrazione del platino è stata studiata da Berliner, Elster e Geitel³, Nahrwold⁴ e Stewart⁵. Essi hanno mostrato: 1° che il valore della disintegrazione prodotta in un tempo dato dall'incandescenza di un filo di platino diminuisce quando si prolunga il tempo di riscaldamento.

2° La presenza di ossigeno ne accresce fortemente il valore, che è estremamente piccolo nell'azoto e nell'idrogeno. In verità, alcune delle esperienze fanno supporre l'assenza di disintegrazione del filo di platino incandescente in questi gas se si potesse privarli di ogni traccia di ossigeno. Ci è permesso supporre che, quando è presente l'ossigeno, si produce un debole attacco che determina una ossidazione della superficie che facilita la disintegrazione.

Questa può essere facilmente messa in evidenza dall'effetto prodotto sulla condensazione delle nebbie tutto attorno al filo portato all'incandescenza. Questo metodo è dovuto ad Aitken⁶. Un

1 Richardson, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. VIII, 1904, p. 400.

2 Berliner, *Wied. Ann.*, t. XXXIII, 1888, p. 289; t. XXXV, 1888, p. 791.

3 Elster e Geitel, *Wied. Ann.*, t. XXXI, 1887, p. 109.

4 Nahrwold, *Wied. Ann.*, t. XXXI, 1887, p. 448; t. XXXV, 1888, p. 107.

5 Stewart, *Phil. Mag.*, t. XLVIII, 1889, p. 481.

6 Aitken, *Trans. Roy. Soc. Edin.*, t. XXX, p. 337.

metodo semplice per mostrare questa azione consiste nel saldare un filo all'interno della camera ad espansione nello strumento di fig. 40.

Se l'aria è stata ripulita dalla polvere, essendo il filo freddo, si può provocare la formazione di una nube densa sotto l'azione di una debole espansione, innalzando, grazie alla corrente elettrica, la temperatura del filo fino al rosso e lasciandolo poi raffreddare. Siccome l'espansione necessaria è molto più piccola di quella che serve per produrre la formazione di una nube sugli ioni, si deve avere vicino al filo particelle molto più grandi delle molecole. Se il filo non è molto accuratamente puro, un innalzamento di temperatura di molto inferiore a quello richiesto per produrre una luminosità basta a provocare una nebbia. Ciò dipende in apparenza dallo sporco o dall'umidità depositati sul filo, e le esperienze di Aitken mostrano che questo effetto scompare quando il filo è purificato da un'incandescenza prolungata.

Ma la proprietà di provocare la formazione di una nube quando la sua temperatura è innalzata al rosso non sembra essere eliminata quando si pulisce il filo con un'incandescenza prolungata. M. Owen¹, che fece recentemente al Cavendish Laboratory esperienze su questo aspetto, ha trovato che, quando il filo di platino si trova nell'aria o nell'ossigeno, si ottiene sempre una nebbia quando si innalza la sua temperatura a circa , anche dopo un'incandescenza di durata non troppo lunga. Nell'idrogeno puro, è stato tuttavia possibile arrivare quasi al rosso prima di ottenere la formazione di questa nube.

115. Vi è una stretta similitudine tra le leggi della disintegrazione del filo e quello dell'emissione di elettricità positiva che essa produce. Abbiamo già fatto allusione all'effetto prodotto su questo da un riscaldamento di lunga durata. Lo si può mostrare in modo evidente osservando a quale pressione una piastra vicina a un filo caldo inizia a prendere una carica negativa invece di una positiva. Se il filo non è troppo caldo, alle alte pressioni la piastra assumerà una carica positiva. Se si fa il vuoto nel recipiente, si raggiungerà un punto in cui la carica positiva inizierà a diminuire, poi si annullerà e infine sarà sostituita da una carica negativa. Questo cambiamento di segno della carica della piastra si produce nell'idrogeno, dove è difficile ottenerlo se il filo non è molto caldo. Quando lo si è ottenuto nell'idrogeno o nell'azoto, bastano tracce di ossigeno estremamente piccole per rendere nuovamente positiva la carica della piastra. È possibile che la riduzione dell'emissione positiva prodotta da un riscaldamento di lunga durata a bassa pressione sia dovuto in parte alla combustione dell'ossigeno o, se esistono tracce di grasso, alla sostituzione dell'ossigeno con i vapori di idrocarburi liberati da un riscaldamento prolungato. L'aumento dell'emissione positiva prodotta dall'azione dell'ossigeno si spiega facilmente se si ha ossidazione del metallo alla temperatura del rosso; nell'ossido così formato infatti l'ossigeno trasporta la carica negativa, il metallo la carica positiva. Se, quindi, l'ossigeno è ionizzato dal calore vicino al filo di platino, questo, combinandosi con gli ioni ossigeno negativi e non con i positivi lascerà un eccesso di ioni positivi attorno a sé.

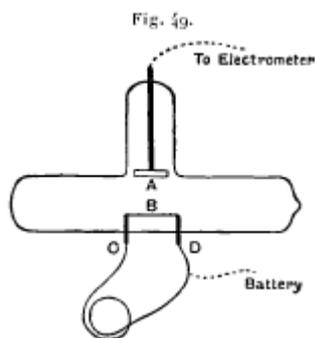
Gli effetti considerevoli prodotti da questa azione chimica sull'elettrizzazione sono confermati dall'osservazione di Branly che gli ossidi dei metalli liberano al rosso scuro elettricità negativa, mentre i metalli danno una elettrizzazione positiva. Nel caso degli ossidi, l'azione chimica prodotta è la dissociazione dell'ossido in metallo e ossigeno; gli ioni ossigeno trasporteranno le cariche negative e produrranno così una elettrizzazione negativa attorno al filo. Una spiegazione simile può essere data dai risultati seguenti che ho osservato con la scarica dall'arco. Se l'arco si produce tra le estremità di un filo di rame incandescente, vi è un eccesso di elettricità positiva nel gas che lo circonda; ma, se lo si ricopre con uno spesso strato di ossido e lo si dispone nell'idrogeno, si osserva nel gas una elettrizzazione negativa fino al momento in cui l'ossido è ridotto, poi, ottenuta questa riduzione, l'elettrizzazione ridiviene positiva.

116. Un'azione chimica molto debole basta a produrre una elettrizzazione molto intensa, a tal punto che si può affermare che, anche nel vuoto più spinto, esiste una quantità di gas sufficiente per produrla. È certo che questa elettrizzazione positiva si produce in vuoti molto buoni. In un vuoto

¹ Owen, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. VI, 1903, p. 306.

così elevato in grado di far passare a malapena la scarica di una bobina di induzione che può dare una scintilla di , ho potuto ottenere una elettrizzazione positiva innalzando alla temperatura del rosso un filo di platino che era stato mantenuto all'incandescenza a una temperatura molto più elevata ore al giorno durante una settimana. La determinazione della natura dei portatori della carica è una prova più conclusiva per l'ipotesi che l'elettrizzazione positiva non è dovuta interamente a un'azione chimica su un filo.

Se l'origine di questa scarica fosse un'azione chimica, ci si dovrebbe aspettare che i portatori siano gli atomi o le molecole del gas. Le esperienze seguenti mostrano che, benché alcuni siano di questa natura, la maggior parte di loro sono molto più grossi e sono costituiti probabilmente dalle molecole e dalle masse più grandi di platino. Ci si serve per determinare la massa di questi portatori dello stesso metodo impiegato per determinare la massa dei portatori di elettricità negativa alle temperature elevate, osservando tuttavia che, essendo la massa dei primi infinitamente più grande di quella dei secondi, è necessario, nel caso della scarica positiva, impiegare forze magnetiche molto più intense che nelle esperienze precedenti. Ciò richiede qualche modifica nelle condizioni sperimentali. Il dispositivo impiegato è dato in figura 49.



A è una piastra metallica isolata, posta nel mezzo di un tubo di ottone del diametro di 5 mm ; essa è collegata a un elettrometro a quadranti. B è un foglio di platino parallelo alla piastra e distante da essa circa 3 mm . Lo si può portare all'incandescenza per mezzo di una corrente alternata passante per i fili C e D e prodotta da un trasformatore. Il filo caldo e i conduttori possono essere facilmente isolati. Il filo caldo e il filo di ottone sono collegati a uno dei poli di una batteria di piccoli accumulatori, l'altro polo è a terra. Si misura la corrente che va dal filo caldo alla piastra A mediante la deviazione prodotta all'elettrometro in un tempo dato. Si determina questa deviazione per potenziali differenti del filo caldo e con o senza campo magnetico. Il potenziale più alto per il quale un campo magnetico dato produce una diminuzione apprezzabile di corrente fornisce, come è indicato al §48, un mezzo per determinare e/m , rapporto tra la massa del portatore e la sua carica. In questo paragrafo, si suppone la forza elettrica uniforme nella regione in cui si muovono gli ioni. Nel caso di un filo caldo, gli ioni di uno stesso segno che trasportano la corrente sono talmente numerosi che disturbano il gradiente di potenziale e fanno variare la forza da un punto all'altro del campo. Possiamo tuttavia facilmente mostrare che queste disuguaglianze nel campo elettrico non inficiano la validità del metodo. Se il campo non è uniforme, le traiettorie degli ioni non sono più cicloidi; ma gli ioni, che il campo sia o no uniforme, dopo essere arrivati a una certa distanza d dalla loro sorgente, saranno respinti dal campo magnetico e cominceranno a muoversi in senso inverso. Non si allontaneranno ad una distanza superiore a d dal loro punto di partenza. Se la piastra che riceve gli ioni è a una distanza superiore a d dal metallo caldo, sorgente di questi ultimi, il campo magnetico non produrrà alcuna riduzione. Si può determinare questa distanza critica d confrontando le correnti che si ottengono con o senza campo magnetico; è evidentemente la distanza dalla sorgente per la quale la velocità dello ione parallela alla forza elettrica si annulla. Se x è la distanza di uno ione dalla piastra calda, X la forza elettrica che agisce su di esso, H la forza magnetica che supponiamo uniforme e parallela all'asse x , abbiamo

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = Xe + He \frac{dy}{dt} \quad (1)$$

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} = -He \frac{dx}{dt} \quad (2)$$

o

$$m \frac{dy}{dt} = -He x$$

poiché $dy/dt=0$ quando $x=0$. Sostituendo questo valore di y nella (6-17), abbiamo

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{H^2 e^2}{m} x = Xe$$

Integrando rispetto a x da $x=0$ a $x=d$, abbiamo, poiché dx/dt si annulla a sua volta da $x=0$ a $x=d$

$$\frac{1}{2} \frac{H^2 e^2 d^2}{m} = e \int_0^d X dx$$

Se V è la differenza di potenziale tra le piastre $V = \int_0^d X dx$, da cui

$$\frac{1}{2} \frac{H^2 e^2 d^2}{m} = V$$

o

$$\frac{e}{m} = \frac{2V}{H^2 d^2} \quad (3)$$

e così, anche quando il campo non è uniforme, e/m è dato dalla stessa equazione del § 67.

Se applichiamo questo metodo al caso in cui l'emissione di elettricità positiva a partire dal filo caldo, troviamo che è necessario, per diminuirla, impiegare forze magnetiche infinitamente più grandi di quelle richieste per produrre lo stesso effetto per l'emissione negativa dallo stesso filo. Qualche volta anche, servendosi delle forze magnetiche più intense che si possono produrre, l'effetto del campo magnetico è appena percepibile.

L'effetto prodotto dal campo magnetico sulla dispersione positiva è irregolare come la dispersione stessa, anche se si mantiene il più costante possibile la temperatura del filo e la pressione del gas. Piccole variazioni nelle condizioni sperimentali, che sono difficili da controllare o anche da indicare, producono grandi cambiamenti nel valore della dispersione e nell'azione del campo magnetico su di essa. È probabile che queste variazioni corrispondano a un cambiamento nella natura dei portatori di elettricità. In qualche caso la dispersione non è influenzata dai campi magnetici di 19000 unità. Tuttavia, quando è sensibile al campo magnetico, la natura generale degli effetti osservati con la strumentazione precedentemente descritta e con un campo di 19000 unità è la seguente [essendo la pressione del gas (aria) di circa 0,007 mm]. I valori che diamo sono solo approssimativi, poiché le variazioni della dispersione sono così grandi che è impossibile fare misure esatte. Quando la differenza di potenziale tra il metallo caldo e la piastra collegata all'elettrometro è piccola, per esempio 3-4V, la scarica è quasi arrestata dal campo magnetico. Con una differenza di potenziale di 10V, essa è ridotta a circa un quarto del suo valore iniziale; l'effetto prodotto su di essa dal campo magnetico diminuisce col crescere della differenza di potenziale, ma è ancora

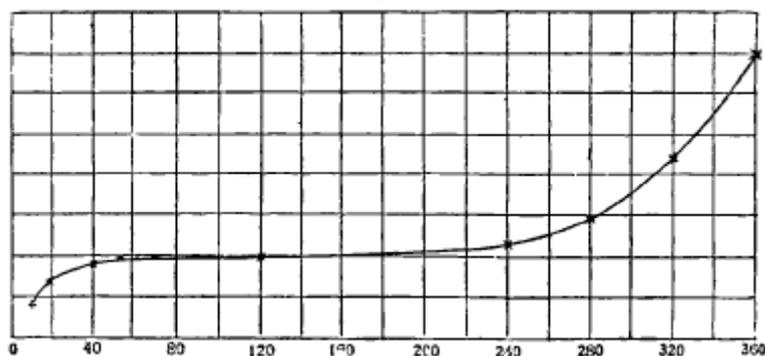
apprezzabile fino a $120V$. Vediamo in questo caso che, mentre alcuni dei portatori possono raggiungere la piastra sotto una differenza di potenziale di $10V$, ve ne sono altri che necessitano di $120V$ per fare altrettanto. Se e_1/m_1 rappresenta il rapporto tra carica e massa dei primi, e_2/m_2 la stessa quantità per i secondi, otteniamo, ponendo nella (6-19)

$$H = 19000 \quad d = 0,3 \quad V = 10 \cdot 10^9 \quad V = 120 \cdot 10^8$$

$$\frac{e_1}{m_1} = 60 \quad \frac{e_2}{m_2} = 720$$

Se e_1, e_2 sono le stesse e uguali alla carica dello ione idrogeno, m_1, m_2 avranno rispettivamente 170 e 14 volte la massa dell'atomo di idrogeno. Questi sono valori limite di e/m ; si hanno pure i valori intermedi. Questi risultati indicano che l'elettricità è trasportata dagli atomi del metallo (in questo caso il platino) e da quelli del gas, essendo i primi i più numerosi. Il fatto che in certi casi la velocità di dispersione non è influenzata dalla forza magnetica, anche quando si riduce a un volt o a un valore minore, la differenza di potenziale mostra che i portatori di elettricità hanno in questo caso una massa superiore a quella della molecola di platino. Essi sono costituiti molto probabilmente dalla polvere di questo metallo. Rutherford¹, in seguito a esperienze sulla mobilità degli ioni nell'aria alla pressione atmosferica, arrivò pure alla conclusione che portatori di specie molto diverse contribuivano al trasporto dell'elettricità positiva emessa da un metallo caldo. Sebbene l'effetto prodotto dal campo magnetico sulla velocità di dispersione diminuisce al crescere della differenza di potenziale e che scompare in un dato momento, quando si aumenta ancora la differenza di potenziale, si raggiunge un punto in cui la forza magnetica produce una nuova diminuzione molto significativa di questa velocità di dispersione. Questo periodo è strettamente collegato al modo in cui la velocità di emissione varia con la differenza di potenziale. Se mettiamo questa velocità in ordinate, le differenze di potenziale in ascisse, la curva che si ottiene è, come Mac Clelland² ha mostrato, della forma rappresentata in figura 50, che presenta tre parti ben evidenti.

Fig. 50.



Nella prima, la corrente cresce molto rapidamente con la differenza di potenziale; nella seconda, è saturata e ne è indipendente; nella terza, cresce di nuovo molto rapidamente con essa. Quest'ultimo aumento è dovuto, come vedremo, alla formazione di nuovi ioni per il moto attraverso il gas degli ioni provenienti dalla piastra riscaldata. Vi sono allora tra gli elettrodi ioni negativi e positivi. È in questo tempo che il campo magnetico produce una nuova diminuzione della velocità di dispersione. Ciò è dovuto, a mio avviso, al fatto che il campo magnetico arresta il moto degli ioni negativi che non contribuiscono più al trasporto della corrente e che, come abbiamo visto, sono molto rallentati da un campo magnetico.

Elster e Geitel³ trovarono che il valore della scarica positiva era spesso, nelle loro esperienze, accresciuta e non diminuita dal campo magnetico. Con lo strumento descritto e disposto come indicato al § 116, ho osservato un aumento in un caso solo, quando la temperatura era alta e la

1 Rutherford, *Physical Review*, t. XIII, 1901, p. 321.

2 Mac Clelland, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. XI, 1902, p. 296.

3 Elster e Geitel, *Wied. Ann.*, t. XXXVIII, 1889, p. 27.

differenza di potenziale piccola. A temperatura molto alte, vi è una produzione di ioni negativi così come di ioni positivi vicino alla piastra. Questi ioni negativi supereranno in numero gli ioni positivi e un conduttore posto nelle vicinanze riceverà una carica negativa. Se si aumenta il potenziale della piastra fino a farle prendere una carica positiva, l'introduzione di un campo magnetico aumenterà spesso considerevolmente quest'ultima. Ma questo aumento sarà dovuto al ritardo causato alla corrente degli ioni negativi, e non all'aumento dei positivi. Se il tubo metallico nel quale è racchiusa la piastra calda (fig. 45) non è collegato a quest'ultima, ma messo a terra, un campo magnetico aumenterà spesso in questo caso la velocità con la quale la piastra acquista una carica positiva. Ciò è dovuto semplicemente alla deviazione verso la piastra calda, per l'azione del campo magnetico, di ioni positivi che andavano verso il tubo.

117. Possiamo determinare il valore di e/m per i portatori di elettricità con il metodo seguente, che è applicabile al caso in cui la corrente è trasportata da ioni di un solo segno e quando la pressione è molto bassa perché si possa trascurare la resistenza offerta dal gas al moto degli ioni. Consideriamo il caso di una corrente tra due piastre parallele una delle quali è sia calda sia una sorgente di ioni. Prendiamo l'asse delle x perpendicolare alla piastra; siano V la differenza di potenziale tra la piastra calda e un punto di coordinate x , ρ la densità elettrica. Allora

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -4\pi\rho \quad (1)$$

Se v è la velocità dello ione nel punto x , v_0 la sua velocità all'uscita dalla piastra, m la sua massa ed e la sua carica

$$\frac{1}{2}m(v^2 - v_0^2) = Ve \quad (2)$$

Ma, essendo tutti gli ioni dello stesso segno, la corrente i attraversa l'unità di area uguale a $v\rho$; di conseguenza, a partire dalle (6,20) e (6-21)

$$\left(v_0^2 + \frac{2e}{m}V\right) \left(\frac{d^2V}{dx^2}\right) = 16\pi^2 i^2 \quad (3)$$

Integrando questa equazione, abbiamo, sostituendo d^2V/dx^2 con X ,

$$X^2 = C + \frac{8\pi mi}{e} \left(v_0^2 + \frac{2e}{m}V\right)^{\frac{1}{2}}$$

Se X è il valore vicino alla piastra fredda, X_0 vicino a quella calda, V la differenza di potenziale tra esse e C la costante di integrazione, abbiamo

$$X^2 - X_0^2 = \frac{8\pi mi}{e} \left[\left(v_0^2 + \frac{2e}{m}V\right)^{\frac{1}{2}} - v_0 \right]$$

Se X' e X'_0 , i' e V' sono i valori corrispondenti in una seconda esperienza, abbiamo

$$X'^2 - X'^2_0 = \frac{8\pi mi'}{e} \left[\left(v_0^2 + \frac{2e}{m}V'\right)^{\frac{1}{2}} - v_0 \right]$$

da cui, se

$$\frac{(X^2 - X_0^2)}{8\pi i} = \xi \quad \frac{(X'^2 - X'^2_0)}{8\pi i'} = \xi'$$

viene

$$\frac{e^2}{m^2} \xi^2 + 2v_0 \frac{e}{m} \xi = \frac{2e}{m} V$$

$$\frac{e^2}{m^2} \xi'^2 + 2v_0 \frac{e}{m} \xi' = \frac{2e}{m} V'$$

$$\frac{e}{m} \xi \xi' (\xi - \xi') = 2(V \xi' - V' \xi) \quad (4)$$

equazione che ci permette di determinare e/m , noto $\xi \xi' V V'$. Per determinare ξ' e ξ è necessario avere i valori di X vicino alle piastre. Lo si può fare nel modo seguente. Essendo la pressione molto bassa, possiamo, per mezzo di elettrodi indipendenti, produrre raggi catodici nel recipiente in cui avviene la dispersione. Se disponiamo questi elettrodi in modo da permettere a un piccolo fascio di questi raggi di passare molto vicino alla superficie della prima piastra, poi molto vicino all'altra, e misuriamo la deviazione elettrostatica di questi raggi, ne possiamo dedurre la forza elettrica e , per mezzo della (1), il valore di e/m .

Influenza del gas sul valore dell'emissione

118. Abbiamo visto che nel miglior vuoto possibile, un metallo che per la prima volta diviene incandescente emette elettricità positiva, poi a temperature molto più alte elettricità negativa, crescendo la velocità di emissione di quest'ultimo molto più rapidamente con la temperatura che con l'elettricità positiva. Di conseguenza, alle temperature elevate, vi è un eccesso di elettricità negativa. Così, per far emettere a un metallo elettricità positiva, dobbiamo trasferire alla sua superficie una certa quantità di energia; perché emetta elettricità negativa, questa quantità di energia deve essere molto considerevole. Quando il metallo incandescente si trova in un gas, troviamo che la natura di questo gas ha un effetto molto netto sul valore dell'emissione. L'autore ha mostrato che gas come i vapori di iodio, di bromo, di cloro, di acidi iodidrico, bromidrico, cloridrico, i vapori di ioduro di potassio, di cloruro di ammonio, di cloruro di sodio, di cloruro di potassio, che sono dissociati dal calore, sono conduttori ad un grado diverso rispetto all'aria, all'idrogeno, all'azoto, che non subiscono dissociazione. In quest'ultimo caso, il valore dell'emissione non è più considerevole di come sarebbe in seguito a una emissione di ioni partente da elettrodi; nel primo caso essa è molto più considerevole, mostrando che pure il gas è ionizzato.

I vapori di molti metalli sono molto conduttori; tra questi metalli ho trovato: sodio, potassio, tallio, cadmio, bismuto, piombo, alluminio, stagno, zinco, argento e mercurio; il sodio e il potassio possiedono la conducibilità maggiore, mentre quella dei vapori di mercurio, stagno, tallio non sembra superiore a quella dell'aria. In questo caso, la conducibilità osservata può essere dovuta alla presenza dell'aria e non al vapore del metallo.

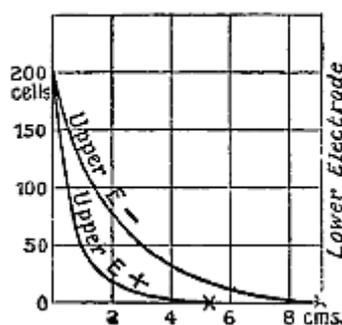
Distribuzione del potenziale vicino agli elettrodi incandescenti

119. Ci limiteremo a considerare il caso in cui la corrente passa tra due elettrodi piani paralleli. Se uno di essi è caldo, essendo l'altro freddo, molto freddo per non produrre alcuna ionizzazione, la corrente è trasportata interamente dagli ioni di un solo segno; la forza elettrica cresce costantemente dalla piastra calda a quella fredda e la distribuzione del potenziale è rappresentata da una curva simile a quella data in figura 51, essendo l'elettrodo inferiore il più caldo tra i due.

Due curve simili rappresentano la distribuzione del potenziale quando le due piastre sono calde, purché la temperatura della piastra negativa non sia troppo elevata tanto da emettere sia ioni positivi che negativi; è evidente che in questo caso la corrente è trasportata interamente dagli ioni positivi. La forma delle curve cambia quando le due piastre sono molto calde per emettere ioni, e la piastra

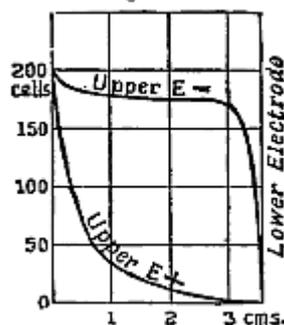
negativa molto calda per emettere ioni di entrambi i segni.

Fig. 51.



Si produce un eccesso di ioni nelle vicinanze della piastra negativa; così in questa regione la curva di potenziale è concava, e un eccesso di ioni negativi rende convessa la curva di potenziale. Questa è simile alla curva superiore della figura 52; la parte rettilinea centrale mostra che a parte le regioni che si avvicinano agli elettrodi, il numero di ioni positivi e negativi presenti sono è all'incirca uguale. Curve analoghe sono state ottenute da H.A. Wilson¹ e Marx².

Fig. 52.



Pettinelli e Marolli³ hanno trovato che l'intensità della corrente, se le piastre calde sono fatte di sostanze differenti, dipende dal metallo impiegato come catodo. Così, con elettrodi di carbone e di ferro, la corrente, quando il carbone è al catodo, è 3 o 4 volte maggiore rispetto al ferro; essi mostrarono che la corrente è più intensa quando si impiegano come catodi sostanze molto porose. Questi effetti sono più evidenti alle alte che alle basse temperature; è probabile che non inizino prima che la temperatura sia molto elevata tale da produrre ioni negativi.

120. La differenza di mobilità degli ioni prodotti da effetti unipolari molto marcati, cioè che la corrente con la stessa forza elettromotrice è più intensa in un verso che in quello opposto; possiamo molto facilmente vederne la ragione. Quando uno solo degli elettrodi è scaldato sufficientemente per emettere ioni, la (1) ci mostra che la corrente è proporzionale alla mobilità dello ione che la trasporta. Siccome la mobilità dello ione negativo è più grande di quella del positivo, la corrente è più intensa quando è trasportata dagli ioni negativi. Non bisogna dimenticare che il rapporto tra le mobilità degli ioni prodotti dai metalli incandescenti dipende in larga misura dalla temperatura. Così Mac Clelland⁴, avendo misurato questo rapporto in aria alla temperatura ordinaria (essendo gli ioni condotti al punti in cui si compivano le misure dopo essere stati aspirati vicino a un filo incandescente), trovò che la mobilità dello ione negativo era circa del 25% superiore a quella dello ione positivo; mentre Wilson, misurando questo stesso rapporto con ioni prodotti dalla volatilizzazione di sali in fiamme ad alta temperatura o in aria calda, trovò a 1000° C che la

1 H.A. Wilson, *Phil. Trans.*, A., CXCI, 1899, p. 499.

2 Marx, *Ann. der Phys.*, t. II, 1900, p. 768.

3 Pettinelli e Marolli, *Atti della Accad. dei Lincei*, V, 1896, p. 136.

4 Mac Clelland, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. X, 1899, p. 241.

mobilità dello ione negativo era uguale, per i sali dei metalli alcalini, a 3,6 e per quella dei metalli alcalino-terrosi a 7 volte quella degli ioni positivi.

A 2000° la mobilità degli ioni negativi dei metalli alcalini è 17 volte maggiore di quella degli ioni positivi. I valori assoluti sono tuttavia molto diversi; così Mac Clelland ha trovato che le mobilità si distribuivano da 0,006*cm/s* a 0,03*cm/s*, mentre Wilson, a 1000°, ha trovato 26*cm/s* per gli ioni negativi e 7,2*cm/s* per gli ioni positivi; a 2000° C si aveva rispettivamente 1030*cm/s* e 62*cm/s*.

Cap. 9 - Ionizzazione nei gas delle fiamme

121. Si sapeva, da oltre un secolo, che i gas delle fiamme sono conduttori. Un'applicazione ben nota di questo fatto era la scarica dalla superficie di un corpo isolante per il passaggio di una fiamma su di esso, impiegata da Volta nelle esperienze sull'elettricità di contatto. Proveremo a dare uno sguardo storico delle prime esperienze relative a questa questione, poiché in generale le condizioni nelle quali esse sono state eseguite rendono la spiegazione sempre molto difficile e a volte ambigua. La ragione è semplice. Per ricercare le proprietà elettriche della fiamma, si introducevano più spesso dei fili; questi erano portati all'incandescenza e sovrapponevano ai fenomeni elettrici della fiamma gli effetti molto complessi che abbiamo discusso nel capitolo precedente.

I gas che provengono da una fiamma, anche dopo aver percorso una certa distanza e essere stati raffreddati a contatto con l'aria circostante, conservano per qualche tempo una notevole conducibilità e scaricano un conduttore isolato posto nel loro raggio d'azione. Si può eliminare completamente questa conducibilità facendo attraversare al gas un campo elettrico intenso. Questo campo ne estrae gli ioni, li porta agli elettrodi, in modo da toglierli, benché la composizione chimica del gas non sia variata, la sua conducibilità è scomparsa. Questo risultato mostra che non vi è produzione nella fiamma di sostanze radioattive elettricamente neutre come l'emanazione del torio e di qualche altra sostanza; queste ultime, infatti, non sono estratte da un campo; se il gas ne contenesse, il campo elettrico non farebbe scomparire la sua conducibilità. Se un campo elettrico non le estraesse dal gas, gli ioni persisterebbero ioni per un certo tempo.

Così, in qualche esperienza, Giese ha osservato che il gas conservava una conducibilità apprezzabile 6 o 7 minuti dopo aver lasciato la fiamma. Gli ioni si attaccano, infatti, a tutte le polveri che si possono trovare in sospensione nell'aria, si muovono allora molto lentamente e la loro velocità di ricombinazione diviene estremamente piccola. Mac Clelland ha mostrato che la mobilità degli ioni decresce molto quando si allontanano dalle fiamme. Così vicino ad esse, la mobilità era di $0,23\text{cm/s}$, mentre a una certa distanza era soltanto di $0,04\text{cm/s}^1$.

Affinché un conduttore sia scaricato da una fiamma, non è necessario che sia posto in un punto dove i gas che provengono da quest'ultima verranno forzatamente ad incontrarlo. Per esempio, sarà scaricato al di sotto della fiamma di un becco Bunsen. Ciò si spiega osservando che il campo elettrico che circonda il conduttore carico estrae dalla fiamma e attira su questa gli ioni di segno opposto².

Un gas così ionizzato è prodotto dalle fiamme di gas da illuminazione, luminosi o no, dalla fiamma ossidrica, da quella di una lampada ad alcool o dall'ossido di carbone. Fiamme a temperature molto basse, come quella leggera e pallida dell'etere, tuttavia non lo producono. Per provocare la formazione di gas ionizzato, è quindi necessario avere una temperatura elevata e una combinazione chimica. Una sola di questa è insufficiente a produrre la ionizzazione, come mostra il caso dell'idrogeno o del cloro, che non divengono conduttori anche quando si combinano sotto l'azione della luce ultravioletta. Braun³ ha mostrato che nell'onda esplosiva prodotta dalla combinazione di certi gas si produce ionizzazione; ma, in questo caso, vi è pure produzione di temperature molto elevate.

Nella fiamma del gas illuminante, la parte a contatto con l'aria e dove la combustione è più viva è elettrizzata positivamente, mentre l'interno possiede una carica negativa. Ciò rende conto di quanto si produce quando si sospende un corpo elettrizzato negativamente vicino a una fiamma; la parte luminosa si inclina verso il corpo carico negativamente e, se è molto vicino, si estende fino a venire a contatto con esso. Se la fiamma è disposta tra due piastre cariche di segno contrario, la

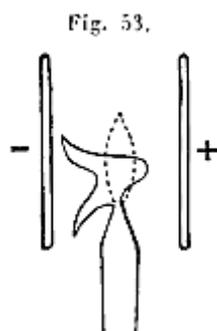
1 Mac Clelland, *Phil. Mag.*, quinta serie, t. XLVI, 1898, p. 29.

2 J.J. Thomson, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. XI, 1901, p. 90.

3 Braun, *Zeitschrift für Physikalische Chemie*, t. XIII, 1894, p. 155.

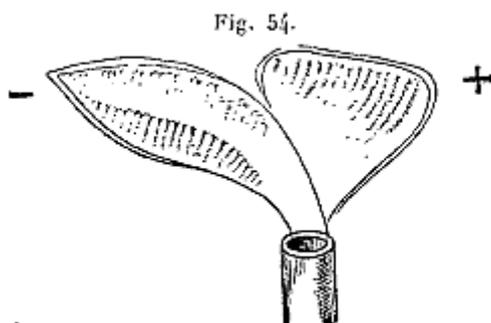
parte esterna brillante della fiamma è attratta dalla parte della piastra negativa, mentre la parte interna si sposta, ma in modo meno marcato, verso la piastra positiva.

La figura 53, estratta da una Memoria di Neyreneuf¹, mostra questo effetto.



In alcune esperienze fatte da Holtz², delle quali una è rappresentata in figura 54, la fiamma era divisa in due falde dal campo elettrico esistente tra le piastre.

Il lettore troverà molte altre esperienze interessanti relative all'azione prodotta da un campo elettrico sul tema delle fiamme nelle Memorie di Neyreneuf e Holtz. Spicca da questi risultati che nella parte brillante dove avviene la combinazione, vi è un eccesso di elettricità positiva, mentre nel gas non bruciato vi è un eccesso di elettricità negativa, fatto scoperto dopo lungo tempo da Pouillet³. Se l'idrogeno e l'ossigeno fossero ionizzati dal calore, gli ioni negativi dell'ossigeno si combinerebbero con gli ioni positivi dell'idrogeno per formare acqua, gli ioni O negativi e gli ioni H positivi sarebbero impiegati in questa combinazione; vi sarebbe eccesso di elettricità positiva nell'ossigeno ed eccesso di elettricità negativa nell'idrogeno.



È pure possibile che a una temperatura corrispondente a una viva incandescenza da parte di un solido, le molecole di un gas possano, come quelle di quest'ultimo, emettere corpuscoli negativi. In questo caso, vi sarebbe una tendenza a una elettrizzazione positiva delle parti più calde della fiamma e a una elettrizzazione negativa delle parti più fredde. Quando, come nelle fiamme luminose, abbiamo piccole particelle di carbone solido portate a una viva incandescenza, gli effetti elettrici che si manifestano sono complicati da quelli dovuti a questi ultimi, effetti che, come abbiamo visto nel capitolo precedente, sono assai considerevoli.

Quando si mettono in parti differenti della fiamma due fili collegati tra loro mediante un galvanometro sensibile, si constata la circolazione di una corrente. Supponiamo che uno dei fili sia posto nella parte interna fredda, là dove abbiamo un eccesso di elettricità negativa, mentre l'altro è disposto all'esterno nella regione in cui si trova un eccesso di elettricità positiva; avremo, trascurando la ionizzazione prodotta dal filo, una corrente che va dalla parte esterna calda alla parte interna fredda attraverso il galvanometro. Ma siccome il filo nella parte esterna sarà certamente portato all'incandescenza, se la sua temperatura rimane assai bassa per produrre solo ioni positivi

1 Neyreneuf, *Annales de Chim. et de Phys.*, quinta serie, t. II, 1874, p. 473.

2 Holtz, *Carl. Repert.*, XVII, 1881, p. 269.

3 Pouillet, *Ann. de Chim. et de Phys.*, t. XXXV, 1827, p. 410.

alla sua superficie, vi sarà una corrente elettrica che va dalla parte calda a quella fredda della fiamma e, di conseguenza, in senso inverso al precedente. Se la temperatura del filo si innalza a sufficienza per consentire la produzione di ioni sia negativi che positivi, l'incandescenza del filo accrescerà, invece di diminuire, la corrente provocata dalla fiamma stessa. Vediamo così che le correnti varieranno in un modo complesso con la temperatura. Rinviamo il lettore, per una esposizione dei diversi fenomeni di corrente che si possono ottenere a partire dalle fiamme, così come per le loro altre proprietà elettriche, alle Memorie di Erman¹, Hankel², Hittorf³, Braun⁴, Herwig⁵ e in particolare di Giese⁶, che per primo suggerì l'ipotesi che la conducibilità elettrica nei gas caldi e nelle fiamme fosse dovuta al moto degli ioni carichi sparsi al loro interno. Una esposizione molto completa di queste ricerche è data nella *Elektricität* di Wiedmann, t. IV, Cap. 4.

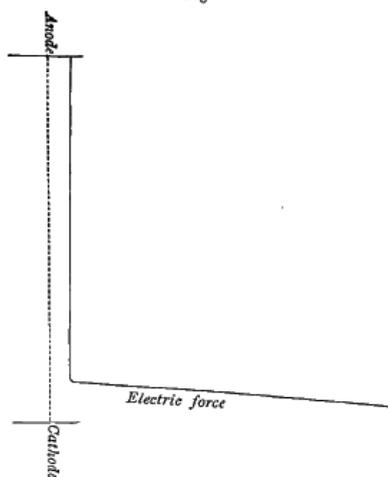
Passaggio dell'elettricità attraverso le fiamme

122. Il passaggio dell'elettricità attraverso le fiamme è stato studiato da Arrhénius⁷, H.A. Wilson⁸, Marx⁹, Starke¹⁰, Moreau¹¹, Stark¹², Tufts¹³, e Tufts e Stark¹⁴. Le particolarità più importanti che si incontrano in questo studio sono le seguenti.

Distribuzione dell'intensità elettrica tra gli elettrodi

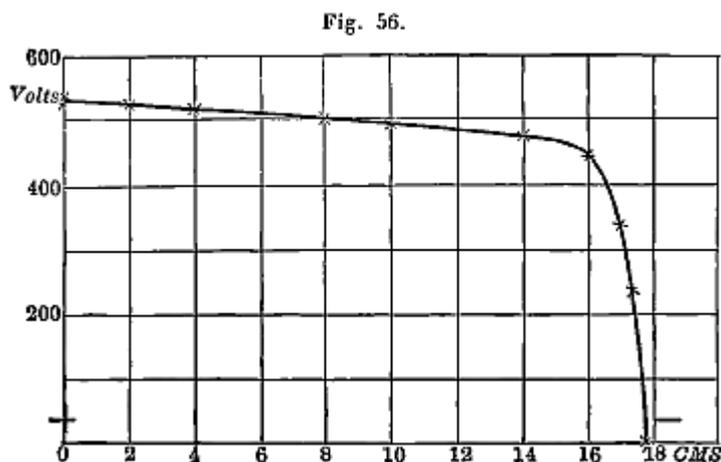
Si ha un campo elettrico molto intenso nelle vicinanze dell'elettrodo negativo e un campo uniforme debole tra gli elettrodi. Il campo vicino all'elettrodo positivo, sebbene meno intenso che vicino all'elettrodo negativo, lo è più tuttavia a una certa distanza dall'uno o dall'altro. La distribuzione dell'intensità del campo elettrico è del tipo rappresentato in figura 55.

Fig. 55.



- 1 Erman, *Gilbert. Ann.*, t. XI, 1802, p. 150; t. XXII, 1806, p. 14.
- 2 Hankel, *Pogg. Ann.*, t. LXXXI, 1850, p. 213; t. CVIII, 1859, p. 146.
- 3 Hittorf, *Pogg. Ann.*, t. CXXXVI, 1869, p. 197; Jubbeld, 1874, p. 430.
- 4 Braun, *Pogg. Ann.*, t. CLIV, 1875, p. 481.
- 5 Herwig, *Wied. Ann.*, t. I, 1877, p. 516.
- 6 Giese, *Wied. Ann.*, t. XVII, 1882, pp. 1, 236; t. XXXVIII, 1889, p. 403.
- 7 Arrhénius, *Wied. Ann.*, t. XLIII, 1891, p. 18.
- 8 H.A. Wilson, *Phil. Trans., A.*, t. CXCII, 1899, p. 499; *Proceedings Physical Society*.
- 9 Marx, *Ann. der Phys.*, t. II, 1900, p. 768, 798; *Verh. d. D. Phys. Gesell.*, t. V, 1903, p. 441.
- 10 Starke, *Verh. d. D. Phys. Gesell.*, t. V, 1903, p. 364; t. VI, 1904, p. 333.
- 11 Moreau, *Ann. de Chimie et del Physique*, settima serie, t. XXX, 1903, p. 1.
- 12 Stark, *Physik. Zeitsch.*, t. V, 1904, p. 83.
- 13 Tufts, *Physik. Zeitsch.*, t. V, 1904, p. 76.
- 14 Tufts e Stark, *Physik. Zeitsch.*, t. V, 1904, p. 248.

La figura 56 rappresenta la distribuzione del potenziale elettrico determinata da H.A. Wilson tra elettrodi distanti 18cm nella lunga fiamma prodotta da un bruciatore a tubo di quarzo. La differenza di potenziale tra gli elettrodi era di 550V e si può osservare vicino al catodo una caduta di potenziale di 450V.



Se X rappresenta l'intensità elettrica nel punto x , q il valore della ionizzazione per unità di volume, k_1 , k_2 le mobilità degli ioni positivi e negativi, m , n i loro valori rispettivi per unità di volume, abbiamo dalla (3-7)

$$\frac{d^2 X^2}{dx^2} = 8\pi e(q - \alpha nm) \left(\frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2} \right)$$

Poiché X è costante lungo tutta la fiamma, $d^2 X^2/dx^2$ si annulla; di conseguenza

$$q = \alpha nm$$

Così la ionizzazione equilibra la ricombinazione; la ricombinazione avviene certamente nella fiamma e ne segue che deve esserci ionizzazione al suo interno.

Nella prima edizione di questa Opera, avevo esposto questo modo di vedere, secondo il quale la maggior parte della ionizzazione si produceva nelle vicinanze immediate degli elettrodi incandescenti. Essa spiegava interamente alcuni dei risultati ottenuti da H.A. Wilson¹ e questo fatto particolare che per grandi differenze di potenziale la corrente è indipendente dalla distanza tra gli elettrodi. Supponendo al contrario che la grande differenza di potenziale fosse in grado di saturare la corrente, ci si imbatteva in questa contraddizione dell'esistenza di una ionizzazione uniforme attraverso la fiamma. Con una tale ionizzazione la corrente di saturazione sarebbe stata proporzionale alla distanza tra gli elettrodi. I risultati precedenti mostrano che, anche quando la differenza di potenziale è grande, il campo elettrico è piccolo, tranne vicino al catodo; non è quindi così, lungo la fiamma, vicino alla saturazione. Abbiamo cercato al § 48 la relazione tra la corrente e la differenza di potenziale nel caso in cui la mobilità dello ione negativo è molto più grande di quella dello ione positivo. Siccome questo è il caso delle fiamme, la (7) del §. 48 ci dà

$$X^2 = \frac{\alpha i^2}{q k_2^2 e^2} + \frac{\alpha i(i - i_0)}{q e^2 k_1 k_2} e^{-\frac{8\pi e^2 k_2 q}{\alpha i} x}$$

essendo i_0 il numero di corpuscoli emessi per secondo e per unità di area dal catodo incandescente, x la distanza tra il catodo e il punto in cui l'intensità elettrica è X .

Questa equazione rappresenta una distribuzione dell'intensità elettrica analoga a quella che si incontra nelle fiamme. Il primo termine di destra rappresenta il campo uniforme, il secondo termine

¹ H.A. Wilson, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. X, 1905, p. 476.

la parte variabile vicino al catodo; essendo k_1 , mobilità dello ione positivo, piccola rispetto a k_2 , mobilità dello ione negativo, vediamo che, salvo se $i_0=i$, la forza elettrica vicino al catodo per $x=0$ sarà grande confrontata a quella che esiste nella parte uniforme del campo.

Se confrontiamo questa formula con i risultati delle esperienze di H.A. Wilson, siamo portati a concludere che, lungi dall'esserci un eccesso vicino al catodo, la ionizzazione è minore che nel corpo della fiamma. Prendiamo come esempio il caso della figura 56. La forza elettrica nella parte uniforme del campo era di circa $8V/cm$, ossia, essendo le quantità entranti nella (1) espresse in u.e.s., di $8/300$. La corrente tra gli elettrodi formati da dischi del diametro di 1 cm era uguale a $270 \cdot 8,8 \cdot 10^{-9}$ A. La corrente per unità di area era quindi, in u.e.s., $i/\pi \cdot 270 \cdot 8,8 \cdot 3$.

Abbiamo, di conseguenza,

$$\frac{3}{800} = \left(\frac{\alpha}{qe^2}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{k_2} \frac{4}{\pi} \times 270 \times 8,8 \times 3$$

quindi approssimativamente

$$\left(\frac{\alpha}{qe^2}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{k_2} = \frac{\pi}{4 \times 27 \cdot 10^4}$$

L'esponente del termine esponenziale è $\frac{8\pi e^2 q k_2}{i \alpha} x$; sostituendo i valori di i e di α/qe^2 , otteniamo $324 \cdot 10^6 x/k_2$.

Wilson ha mostrato che la mobilità dello ione negativo è circa 1000 cm/s ; k_2 è la velocità sotto l'unità di forza elettrostatica, cioè $300V/cm$, cioè $k_2 \approx 3 \cdot 10^3$. Sostituiamo questo valore di k_2 , troviamo che il termine esponenziale è uguale a e^{-1080x} ; con un tale valore, il campo diverrà praticamente uniforme, a una distanza dal catodo che non supera una frazione molto piccola del millimetro. Osservando la figura 56, si vede che la parte variabile del campo si estende fino a quasi 1 cm dal catodo, risultato che non concorda con la rappresentazione tramite il termine e^{-1080x} . Abbiamo supposto che il valore di i nel termine esponenziale fosse uguale a quello che figura nel termine costante.

Se la ionizzazione varia da un punto all'altro, ciò non sarà verificato. Il valore di i nell'esponente corrisponde alla ionizzazione vicino al catodo. Se essa è inferiore, in questo punto, a quella che esiste nel corpo della fiamma, l'esponente del termine esponenziale avrà un valore minore di quello calcolato. Inoltre, l'elettrodo condurrà il calore fuori dalla fiamma e, di conseguenza, contribuirà a raffreddarla. Il processo di ionizzazione è analogo alla dissociazione di un gas diatomico nei suoi atomi, e l'espressione che rappresenta questa dissociazione contiene un fattore $e^{a/\theta}$, essendo θ la temperatura assoluta; questo fattore varia di conseguenza molto rapidamente con quest'ultima. Un raffreddamento relativamente piccolo del gas vicino al catodo provocherà una grande diminuzione del valore di q ; diminuirà così l'esponente del termine esponenziale nella (1) e aumenterà lo spessore della parte variabile del campo elettrico. Abbiamo visto nel cap. 3 che la (1) conduceva alla relazione seguente tra V , differenza di potenziale tra le piastre, i corrente attraversante l'unità d'area e l la distanza tra gli elettrodi,

$$V = \frac{il}{k_2} \left(\frac{\alpha}{qe^2}\right)^{\frac{1}{2}} + \frac{i \sqrt{i(i-i_0)}}{k_1^{\frac{1}{2}} k_2^{\frac{1}{2}}} \left(\frac{\alpha}{qe^2}\right)^{\frac{3}{2}} \quad (2)$$

Se i_0 è piccola rispetto a i , questa equazione diviene

$$V = \frac{il}{k_2} \left(\frac{\alpha}{qe^2}\right)^{\frac{1}{2}} + \frac{i^2}{8\pi k_1^{\frac{1}{2}} k_2^{\frac{1}{2}}} \left(\frac{\alpha}{qe^2}\right)^{\frac{3}{2}} \quad (3)$$

Il primo termine rappresenta la caduta di potenziale nel corpo della fiamma; è proporzionale alla

corrente; il secondo, la caduta di potenziale al catodo, è proporzionale al quadrato della corrente. H.A. Wilson ha mostrato che si può rappresentare con grande approssimazione la relazione tra la differenza di potenziale a la corrente con un'espressione della forma

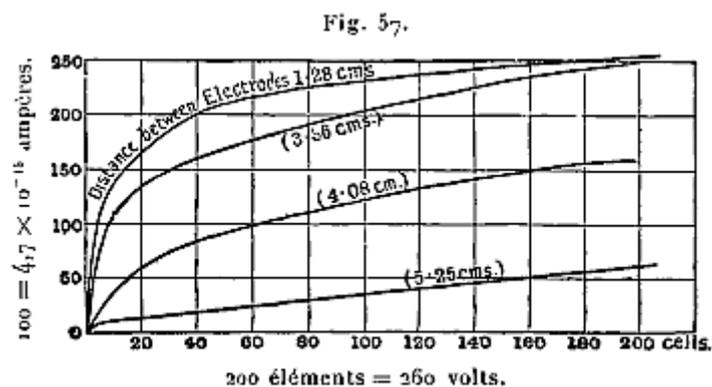
$$V = Ai + Bi^2$$

Conducibilità del gas contenente vapori salini

123. Quando si introducono in una fiamma vapori di sale, la conducibilità tra gli elettrodi metallici è molto aumentata e le proprietà elettriche sono più semplici e regolari che nel caso delle fiamme pure. Arrhénius¹ e Wilson² hanno ricercato le leggi alle quali obbedisce la corrente attraverso queste fiamme cariche di sale.

Il metodo immaginato da Arrhénius e adottato da Wilson per introdurre il sale nelle fiamme era il seguente. Una soluzione del sale era polverizzata in gocce estremamente sottili da un polverizzatore Gouy. Le goccioline si trovavano ben mescolate con il gas da illuminazione andando al bruciatore; nella fiamma, l'acqua evaporava e il sale vaporizzava. Si determinava la quantità di sale fornita alla fiamma nell'unità di tempo determinando la velocità di vaporizzazione di un granello di sale introdotto nella fiamma uguale e simile e producendo la stessa colorazione di quella che era dovuta alle goccioline nella fiamma iniziale. I sali impiegati erano principalmente aloidici e ossidi di metalli alcalini e alcalino-terrosi. Si determinava la parte di conducibilità dovuta al sale togliendo dalla corrente osservata, quando il sale era nella fiamma, la corrente che si otteneva nella fiamma pura. Si trovò, quando la concentrazione delle soluzioni era bassa, che soluzioni equivalenti³ di tutti i sali dello stesso metallo comunicavano la stessa conducibilità alla fiamma. Ciò non è esatto con una concentrazione molto alta; gli ossidi danno una conducibilità maggiore dei sali aloidici. Secondo Arrhénius, tutti i sali sono trasformati in idrossidi nella fiamma; per qualunque sale impiegato, il metallo si presenta sempre nella stessa combinazione.

La figura 57, estratta dalla Memoria di Wilson, rappresenta la relazione tra la corrente e la forza elettromotrice.



In una Memoria posteriore, Wilson ha riconosciuto che queste curve erano parabole.

Quando si produce in una fiamma un vapore salino con un pezzo di sale depositato sul filo di platino, si ha un'azione molto debole sulla corrente quando si pone il sale nel corpo della fiamma; si ha, al contrario, un aumento molto considerevole di quest'ultima quando si dispone il sale vicino al catodo. Ciò non significa necessariamente che il vapore salino è ionizzato soltanto vicino al catodo; abbiamo visto, infatti, che si osservava lo stesso fenomeno se la ionizzazione era uniforme in tutta la fiamma e se, come è questo caso, la mobilità dello ione negativo era molto maggiore di quella dello ione positivo.

1 Arrhénius, *Wied. Ann.*, t. XLII, 1891, p. 18.

2 H.A. Wilson, *Phil. Trans.*, A, t. CXLII, 1899, p. 499.

3 Si intende per soluzioni equivalenti quelle soluzioni contenenti per litro un peso di sale proporzionale al peso molecolare di quest'ultimo.

La distribuzione elettrica è qui tale che un aumento della ionizzazione produce un effetto poco marcato, salvo vicino al catodo. Un'esperienza dovuta a H.A. Wilson mostra molto chiaramente che la presenza di un vapore salino all'interno della fiamma aumenta notevolmente la ionizzazione. Misurò la differenza di potenziale tra due punti vicini a e b in una fiamma pura e la trovò uguale a circa $1,6V/cm$. Introdusse allora un pezzetto di sale nella fiamma e trovò che, benché non avesse avuto modificazioni apprezzabili della corrente, la forza elettromotrice era caduta a una frazione molto piccola di volt per centimetro. Essendo la forza elettromotrice uguale a

$$\frac{i}{k_2} \sqrt{\frac{\alpha}{q e^2}}$$

questo risultato indicherebbe che il valore di q in una fiamma salata deve essere uguale a parecchie centinaia si volte quello che essa raggiunge in una fiamma pura.

Se scriviamo la (9-3) sotto la forma

$$V = \frac{i l}{q^2} \left(\frac{\alpha}{k_2^2 e^2} \right)^{\frac{1}{2}} + \frac{i}{q^2} \left(\frac{\alpha}{k_2^2 e^2} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{8 \pi k_1^2}$$

vediamo che, quando V è costante, $i/q^{1/2}$ deve crescere al crescere di q e che per grandi valori di i , i varierà approssimativamente come $q^{3/2}$. Poiché $i/q^{1/2}$ cresce con q , vediamo che per una differenza di potenziale costante, l'intensità elettrica nel corpo della fiamma crescerà con q , mentre la caduta di potenziale al catodo diminuirà. In questo modo il gradiente di potenziale nella parte della fiamma dove è uniforme sarà più alto in una fiamma salata che in una pura, mentre la caduta catodica di potenziale sarà minore. Vediamo così che lo spessore dello strato vicino al catodo, là dove la forza elettrica è variabile, è più sottile in una fiamma salata che in una pura; la parte uniforme del campo si avvicina quindi al catodo.

Tufts¹ ha mostrato che, se si ricopre il catodo con della calce, si riduce molto la caduta di potenziale. Ciò è dovuto senza dubbio, come ha mostrato Wehnelt, al fatto che la calce incandescente emette una grande quantità di corpuscoli; di conseguenza, i_0 nella (2), può essere confrontabile a i e, di conseguenza, la caduta catodica del potenziale sarà piccola in confronto a quella che si osserva quando $i_0=0$.

Conducibilità data alla fiamma dai sali di diversi metalli nelle stesse condizioni di temperatura, di differenza di potenziale e di concentrazione

I sali di cesio danno la più grande conducibilità; poi seguono quelli di rubidio, potassio, sodio, litio e idrogeno. L'ordine di conducibilità è lo stesso di quello dei pesi atomici; la differenza tra i metalli è molto grande, come mostra la tabella seguente, data da H.A. Wilson.

| Differenza di potenziale | Cloruri | | | Nitrati | | |
|--------------------------|----------|-------|-------|----------|-------|-------|
| | 5,60 | 0,795 | 0,237 | 5,60 | 0,795 | 0,237 |
| | Corrente | | | Corrente | | |
| Cesio | 123 | 60,5 | 22,2 | 303 | 115 | 36,6 |
| Rubidio | 41,4 | 26,4 | 11,3 | 213 | 82,4 | 25,9 |
| Potassio | 21,0 | 13,4 | 5,75 | 68,4 | 29,3 | 9,35 |
| Sodio | 3,49 | 2,45 | 1,15 | 3,88 | 2,67 | 1,32 |

¹ Tufts, *Physik, Zeitsch.*, V, 1904. p. 76.

| | | | | | | |
|----------|------|------|------|------|------|------|
| Litio | 1,29 | 0,87 | 0,41 | 1,47 | 0,99 | 0,53 |
| Idrogeno | 0,75 | 0,87 | 0,27 | 1,47 | 0,99 | 0,53 |

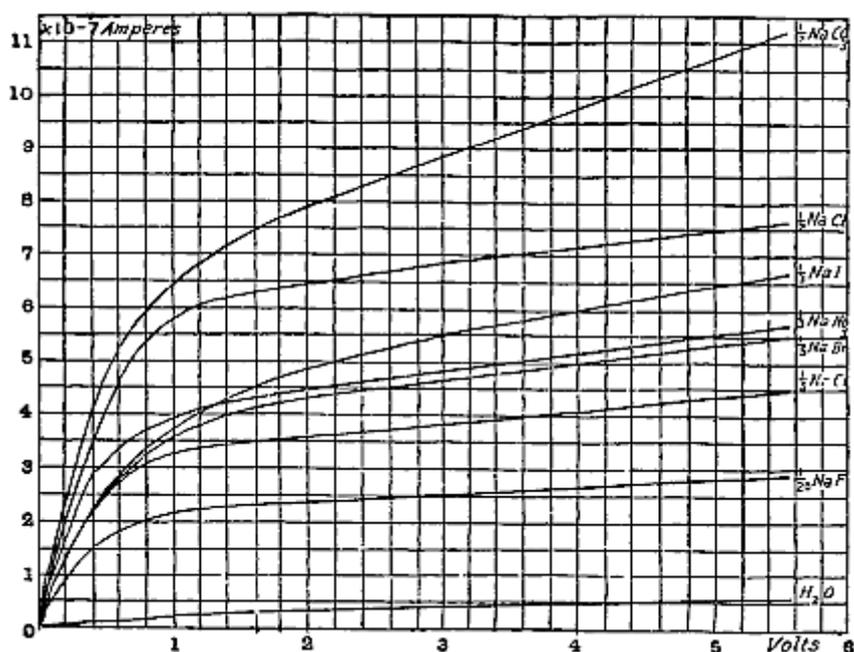
Variazione della conducibilità con la concentrazione della soluzione

125. Arrhénius giunse alla conclusione che, se si considerano gli stessi sali, la conducibilità è proporzionale alla radice quadrata della concentrazione.

Secondo H.A. Wilson al contrario, si deve, nel caso degli ossisali, ridurre tra limiti ristretti l'applicazione di questa legge semplice, e anche, nel caso dei sali aloidi, essa si accorda solo approssimativamente con l'esperienza.

Se ci rifacciamo alla teoria generale della conduzione attraverso un gas ionizzato, troviamo che la conducibilità, quando la corrente è lontana dalla saturazione, è proporzionale a $q^{1/2}$, essendo q il numero di ioni prodotti dalla seconda in un cm^3 di gas, mentre per correnti più intense è proporzionale al numero di molecole di sale per cm^3 di gas e di conseguenza proporzionale alla concentrazione della soluzione. Le curve date in figura 58, tratte dalle Memorie di Smithells, Dawson e Wilson¹, mostrano le variazioni della corrente con la concentrazione per una serie di sali.

Fig. 58.



Mobilità degli ioni

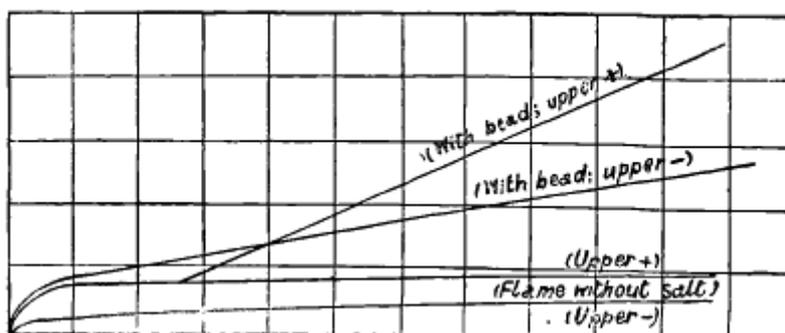
126. La mobilità degli ioni nelle fiamme contenenti vapori salini è stata determinata da H.A. Wilson², che si servì di un metodo il cui principio è il seguente. Supponiamo che in una fiamma si abbiano due elettrodi disposti verticalmente uno al di sotto dell'altro e si introduca un frammento di sale proprio al di sotto dell'elettrodo superiore; il vapore proveniente da questo granello di sale sarà trasportato verso l'alto dalla corrente verticale del gas e, a meno che gli ioni del vapore salino non siano trasportato verso il basso dal campo elettrico che esiste tra gli elettrodi, nessuno di essi raggiungerà l'elettrodo inferiore. Se gli ioni provenienti dal sale non raggiungono l'elettrodo, la presenza di quest'ultimo non influirà sulla corrente tra esse. Così, quando la differenza di potenziale

1 Smithells, Dawson e Wilson, *Phil. Trans.*, A., t. CXCI, 1900, p. 89.

2 H.A. Wilson, *Phil. Trans.*, A., CXCI, 1899, p. 499.

sarà piccola, l'introduzione del sale non aumenterà la corrente. Ma, non appena la forza elettrica tra gli elettrodi sarà sufficiente per trasportare uno degli ioni della fiamma in senso inverso della corrente gassosa, la presenza del granello di sale accrescerà la corrente. La curva della figura 59, tratta dalla Memoria di Wilson, dà una rappresentazione di questo fatto.

Fig. 59.



Vediamo che, quando l'elettrodo superiore è positivo, la presenza del granello di sale non aumenterà la corrente fintanto che la differenza di potenziale tra gli elettrodi non raggiunge circa $100V$, mentre per differenze di potenziale più elevate essa dà luogo a un aumento notevole della corrente. Così, con una differenza di potenziale di $100V$ tra gli elettrodi, la più piccola forza elettrica esistente nello spazio attraversato dallo ione deve proprio bastare a dare allo ione positivo una velocità diretta verso il basso e uguale alla velocità diretta verso l'alto dei gas nella fiamma. Poiché il campo elettrico non è uniforme tra gli elettrodi, è necessario determinare la distribuzione di potenziale tra essi per conoscere la forza elettrica minima; quando quest'ultima è nota così come la velocità verticale dei gas nella fiamma, si può determinare la velocità degli ioni che contiene quest'ultima sotto una differenza di potenziale nota. Con questo metodo e con altri simili, Wilson dedusse i valori seguenti di mobilità.

In una fiamma la cui temperatura era stimata a circa $2000^{\circ}C$, la mobilità dello ione negativo, per qualsiasi sale introdotto nella fiamma, era circa $1000cm/s$.

Le mobilità degli ioni positivi dei sali di cesio, rubidio, potassio, sodio e litio erano tutte uguali e valevano circa $62cm/s$.

In una corrente d'aria calda di cui si stimava la temperatura a circa $1000^{\circ}C$, si ottennero i seguenti risultati per i valori delle mobilità:

| | | |
|--|-----|------|
| Ioni negativi | 26 | cm/s |
| Ioni positivi di sali di Li, Na, K, Rb, Cs | 7,2 | cm/s |
| Ioni positivi di sali di Ba, Sr, Ca | 3,8 | cm/s |

I valori assoluti devono essere considerati solo come approssimativi; ma i valori relativi sono probabilmente molto più esatti.

Le mobilità sono molto minori a $1000^{\circ}C$ che a $2000^{\circ}C$. Ma notiamo che la più piccola mobilità dello ione negativo è soltanto $1/40$ della più grande, mentre la mobilità dello ione positivo per la stessa caduta di temperatura è ridotta di solo $1/805$ del suo valore.

Queste misure delle mobilità gettano qualche luce sulle caratteristiche degli ioni. Supponiamo che e sia la carica elettrica di uno di essi, X la forza elettrica che agisce su di esso; la forza meccanica è uguale a Xe ; se λ è il libero cammino medio, v la sua velocità di traslazione, il tempo che passa tra due collisioni è λ/v e durante questo tempo la forza che agisce sullo ione gli imprimerà nella sua direzione una velocità uguale a $Xe\lambda/vm$, essendo m la massa. La velocità media parallelamente a X e dovuta alla forza elettrica, sarà di conseguenza $Xe\lambda/2vm$ e questa sarà la velocità con la quale lo ione si sposterà nel gas sotto l'azione della forza. Il fatto che si trovano velocità uguali per tutti gli ioni negativi, qualunque sia la loro origine, può sembrare indicare, come suppose Arrhénius, che tutti i sali sono convertiti in idrossidi nella fiamma e che lo ione negativo in

questi casi è il radicale ossidrilico. Calcoliamo quale sarà in questa ipotesi la mobilità dello ione negativo alla temperatura di 2000° C. Non conosciamo il cammino medio di OH in una miscela di gas di illuminazione e di aria; ma il cammino medio della molecola di idrogeno nell'idrogeno a 0° C e alla pressione atmosferica è uguale a $1,8 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$ e il cammino medio dell'ossigeno nell'ossigeno nelle stesse condizioni è $1,06 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$. Possiamo con una grossolana approssimazione prendere per cammino medio di OH nella miscela il valore $1,4 \cdot 10^{-5}$ a 0° C; a 2000° C, λ , cammino medio, sarà uguale a questo valore moltiplicato per $2273/273$, cioè $1,2 \cdot 10^{-4}$. Per ottenere il valore di v , ci ricorderemo che mv^2 è lo stesso per tutti i gas alla stessa temperatura, mentre per temperature diverse è proporzionale alla temperatura assoluta.

| | | |
|---------------------------|-----|------------------------------------|
| Per O ² a 0° C | 26 | $v = 4,25 \cdot 10^4 \text{ cm/s}$ |
| Pertanto per OH a 0° C | 7,2 | $v = 5,6 \cdot 10^4 \text{ cm/s}$ |
| Per OH a 2000° C | 3,8 | $v = 1,6 \cdot 10^4 \text{ cm/s}$ |

e/m per OH è uguale a $1,1 \cdot 10^3$. Sostituendo questi valori nell'espressione di $Xe\lambda/vm$ e ponendo $X=10^8$, troviamo come valore della mobilità 37 cm/s . La mobilità reale è, come abbiamo visto, di 1000 cm/s . Ne concludiamo che il radicale OH non può essere considerato come il portatore dell'elettricità negativa. La grande mobilità che si osserva per gli ioni negativi a queste alte temperature porta come conclusione che essi iniziano come corpuscoli e sono gradualmente appesantiti dalle molecole che si condensano attorno ad essi; a temperature assai elevate come 2000°, il tempo durante il quale essi esistono allo stato corpuscolare è una frazione apprezzabile della loro vita. Fintanto che sono liberi, hanno una velocità estremamente grande e, di conseguenza, che verrà notevolmente ridotta quando divengono un nucleo di aggregazione e la loro mobilità media rimane comunque molto considerevole. Alle basse temperature, la condensazione delle molecole su di essi si produce molto più presto; la loro mobilità media è quindi minore.

Il fatto che nello stesso campo elettrico le mobilità degli ioni positivi di tutti i sali univalenti sono le stesse mostra che essi divengono così il nucleo di raggruppamenti la cui grandezza dipende solo dalla loro carica; poiché le mobilità degli ioni positivi nel caso dei metalli bivalenti, essendo tutte uguali tra loro, sono inferiori a quelle degli ioni positivi dei metalli monovalenti, ne concludiamo che gli ioni bivalenti divengono centri di aggregazione più complessi di quelli che si formano attorno agli ioni monovalenti.

Misure delle mobilità degli ioni nelle fiamme sono state fatte da Marx¹. Egli trovò per la mobilità dello ione negativo lo stesso valore di Wilson, cioè 1000 cm/s . Ottenne tuttavia per gli ioni positivi sotto lo stesso gradiente di potenziale valori considerevolmente maggiori di Wilson, cioè 2000 cm/s , invece di 62 cm/s . Un calcolo analogo a quello fatto per la mobilità del radicale OH mostra che una mobilità di 200 cm/s è dello stesso ordine di grandezza della mobilità a 2000° di un atomo di idrogeno in un campo elettrico.

Moreau² determinò le mobilità degli ioni nelle fiamme a temperature tra 1600° e 1700°; trovò la mobilità degli ioni positivi uguale a 80 cm/s . Trovò che la mobilità dello ione negativo era tanto maggiore quanto il peso atomico del metallo entrante nel sale era minore, almeno, fintanto che la quantità del sale nella fiamma era piccola.

Forza elettromotrice trasversale prodotta da un campo magnetico agente su una fiamma che trasporta una corrente

127. Se una corrente elettrica circola attraverso una fiamma parallelamente alla direzione dell'asse x , e se si applica una forza magnetica ad angolo retto con questa direzione, cioè parallelamente all'asse y , si origina una forza elettromotrice trasversale ad angolo retto rispetto agli

1 Marx, *Ann. der Physik*, t. II, 1900, p. 768.

2 Moreau, *Journal de Physique*, quarta serie, t. II, p. 558; *Ann. de Chim. et de Physique*, settima serie, t. XXX, p. 5.

assi x e y . Questa forza elettromotrice è stata scoperta e misurata da Marx¹. La spiegazione generale di questo effetto, che è analogo all'effetto Hall nei metalli, è facile, ma il calcolo della sua grandezza, salvo in qualche caso particolare, è pieno di difficoltà.

Siccome vi è una corrente parallela a x attraverso la fiamma, il verso medio di marcia degli ioni positivi sarà questo asse, cioè per esempio la direzione dell'asse x . Gli ioni negativi vanno in senso inverso. Siano V la velocità media degli ioni positivi, V' la velocità media dello ione negativo. Questi, muovendosi in un campo magnetico dove la forza H è parallela a Oy , saranno soggetti a forze meccaniche tendenti a spostarli in una stessa direzione, essendo questa parallela a Oz , cioè ad angolo retto rispetto ad entrambi gli assi x e y . Le intensità di queste forze meccaniche agenti sugli ioni positivi e negativi saranno rispettivamente eVH e $eV'H$, essendo e la carica di uno ione. Lo spostamento degli ioni sotto l'azione di queste forze, se V non è uguale a V' , produrrà attraverso la fiamma una corrente elettrica parallela a z . Ma se gli ioni non possono sfuggire in questa direzione, la corrente si arresterà presto, quando il loro accumulo produrrà una contro pressione e un campo elettrostatico controbilanciante l'azione delle forze meccaniche prodotte dal campo magnetico.

Procederemo ora alla ricerca delle equazioni che esprimono la perturbazione prodotta dal campo magnetico. Queste equazioni non sono particolari al caso delle fiamme, ma si applicano a tutti i casi di conduzione elettrica in un gas contenente ioni.

Prendiamo come asse x la direzione della corrente iniziale, cioè della corrente prima dell'applicazione della forza magnetica. Supponiamo che la forza magnetica agisca verso il basso, ad angolo retto sul piano del foglio. La forza agente sugli ioni sarà situata in questo piano e ad angolo retto rispetto all'asse x . Prendiamo la sua direzione come asse z .

Siano H l'intensità della forza magnetica; X, Z le componenti della forza elettrica parallele rispettivamente agli assi x e z ; u, v le mobilità degli ioni positivi e negativi; p_1, p_2 le pressioni in un punto dovute rispettivamente agli ioni positivi e negativi; m, n i numeri di ioni positivi e negativi per cm^3 in questo punto.

Supporremo che questi ioni si comportino come un gas perfetto; avremo allora

$$p_1 = Rm \quad p_2 = Rn$$

essendo R una costante proporzionale alla temperatura assoluta.

Consideriamo dapprima gli ioni positivi; la loro velocità parallelamente all'asse x è Xu ; di conseguenza, la forza meccanica agente su uno di essi parallelamente a Oz e dovuta al campo magnetico sarà $eXHu$. La forza dovuta al campo elettrico è eZ , e la forza agente sugli ioni compresi in un cm^3 di gas e derivante dalle variazioni di pressione in diversi punti del campo sarà uguale a $-dp_1/dz$; di conseguenza, la forza totale parallela a Oz , agente sugli ioni positivi racchiusi nell'unità di volume del gas, sarà uguale a

$$-\frac{dp_1}{dz} + me(uXH + Z)$$

e il numero di quelli che attraversano nell'unità di tempo una superficie di $1cm^2$ ad angolo retto sull'asse z sarà uguale a

$$\frac{u}{e} \left[-\frac{dp_1}{dz} + me(uXH + Z) \right]$$

e il flusso parallelo a x sarà uguale a

$$\frac{u}{e} \left[-\frac{dp_1}{dx} + me(-uZH + X) \right]$$

o, se trascuriamo i termini dipendenti da H^2 , si può trascurare il termine uzH , il flusso parallelo a Ox

¹ Marx, *Ann. der Phys.*, t. II, 1900, p. 798.

sarà dato da

$$\frac{u}{e} \left(-\frac{d p_1}{d x} + m e X \right)$$

Analogamente, il flusso di ioni negativi paralleli a Oz sarà uguale a

$$\frac{v}{e} \left[-\frac{d p_2}{d z} + n e (v X H - Z) \right]$$

e il flusso parallelo a Ox sarà

$$\frac{v}{e} \left(-\frac{d p_2}{d x} - n e X \right)$$

Siano q il numero di ioni prodotti per cm^3 e per secondo, $\alpha n m$ il numero di ioni che si ricombinano per secondo e per cm^3 ; otteniamo a partire dall'equazione di continuità, quando è stabilito il regime stazionario,

$$\frac{u}{e} \frac{d}{d z} \left[-\frac{d p_1}{d z} + m e (u X H + Z) \right] + \frac{u}{e} \frac{d}{d x} \left[-\frac{d p_1}{d x} + m e X \right] = q - \alpha n m$$

$$\frac{v}{e} \frac{d}{d z} \left[-\frac{d p_2}{d z} + n e (v X H + Z) \right] + \frac{v}{e} \frac{d}{d x} \left[-\frac{d p_2}{d x} - n e X \right] = q - \alpha n m$$

Abbiamo inoltre, in unità elettrostatiche

$$\frac{d X}{d x} + \frac{d Z}{d z} = 4 \pi e (m - n)$$

e

$$\frac{d X}{d z} + \frac{d Z}{d x} = 0$$

Poiché $p_1 = R m$, $p_2 = R n$, abbiamo tante equazioni quante sono le variabili, p_1 , p_2 , m , n , X , Z . La soluzione dipenderà tuttavia molto dalle condizioni ai limiti; così, una soluzione è data per $Z=0$, p_1 , p_2 costanti, X indipendente da Z e avente lo stesso valore di quando la forza magnetica è nulla; ma questo implica l'esistenza di un flusso trasversale di ioni positivi uguale a $\mu u^2 X H$, di ioni negativi uguale a $n v^2 X H$ e non si accorda con uno stato stazionario, a meno che le correnti trasversali di ioni non possano in qualche modo sfuggire. Se ciò non è possibile, il flusso di ioni paralleli a z si deve annullare al limite del gas. Supponiamo che svanisca nel gas. Abbiamo allora

$$-\frac{d p_1}{d z} + m e (u X H + Z) = 0 \quad (1)$$

$$-\frac{d p_2}{d z} + n e (v X H - Z) = 0 \quad (2)$$

Ponendo $p_1 = R m$, $p_2 = R n$ e $(m - n) = \rho$, abbiamo, dalla (1) e (2),

$$\frac{R}{e} \frac{d \rho}{d z} = +e X H (\mu u - n v) + Z e (m + n) \quad (3)$$

e poiché, riprendendo le unità elettromagnetiche

$$4\pi \frac{d\rho}{dz} = \frac{1}{V^2} \left(\frac{d^2 Z}{dx^2} + \frac{d^2 Z}{dz^2} \right)$$

essendo V la velocità della luce, la (3) diviene

$$\frac{R}{4\pi e V^2} \left(\frac{d^2 Z}{dx^2} + \frac{d^2 Z}{dz^2} \right) = eXH(mu - nv) + Ze(m+n) \quad (4)$$

equazione che determina Z . Nel membro di destra, possiamo porre per X, m, n i loro valori quando $X=0$, se ci limitiamo a trascurare i termini in H^2 .

Ora, $V^2=9 \cdot 10^{20}$, $e=1,1 \cdot 10^{-20}$ (in unità elettromagnetiche), $R=5 \cdot 10^{-14}$ nel caso di un gas a 0°C ; la (4) si può scrivere

$$4 \cdot 10^{-16} \left(\frac{d^2 Z}{dx^2} + \frac{d^2 Z}{dz^2} \right) = eXH(mu - nv) + Ze(m+n)$$

Se la somma delle pressioni parziali dovute agli ioni positivi e negativi fosse 1 atm , $e(m+n)$ sarebbe uguale a circa $0,5$. Vediamo quindi che se la pressione degli ioni è grande rispetto a 10^{-13} atm e se Z non varia molto rapidamente con x , una soluzione molto vicina sarà data da

$$Z = \frac{XH(nv - mu)}{m+n} \quad (5)$$

che si può scrivere

$$Z = \frac{H(i_n - i_p)}{e(m+n)}$$

essendo i_n, i_p le correnti trasportate rispettivamente dagli ioni negativi e positivi.

Nei punti in cui non vi è elettricità libera, $m=n$ e in questo caso la (5) diviene

$$Z = \frac{1}{2} XH(v-u)$$

Questa è la formula usuale; ma vediamo, da quanto detto, che essa si applica solo a un caso molto speciale.

Vaporizzando in una fiamma soluzioni di concentrazioni variabili, Marx¹ ha trovato valori di Z/XH varianti da $10,18 \cdot 10^{-6}$ per la fiamma pura a $3,7 \cdot 10^{-6}$ per una soluzione satura di KCl . Questo risultato mostra che la mobilità dello ione negativo è superiore a quella dello ione positivo. Se applichiamo le formule precedenti, troviamo, ammettendo che le misure siano state fatte in una parte della fiamma in cui non c'era elettricità libera, che le mobilità degli ioni positivi e negativi variavano da 2036 cm/s nel caso della fiamma pura a 740 cm/s nel caso della fiamma contenente la soluzione concentrata. Il valore 940 trovato da H.A. Wilson, con esperienze dirette, è compreso entro questi limiti.

Se le forze elettriche e magnetiche sono grandi, si avranno, nel caso in cui il flusso trasversale di ioni non può sfuggire, variazioni molto considerevoli del numero di ioni nel gas; ponendo $p_1=Rm$, $p_2=Rn$, otteniamo, a partire dalle (1) e (2)

$$R \frac{d}{dz} \ln mn = eXH(u+v)$$

1 Marx, *Ann. der Phys.*, t. II, 1900, p. 798.

o

$$mn = Ce^{\frac{eX(u+v)Z}{R}}$$

essendo C una costante. Per vedere quale concentrazione questo implica, prendiamo il caso dell'aria ionizzata dai raggi di Röntgen, essendo la pressione di $10^{-3} atm$. Essendo $u+v$ alla pressione atmosferica uguale a $3 \cdot 10^{-8}$ sarà alla pressione supposta uguale a $3 \cdot 10^{-5}$, se $X=10V/cm$, cioè 10^9 e $H=10^2$ poiché $e/R=4 \cdot 10^{-7}$, vediamo che

$$mn = Ce^{1,2z}$$

Così, sulla lunghezza di $1cm$ parallelamente a Oz , mn triplicherà circa di valore. Questa variazione del numero degli ioni influirà sulla distribuzione della corrente parallelamente a X . La corrente sarà più intensa là dove avrà più ioni e , di conseguenza, cesserà di essere indipendente da z . Questa variazione del valore della corrente può influire sulla distribuzione del potenziale tra i due elettrodi e introdurre così nuove cause perturbative.

Nel caso in cui vi sono ioni di un solo segno, si ha una soluzione molto semplice delle equazioni precedenti. Vediamo infatti che $Z=eXHv$, $p_2=cost$, avendo X il valore che assume in assenza di ogni forza magnetica, soddisfano queste equazioni.

Corrente massima che può essere trasportata da un vapore salino

128. H.A. Wilson¹ ha eseguito una serie di esperienze estremamente importanti sulla corrente massima che può trasportare una quantità data di vapore salino. In queste esperienze non si vaporizzava la soluzione nella fiamma, ma in una corrente d'aria riscaldata dal suo passaggio attraverso un lungo tubo di platino portato in un forno alla temperatura del giallo brillante. Un piccolo tubo centrale era disposto lungo l'asse del tubo esterno e si misurava la corrente tra essi. Quando si polverizzavano soluzioni decinormali, innalzando la temperatura del tubo e aumentando la differenza di potenziale, si raggiungeva un punto per il quale non si produceva un aumento di corrente per nessun aumento di temperatura o di differenza di potenziale. Wilson misurò questa corrente limite e la trovò uguale a quella che, passando in una soluzione acquosa di sale, avrebbe elettrolizzato ogni secondo una quantità di sale uguale a quella che era nello stesso tempo vaporizzata nell'aria calda. Se quindi si fornisse il sale all'acqua con la stessa velocità per l'aria calda, la corrente massima che avrebbe attraversato la soluzione acquosa sarebbe stata la stessa di quella che sarebbe passata attraverso l'aria. Ciò fu verificato per i sali seguenti di metalli alcalini: $CsCl$, $CsCO_3$, RbI , $RbCl$, CO_3 , Rb^2 , KI , KBr , KF , CO_3Rb^2 , CO_3K^2 , NaI , $NaBr$, $NaCl$, CO_3Na^2 , LiI , $LiBr$, $LiCl$, Co^3Li^2 .

¹ H.A. Wilson, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. IV, 1902, p. 207.

Cap. 10. - Ionizzazione dalla luce - Effetto Fotoelettrico

La scoperta, fatta nel 1887 da Hertz¹, che l'incidenza della luce ultravioletta su un intervallo esplosivo facilita il passaggio della scintilla, condusse immediatamente a una serie di ricerche dovute a Hallwachs², Hoor³, Righi⁴ e Stoletow⁵ sull'azione della luce e specialmente della luce ultravioletta sui corpi carichi. Queste ricerche mostrarono che una superficie di zinco da poco ripulita, se era caricata negativamente, perdeva rapidamente la sua carica, per quanto piccola fosse, quando si faceva cadere su di essa la luce ultravioletta; se non era carica prendeva una carica positiva, e una elettrizzazione negativa si disperdeva nel gas circostante. Si fa crescere in grande quantità questa elettrizzazione positiva dirigendo contro la superficie una forte corrente d'aria. Se al contrario la superficie di zinco era carica positivamente, essa non perdeva la propria carica quando la si esponeva alla luce. Questo risultato era stato messo in dubbio. Ma Elster e Geitel⁶, dopo un esame molto minuzioso del fenomeno, mostrarono che la perdita osservata in certe circostanze era dovuta alla scarica provocata dalla luce riflessa sulla superficie dello zinco dall'elettrizzazione negativa indotta sui condensatori vicini dalla carica della piastra, andando l'elettricità negativa sotto l'azione del campo verso la superficie elettrizzata positivamente.

La luce ultravioletta che produce questi effetti può essere ottenuta con una lampada ad arco, con la fiamma del magnesio o la scintilla di una bobina di induzione tra elettrodi di zinco o di cadmio. Le radiazioni così ottenute sono molto ricche di raggi ultravioletti. La luce del sole non ne contiene molti, poiché essi sono assorbiti dall'atmosfera, ed essa non produce effetti così intensi quanti come la luce dell'arco. Elster e Geitel, che hanno cercato con successo gli effetti prodotti dalla luce sui corpi elettrizzati, hanno mostrato che i metalli più elettropositivi perdono cariche negative anche quando li si espone semplicemente alla luce del giorno. Essi trovarono che le miscele di sodio e di potassio, racchiuse in un recipiente di vetro, perdevano una carica negativa alla luce del giorno, benché le pareti del recipiente arrestassero la piccola quantità di raggi ultravioletti che potevano rimanere nella luce dopo il suo passaggio attraverso l'atmosfera. Impiegando il sodio e il potassio invece dei loro amalgami, o, cosa ancora preferibile per molte esperienze, la lega liquida ottenute mescolandoli nelle proporzioni dei loro pesi atomici, essi trovarono che vi era scarica di elettricità negativa sotto l'azione della luce di una lampada a petrolio, mentre con il rubidio, metallo ancora più elettropositivo, la luce emessa da una bacchetta di vetro portata al rosso poteva provocare la scarica dell'elettricità negativa.

Essi trovarono tuttavia che l'occhio è più sensibile del rubidio, poiché non si poteva mettere la scarica in evidenza nel momento in cui la radiazione emessa dalla bacchetta di vetro era ancora visibile. Ho trovato più tardi tuttavia che metalli elettropositivi, come il rubidio, emettono elettricità positiva nell'oscurità, soprattutto quando vi sono tracce di idrogeno.

Elster e Geitel distribuirono i metalli nell'ordine seguente, dal punto di vista del loro potere emissivo dell'elettricità negativa:

Rubidio - Potassio - Lega di sodio e potassio - Sodio - Litio - Magnesio - Tallio - Zinco.

Con il rame, il platino, il piombo, il ferro, il cadmio, il carbone e il mercurio, gli effetti ottenuti con la luce comune erano troppo deboli per poter essere osservati. L'ordine nel quale si possono classificare i metalli secondo questa proprietà è lo stesso di quello delle serie di Volta relative all'elettricità di contatto; i metalli più elettropositivi danno luogo ad effetti fotoelettrici più intensi.

1 Hertz, *Wied. Ann.*, t. XXXI, 1887, p. 983.

2 Hallwachs, *Wied. Ann.*, t. XXXIII, 1888, p. 301.

3 Hoor, *Repertorium der Physik*, t. XXV, 1889, p. 91.

4 Righi, *Comptes rendus*, t. CVI, p. 1349; t. CVII, p. 559, 1888.

5 Stoletow, *Comptes rendus*, t. CVI, p. 1149, 1593; t. CVII, p. 91; t. CVIII, p. 1241; *Physikalische Revue*, Bd. I, 1892.

6 Elster e Geitel, *Wied. Ann.*, t. XXXVIII, 1889, p. 40, 497; t. XLI, 1890, p. 161; t. XLII, 1891, p. 564; t. XLIII, 1892, p. 225; t. LII, 1894, p. 433; t. LV, 1895, p. 684.

Molte sostanze diverse dai metalli emettono elettricità negativa sotto l'azione della luce ultravioletta. Si troveranno elenchi di queste sostanze nelle Memorie di C.G. Schmidt¹ e di O. Knoblauch². Tra le sostanze più attive dal punto di vista fotoelettrico, si trovano lo spato fluoro, le cui diverse varietà colorate presentano questa proprietà a gradi variabili, i solfuri di antimonio, di piombo, di arsenico, di manganese, di argento e di stagno (i solfati non presentano questa proprietà), l'idrossido di stagno, lo ioduro di piombo, molto semi di anilina allo stato solido.

L'acqua pura non è fotoelettrica e un sottile strato di acqua sulla superficie di un metallo distrugge l'effetto dovuto a quest'ultimo. Le soluzioni di molte sostanze sono tuttavia molto fotoelettriche, soprattutto le soluzioni di sostanze fluorescenti come l'eosina, la cianina, la fucsina, l'idrochinone, il rosso Congo; il nitrato di potassio e l'acido formico presentano pure questo effetto. Tra le sostanze ben note che non lo presentano, possiamo ricordare le soluzioni di solfato di chinino, di permanganato di potassio e di fenolo.

Proprietà fotoelettriche dei gas

130. Con i gas ci si può aspettare che l'effetto della luce non si manifesti allo stesso modo dei liquidi e dei solidi. Non ci possiamo attendere di ottenere una separazione delle due elettrizzazioni in una regione positiva e una negativa come per i gas. Se una molecola gassosa perde come un frammento di metallo dell'elettricità negativa quando è esposta alla luce ultravioletta, essa si comporterà come uno ione e il corpuscolo negativo che essa ha perso si attaccherà a qualche altra molecola di gas e agirà come uno ione negativo. Così, se la luce ultravioletta produce sulle molecole e gli atomi di un gas lo stesso effetto che sui metalli, ci dobbiamo attendere che questa azione si riveli mediante una ionizzazione del gas. Nel caso del vapore di sodio, la luce produce un aumento deciso della conducibilità. Non è necessario che la luce sia ultravioletta. La luce di una lampada a petrolio basta a produrre effetti molto marcati. Abbiamo visto che il sodio allo stato solido è particolarmente sensibile all'azione della luce. Esperienze sono state fatte su altri gas. Così Henry³, studiando l'effetto della luce ultravioletta sul vapore di iodio che è molto assorbente, non poté ottenere alcun aumento di conducibilità quando era illuminato. Buisson⁴ non poté ottenere conducibilità con l'aria attraversata dalla luce ultravioletta. Recentemente tuttavia, Lenard⁵ ha descritto un'azione di questo genere dovuta a una specie molto facilmente assorbibile della luce ultravioletta prodotta dal passaggio delle scintille di una bobina di induzione tra punte di alluminio. Questa luce è così facilmente assorbibile che la sua azione diviene non valutabile dopo il cammino in qualche centimetro d'aria alla pressione atmosferica. Il quarzo è molto più trasparente dell'aria a questa luce; il gas da illuminazione lo è molto meno, mentre l'idrogeno di più. Le punte di alluminio essendo disposte dietro a una finestra di quarzo combinato con una placca metallica, si trovò che un conduttore carico, posto dalla parte opposta della placca, vicino alla parte del gas illuminata dai raggi, perdeva rapidamente la sua carica se era positiva, molto più lentamente se era negativa.

Per evitare le perturbazioni dovute all'incidenza della luce sulle superfici metalliche vicine, Lénard le ricoprì con acqua saponata, avendo trovato che quest'ultima impediva ogni emissione di elettricità dovuta all'incidenza della luce su di esse. Il fatto che la perdita di carica è molto maggiore quando la placca è positiva che quando è negativa mostra che la mobilità degli ioni negativi è molto maggiore di quella degli ioni positivi. Lenard misurò con il metodo impiegato da Zeleny, e descritto in precedenza, le mobilità di questi ioni. Trovò che, sotto un gradiente di potenziale di $1 V/cm$, la

1 C.G. Schmidt, *Wied. Ann.*, t. LXIV, 1898, p. 708.

2 O. Knoblauch, *Zeit. für phys. Chemie*, t. XXIX, 1899, p. 527.

3 Henry, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, IX, 1897, p. 319)

4 Buisson, citato da Perrin, *Ann. de Chimie et de Phys.*, VII, 1897, p. 526.

5 Lenard, *Drude's Annalen*, t. I, p. 486; t. III, 1900, p. 298.

velocità degli ioni negativi attraverso l'aria alla pressione atmosferica era di $3,13\text{ cm/s}$. Questo valore è considerevolmente maggiore (quasi il doppio) di quello trovato da Rutherford per gli ioni negativi prodotti dall'incidenza della luce ultravioletta ordinaria su una placca metallica. Lenard trovò che la mobilità degli ioni positivi era soltanto di $0,0015\text{ cm/s}$; circa $1/2000$ della mobilità degli ioni negativi. Questa mobilità estremamente piccola degli ioni positivi solleva la questione di sapere se essi non sono costituiti da particelle di polvere o da minuscole gocce di acqua impura piuttosto che da ioni gassosi. È essenziale mostrare che così non è per loro natura, se le esperienze precedenti devono servire a dimostrare la ionizzazione dell'aria da parte della luce ultravioletta; infatti, l'enorme differenza che si constata tra le mobilità degli ioni positivi e negativi è quella che ci potremmo aspettare di incontrare se una polvere avente proprietà fotoelettriche fosse sottoposta all'azione della luce ultravioletta. Tali particelle emetterebbero elettricità negativa, mentre l'elettricità positiva resterebbe sulla polvere. Le particelle di polvere, relativamente grosse, si sposterebbero molto lentamente in un campo elettrico, mentre gli ioni negativi liberi possiederebbero, come ci si può aspettare, una mobilità molto più considerevole. Lenard discute questa interpretazione dei suoi risultati e la rigettò per ragioni che non ci sembrano assolutamente concludenti. Egli considera gli ioni negativi prodotti dall'azione della luce ultravioletta sull'aria come essenzialmente diversi da quelli che si originano quando la luce cade su un metallo, potendo questi ultimi produrre effetti di condensazione in un getto di vapore mentre i primi ne sono incapaci. Il fatto seguente lo dimostra chiaramente. Infatti, benché il gas colpito direttamente dalla luce ultravioletta provochi una condensazione intensa in un getto di vapore, non si osserva alcuna condensazione nella regione posta tra la placca e il gas soggetto all'azione della luce. Se grazie a una placca carica positivamente e posta a qualche distanza si estraggono gli ioni negativi dal gas illuminato, la perdita positiva che si constata sulla piastra mostra tuttavia che questa regione è attraversata da ioni negativi. Ma, per rendere questa esperienza conclusiva, ci basterebbe conoscere la sensibilità del getto di vapore, cioè il numero minimo di ioni per cm^3 che è in grado di rivelare e bisognerebbe essere sicuri che il numero di ioni negativi nelle vicinanze superi questo minimo. Il secondo punto richiede un esame più attento. Se il campo elettrico vicino alla piastra è molto intenso, gli ioni negativi avranno una grande velocità e basterà un piccolo numero di ioni per produrre una perdita molto apprezzabile. Infatti, se la corrente di perdita è satura, vediamo che la densità degli ioni sarà inversamente proporzionale all'intensità del campo e aumentando sufficientemente quest'ultima potremo fermare certamente la condensazione del getto di vapore. Questa esperienza non prova quindi che gli ioni negativi sono incapaci di agire come centri di condensazione.

Per rendere questa prova solida, ci basterebbe essere certi che il numero di ioni per unità di volume è assai grande perché la condensazione possa aver luogo se questi ioni hanno le proprietà dello ione negativo normale.

131. C.T.R. Wilson¹ ha studiato l'azione della luce ultravioletta sui gas dal punto di vista dell'effetto che essa può avere sulla formazione delle nebbie. Abbiamo descritto al Capitolo VII i risultati ottenuti con una luce intensa. Considereremo soltanto qui gli effetti che si ottengono con una luce molto debole, poiché questi sono in rapporto diretto con la ionizzazione dell'aria da parte della luce ultravioletta, benché riguardino da molto lontano gli effetti prodotti dalla luce molto assorbibile studiata da Lenard. Wilson trovò che con una luce ultravioletta molto debole, vi era produzione di nubi per espansione quando questa superava un valore determinato, esattamente come nel caso di un gas ionizzato dai raggi di Röntgen e che il valore richiesto per l'espansione era esattamente lo stesso per la luce ultravioletta che per questi raggi. Ciò sembra mostrare a prima vista che la luce ultravioletta ionizza il gas. Wilson trovò tuttavia che le nebbie prodotte dalla luce ultravioletta erano differenti da quelle provocate dai raggi di Röntgen, non essendo i primi influenzati dai campi elettrici intensi mentre tali campi impedivano quasi del tutto la formazione di quest'ultime. Se le nebbie dovute all'azione della luce ultravioletta fossero state dovute alla

¹ C.T.R. Wilson, *Phil. Trans.*, t. CXCII, A, 1899, p. 403.

ionizzazione del gas, gli ioni sarebbero stati estratti dal campo e la produzione di nubi impedita. D'altra parte, la concordanza dei valori di espansione richiesti per la formazione delle nebbie sotto l'azione della luce ultravioletta e in presenza di ioni è così notevole che essa ci fa esitare a credere che i nuclei di condensazione siano differenti nei due casi. Mi sembra che una spiegazione in armonia con i fatti sarebbe la seguente: ioni carichi costituirebbero i nuclei di gocce formate sotto l'azione della luce ultravioletta debole, ma sarebbero prodotti durante l'espansione del gas e non esisterebbero quando quest'ultima è a riposo. Questi ioni possono avere la seguente origine.

Abbiamo visto al Capitolo VII che sotto l'azione di una luce ultravioletta molto intensa nebbie visibili si formano senza espansione, essendo probabilmente dovute alla formazione di perossido di idrogeno, che, mescolandosi all'acqua, ne abbassa la tensione di vapore. Quando la luce è molto debole, sembra probabile che possa esservi ancora formazione di goccioline d'acqua che pertanto, a causa della molto piccola quantità di perossido di idrogeno formato sotto la sua azione, non divengono mai troppo grandi per essere visibili. Possiamo così considerare l'aria esposta alla luce ultravioletta come riempita di goccioline minuscole. Nel momento dell'espansione, si producono violenti mulinelli d'aria attorno alle gocce, e noi otteniamo qualcosa di analogo sotto molti aspetti al gorgogliamento di un gas nell'acqua. Quando vi è gorgogliamento dell'aria nell'acqua, si ha, come ha mostrato Lord Kelvin¹, elettricità negativa nell'aria e positiva nell'acqua. Dobbiamo quindi attenderci di incontrare ioni negativi nell'aria, rimanendo quelli positivi sulle gocce. Gli ioni una volta formati agiscono come nuclei di condensazione se l'espansione supera il valore 1,25. Se questo modo di vedere è corretto, ci dobbiamo aspettare che il numero di ioni prodotti da una espansione superiore a 1,25 cresca con l'espansione, poiché in questo caso quest'ultima deve provocare sia la formazione di nuclei che la produzione di nebbie, e più violenta sarà, più grande sarà il numero di nuclei prodotti.

Ecco alcune altre osservazioni che possiamo fare su questo argomento. Abbiamo visto che la formazione di nuove superfici di acqua è accompagnata da una liberazione di ioni; quando una nebbia formata da gocce minuscole si produce sotto l'azione di una luce ultravioletta debole, si ha formazione di nuove superfici di acqua e probabilmente liberazione di ioni; gli ioni positivi, essendo trasportati dalle piccole gocce d'acqua, si sposteranno soltanto molto lentamente in un campo elettrico e non potranno essere estratti da alcun campo praticamente realizzabile.

Vincent² fece esperienze sulle nebbie prodotte senza espansione dalla luce ultravioletta; trovò che alcune gocce erano cariche positivamente, altre negativamente, mentre altre infine non avevano alcuna carica. Non poté rivelare la presenza di perossido di idrogeno.

È una questione importante, in Meteorologia, sapere se la luce diretta del Sole è capace di produrre nell'atmosfera nubi senza espansione. Wilson non ha potuto ottenere nebbie in un recipiente chiuso esposto alla luce del Sole con una espansione inferiore a quella normale di 1,25. Fece tuttavia notare che all'aria aperta le condizioni sono più favorevoli che in un contenitore chiuso alla produzione di nebbie. In recipienti chiusi, infatti, le gocce possono diffondere verso le pareti prima di avere potuto raggiungere una dimensione visibile, mentre nell'atmosfera è loro impossibile sfuggire così.

Effetti fotoelettrici implicanti assorbimento di luce

132. Stoletow³, in un periodo già antico della storia di questo argomento, attirò l'attenzione sui rapporti che esistono tra gli effetti fotoelettrici e l'assorbimento della luce ultravioletta. Egli mostrò che l'acqua che non produce effetti fotoelettrici non assorbe molti raggi visibili o ultravioletti, mentre le soluzioni di verde o di violetto di metile che sono fotoelettrici presentano un assorbimento

1 Lord Kelvin, *Proc. Roy. Soc.*, t. LVII, 1894, p. 335.

2 Vincent, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. XII, 1904, p. 305.

3 Stoletow, *Physikalische Revue*, Bd, I, 1892.

intenso. Hallwachs¹, che studiò questo effetto con grande dettaglio, mostrò che tutti i liquidi fotoelettrici che provò presentavano un forte assorbimento per la luce ultravioletta, ma che tale assorbimento non era sempre accompagnato da effetti fotoelettrici. Così, per esempio, le soluzioni acquose di fucine sono fotoelettriche mentre le soluzioni alcoliche non lo sono, e tuttavia la soluzione alcolica è più assorbente per l'ultravioletto che le soluzioni acquose.

Le esperienze di Elster e Geitel² sull'emissione di elettricità negativa dalle superfici di sodio, potassio e rubidio, sotto l'azione di diverse luci colorate, mostrarono con grande bellezza gli effetti di assorbimento crescente. Queste esperienze, di cui indichiamo i risultati nella tabella seguente, furono eseguite nel modo seguente. Si misurò la velocità con la quale l'emissione di elettricità avveniva per questi tre metalli esposti alla luce bianca di una lampada a petrolio. Le misure così fatte sono presentate nella tabella sotto il titolo *Luce bianca*. Si faceva attraversare poi alla luce di questa lampada una soluzione ammoniacale di ossido di rame, e i metalli erano esposti alla luce blu così ottenuta. Si sostituì poi la soluzione precedente con una di cromato di potassio per ottenere una luce gialla, con una di bicromato di potassio per una luce arancio e infine con una placca di vetro rosso per la luce rossa. Questa tabella ci mostra che, sebbene per le luci bianca e blu il potassio sia molto più fotoelettrico del sodio, lo è molto meno per le radiazioni gialle e arancio, e ciò mostra il forte assorbimento di questi raggi da parte del sodio.

| Colore della luce | Velocità di emissione dell'elettricità negativa | | |
|-------------------|---|------|-------|
| | Na | K | Rb |
| Bianco | 21,0 | 53,1 | 537,0 |
| Blu | 7,8 | 30,3 | 86,8 |
| Bianco | 22,6 | 52,9 | 527,7 |
| Giallo | 8,2 | 3,5 | 339,7 |
| Bianco | 21,9 | 53,9 | 552,3 |
| Arancio | 3,1 | 2,2 | 182,0 |
| Bianco | 21,9 | 52,9 | 527,7 |
| Rosso | 0,2 | 0,1 | 21,0 |

La maggiore sensibilità del rubidio per le radiazioni di grande lunghezza d'onda è un altro esempio di questo fatto. Così mentre per la luce blu il rapporto tra le emissioni del rubidio e del potassio è di solo 3:1, per la luce gialla è circa 100:1.

Relazione tra la velocità di perdita e l'intensità del campo elettrico

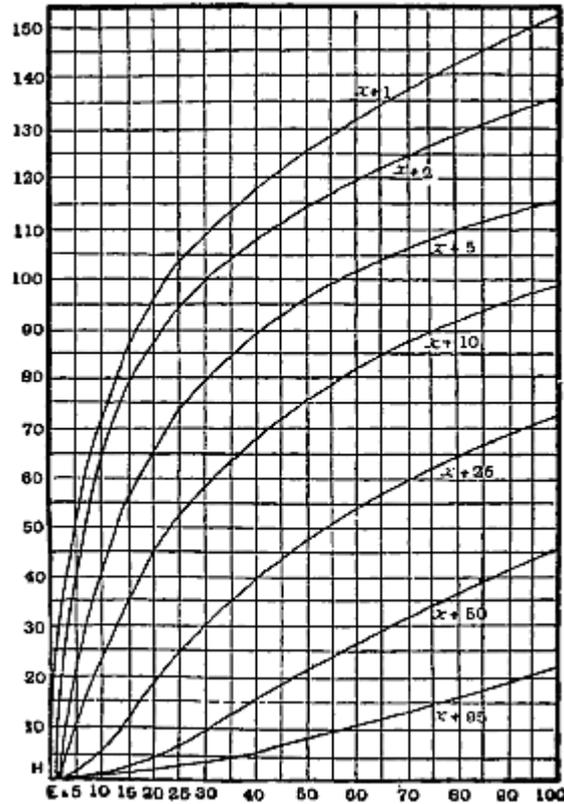
133. Le prime misure su questo argomento furono fatte da Stotelow³, che impiegò il seguente dispositivo. La luce di una lampada ad arco passava attraverso un foro praticato in uno schermo metallico e, dopo essere passata attraverso una placca perforata C, cadeva su una piastra di metallo parallela D. Queste piastre erano collegate tra loro mediante una batteria. Il polo negativo della batteria era collegato a C, piastra colpita dalla luce. Un galvanometro molto sensibile misurava la corrente passante tra le piastre. Con questo dispositivo Stotelow determinò la relazione tra la corrente e la differenza di potenziale operando con distanze tra le piastre varianti da 2,5mm a 100mm. Le curve della figura 60 rappresentano i risultati di queste esperienze nelle quali il gas tra le piastre era aria alla pressione atmosferica. Le ascisse rappresentano la differenza di potenziale tra le piastre, essendo l'unità 1,43V (f.e.m di un elemento Clark); le ordinate, la corrente che andava da una all'altra, essendo l'unità $8,6 \cdot 10^{-11}A$. I numeri riportati sulle curve, per esempio $x+25$, indicano che la distanza tra le piastre era $x+25mm$, dove x è una distanza piccola, circa 1,5mm, che non era determinata molto esattamente.

1 Hallwachs, *Wied. Ann.*, t. XXXVII, 1889, p. 666.

2 Elster e Geitel, *Wied. Ann.*, t. LII, 1894, p. 433.

3 Stotelow, *Journal de Physique*, seconda serie, t. IX, 1890, p. 468.

Fig. 6a.



Il diametro delle piastre era di 22mm . Un semplice sguardo alla curva mostra che, quando la distanza tra le piastre è piccola e la forza elettromotrice grande, la corrente cresce molto più lentamente della forza elettromotrice; è tuttavia lontana dall'essere saturata. Quando, al contrario, le piastre sono separate da distanze superiori a 25mm , nulla indica che la saturazione sia vicina. Le curve che corrispondono a distanze tra le piastre superiori mostrano che con una piccola forza elettromotrice, la corrente cresce molto più rapidamente della differenza di potenziale, nei limiti delle misure rappresentate in figura: i è approssimativamente la stessa a ogni distanza d , purché V sia proporzionale a d , essendo V la differenza di potenziale, cioè che i è funzione del valore medio della forza elettrica tra le piastre. Questa legge, come ha mostrato Stotelow⁴, in una recente Memoria, non si applica a tutti i valori del potenziale. A basse pressioni particolarmente, gli scostamenti da questa legge sono molto apparenti.

Poiché in questo caso gli ioni sono tutti di un solo segno possiamo applicare l'equazione

$$X^2 = X_0^2 + \frac{8\pi i x}{k}$$

dove k è la mobilità dello ione, i l'intensità della corrente, X_0 e X i valori della forza elettrica sulla piastra e in un punto che si trova a una distanza x . Per calcolare la variazione prodotta nel campo elettrico dalla presenza di ioni negativi tra le piastre, prendiamo una delle esperienze di Stotelow nella quale, con un campo elettrico di 150V/cm , la corrente era di $3,3 \cdot 10^{-11}\text{A}$. Rutherford ha mostrato che la mobilità degli ioni negativi era circa $1,5\text{cm/s}$. Pertanto, impiegando unità elettrostatiche, essendo X e X_0 i valori di X in punti distanti 1cm e ponendo nell'equazione precedente

$$i = 10^{-1} \quad R = 4,5 \cdot 10^2 \quad X + X_0 = 1$$

otteniamo

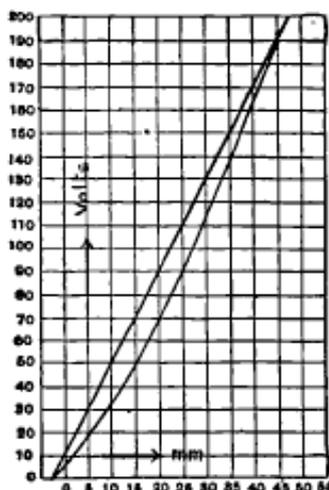
⁴ Stotelow, *Journal de Physique*, seconda serie, t. IX, 1890, p. 468.

$$X - X_0 = \frac{1}{180}$$

cioè un poco meno di $2V/cm$.

Così, la variazione apportata nell'intensità del campo è relativamente piccola. Stotelow, che determinò l'intensità del campo tra due piastre parallele una delle quali era illuminata dalla luce ultravioletta, non ha potuto rivelare alcuna variazione. Schweidler¹, che in una data ulteriore fece ricerche su questo tema, trovò che la differenza di potenziale tra le piastre durante l'azione della luce ultravioletta non era del tutto uniforme. Questi risultati sono indicati in figura 61. La linea incurvata rappresenta la distribuzione del potenziale durante l'azione della luce, la linea retta quando essa non agisce.

Fig. 61.



La curvatura della linea che rappresenta il potenziale è rivolta sempre da una stessa parte, indicando così la presenza di un eccesso di ioni negativi in tutte le parti della regione compresa tra le piastre. La variazione dell'intensità del campo tra le piastre è stata pure osservata e misurata da Buisson², e si impegnò nella determinazione della mobilità degli ioni. Trovò che con un gradiente di potenziale di $1V/cm$ quest'ultima è di circa $2,2cm/s$.

Schweidler³, fece pure esperienze sulla relazione tra la corrente e l'intensità del campo elettrico per differenze di potenziale comprese tra limiti più estesi che nelle esperienze di Stotelow. I risultati che ottenne per l'aria alla pressione atmosferica sono indicati dalla curva in figura 62.

Si noterà che quando l'intensità del campo si avvicina a $5370V$, valore necessario nell'oscurità al passaggio della scintilla, tra piastre distanti $3mm$, vi è un grande aumento di corrente.

Kreusler⁴ osservò per primo questo rapido aumento dell'effetto fotoelettrico vicino al potenziale esplosivo. Le curve date in figura 63 rappresentano la relazione tra l'intensità del campo e i valori dell'emissione per piastre di ferro, alluminio, rame, zinco, argento, amalgama di rame. Le ascisse misurate a partire dallo zero rappresentano le differenze tra la differenza di potenziale applicata e quella che è necessaria per produrre la scarica nell'oscurità. L'aumento della perdita è così grande che non si può rappresentarla in grandezza reale in una figura di dimensioni limitate. La tabella seguente, data da Kreusler, ne dà un'idea migliore nel caso di una piastra di zinco.

V rappresenta la differenza di potenziale e i la corrente.

La differenza di potenziale richiesta per provocare una scintilla era di $4060V$.

Queste figure mostrano evidentemente l'effetto, osservato spesso con l'impiego della luce

1 Schweidler, *Wien. Ber.*, t. CVII, 1898, p. 881.

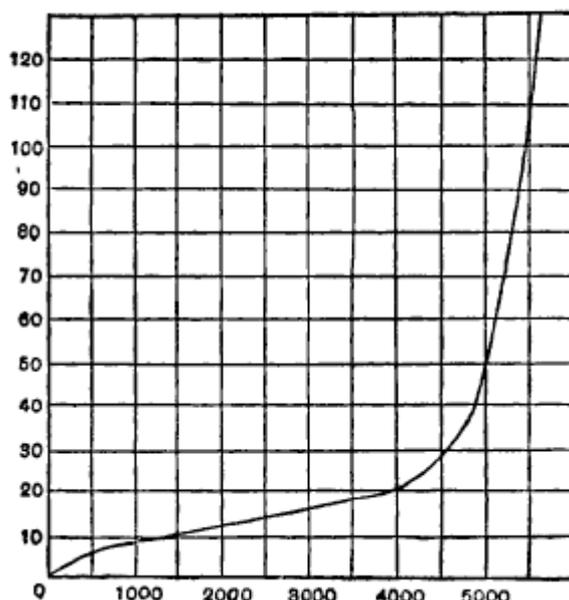
2 Buisson, *Comptes rendus*, t. CXXVII, 1898, p. 224.

3 Schweidler, *Wien. Ber.*, t. CVIII, 1899, p. 273.

4 Kreusler, *Drude's Ann.*, t. VI, 1901, p. 398.

ultravioletta, di una diminuzione della sensibilità con il tempo. Così, di due letture fatte con la più grande differenza di potenziale, l'ultima era sensibilmente minore della prima.

Fig. 62.



Ionizzazione dalla luce. Effetti fotoelettrici

| V | I ($1 = 10^{-10}$ A) | V | I ($1 = 10^{-10}$ A) | V | I ($1 = 10^{-10}$ A) |
|------|-----------------------|------|-----------------------|------|-----------------------|
| 4040 | 136,39 | 3050 | 0,19 | 3300 | 0,36 |
| 3970 | 25,67 | 2540 | 0,09 | 3440 | 0,58 |
| 3780 | 5,88 | 1760 | 0,06 | 3640 | 1,36 |
| 3700 | 2,40 | 1170 | 0,05 | 3710 | 1,98 |
| 3590 | 1,39 | 1760 | 0,06 | 3760 | 3,88 |
| 3440 | 0,70 | 2530 | 0,08 | 3970 | 21,09 |
| 3300 | 0,40 | 3060 | 0,17 | 4040 | 80,51 |

Questa *fatica* delle piastre è probabilmente dovuta a una ossidazione.

Essa non si presenta nell'idrogeno, neppure a pressione molto bassa o quando si impiega del platino al posto dello zinco.

L'aumento del valore della perdita quando il campo elettrico si avvicina a un certo valore è molto netto pure quando il gas è alle pressioni più basse.

Gli effetti ottenuti facendo variare la pressione del gas furono studiati per la prima volta da Stotelow¹, poi successivamente da Schweidler² e Lenard³. Stotelow mostrò che al diminuire della pressione a partire da quella atmosferica la corrente cresceva lentamente; la variazione della corrente era piccola rispetto a quella della pressione. Spingendo ancora oltre l'abbassamento della pressione, si raggiungeva un punto per il quale (se la forza del campo non era troppo piccola) la corrente cresceva rapidamente con il diminuire della pressione. Ciò si osservava finché la corrente raggiungeva un valore massimo dopo il quale iniziava a decrescere. Ma, alle pressioni più basse

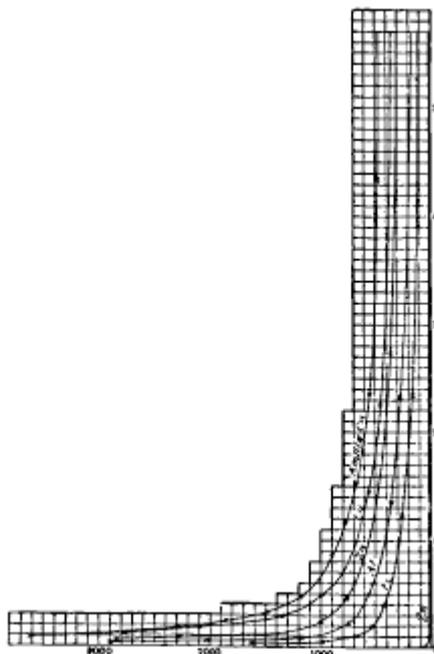
1 Stotelow, *Journal de Physique*, seconda serie, t. IX, 1890, p. 468.

2 Schweidler, *Wien. Berichte*, t. CVIII, 1899, p. 273.

3 Lenard, *Ann. der Phys.*, t. II, 1900, p. 359.

raggiungibili, aveva un valore finito, indipendente dall'intensità del campo elettrico. La variazione della corrente con la pressione, quando la differenza di potenziale rimane costante, è indicata nelle curve date in figura 64, curve estratte dalla Memoria di Stotelow: la distanza tra le piastre era di $0,83\text{mm}$ e le indicazioni poste sulle curve danno la differenza di potenziale espressa in elementi Clark (1 elemento Clark = $1,4V$).

Fig. 63.



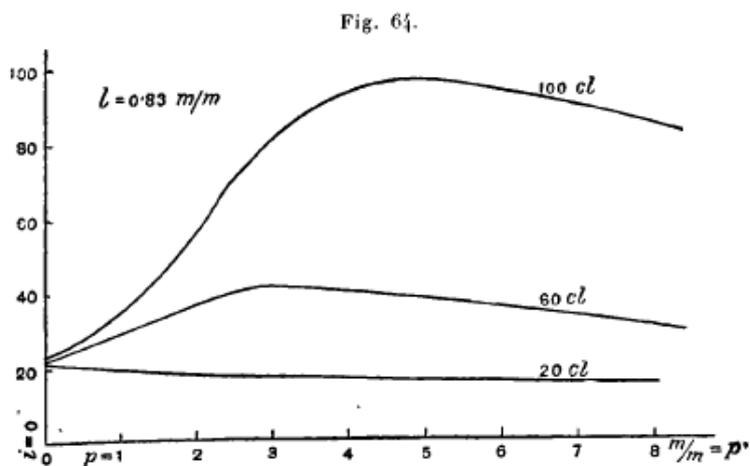
La tabella seguente presenta i valori della corrente per una serie di pressioni con una distanza tra le piastre di $3,71\text{mm}$ e una differenza di potenziale di circa $90V$.

| Pressione (mm) | Corrente | Pressione (mm) | Corrente | Pressione (mm) | Corrente |
|----------------|----------|----------------|----------|----------------|----------|
| 754 | 8,46 | 2,48 | 74,7 | 0,105 | 65,8 |
| 152 | 13,6 | 1,01 | 105,8 | 0,0147 | 53,8 |
| 21 | 26,4 | 0,64 | 108,2 | 0,0047 | 50,7 |
| 8,8 | 32, | 0,52 | 102,4 | 0,0031 | 49,5 |
| 3,3 | 48,9 | 0,275 | 82,6 | | |

Vediamo, esaminando le curve (fig. 60), che la pressione per la quale la corrente è massima cresce con l'intensità della forza elettrica. Stotelow ha mostrato che p_m , pressione per la quale la corrente è massima, è proporzionale a E/d , dove d è la distanza ed E la differenza di potenziale tra le piastre. Si può così esprimere questa legge dicendo che, se λ è il libero cammino medio di una molecola sotto la pressione che rende la corrente massima quando la forza elettrica è X , $X\lambda$ è costante. Le curve (fig. 64) mostrano che a una pressione molto bassa la corrente è indipendente dall'intensità del campo elettrico, cioè è saturata. I valori seguenti, estratti da una memoria di Lenard, evidenziano molto bene questo aspetto. V rappresenta la differenza di potenziale in volt, i la corrente; il vuoto era il più elevato possibile, la pressione era inferiore a $0,002\text{mmHg}$.

| V | i | V | i |
|-------|-----------------------------------|-----|-----------------------------------|
| 45000 | $24,5 \cdot 10^{-10} \text{ C/s}$ | 500 | $24,5 \cdot 10^{-10} \text{ C/s}$ |
| 25000 | 26,6 | 120 | 21,9 |
| 8900 | 22,5 | 14 | 19,9 |
| 4100 | 24,8 | 9 | 15,9 |
| 3110 | 24,5 | 1 | 7 |
| 1300 | 24,5 | 0 | 4 |

La pressione critica è dello stesso ordine di grandezza della pressione, per la quale il campo elettrico potrebbe provocare una scarica nell'oscurità. Intorno a questa pressione, Stotelow ha mostrato che la corrente non deve dipendere semplicemente dal valore di E/d , rappresentando E la differenza di potenziale e d la distanza tra le piastre, poiché con un valore costante di E/d la corrente per queste pressioni cresce rapidamente con la distanza tra le piastre.



V. Schweidler¹ ha fornito curve che rappresentano la relazione tra la corrente e la differenza di potenziale per pressioni variabili. Varley², al Cavendish Laboratory, ha ottenuto curva simili; alcune sono riprodotte nelle figure 65 e 66. Le curve mostrano tre regioni distinte. Nella prima, quando la forza elettrica è piccola, la corrente cresce rapidamente con essa; la sua velocità di accrescimento diminuisce gradualmente con il crescere della forza elettrica, e si raggiunge il secondo periodo quando la corrente varia solo lentamente (per certe pressioni varia solo di molto poco) con l'intensità del campo elettrico. Con forze elettriche ancora maggiori, si raggiunge una terza regione dove la corrente cresce rapidamente con la forza elettrica e la distanza tra gli elettrodi.

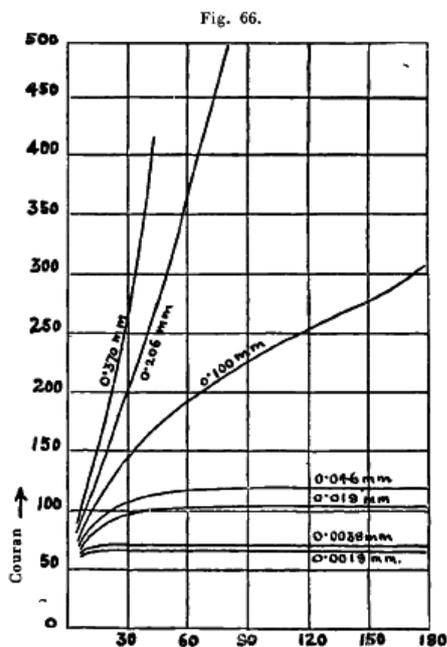
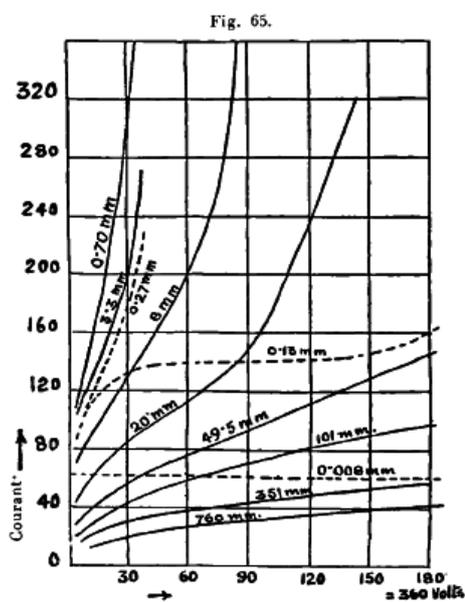


Fig. 66. - Distanza tra gli elettrodi 5,5 mm, gas aria

1 Von Schweidler, *Wien. Ber.*, t. CVIII, 1899, p. 273.

2 Varley, *Phil. Trans.*, A., t. CCII, 1904, p. 439.

Considerazioni teoriche relative alla relazione tra la corrente e l'intensità del campo elettrico

134. Converrà, in primo luogo, porre la nostra attenzione sui campi elettrici deboli rispetto a quelli necessari a provocare la scarica nell'oscurità. Considereremo l'azione della luce ultravioletta come provocante una emissione di un certo numero di corpuscoli per unità d'area del metallo e per unità di tempo; questi ultimi, appena arrivati nel gas che circonda il metallo, raggruppano attorno ad essi una o più delle sue molecole e formano così ioni negativi.

Questi ioni negativi si accumulano nello spazio compreso tra gli elettrodi. Si muovono in tutte le direzioni come le molecole del gas, alcuni di loro raggiungono la piastra negativa e le trasferiscono la loro carica. Si raggiungerà uno stato stazionario quando la quantità di elettricità negativa emessa dalla piastra, per l'azione della luce ultravioletta, diminuita di quanto le è stato fornito dagli ioni che la colpiscono, sarà uguale alla corrente attraverso il gas.

Per esprimere matematicamente questa condizione, consideriamo il caso di due piastre parallele una delle quali è illuminata dalla luce ultravioletta. Siano X l'intensità elettrica diretta perpendicolarmente alle piastre, essendo quella illuminata al potenziale inferiore, n la densità degli ioni negativi; questi ioni sono emessi allo stato di corpuscoli, ma raggruppano ben presto attorno a loro molecole del gas e divengono ioni tra le piastre¹; siano k la mobilità dello ione negativo, e la carica di uno ione, i la corrente per unità di area,

$$i = ne k X$$

Il numero di ioni negativi che colpiscono nell'unità di tempo l'unità di area della piastra è uguale a $\frac{cn}{\sqrt{6\pi}}$, essendo c la velocità media di traslazione degli ioni negativi. Se Ie rappresenta il numero di corpuscoli emessi per unità di area della piastra nell'unità di tempo,

$$Ie = \frac{cne}{\sqrt{6\pi} + i}$$

o, poiché

o

$$i = \frac{Ie \sqrt{6\pi} k X}{1 \pm \frac{Ie k X}{c}}$$

Se X è sufficientemente piccola perché kX sia piccolo rispetto a c , cioè se la velocità dello ione

$$Ie = \frac{c i}{\sqrt{6\pi} k X + i} \\ i = Ie \sqrt{6\pi} k X \frac{1}{c}$$

dovuta al campo elettrico è piccola rispetto alla sua velocità media di traslazione

Se quindi la forza elettrica è piccola, la corrente obbedisce alla legge di Ohm. Per valori più grandi della forza elettrica, la velocità con la quale cresce la corrente con essa diminuisce e si avvicina al suo valore di saturazione Ie .

Poiché

$$k = \frac{1}{2} \frac{e \lambda}{m c}$$

rappresentando m la massa dello ione e λ il libero cammino medio, abbiamo

¹ Questi ioni partono dalla piastra allo stato di corpuscoli, ma si agganciano ben presto alle molecole del gas diventando ioni.

$$i = \frac{I e X}{X + \frac{2 m c^2}{\lambda e \sqrt{6 \pi}}}$$

e, se X è piccolo,

$$i = \frac{I e X \sqrt{6 \pi} \lambda}{2 m c^2}$$

Poiché $m c^2$ dipende solo dalla temperatura, la velocità di aumento della corrente con la forza elettrica sarà proporzionale al libero cammino medio dello ione e sarà maggiore alle basse pressioni. Se la pressione del gas resta costante quando la temperatura varia, poiché λ e $m c^2$ sono entrambi proporzionali alla temperatura assoluta, il loro rapporto ne è indipendente e la variazione di i con la temperatura dipenderà soltanto dalle variazioni di I .

135. Analogamente, se non vi è campo elettrico esterno, la diffusione degli ioni produrrà una corrente debole dovuta alla nube di ioni che partono dall'elettrodo illuminato. Se n è la densità degli ioni negativi vicino all'elettrodo illuminato, n' la densità degli ioni vicino all'altro elettrodo, il gradiente di densità sarà $(n-n')/l$, essendo l la distanza tra essi. Di conseguenza, se D è il coefficiente di diffusione degli ioni negativi, i la corrente per unità d'area,

$$D \frac{(n-n')e}{l} = i$$

Abbiamo così

$$I e - \frac{c n e}{\sqrt{6 \pi}} = i$$

$$\frac{c n' e}{\sqrt{6 \pi}} = i$$

e

$$I e - \frac{c}{\sqrt{6 \pi}} \frac{l i}{D} = 2 i$$

Di conseguenza,

$$i = \frac{I e}{2 + \frac{c}{\sqrt{6 \pi}} \frac{l}{D}}$$

o

136. Elster e Geitel¹, e Stotelow² hanno trovato che, per l'intensità del campo elettrico da essi impiegato, il valore dell'emissione di elettricità nel gas acido carbonico era più grande che nell'aria o nell'ossigeno. Breisig³, al contrario, trovò che era minore nella CO^2 che nell'aria e che essa era eccezionalmente considerevole nei vapori d'etere e di alcool. Il valore dell'emissione varia talmente con la differenza di potenziale, che un confronto tra i suoi valori per differenti gas e per un solo valore di quello non è sufficiente a darci informazioni. Ciò che servirebbe conoscere, è il confronto tra le curve ottenute per differenti gas e rappresentanti la relazione tra la corrente e la differenza di potenziale.

Questo studio è stato fatto da Varley⁴ le cui curve sono date in figura 67. Si può vedere che la corrente dovuta all'effetto fotoelettrico è per un campo elettrico debole più grande nell'aria che

1 Elster e Geitel, *Wied. Ann.*, t. XLI, 1890, p. 161.

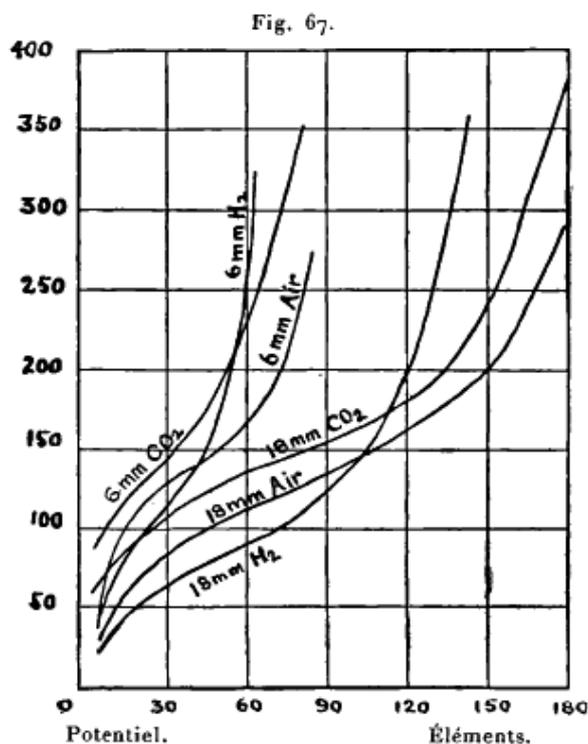
2 Stotelow, *Comptes rendus*, t. CVII, 1888, p. 91.

3 Breisig, *Bonn. Diss.*, 1891; *Wied. Beiblätter*, t. XVII, p. 60.

4 Varley, *Phil. Trans.*, t. CCCII, 1904, p. 439.

nell'idrogeno e che per campi intensi è più grande nell'idrogeno che nell'aria. È sperabile avere curve simili per radiazioni ultraviolette di diverse lunghezze d'onda.

I differenti gas possono produrre correnti differenti, sia per alterazione delle superfici metalliche, sia per combinazione con il metallo, sia per condensazione con esso.



137. Esamineremo ora il rapido aumento della corrente che si produce quando il valore del campo elettrico si avvicina a quello che è necessario a provocare una scarica nell'oscurità. Possiamo, penso, spiegare questo fatto con alcune considerazioni che ho presentato per prime¹ per spiegare la ionizzazione che avviene quando un campo elettrico intenso provoca il passaggio di una scarica attraverso un gas. Quando raggi catodici o di Lenard attraversano un gas, questo diviene conduttore, cioè è ionizzato. L'energia necessaria alla ionizzazione proviene dall'energia cinetica degli ioni dotati di un moto rapido. Poiché per ionizzare una molecola gassosa bisogna fornirle una quantità finita di lavoro, uno ione in movimento non può ionizzare una molecola contro la quale urta a meno che la sua energia cinetica superi un certo valore critico. Ma quando la sua energia cinetica supera questo valore, ionizzazioni risultano da un certo numero di collisioni tra ioni e molecole. Quando degli ioni si muovono in un campo elettrico, l'energia cinetica che essi acquistano cresce via via con l'aumentare del campo e, quando il campo è molto intenso tale che l'energia cinetica degli ioni supera il valore critico, questi produrranno per collisione nuovi ioni e si produrrà così contemporaneamente un aumento del loro numero per cm^3 e della corrente che attraversa il gas. Questo aumento è un aspetto caratteristico delle correnti prodotte dalla luce ultravioletta quando il campo elettrico è così intenso.

Se l è il libero cammino medio di uno ione, e la carica, X la forza elettrica, l'energia cinetica media che gli è data dal campo elettrico è Xel . Quando Xel supera un certo valore critico, un certo numero di collisioni provocherà ionizzazioni. Rappresentiamo questa frazione con $F(Xel)$, essendo $F(X)$ una funzione di x che si annulla quando x è inferiore a un certo valore. Se vi sono n ioni per cm^3 , il numero di collisioni nell'unità di tempo è uguale a nv/l , dove v rappresenta la velocità media di traslazione. Pertanto il numero di ioni prodotti nell'unità di tempo nell'unità di volume è $nvF(Xel)/l$. Un certo numero di collisioni può dare luogo alla perdita dello ione come agente

¹ J.J. Thomson, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 5 febbraio 1900; *Phil. Mag.*, quinta serie, t. L, p. 278.

ionizzante. Il numero di ioni che scompaiono per unità di tempo in un cm^3 di gas è $\beta \frac{nv}{l}$.

Abbiamo trascurato qui la perdita per ricombinazione rispetto a quella risultante dalle collisioni con le molecole; di conseguenza, l'eccesso del numero di ioni sul numero di quelli che scompaiono è uguale a

$$\frac{nv}{l}[f(Xel) - \beta]$$

L'equazione di continuità ci dà, se u è la velocità media di traslazione parallelamente all'asse x

$$\frac{dn}{dt} + \frac{d}{dx}(nv) = \frac{nv}{l}[f(Xel) - \beta]$$

Quando gli ioni si muovono con una velocità sufficiente per acquistare un'energia cinetica che li rende capaci di ionizzare il gas, la loro velocità deve essere interamente dovuta al campo elettrico, poiché in assenza del campo non si produce alcuna ionizzazione. Abbiamo quindi approssimativamente

$$v = u$$

Pertanto in condizioni stazionarie abbiamo, a partire dalla (2)

$$\frac{d}{dx}(nu) = \frac{nu}{l}[f(Xel) - \beta]$$

Integrando, viene

$$nu = C e^{\frac{1}{l} \int_0^x [f(Xel) - \beta] dx}$$

o se in prima approssimazione, consideriamo X come costante,

$$nu = C e^{\frac{x}{l}[f(Xel) - \beta]}$$

Se la corrente raggiunge la saturazione prima che inizi la ionizzazione, $nu = I$ quando $x = 0$, essendo x contato a partire dalla piastra illuminata

$$nu = I e^{\frac{x}{l}[f(Xel) - \beta]}$$

Se d è la distanza tra le piastre, la corrente i è il valore di nu per $x = d$. Si ha allora

$$i = I e^{\frac{d}{l}[f(Xel) - \beta]}$$

Così, quando questa ionizzazione addizionale si produce, la corrente per un valore costante di X cresce con la distanza tra le piastre. Questo effetto è stato osservato da Stotelow¹.

Fino a quando la ionizzazione è limitata a quella prodotta sulla piastra metallica dalla sola luce ultravioletta, la corrente è determinata dall'intensità della forza elettrica, cioè i è una funzione di X e non di d . Ma, quando la ionizzazione secondaria ha inizio, i è allora funzione di X e di d . Questa ionizzazione secondaria inizia quando Xel ha raggiunto un certo valore ben definito. Siccome l , libero cammino medio di uno ione, è inversamente proporzionale alla pressione, il valore di X necessario per produrre la ionizzazione secondaria è quindi direttamente proporzionale a questa pressione. Le curve date da Von Schweidler², e rappresentanti la relazione tra la corrente e la forza elettromotrice per differenti pressioni, mostrano che le sue esperienze sono in perfetto accordo con questo risultato. Ma egli fornisce solo valori approssimati per la pressione, e vi sono pochi punti sufficientemente ben determinati sulla curva per permetterci di determinare con sicurezza l'inizio

1 Stotelow, *Journal de Physique*, seconda serie, t. IX, 1890, p. 468.

2 Von Schweidler, *Wien. Ber.*, t. CVII, 1899, p. 273.

della ionizzazione secondaria.

Esaminando queste curve, dirò che per una pressione di 750mm la ionizzazione secondaria inizia quando la differenza di potenziale tra le piastre è data come da 3mm a 5mm è uguale a 4700V; per 430mm è uguale a 1150V e per 17mm a circa 140V.

Risulta evidente che la corrente non può continuare a crescere quando la pressione diminuisce; quando infatti il libero cammino medio diviene confrontabile con la distanza tra le piastre, si producono molto poche collisioni, e la ionizzazione secondaria è allora molto piccola. Al limite, quando la pressione è infinitamente ridotta, il numero di ioni che raggiungono la piastra non esposta alla luce deve essere uguale al numero di quelli che partono dalla piastra illuminata. Pertanto, con le nostre notazioni precedenti, la corrente limite sarà uguale a I_e .

Il valore del libero cammino alla pressione in cui la corrente è massima si calcola a partire dalla (3) determinando il valore di l che rende $\frac{f(Xel)-\beta}{l}$ massimo. Questa condizione dà

$$f'(Xel)Xel = f(Xel) - \beta$$

equazione che determina Xel . Così, quando la corrente è massima, Xl ha un valore costante. Ciò è in accordo con il risultato di Stotelow, che se p_m è la pressione per la quale la corrente è massima X/p_m è costante.

138. Vedremo più avanti che gli ioni positivi possono provocare una ionizzazione quando la loro energia cinetica supera un certo valore, di molto superiore a quello che è necessario agli ioni negativi per produrre lo stesso risultato. Per calcolare l'effetto di ionizzazione prodotto dagli ioni positivi, possiamo procedere così: siano m il numero di ioni positivi per cm^3 , w la loro velocità, l' il loro libero cammino medio, $F(Xel')$ la frazione del numero di collisioni seguite da ionizzazione, trascurando le ricombinazioni che possiamo considerare come molto poco numerose nel campo

$$\frac{dn}{dt} + \frac{d}{dx}(nu) = \frac{nu}{l}f(Xel) + \frac{mw}{l'}F(Xel')$$

$$\frac{dm}{dt} + \frac{d}{dx}(mw) = \frac{nu}{l}f(Xel) + \frac{mw}{l'}F(Xel')$$

intenso che consideriamo; le equazioni di continuità ci danno

x è misurato nella direzione del moto degli ioni positivi, le altre notazioni sono come le precedenti.

In regime stazionario dn/dt e dm/dt si annullano e, poiché $e(nu+mw)=i$, abbiamo

$$\frac{d}{dx}(enu) = \frac{enu}{l}f(Xel) + \frac{i-enu}{l'}F(Xel')$$

la soluzione di questa equazione, se si considera X come costante, è

$$enu = \frac{-i\gamma}{\alpha-\gamma} + C e^{(\alpha-\gamma)x}$$

essendo α e γ dati rispettivamente da $\frac{f(Xel)}{l}$ e $\frac{F(Xel')}{l'}$, essendo C la costante di integrazione.

Possiamo determinare C sapendo che abbiamo $enu=l$ quando $x=0$; di conseguenza,

$$enu = I e^{(\alpha-\gamma)x} + \frac{i\gamma}{\alpha-\gamma} (e^{(\alpha-\gamma)x} - 1)$$

Sia d la distanza tra le piastre; allora, se $x=d$, $enu=i$; si ha

$$i = \frac{I e^{(\alpha-\gamma)d} (\alpha-\gamma)}{(\alpha-\gamma) e^{(\alpha-\gamma)d}}$$

Se la distanza tra le piastre è un multiplo elevato del libero cammino medio di un corpuscolo, con questo campo intenso $e^{(\alpha-\gamma)d}$ è molto grande; bisogna quindi soltanto che γ raggiunga un valore molto piccolo per rendere $\gamma e^{(\alpha-\gamma)d}$ uguale a α ; in questo caso i diviene infinito e la scarica passa. Così, quando si raggiunge questo punto in cui la ionizzazione degli ioni positivi inizia a farsi sentire, un aumento molto piccolo del campo produce un enorme aumento della corrente portata al passaggio di una scarica.

139. La velocità con la quale i corpuscoli sono proiettati a partire dal metallo illuminato ha una importanza molto grande; se, infatti, essa supera un certo valore, i corpuscoli vicino alla superficie della piastra ionizzeranno il gas, anche se il campo elettrico è molto poco intenso perché l'energia cinetica che comunica basta a fornire loro un potere ionizzante. La velocità dei corpuscoli al momento della loro emissione è stata misurata da Lenard¹; egli trovò che in vuoti molto spinti la superficie illuminata continuava ad emettere corpuscoli anche quando aveva una piccola carica positiva, ciò che prova che i corpuscoli sono emessi con un'energia sufficiente a permettere loro di proseguire il cammino pur essendo sottoposti a una piccola forza ritardante. Misurando le differenze tra i numeri dei corpuscoli emessi quando la piastra illuminata supporta cariche elettriche positive crescenti, si può determinare il numero dei corpuscoli aventi all'emissione velocità determinate. Lenard trovò che i corpuscoli non erano tutti emessi con la stessa velocità. La tabella seguente dà la distribuzione delle particelle secondo le velocità, nel caso del platino, dell'alluminio e del carbone. Le velocità sono contate perpendicolarmente alla superficie del metallo.

| | Carbone | Platino | Alluminio |
|--|---------|---------|-----------|
| Corpuscoli emessi con velocità comprese tra 12 e $8 \cdot 10^7$ cm/s | 0,000 | 0,000 | 0,004 |
| Corpuscoli emessi con velocità comprese tra 8 e $4 \cdot 10^7$ cm/s | 0,049 | 0,155 | 0,151 |
| Corpuscoli emessi con velocità comprese tra 4 e $0 \cdot 10^7$ cm/s | 0,67 | 0,65 | 0,49 |
| Corpuscoli emessi solo con l'aiuto di un campo elettrico esterno | 0,28 | 0,21 | 0,35 |
| | 1,00 | 1,00 | 1,00 |

Le differenze di velocità in ogni caso di emissione sono dovute in parte al fatto che, come ha trovato Ladenburg², i corpuscoli provengono da uno strato di spessore finito. Quelli che provengono dalle parti più profonde hanno subito quando emergono un numero di collisioni più grande con le molecole del metallo di quelli che provengono dagli strati superficiali; essi hanno così le loro velocità più ridotte prima di uscire dal metallo.

140. Per poter sfuggire da una superficie conduttrice, i corpuscoli devono lanciarsi con velocità molto elevate. Un corpuscolo carico negativamente, vicino alla superficie, sarà a causa dell'induzione elettrostatica, attratto e riportato verso di essa se la velocità con la quale è emesso non supera un certo valore. Se r è la distanza tra il corpuscolo e la superficie quando si lancia, $\frac{1}{2}mv^2$, energia cinetica iniziale, deve essere maggiore di e^2/m perché possa allontanarsi, essendo e la sua carica e m la sua massa. Se $r=10^{-7}$ cm, essendo $e/m=5,1 \cdot 10^7$ (unità elettrostatiche), $e=3,4 \cdot 10^{-10}$, v deve essere più grande di $9 \cdot 10^7$ cm/s. Le velocità misurate da Lenard sono quelle che possiede il corpuscolo dopo essere sfuggito all'attrazione elettrostatica dovuta alla superficie del metallo.

Questa attrazione del corpuscolo per induzione elettrostatica è diminuita, se alla superficie del metallo si trova un doppio strato elettrico, come quello che proviene da una pellicola di gas condensato, essendo lo straterello positivo al di fuori e quello negativo vicino al metallo; in questo caso, il campo elettrico che esiste tra gli straterelli favorisce l'espulsione del corpuscolo. Abbiamo una probabilità molto grande in favore dell'esistenza di tali strati e il fatto osservato da Wulf³ che la corrente fotoelettrica emessa dal platino può essere aumentata di dieci volte il suo valore quando si deposita elettroliticamente dell'idrogeno alla sua superficie, suggerisce l'idea che questi strati

1 Lenard, *Ann. der Phys.*, t. VIII, 1902, p. 149.

2 Ladenburg, *Ann. der Phys.*, t. XII, 1903, p. 558.

3 Wulf, *Ann. der Phys.*, t. IX, 1902, p. 946.

possono produrre effetti estremamente considerevoli.

Questo è quanto possiamo attenderci dai valori di velocità di emissione ottenute da Lenard; un esame della tabella mostra che nel caso del carbone il 95% dei corpuscoli sono emessi con velocità inferiori a $4 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$. Questa velocità è quella che può acquistare il corpuscolo passando attraverso una differenza di potenziale di $0,5V$. Così, una pellicola gassosa alla superficie del carbone con una differenza di potenziale di $0,5V$ (essendo lo straterello negativo esterno), bloccherà praticamente in modo completo l'emissione di corpuscoli dal carbone illuminato.

141. La maggiore velocità di emissione osservata da Lenard corrisponde al passaggio della carica elettrica del corpuscolo attraverso una differenza di potenziale di cir $5V$. In seguito alle esperienze, giunge alla conclusione che un corpuscolo non può produrre ioni per collisione contro le molecole se la sua velocità non è uguale a quella che gli comunicherebbe la sua carica attraversando una differenza di potenziale di $11V$. Tuttavia è evidente che corpuscoli che si muovono rapidamente nel momento in cui sono espulsi dal metallo richiederanno meno energia per raggiungere la velocità che permette loro di produrre la ionizzazione di quelli che all'interno del gas hanno avuto la loro velocità ridotta dalle collisioni ripetute con le molecole di quest'ultimo. Di conseguenza, una forza elettrica relativamente piccola vicina alla piastra provocherà una ionizzazione in questa regione. La ionizzazione per collisione che si osserva in un caso come quello differisce da quello che abbiamo studiato in precedenza in quanto essa è confinata alla regione vicina alla superficie illuminata e non si produce nel resto del campo. L'effetto prodotto sulla corrente da questo aumento della ionizzazione vicino alla superficie è circa equivalente a quello che produrrebbe un aumento del numero di corpuscoli emessi da essa. L'esame delle curve date da Varley (fig. 65 e 66) suggerisce l'idea che qualche fenomeno analogo si debba produrre. Esse ci mostrano che, quando la pressione è bassa, ma non troppo bassa, circa uguale a 1mm , la corrente sotto un campo elettrico insufficiente a dare a un corpuscolo a riposo un'energia sufficiente per permettergli di agire come ionizzante, è più intensa della corrente di saturazione in un vuoto più spinto. Quest'ultima, se tuttavia nessuna pellicola superficiale è estratta quando si riduce la pressione, misura il numero di corpuscoli emessi dalla superficie illuminata. Poiché nel gas a una pressione di 1mm la corrente è superiore alla corrente di saturazione, anche il campo elettrico è relativamente piccolo, vi devono essere più ioni di quelli emessi dalla piastra metallica. Con questo modo di vedere, questi ioni supplementari saranno prodotti dalle collisioni vicino alla piastra elettrizzata.

È interessante osservare quanto è piccola la quantità di energia trasportata dalla corrente di corpuscoli emessi sotto l'azione della luce ultravioletta rispetto a quella irraggiata dalla radiazione termica ordinaria. Nelle esperienze di Lenard, la corrente di saturazione è circa uguale a $25 \cdot 10^{-10} \text{ C/s}$. Se i corpuscoli fossero tutti emessi con una velocità uguale a quella che essi possono acquisire sotto una caduta di potenziale di $5V$ (che è molto al di sotto della media), il numero di erg emessi ogni secondo sarà $5 \cdot 10^9 \times 25 \cdot 10^{-10}$ o $1,25$. La superficie illuminata aveva un'area uguale a circa 7cm^2 . Il numero di erg emesso per cm^2 e per sec era uguale soltanto a $0,18$. Un corpo nero alla temperatura di 0°C emette per cm^2 e per secondo circa 25000erg .

142. Lenard¹ fece questa importante scoperta, che la velocità di emissione di corpuscoli emessi sotto l'azione della luce ultravioletta è indipendente dall'intensità di quest'ultima. Il numero di corpuscoli emessi le è proporzionale, ma la velocità di ogni corpuscolo dipende soltanto dalla natura della superficie illuminata. Un rapido esame mostra che questo risultato comporta conseguenze molto importanti. Prova che la velocità dei corpuscoli non è dovuta all'azione diretta su di essi dalla forza elettrica, che, secondo la teoria elettromagnetica della luce, esiste in un fascio di raggi incidenti. Si può pensare che l'azione della luce consiste nel rendere instabile nel corpo illuminato un sistema qualsiasi, atomo, molecola o gruppo di molecole, e che questi sistemi si raggruppano tra loro in modo da presentare il minimo di energia potenziale. Questa diminuzione di energia potenziale sarà accompagnata da un corrispondente aumento dell'energia cinetica e vi potrà essere così emissione di corpuscoli al di fuori degli atomi della sostanza illuminata. Si può dare

1 Lenard, *Ann. der Phys.*, t. VIII, 1902, p. 149)

come esempio dell'azione della luce sulle modifiche dei sistemi i numerosi casi di produzione di isomeri di composti organici accompagnati da un fenomeno calorifico. Con questo modo di vedere, l'espulsione di un corpuscolo dalla sostanza sarà dovuta in qualche modo a un'esplosione; nel caso di un corpo semplice, questo non può che essere l'esplosione di un atomo, come quella che può essere prodotta da una nuova disposizione di alcuni dei corpuscoli che supponiamo si formi; l'energia che provoca l'espulsione del corpuscolo deriverebbe così dall'energia interna dell'atomo. In questa ipotesi la sostanza sarà in una certa misura alterata dall'incidenza della luce ultravioletta, e, se la sostanza è un corpo semplice, possiamo supporre che alcuni dei suoi atomi sono stati modificati. Non abbiamo prove dirette che si produce una tale modificazione, a meno tuttavia che i fenomeni di *fatica* gli debbano in parte la loro origine. Un calcolo semplice mostrerà che la quantità di materia modificata a causa dell'emissione di corpuscoli sotto l'azione della luce ultravioletta sarà, nel corso di un'esperienza praticamente realizzabile, eccessivamente piccola. Una corrente fotoelettrica che trasporta $10^{-10} C/s \cdot cm^2$ è superiore all'intensità media che si può osservare e richiederebbe 300 anni per modificare tutti gli atomi appartenenti allo strato superficiale. Si determina questa durata nel modo seguente.

I corpuscoli, come Ladenburg¹ ha mostrato, hanno come punto di partenza uno strato di spessore finito. Innalzando la temperatura di un foglio di vetro ricoperto di strati di nickel di spessori variabili, trovò che l'effetto fotoelettrico crescerebbe con lo spessore di nickel fino a raggiungere $10^{-4} cm$; poi il fenomeno era normale e indipendente dallo spessore. Dobbiamo quindi ammettere che i corpuscoli provengono da uno strato di $10^{-4} cm$ di spessore. In un tale strato e per cm^2 , vi sono circa 10^{20} molecole. Se ognuna di esse fornisce solo un corpuscolo, la quantità totale di elettricità portata da questi ultimi sarà di circa 1 C; siccome per secondo vi è emissione di 10^{-10} ; servirebbero $10^{10} s$, cioè più di 300 anni affinché tutte le molecole comprese nello strato siano esplose successivamente. Se l'energia risultante dall'esplosione è sufficiente per mettere in libertà più di un corpuscolo, bisogna aumentare ancora grandemente questa durata. Sarebbe interessante vedere se le proprietà di una pellicola molto fotoelettrica, come per esempio di una pellicola di rubidio, sono modificate da un'esposizione prolungata alla luce.

L'effetto fotoelettrico dipende dall'orientazione del piano di polarizzazione della luce

143. Elster e Geitel² fecero la scoperta molto interessante che, quando la luce incidente è polarizzata in un piano, rimanendo l'intensità e l'angolo di incidenza gli stessi, l'effetto fotoelettrico è più piccolo di quando è polarizzata nel piano di incidenza rispetto a quando è polarizzata ad angolo retto su questo piano. Nella teoria elettromagnetica, si ammette l'esistenza nella luce polarizzata ad angolo retto sul piano di incidenza di una forza elettrica avente una componente normale alla superficie riflettente.

Quando la luce è polarizzata in questo piano, la forza elettrica è parallela alla superficie. Il metodo più comodo per studiare l'effetto della polarizzazione è di utilizzare la superficie di un liquido, poiché è importante che la superficie riflettente sia piana e che il liquido scelto sia sensibile alla luce ordinaria. poiché si può allora impiegare un nicol per polarizzarla. I liquidi impiegati da Elster e Geitel erano la miscela liquida di sodio e di potassio e gli amalgami di rubidio e di cesio. Essi erano posti in contenitori in cui si era fatto il vuoto e si osservava la velocità di emissione dell'elettricità negativa sotto l'azione della luce che cade sulla loro superficie sotto angoli diversi. Diamo di seguito alcuni dei risultati così ottenuti. Non abbiamo dati che ci permettono di dire a quale parte della curva che collega la velocità di emissione alla forza elettromotrice queste osservazioni si riferiscono.

1 Ladenburg, *Ann. der Phys.*, t. XII, 1903, p. 558.

2 Elster e Geitel, *Wied. Ann.*, t. LII, 1894, p. 433; t. LV, 1895, p. 684; t. LXI, 1897, p. 445.

Velocità di emissione (i) dell'elettricità per lega di sodio e di potassio esposta alla luce bianca polarizzata ad angolo retto sul piano di incidenza

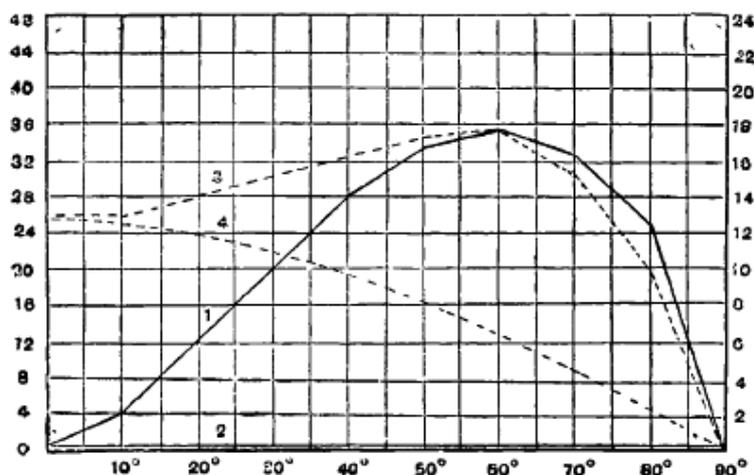
| Angolo di incidenza | i | Angolo di incidenza | i | Angolo di incidenza | i |
|---------------------|------|---------------------|------|---------------------|------|
| 0° | 2,8 | 30° | 17,4 | 60° | 28,7 |
| 10 | 5,2 | 40 | 23,4 | 70 | 23,8 |
| 20 | 11,2 | 50 | 27,0 | 80 | 11,0 |

Velocità di emissione (i) dell'elettricità per la stessa lega esposta alla luce bianca polarizzata nel piano di incidenza

| Angolo di incidenza | i | Angolo di incidenza | i | Angolo di incidenza | i |
|---------------------|------|---------------------|------|---------------------|------|
| 3° | 2,8 | 30° | 2,65 | 60° | 1,51 |
| 10 | 2,78 | 40 | 2,24 | 70 | 1,01 |
| 20 | 2,87 | 50 | 1,80 | 80 | 0,33 |

Così, salvo per l'incidenza normale, dove i due valori sono necessariamente uguali, l'emissione prodotta dalla luce polarizzata nel piano di incidenza è molto più piccola di quella prodotta dalla luce polarizzata ad angolo retto su questo piano. Vediamo così che mentre nell'ultimo caso la corrente decresce costantemente al crescere dell'angolo di incidenza, cresce nel primo con l'angolo di incidenza fino a che questo sia di circa 60°, dopo che essa decresce.

Fig. 68.

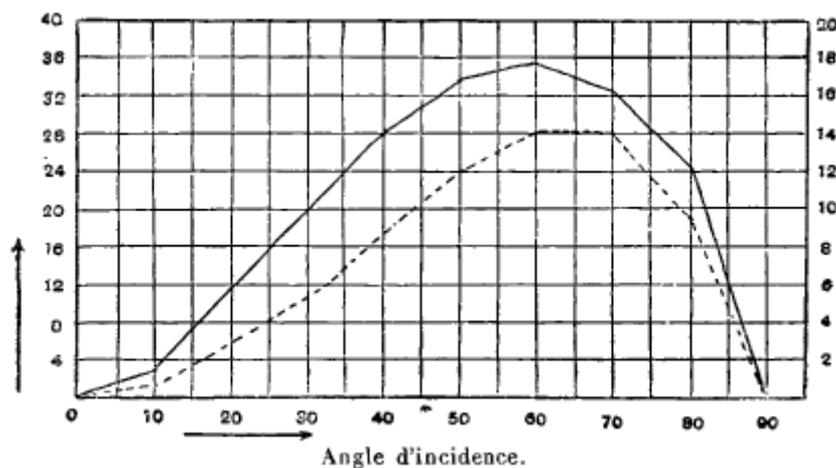


Elster e Geitel hanno determinato come la quantità di luce assorbita da metallo variava con l'angolo di incidenza nel caso della luce polarizzata nel piano di incidenza o perpendicolarmente ad esso. La figura 68 rappresenta gli assorbimenti e le correnti fotoelettriche corrispondenti. Le curve 1 e 2 rappresentano le correnti fotoelettriche dovute alla luce polarizzata ad angolo retto sul piano di incidenza e in questo piano; le curve 3 e 4, gli assorbimenti della luce in questo caso. Si osserverà che in ogni caso la corrente e l'assorbimento crescono e decrescono simultaneamente, ma che una quantità data di luce assorbita è molto più efficace per provocare una emissione quando il suo piano di polarizzazione è ad angolo retto sul piano di incidenza che quando è in questo piano. Le considerazioni seguenti, dovute a Elster e Geitel, rendono più chiara la relazione che esiste tra l'assorbimento e la corrente. Supponiamo che l'intensità della luce incidente polarizzata ad angolo sul piano di incidenza sia uguale a 1, che la quantità di luce assorbita quando l'angolo di incidenza è Φ sia a_Φ e a_0 quando $\Phi=0$. Quando l'angolo di incidenza è uguale a Φ , la componente della forza elettrica parallela alla superficie è proporzionale a $\cos\Phi$ e l'energia che corrisponde a questa

componente a $\cos^2\Phi$. La porzione assorbita di questa energia sarà $a_0\cos^2\Phi$; pertanto $a_\Phi - a_0\cos^2\Phi$ sarà l'energia dovuta alla forza elettrica ad angolo retto con la superficie e assorbita dal metallo. Supponiamo che I_Φ sia la corrente quando l'angolo di incidenza è Φ , I_0 la corrente quando l'angolo di incidenza è 0, essendo l'intensità della luce uguale a 1. L'intensità dovuta alla forza elettrica parallela alla superficie è $\cos^2\Phi$; la corrente che essa provoca è $I_0\cos^2\Phi$, pertanto la corrente prodotta dalla componente della forza elettrica perpendicolare alla superficie può essere presa uguale a $I_\Phi - I_0\cos^2\Phi$. Elster e Geitel hanno mostrato che $a_\Phi - a_0\cos^2\Phi$ e $I_\Phi - I_0\cos^2\Phi$ sono approssimativamente proporzionali tra loro. Ciò si può vedere sulle due curve della figura 69, che rappresentano la variazione di queste due quantità con l'angolo di incidenza. La linea continua rappresenta la variazione della corrente; la linea tratteggiata, la variazione dell'assorbimento.

Se ammettiamo che l'effetto fotoelettrico è dovuto all'emissione di corpuscoli negativi dal metallo, possiamo spiegare come segue l'influenza dell'orientazione dei piani di polarizzazione. Possiamo supporre che l'energia proveniente dalla luce assorbita dal metallo vada a qualcuno di loro, comunichi loro un'energia sufficiente per permettere loro di sfuggire dal metallo, come avviene alle temperature molto elevate. Questi corpuscoli hanno acquisito, per l'azione della luce ultravioletta, un'energia cinetica superiore a quella che possiede una molecola gassosa alla temperatura del metallo; da ogni collisione di un corpuscolo con una molecola metallica risulterà una perdita di energia cinetica; se quindi il corpuscolo deve sfuggire dal metallo, sarà importante che subisca un numero di collisioni il più limitato possibile prima di raggiungere la superficie, cioè che si muova all'incirca normalmente ad essa. Quando la luce è polarizzata ad angolo retto col piano di incidenza, si ha una componente della forza elettrica normale alla superficie, che orienterà alcuni dei corpuscoli in questa direzione. Quando, al contrario, la luce è polarizzata nel piano di incidenza, la forza elettrica è parallela alla superficie e tende a far muovere le molecole parallelamente ad essa. Così i corpuscoli subiranno, prima di sfuggire, un numero di collisioni più grande in questo caso che nel primo, e avranno meno possibilità di raggiungere la superficie con un'energia sufficiente per liberarsi.

Fig. 69.



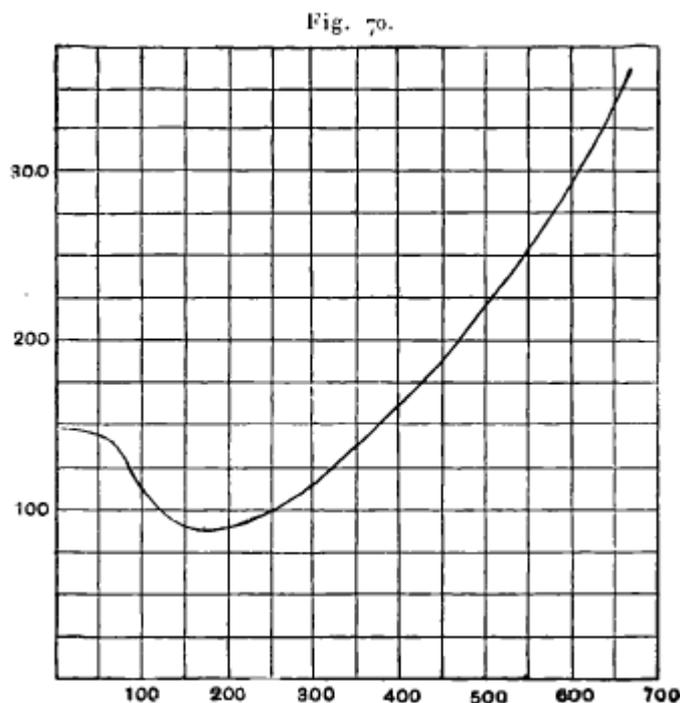
Le esperienze di Elster e Geitel sono state fatte con radiazioni appartenenti allo spettro visibile, e le sostanze impiegate, lega di sodio, potassio e rubidio, davano effetti fotoelettrici intensi con radiazioni di grande lunghezza d'onda. Non sembra avere effetto apprezzabile quando si impiega luce ultravioletta. Lenard¹ e Ladenburg² hanno trovato che con essa gli effetti fotoelettrici dipendono soltanto dall'intensità e sono indipendenti dalle posizioni del piano di polarizzazione e dall'angolo di incidenza. Ciò concorda con i risultati di Ladenburg, secondo cui la sorgente degli effetti fotoelettrici risiede in uno strato di spessore finito, poiché la luce, dopo essere penetrata nel metallo, perde rapidamente le proprietà di polarizzazione che possedeva prima dell'incidenza.

1 Lenard, *Ann. dr Phys.*

2 Ladenburg, *Ann. dr Phys.*, t. XII, 1903, p. 558.

Influenza della temperatura sull'effetto fotoelettrico

144. L'influenza esercitata dalla temperatura del metallo sull'effetto fotoelettrico è stata studiata da Hoor¹, Stotelow², Elster e Geitel³, Righi⁴ e Zeleny⁵. Hoor trovò che la sensibilità di una lastra di zinco per la luce diminuiva quando la sua temperatura si innalzava da 18° a 55°. Stotelow trovò, al contrario, che innalzando la temperatura fino a 200° si aumentava la sensibilità e Elster e Geitel, che una variazione della temperatura non aveva alcun effetto sullo zinco.



Righi trovò che la carica positiva data dalla luce a una piastra inizialmente neutra era maggiore quando la stessa era calda che quando era fredda. Ci dobbiamo ricordare che una corrente d'aria che soffia su una piastra ne accresce la carica positiva; una parte dell'effetto osservato da Righi può quindi essere stato dovuto alle correnti d'aria provocate dalla piastra calda. Esaminando le interpretazioni di questi risultati che sembrano tutti contraddittori, bisogna ricordare che le circostanze che influenzano la sensibilità del metallo alla luce dipendono molto dall'intensità del campo. Supponiamo così di operare con un campo intenso e che il gas che circonda il metallo sia a una pressione eccessivamente bassa. La corrente fotoelettrica è saturata e misura il numero di corpuscoli emessi dal metallo nell'unità di tempo. Misure dell'azione della temperatura in questo caso ammetteranno una interpretazione perfettamente definita. Ma quando il gas è a una pressione elevata e l'intensità del campo debole, cioè quando ci troviamo sulla prima parte della curva che collega la corrente alla differenza di potenziale, l'interpretazione dell'effetto della temperatura rimane ambigua, poiché la corrente in questo periodo dipende non solo dalla velocità di emissione dei corpuscoli, ma anche dalla mobilità degli ioni attraverso il gas.

Inoltre, l'aumento della temperatura può modificare la pressione del gas e di conseguenza la velocità degli ioni attraverso di esso e bisognerebbe spingere un poco oltre le esperienze per separare l'effetto dovuto alla velocità degli ioni da quello dovuto alla velocità di emissione dei corpuscoli prodotti dalla piastra. Le esperienze di Elster e Geitel sull'azione della temperatura sulla corrente emessa da una superficie di potassio in un vuoto spinto non sono soggette a questa

1 Hoor, *Wien. Berichte*, t. XCVII, 1888, p. 719; *Exner's Rep.*, t. XXV, 1889, p. 91.

2 Stotelow, *Comptes rendus*, t. CVIII, 1889, p. 1241.

3 Elster e Geitel, *Wied. Ann.*, t. XLVIII, 1893, p. 625.

4 Righi, *Atti Ist. Ven.*, t. VII, Mem II.

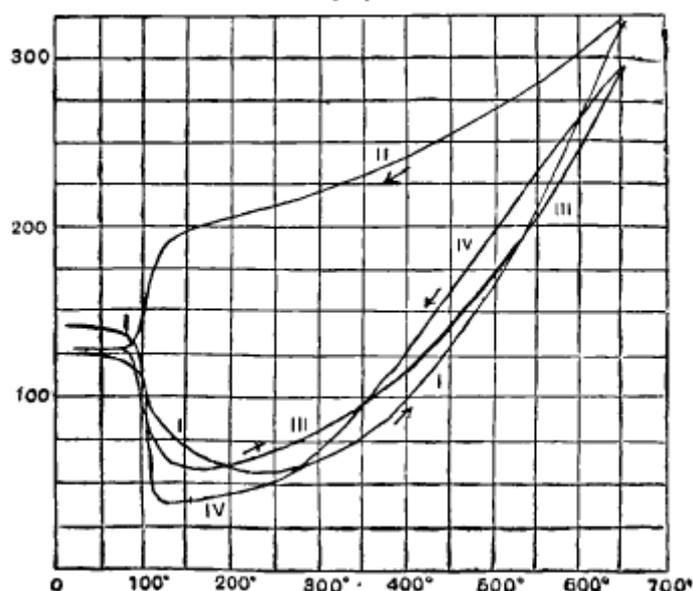
5 Zeleny, *Physical Review*, t. XII, 1901, p. 321.

obiezione, poiché l'azione del gas è eliminata. Essi trovarono in questo caso un aumento della corrente di circa il 50% quando si innalza la temperatura da 20° a 50°. Da qualche esperienza dell'autore appare che, quando si innalza la temperatura molto di più, cioè a circa 200°, i metalli alcalini danno un aumento molto grande della corrente, e sono molto più sensibili alla luce alle alte temperature che alle basse.

Zeleny, che misurò la corrente emessa dal platino e dal ferro esposti alla luce ultravioletta nell'aria a pressione atmosferica, trovò che nel caso del platino la corrente decresceva sempre all'inizio quando la temperatura aumentava, raggiungeva un minimo, poi cresceva allora con essa fino alla più alta temperatura impiegata.

I risultati mostrarono un curioso effetto di isteresi; le correnti ottenute durante il raffreddamento del metallo erano più intense alla stessa temperatura di quando il filo si riscaldava. Le curve date (figura 71) rappresentano questi risultati; (1) dà le correnti corrispondenti a temperature costantemente crescenti, (2) quelle che corrispondono a temperature sempre decrescenti, (3) quelle corrispondenti a temperature crescenti e (4) a temperature decrescenti, lasciando il filo raffreddare alla temperatura ambiente tra ogni osservazione. Queste osservazioni mostrano che il riscaldamento del filo produce qualche modifica della sua superficie, probabilmente nella quantità di gas condensato su di esso o assorbito e che lo ricopre lentamente.

Fig. 71.



Con il ferro, la corrente minima non è, all'incirca, così ben marcata come con il platino e non vi è più una differenza così grande tra le curve ottenute per temperature crescenti e decrescenti. D'altra parte, la corrente fotoelettrica cresce più rapidamente con la temperatura per il ferro che per il platino. La corrente a 700° C era, nel caso del ferro, uguale a 40 volte circa quella a 15°, mentre per il platino la corrente a 700° era circa soltanto 2,5 volte quella a 15°.

Zeleny ricercò pure se il metallo innalzato a una temperatura proprio inferiore a quella per la quale iniziava ad emettere ioni positivi nell'oscurità poteva emetterne se si faceva cadere su di esso luce ultravioletta. Non osservò alla luce una produzione di ioni positivi a una temperatura più bassa che nell'oscurità. Nello stesso modo, quando il metallo era innalzato alla temperatura per la quale emetteva ioni positivi, la velocità di produzione non era aumentata dall'incidenza su di esso della luce ultravioletta.

A temperature elevate, la corrente elettrica emessa dai metalli incandescenti è così grande rispetto a quella dovuta a effetti fotoelettrici, che si possono rivelare solo con grande difficoltà le variazioni di quest'ultima. La variazione dell'effetto fotoelettrico, con la temperatura può essere studiata in modo più conveniente raffreddando il metallo a temperature molto basse, come quelle

che si ottengono con l'aria e l'idrogeno liquidi. Sarà allora interessante vedere se gli effetti dovuti alla temperatura sono legati a cambiamenti nella proporzione di gas assorbita dal metallo.

Natura degli ioni prodotti dall'azione della luce ultravioletta sui metalli

145. Le esperienze dell'autore e quelle di Lenard mostrano che in un vuoto spinto i metalli illuminati dalla luce ultravioletta emettono corpuscoli, cioè particelle la cui massa è soltanto la millesima parte di quella di un atomo di idrogeno. Quando il metallo è circondato da un gas, i corpuscoli urtano ben presto le molecole di quest'ultimo, si attaccano ad esse e le trascinano nei loro movimenti sotto l'azione del campo elettrico. La velocità degli ioni negativi attraverso diversi gas è stata misurata da Rutherford, che mostrò che la velocità dello ione era indipendente dalla natura del metallo colpito dalla luce, ma dipendeva dal gas attraverso il quale lo ione si doveva muovere. Mostrò pure che la velocità nel gas dello ione negativo prodotto dalla luce ultravioletta era molto approssimativamente la stessa di quella dello ione prodotto dai raggi di Röntgen attraverso lo stesso gas.

La diminuzione dell'effetto fotoelettrico, prodotta da un campo magnetico trasversale quando la pressione del gas è bassa, e scoperta da Elster e Geitel¹, è già stata discussa.

L'effetto fotoelettrico sembra scomparire immediatamente dopo l'interruzione della luce. Stotelow², che fece una serie di esperienze su questo aspetto, non poté evidenziare un intervallo di tempo finito tra l'incidenza della luce e la comparsa dell'effetto fotoelettrico totale o tra la scomparsa della luce e la cessazione totale dell'effetto. Mostrò in ogni caso che questo intervallo deve essere inferiore a $\frac{1}{1000}$ di secondo.

Fatica fotoelettrica

146. Il valore dell'emissione dei corpuscoli negativi per alcuni metalli è maggiore quando una superficie è esposta per la prima volta alla luce ultravioletta che quando è stata esposta per qualche tempo. La causa di questo effetto, indicato con il nome di *fatica fotoelettrica*, non è stato tuttavia completamente spiegato e vi sono ancora alcune discordanze tra i risultati delle esperienze alle quali ha dato origine. Sembra, senza dubbio, che vari molto: 1° con metalli diversi; 2° con la natura del gas che circonda il metallo; 3° con la qualità della luce ultravioletta. Così Ladenburg³ trovò che l'alluminio in un vuoto spinto non presentava alcuna fatica, mentre era molto marcato con l'argento. La superficie dell'argento diveniva rugosa sotto l'azione della luce ultravioletta e ciò consente di pensare che vi è uno strappo di particelle d'argento dalla superficie del metallo, mentre la superficie di alluminio non ne è influenzata. Ladenburg mostrò che la condizione di nettezza della superficie aveva una grande influenza sull'effetto fotoelettrico. Varley trovò che, mentre lo zinco si affatica rapidamente in aria, non lo è allo stesso modo nell'idrogeno. La fatica fotoelettrica può essere in questo caso attribuita a una ossidazione superficiale; essa non è sempre dovuta tuttavia a questa causa, poiché Lenard⁴ l'ha osservata nel miglior vuoto ottenibile. Von Schweidler⁵ trovò che essa non dipendeva dallo stato di elettrizzazione della superficie e si produceva così rapidamente quando quest'ultima era elettrizzata positivamente, nel qual caso non vi era alcuna emissione di elettricità, rispetto a quando vi era una carica negativa e si aveva produzione di una corrente. Kreuzler⁶ e

1 Elster e Geitel, *Wied. Ann.*, t. XLI, 1890, p. 166.

2 Stotelow, *Aktinoelectrische Untersuchungen, Physikalisch. Revue*, t. I, 1892, p. 725.

3 Ladenburg, *Ann. der Phys.*, t. XII, 1903, p. 558.

4 Lenard, *Ann. der Phys.*, t. XII, 1903, p. 449.

5 Von Schweidler, *Wien. Ber.*, t. CXII, 11a, 1903, p. 974.

6 Kreuzler, *Ann. der Phys.*, t. VI, 1901, p. 398.

Buisson¹ trovarono che la fatica non si presentava nell'oscurità e, di conseguenza, era dovuta all'azione della luce. Hallwachs², che studiò superfici di Zn e Cu^2O , trovò d'altra parte che la fatica fotoelettrica si manifestava sia nell'oscurità che alla luce; trovò che era molto minore nei recipienti di piccolo volume che in altri di volume maggiore o all'aria aperta e la attribuì all'azione dell'ozono. L'esistenza di questa fatica nei vuoti spinti mostra che questa non è la sola causa. Un grande numero di suoi effetti può essere spiegato dalla formazione o distruzione di pellicole di gas sulla superficie del metallo, che producono un debole strato che favorisce o ostacola l'emissione di corpuscoli da quest'ultimo. Questi doppi strati possono provocare variazioni enormi di effetti fotoelettrici. Buisson ha mostrato che la differenza di potenziale in una soluzione tra una piastra e un metallo campione è modificata quando si toglie la piastra dalla soluzione e la si espone alla luce ultravioletta e la si rimette nuovamente nella soluzione. Questo risultato è favorevole all'ipotesi che la luce ultravioletta può provocare modifiche lente a qualcuno degli atomi della sostanza che colpisce. Tali cambiamenti possono avere un'azione sul potere fotoelettrico dei corpi, anche nei vuoti più spinti.

Relazione tra gli effetti fotoelettrici, la fluorescenza e la ionizzazione delle soluzioni

147. G.C. Schmidt³ fece una serie di esperienze e giunse alla conclusione che si può mettere chiaramente in evidenza una relazione stretta tra gli effetti fotoelettrici, la ionizzazione e la fluorescenza; mentre la fucsina sembrava avere una indicazione netta di connessione tra la ionizzazione e gli effetti fotoelettrici, poiché soluzioni acquose di fucsina sono fotoelettriche mentre soluzioni alcoliche e acetone non lo sono, e che la fucsina è ionizzata nell'acqua mentre non lo è negli altri solventi. I risultati ottenuti con l'eosina sembrano smentire in modo decisivo questa relazione; l'aggiunta infatti di sali neutri, come IK , NaCl , Ina distrugge la ionizzazione e non vi è in soluzione acquosa alcuna influenza sugli effetti fotoelettrici. Anche il rosso di Magdala è fluorescente nell'alcool, nell'alcool amilico e nell'acetone. Le prime due soluzioni sono fotoelettriche, l'ultima non lo è. I sali che si scompongono sotto l'azione della luce, come i sali aloidi d'argento, sono fortemente fotoelettrici.

Nel caso dell'acqua, un cambiamento dello stato fisico sembra correlato a un cambiamento delle proprietà fotoelettriche. Brillouin⁴ trovò, infatti, che il ghiaccio secco era fotoelettrico, mentre l'acqua allo stato liquido non lo era.

Cantor⁵ e Knoblauch⁶ hanno avanzato l'opinione che l'effetto fotoelettrico dipende dall'ossidazione, basandosi sul fatto che le sostanze elementari o composte che presentano questo effetto sono quelle che si combinano all'ossigeno. È tuttavia, credo, necessario distinguere tra il potere di combinarsi all'ossigeno e l'atto di combinazione.

Ci dovremmo attendere che le sostanze fotoelettriche siano ossidabili, poiché perdono rapidamente corpuscoli negativi, si caricano così positivamente e si trovano in uno stato opportuno per combinarsi con una sostanza elettronegativa come l'ossigeno. Non è tuttavia evidente che la presenza dell'ossigeno sia necessaria perché gli effetti fotoelettrici si manifestino. Infatti, l'evidenza del contrario sembra conclusiva, poiché sostanze come il rubidio e il potassio, racchiusi in un recipiente con un vuoto spinto, sembrano conservare indefinitamente il loro potere fotoelettrico, mentre ogni traccia di ossigeno sarebbe presto stata assorbita da essi.

I fenomeni fotoelettrici sembrano molto favorevoli all'ipotesi secondo la quale le azioni

1 Buisson, Journ. de Phys., terza serie, t. X, 1901, p. 597.
2 Hallwachs, *Physik, Zeitschr.*, t. V, 1904, p. 239.
3 G.C. Schmidt, *Wied. Ann.*, t. LXIV, 1898, p. 708.
4 Brillouin, *Écl. élect.*, t. XIII, 1897, p. 577.
5 Cantor, *Wien. Sitzungber.*, t. CII, 1893, p. 1188.
6 Knoblauch, *Zeit. f. physikalische Chemie*, t. XXIX, 1899, p. 257.

chimiche prodotte dalla luce sarebbero dovute all'emissione di corpuscoli da alcuni degli atomi della sostanza illuminata; invece di supporre che l'emissione di corpuscoli è un effetto secondario, e che la combinazione chimica costituisce il fenomeno principale. Come esempio delle modifiche che può produrre la luce sulle proprietà chimiche, possiamo considerare le questioni di valenza o di carica elettrica portata da un atomo in un composto. La valenza dipende dalle attitudini relative degli atomi costituenti i corpi a respingere o attrarre i corpuscoli. I fenomeni fotoelettrici mostrano che questa proprietà è considerevolmente influenzata dalla luce. Ci possiamo quindi attendere che l'esposizione alla luce possa toccare le valenze degli atomi, e troviamo sperimentalmente che molte trasformazioni chimiche prodotte dalla luce sono accompagnate da un cambiamento di valenza.

Se l'atomo del metallo possiede una carica elettrica positiva, gli basterà raggiungere, per respingere un corpuscolo, una maggiore velocità iniziale rispetto all'essere inizialmente neutro. Questa è forse la ragione per la quale un composto come NaCl, che contiene un atomo di un elemento molto fotoelettrico, possiede un potere fotoelettrico molto piccolo. La carica positiva dell'atomo di sodio nel composto impedirebbe l'uscita dei corpuscoli che avrebbero potuto farlo con un atomo neutro. Se la carica di un atomo può avere più valenze, come è il caso quando l'elemento ha una valenza variabile, il composto nel quale il metallo ha la valenza più grande e di conseguenza la carica positiva maggiore avrebbe una tendenza ad avere il più piccolo potere fotoelettrico.

Cap. 11 - Ionizzazione dai raggi di Röntgen

148. In questo Capitolo porteremo la nostra attenzione unicamente sulle proprietà ionizzanti dei raggi, lasciando a dopo le considerazioni sul modo di produrli e le discussioni relative alla loro natura. Tuttavia è utile enumerare alcune delle loro più importanti proprietà. Röntgen¹ trovò, nel 1895, che effetti molto evidenti si manifestavano nelle vicinanze di un tubo con un vuoto spinto e attraverso il quale passava una scarica elettrica: il vuoto consentiva la comparsa di una viva fluorescenza verdastra sulle pareti del tubo. Trovò che uno schermo ricoperto di una sostanza fosforescente, come il platino cianuro di potassio, diveniva luminoso quando lo si poneva nelle vicinanze del tubo e che una placca spessa di metallo proiettava un'ombra netta quando era interposta tra il tubo e lo schermo; al contrario, sostanze leggere, come un sottile foglio di alluminio, un foglio di cartone, di legno, non proiettavano ombre mole evidenti, mostrando così che l'agente produttore di questa fosforescenza attraversava con una grande facilità corpi opachi alla luce ordinaria. In regola generale, maggiore è la densità di una sostanza, più essa è opaca per questi raggi. Così le ossa sono molto più opache della carne; se quindi si pone la mano tra il tubo a scarica e la lastra, i contorni delle ossa saranno distintamente visibili nell'ombra proiettata sullo schermo; o ancora, se si pone tra il tubo e la placca un borsellino contenente monete, la borsa produrrà solo un'ombra debole, mentre quella proiettata dalla monete sarà molto scura. Röntgen mostrò che l'agente (chiamato ora *raggi di Röntgen*) produce la fosforescenza sulla placca in linea retta e non è deviato passando da un mezzo all'altro. Non subisce quindi rifrazione. I raggi impressionano una lastra fotografica così come uno schermo fosforescente, e si possono facilmente fotografare le ombre che essi proiettano. Il tempo di posa dipende dalla loro intensità e questa dalla scarica che passa attraverso il tubo e dalle sostanze che essi attraversano nel loro percorso fino alla placca. Il tempo di posa necessario per ottenere una fotografia può variare da qualche secondo a parecchie ore. La proprietà che possiedono i raggi di attraversare gli ostacoli che incontrano sulla loro traiettoria varia molto con le condizioni in cui si trova il tubo a scarica che li produce. Quando la pressione non è molto bassa e quando la differenza di potenziale tra gli elettrodi è relativamente piccola, i raggi hanno una forza penetrante minima e sono prontamente assorbiti. Questi sono *raggi molli*. Quando, al contrario, il vuoto nel tubo è spinto molto più lontano, e quando, di conseguenza, la differenza di potenziale tra gli elettrodi è considerevolmente aumentata, essi hanno un potere di penetrazione molto maggiore e sono chiamati *raggi duri*. Con un tubo in cui il vuoto è stato spinto molto lontano e con una forte bobina di induzione, è possibile ottenere raggi che producono ancora effetti apprezzabili dopo aver attraversato fogli di ottone o di ferro di numerosi millimetri di spessore. Si mostra la differenza dei poteri di penetrazione osservando i cambiamenti che si ottengono nell'ombra di una mano su uno schermo fosforescente riducendo gradualmente la pressione nel tubo a scarica. Quando i raggi cominciano ad apparire, essi sono così molli che sono arrestati sia dalla carne che dalle ossa e queste si vedono solo molto indistintamente. All'aumentare del vuoto, essi divengono più duri, ma possono solo attraversare la carne. In questo momento la differenza è più netta tra le ombre della carne e delle ossa e si distinguono meglio tra loro. Quando si aumenta ancora il grado di vuoto, i raggi divengono così duri da poter penetrare pure le ossa e l'ombra prodotta ridiviene indistinta. Non solo i raggi provenienti da diversi tubi a scarica possono differire tra loro, ma lo stesso tubo può emettere nello stesso tempo raggi di diversi gradi di durezza. La proprietà che conviene di più per identificare una specie di raggi è la sua durezza e la si misura molto bene con l'assorbimento che essi subiscono attraversando uno strato di fogli di alluminio o di stagno di spessore determinato. In alcune esperienze fatte dall'autore e Mac Clelland² sull'assorbimento prodotto dal passaggio dei raggi attraverso due sovrapposizioni di fogli di stagno

1 Röntgen, *Wied. Ann.*, 1898, p. 1 (dalle Memoria originale, pubblicata nel *Sitzungsberichte der Würzburger Physih. Med. Gesellsch.*, 1895).

2 J.J. Thomson e Mac Clelland, *Pr. Camb. Phil. Soc.*, t. IX, 1899, p. 126.

posti l'uno dietro l'altro, si trovò che l'assorbimento prodotto dal primo era maggiore di quello dovuto allo stesso numero di lamine dopo che i raggi erano già passati attraverso numerosi fogli di stagno. Ciò mostra che alcuni raggi sono facilmente assorbiti dallo stagno, mentre altri lo attraversano con la massima facilità. I primi strati fermeranno dunque la prima specie di raggi, mentre quelli che restano li attraverseranno subendo solo un assorbimento modesto. Mac Clelland mostrò che prendendo placche di diversi metalli i cui spessori erano scelti in modo da dare lo stesso assorbimento per i raggi emessi da un dato tubo, si otteneva necessariamente lo stesso assorbimento per raggi provenienti da un altro.

I raggi di Röntgen, attraversando un gas, lo rendono conduttore di elettricità, lo ionizzano¹. Il numero di ioni prodotti al secondo in 1cm^3 da raggi di intensità data dipende dalla pressione del gas, dalla sua natura e dalla sua temperatura.

Ruolo della pressione

149. Perrin² ha mostrato che il numero di ioni prodotti per cm^3 e per secondo da raggi di intensità data è proporzionale alla pressione del gas. Lo mise in evidenza mostrando che la corrente di saturazione attraverso un volume dato di gas era proporzionale alla pressione. La corrente passava tra due grandi piastre metalliche. Si aveva cura di fare in modo che i raggi non cadessero sulle placche. Questa precauzione era necessaria, poiché, come vedremo, i raggi di Röntgen, cadendo su un metallo, producono raggi secondari che ionizzano il gas e complicano gli effetti. Inoltre è necessario disporre il campo elettrico in modo tale che tutto il gas esposto ai raggi, o almeno tutta la regione a partire dalla quale gli ioni possono muoversi verso gli elettrodi, sia sottoposta ad un campo elettrico molto intenso per produrre la saturazione. Se la saturazione non è raggiunta infatti in tutto il volume del gas, la corrente dipenderà dalla mobilità degli ioni così come dal loro numero. La mobilità degli ioni, crescendo con il diminuire della pressione, la corrente, quando la saturazione non è raggiunta, diminuirà meno rapidamente con la densità del gas che se fosse satura. Infatti, se il campo elettrico è debole, la corrente crescerà quando la pressione diminuirà. Se n rappresenta infatti il numero di ioni positivi e negativi per cm^3 , q il numero di ioni prodotti per secondo e per cm^3 , $n = \left(\frac{q}{\alpha}\right)^{\frac{1}{2}}$; la corrente sotto l'azione di una forza elettrica debole X è uguale a $neX(u+v)$, essendo e la carica di uno ione, u e v le mobilità degli ioni positivi e negativi. Ora n è proporzionale a \sqrt{q} e di conseguenza a \sqrt{p} ; essendo p la pressione del gas, α è indipendente da p , mentre u e v sono proporzionali a $1/p$; la corrente sotto l'azione di forze elettriche deboli varierà quindi come $\frac{1}{\sqrt{p}}$.

Influenza della temperatura del gas sulla ionizzazione

150. Questa influenza è stata studiata da Perrin, che nel caso dell'aria, mostrò che a una pressione costante in un intervallo di temperatura tra -12° e 135° C la ionizzazione totale era indipendente dalla temperatura. La densità del gas a pressione costante variava in ragione inversa della temperatura assoluta e il valore della ionizzazione nelle stesse condizioni era proporzionale, ne segue che in una massa data di gas, il valore della ionizzazione è proporzionale alla temperatura assoluta.

I risultati di Perrin³ implicano che la ionizzazione dell'aria, quando la densità è mantenuta costante, deve essere proporzionale alla temperatura assoluta. Le esperienze recenti di Mac Clung⁴ hanno mostrato che, per l'aria, l'acido carbonico e l'idrogeno, la ionizzazione a densità costante è indipendente dalla temperatura. Mac Clung fece due serie di esperienze; in una, la pressione era

1 J.J. Thomson, *Camb. Univ. Reporter* 4 febbraio 1896. - Benoist e Hurmuzescu, *Comptes rendus*, t. CXXII, 1896, p. 235. - Righi, *Acc. dei Lincei*, quinta serie, t. V, 1896, p. 143.

2 Perrin, *Annales de Chimie et de Physique*, settima serie, t. XI, 1897, p. 496.

3 Perrin, *Annales de Chimie et de Physique*, settima serie, t. XI, 1897, p. 496.

4 Mac Clung, *Phil. Mag.*, t. VII, 1904, p. 81.

mantenuta costante come nelle esperienze di Perrin, e trovò che la ionizzazione era inversamente proporzionale alla temperatura assoluta; nell'altra, manteneva la densità costante e trovò la ionizzazione indipendente dalla temperatura. L'intervallo di temperatura andava da 15° C a 272° C.

La variazione della ionizzazione con la temperatura è legata direttamente al sapere quale è lo stato delle molecole che sono ionizzate dai raggi di Röntgen. Non bisogna dimenticare che solo una frazione estremamente piccola delle molecole è ionizzata da essi. Anche quando la ionizzazione è eccezionalmente intensa, il rapporto del numero di ioni liberi col numero di molecole gassose è inferiore a $1/10^{12}$. Così, se tutte le molecole del gas sono ugualmente esposte ai raggi, bisogna, poiché la ionizzazione è limitata a una frazione eccessivamente piccola del loro numero, che quelle che sono ionizzate si trovino in uno stato molto lontano dalle condizioni medie. Un'ipotesi che viene spontaneamente alla mente consiste nel supporre che queste sono soltanto le molecole che possiedono un'energia cinetica superiore a un certo valore che sono ionizzate dai raggi; ma lo studio seguente mostra che in questo caso la ionizzazione dovrebbe variare molto più rapidamente con la temperatura rispetto a come indicano i risultati di Mac Clung o di Perrin.

Infatti, secondo la teoria cinetica dei gas, il numero di molecole per cm^3 , aventi velocità comprese tra c e $c+dc$, è uguale a

$$\frac{4}{\sqrt{\pi}} m^2 N \theta^{-\frac{3}{2}} e^{-\frac{mc^2}{\theta}} c^2 dc$$

essendo N il numero totale di molecole per unità di volume, θ la temperatura assoluta e m la massa di una molecola di gas. Pertanto, se n rappresenta il numero di molecole aventi velocità superiori a C ,

$$n = \frac{4}{\sqrt{\pi}} m^2 N \theta^{-\frac{3}{2}} \int_C^\infty e^{-\frac{mc^2}{\theta}} c^2 dc$$

o, ponendo $c^2 = \theta \omega^2$,

$$\frac{4}{\sqrt{\pi}} N m^2 \int_{\frac{1}{\sqrt{\theta}}}^\infty e^{-m\omega^2} \omega^2 d\omega$$

pertanto, abbiamo

$$\frac{dn}{d\theta} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} N m^2 e^{-\frac{mc_1^2}{\theta}} \frac{c_1^3}{\theta^{\frac{5}{2}}}$$

Ora il numero di molecole ionizzate è una frazione estremamente piccola di n ; se queste sono quelle che hanno una velocità maggiore di c_1 che sono ionizzate, $e^{-\frac{mc_1^2}{\theta}}$ dovrà essere molto piccolo, ma allora $\frac{dn}{d\theta}$ decrescerà molto rapidamente con θ . Supponiamo così per un momento che $e^{-\frac{mc_1^2}{\theta}}$ sia uguale a 10^{-12} ; se il valore di θ raddoppia, ognuno dei termini dell'integrale entra nell'espressione di n aumenterà di più di 1 milione di volte il suo valore, risultato in disaccordo con il fatto che n è indipendente dalla temperatura. Ne concludiamo che alcune delle molecole ionizzate non possono attribuire la loro ionizzazione al possesso di una quantità anormale di energia cinetica. Una simile obiezione si applicherà al caso in cui la ionizzazione sarà dovuta ad una proprietà della molecola la cui ripartizione sarà data dalla legge di distribuzione di Maxwell-Boltzmann.

Un'altra ipotesi, che a prima vista sembra poter spiegare il piccolo valore della ionizzazione, consiste nel supporre che essa non è dovuta all'azione diretta dei raggi di Röntgen sulle molecole, ma questi ultimi agiscono sugli ioni liberi che, come ha mostrato il fenomeno di ionizzazione spontanea, sono sempre presenti, in piccolo numero, anche in un gas in condizioni normali. I raggi fornirebbero a questi ioni una energia cinetica sufficiente per renderli in grado di ionizzare le

molecole del gas contro le quali urtano. Per esprimere in una forma analitica le conseguenze di questa ipotesi, supponiamo che il numero di ioni liberi positivi o negativi per cm^3 sia n e che, di conseguenza, l'energia cinetica che comunicano i raggi ad ognuno di essi produca ω altri ioni per secondo. Supponiamo che il numero di ioni che si ricombinano per secondo sia αn^2 e che β sia il numero di ioni prodotti per secondo dalla ionizzazione spontanea del gas. Allora, in condizioni stazionarie, abbiamo

$$\omega n + \beta - \alpha n = 0$$

o

$$n = \frac{\omega}{2\alpha} + \sqrt{\frac{\beta}{\alpha} + \frac{\omega^2}{4\alpha^2}}$$

Poiché il numero di ioni prodotti dai raggi è grande rispetto a $\sqrt{\frac{\beta}{\alpha}}$, numero di quelli dovuti alla ionizzazione spontanea, $\frac{\beta}{\alpha}$ deve essere piccolo rispetto a $\frac{\omega^2}{4\alpha^2}$ e abbiamo approssimativamente $n = \omega/\alpha$. Abbiamo così un valore definito per il numero di ioni per cm^3 di gas. Questa ipotesi conduce tuttavia a un risultato che non è in accordo con l'esperienza, poiché la corrente di saturazione per cm^3 di gas è proporzionale al numero di ioni prodotti per secondo in un cm^3 , cioè a ωn . Questo numero, essendo proporzionale a n , numero di ioni liberi, sarà minore in un campo elettrico intenso che in uno debole; in un campo intenso, infatti, la vita dello ione è più breve che in quello debole, poiché è più rapidamente portato via dal gas sugli elettrodi. Se quindi l'ipotesi che discutiamo fosse esatta, la corrente che attraversa un gas quando il campo elettrico è intenso dovrebbe diminuire quando l'intensità del campo aumenta. Non avvenendo così, ne concludiamo che la ionizzazione non si produce come l'abbiamo esaminata.

Altre spiegazioni possibili del piccolo numero di molecole dissociate dai raggi sono le seguenti:

1° I raggi sono tali che solo una piccola frazione delle molecole è esposta completamente alla loro azione; se per esempio consideriamo un piano ad angolo retto sulla direzione di propagazione dei raggi, l'energia non è distribuita in modo uniforme su questo piano, ma possiede una certa struttura sebbene eccessivamente piccola; punti in cui l'energia è grande alternati ad altri dove è piccola, come la malta e i mattoni in un muro. Se i punti in cui l'energia è molto grande per produrre la ionizzazione di una molecola occupano solo una piccola frazione dell'area del piano ad angolo retto sulla direzione dei raggi, questi ultimi potranno passare attraverso un gas e soltanto una piccola frazione delle sue molecole sarà esposta alla loro influenza massima, come nel caso in cui è attraversato da un fascio di raggi catodici. Ritorneremo su questo punto quando considereremo la natura dei raggi di Röntgen.

Un altro punto di vista che si può adottare è il seguente; tutte le molecole di un gas, potendo questo gas tuttavia essere come l'idrogeno un corpo semplice, non sarebbero della stessa specie; alle molecole ordinarie sarebbero mescolate piccole quantità di un altro gas (non necessariamente come impurità provenienti dalla sua preparazione, ma come costituenti essenziali), può apparire a prima vista così opposta alle osservazioni ordinarie della Chimica, che essa non meriti nemmeno l'esame. Possiamo tuttavia far notare che le quantità di tali gas, se ci possiamo servire della ionizzazione per misurarle, sono così piccole da essere assolutamente inferiori a quelle che può rivelare l'analisi chimica. Queste sono quindi considerazioni chimiche che possono dimostrarne il valore o la vacuità.

Un'altra ipotesi che spiega il piccolo numero di molecole ionizzate sarebbe che la ionizzazione di un atomo è determinata dalle sue condizioni interne. Abbiamo motivi di credere che gli atomi degli elementi possiedano grandi riserve di energia interna e che il valore di questa energia non vari sensibilmente con la temperatura. Possiamo ragionevolmente attenderci che l'energia accumulata negli atomi presi singolarmente vari in proporzioni considerevoli dall'uno all'altro. Un piccolo numero tra loro possiede quantità di energia che differiscono molto dalla quantità media che possiedono gli altri atomi. Se gli atomi che hanno quantità anomala di energia interna sono molto

più instabili degli atomi normali, può benissimo succedere che solo i primi siano ionizzati. Siccome sono molto poco numerosi, se li si confronta agli atomi normali, il numero di ioni prodotti sarà, di conseguenza, una frazione molto piccola del numero di atomi.

Ionizzazione in gas diversi

151. Quando raggi di Röntgen della stessa intensità attraversano gas diversi alla stessa pressione, il valore della ionizzazione dipende molto dalla natura del gas. Nell'idrogeno il numero di ioni prodotti misurato dalla corrente di saturazione è il più piccolo e nel vapore di ioduro di metile è il più grande. È altrettanto eccessivamente grande nel vapore di mercurio.

La tabella seguente dà i valori relativi di q , numero di ioni prodotti in 1sec per cm^3 di gas alla pressione e alla temperatura ordinaria, ottenuti da Perrin¹, Rutherford² e Thomson³.

Il valore di q corrispondenti all'aria è preso come unità.

| Gas | q | | |
|--------------------------------|--------|------------|---------|
| | Perrin | Rutherford | Thomson |
| H ² | 0,026 | 0,5 | 0,33 |
| Az ² | “ | 0,9 | 0,89 |
| O ² | “ | 1,2 | 1,1 |
| CO ² | 1,34 | 1,2 | 1,4 |
| CO | “ | “ | 0,86 |
| AzO | “ | “ | 1,08 |
| Az ² O | 1,3 | “ | 1,47 |
| C ² Az ² | “ | “ | 1,05 |
| C ² H ² | “ | “ | 1 |
| H ² S | “ | 6 | 6 |
| SO ² | 6 | 4 | 6,4 |
| HCl | 8 | 11 | 8,9 |
| Cl ² | “ | 18 | 17,4 |
| AzH ³ | 0,1? | “ | 1? |

Vediamo che, sebbene i risultati ottenuti dai diversi osservatori siano in completo accordo per la maggior parte dei gas, sono molto discordanti nel caso dell'idrogeno. Ci dobbiamo ricordare che i diversi osservatori impiegarono raggi di diverso grado di durezza e che la ionizzazione relativa nei due gas dipende probabilmente dal tipo di raggi impiegati per produrla. Esperienze recenti fatte da Mac Clung⁴ e Eve⁵ hanno mostrato che i valori relativi della ionizzazione in diversi gas dipendono in larga misura dalla qualità dei raggi che la provocano. Così Mac Clung ha ottenuto i risultati qui sotto:

| Gas | Ionizzazione relativa | | Densità del gas |
|-----------------|-----------------------|------------|-----------------|
| | Raggi molli | Raggi duri | |
| Aria | 1 | 1 | 1 |
| Idrogeno | 0,105 | 0,177 | 0,0693 |
| Ossigeno | 1,3 | 1,17 | 1,11 |
| Acido carbonico | 1,46 | 1,33 | 1,53 |
| Acido solforoso | 11,05 | 4,79 | 2,19 |

1 Perrin, *Annales de Physique*, settima serie, t. XI, 1897, p. 496.

2 Rutherford, *Phil. mag.*, t. LXIII, quinta serie, 1897, p. 241.

3 J.J. Thomson, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. X, 1900, p. 10.

4 Mac Clung, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. VIII, 1904, p. 357.

5 Eve, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. VIII, 1904, p. 610.

Nella tabella seguente, la ionizzazione relativa determinata con raggi molli da Strutt⁶ è confrontata a quella determinata da Eve con raggi molto duri.

| Gas | Ionizzazione relativa | | |
|-------------------------|-----------------------|------------------|-----------------|
| | Raggi molli (Strutt) | Raggi duri (Eve) | Densità del gas |
| Idrogeno | 0,114 | 0,42 | 0,0693 |
| Aria | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| Ossigeno | 1,39 | “ | 1,11 |
| Acido carbonico | 1,60 | “ | 1,53 |
| Cianogeno | 1,05 | “ | 1,86 |
| Acido solforoso | 7,97 | 2,3 | 2,19 |
| Cloroformio | 31,09 | 4,6 | 4,32 |
| Ioduro di metile | 72,0 | 13,5 | 5,05 |
| Tetracloruro di carbone | 45,3 | 4,9 | 5,31 |
| Idrogeno solforato | “ | 0,9 | 1,8 |

Così, con raggi duri, la ionizzazione è nella maggior parte dei casi molto più vicina ad essere proporzionale alla densità che con quelli molli.

L'idrogeno apporta a questa legge una notevole eccezione, poiché se ne allontana molto più con i raggi duri che con quelli molli.

Con i raggi γ del radio, che sono molto più penetranti di tutti quelli che si possono ottenere con scariche elettriche, e che sono molto probabilmente analoghi ai raggi di Röntgen, la ionizzazione nei diversi gas è, salvo per l'idrogeno, circa proporzionale alla densità del gas.

Lo studio delle anomalie presentate dall'idrogeno è un aspetto il cui studio può portare a risultati interessanti.

Si può pure notare che l'indice di rifrazione dell'idrogeno ha un valore anormalmente grande se si tiene conto della sua piccola densità.

152. I gas nei quali la ionizzazione è intensa hanno grandi indici di rifrazione; non sembra tuttavia che questo implichi necessariamente una forte ionizzazione. Per esempio, l'indice di rifrazione dell'acetilene C^2H^2 , determinato da Mascart, è circa lo stesso di quello dell'idrogeno solforato; tuttavia la ionizzazione prodotta in H^2S è sei volte più intensa che in C^2H^2 . La ionizzazione prodotta dai raggi di Röntgen molli non sembra molto strettamente legata alla densità del gas. Così, la densità di H^2S è un poco più grande di quella di O^2 e considerevolmente inferiore a quella di CO^2 . Tuttavia la ionizzazione nell'uno e nell'altro di questi gas è piccola, relativamente a quella in H^2S . Negli altri casi di ionizzazione, come quelli dovuti alla radiazione di una sostanza radioattiva o al passaggio dei raggi catodici attraverso un gas, vedremo che la ionizzazione è molto più strettamente legata alla densità; essa le è infatti direttamente proporzionale (salvo nel caso dell'idrogeno).

153. L'autore ha mostrato che le misure date nella tabella sopra indicano che la ionizzazione di un gas è approssimativamente una proprietà additiva, cioè che se $2(A)$ è il valore di q per un gas A^2 , $2(B)$ il suo valore per un gas B^2 , il valore di q per un gas $A^mB^nC^p$ sarà $l(A)+m(B)+n(C)$. Così, se impieghiamo i numeri della terza colonna della tabella precedente relativa a H^2 , AZ^2 , O^2 , CO^2 , SO^2 , Cl^2 per determinare i valori di $2(H)$, $2(Az)$, ..., troviamo

$$\begin{aligned} [H] &= 0,165 & [C] &= 0,3 \\ [Az] &= 0,445 & [S] &= 5,3 \\ [O] &= 0,55 & [Cl] &= 8,7 \end{aligned}$$

I valori della ionizzazione di questi elementi si distribuiscono nello stesso ordine dei loro pesi atomici. Se impieghiamo questi valori al calcolo della ionizzazione negli altri gas della tabella, servendoci della regola additiva, troviamo i seguenti risultati

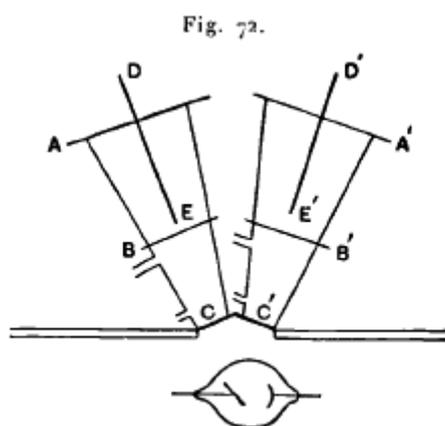
6 Strutt, *Proc. Roy. Soc.*, t. LXXII, 1903, p. 209.

| Gas | Ionizzazione | | Gas | Ionizzazione | |
|--------------------|--------------|-----------|-------------------------------|--------------|-----------|
| | osservata | calcolata | | osservata | calcolata |
| CO | 0,86 | 0,85 | C ² H ² | 1 | 0,93 |
| AzO | 1,08 | 0,995 | H ² S | 6 | 5,63 |
| Az ² O | 1,47 | 1,44 | HCl | 8,9 | 8,86 |
| (CAz) ² | 1,05 | 1,49 | AzH ³ | 1 | 0,94 |

Così, salvo nel caso di C²Az² l'accordo esiste nei limiti degli errori sperimentali.

Relazione tra l'assorbimento dei raggi da un gas e la ionizzazione che vi producono

154. I raggi sono assorbiti dai gas attraverso i quali passano. Il valore di questo assorbimento è stato misurato da Rutherford¹, che si servì a questo scopo dello strumento rappresentato in figura 72.



Due grandi recipienti conici simili ABC, A'B'C', molto più grandi alla sommità che sul fondo, erano posti in posizioni tali che l'asse di ciascun cono passasse il più esattamente possibile per l'anodo del tubo produttore dei raggi di Röntgen. Le parti superiori dei contenitori AB, A'B' erano di piombo e separate dalle parti inferiori, che erano in vetro, con sottili lastre di ebanite. Placche simili ricoprivano le estremità dei cilindri di vetro in C e C'; i recipienti BC, B'C' erano così completamente chiusi e si poteva fare il vuoto quando serviva. Si misurava l'intensità dei raggi dopo il loro passaggio attraverso i cilindri di vetro misurando le correnti di saturazione nei cilindri di piombo AB, A'B'. Fili isolati DE, D'E' in qualità di elettrodi, caricati entrambi inizialmente allo stesso potenziale. Le pareti esterne dei recipienti AB, A'B' erano a terra. La posizione del tubo produttore dei raggi era scelta in modo tale che i recipienti di vetro BC, B'C' fossero pieno d'aria alla stessa pressione; l'ago dell'elettrometro resta a zero quando i raggi attraversano i recipienti.

image

Ciò mostrava che i potenziali di ciascuna delle coppie dei quadranti decrescevano con la stessa velocità, di conseguenza, che le correnti attraverso i recipienti AB, A'B' erano uguali. Se si faceva il vuoto in uno dei contenitori BC, B'C, o se vi si introduceva un altro gas, l'equilibrio era rotto, e ciò mostra l'assorbimento prodotto dal gas. Se supponiamo che l'energia assorbita quando i raggi attraversano l'unità di lunghezza del gas è proporzionale alla loro energia I e uguale a λI , la variazione δI di intensità quando i raggi attraversano una lunghezza δx è data dall'equazione

$$\delta i = -\lambda I \delta x$$

o

¹ Rutherford, *Phil. Mag.*, quinta serie, t. XLIII, 1897, p. 241.

$$I = I_0 e^{-\lambda x}$$

essendo I_0 l'intensità dei raggi quando $x=0$.

Così, se l è la lunghezza della traiettoria dei raggi nel recipiente BC, il rapporto tra l'intensità della radiazione in AB quando BC è riempito da un gas di coefficiente di assorbimento λ e l'intensità quando si è fatto il vuoto è uguale a $e^{-l\lambda}$. Si può così determinare λ , Rutherford trovò che per l'aria λ è uguale a circa 10^{-3} . I raggi perdono così circa l'1% della loro energia attraversando 10cm di aria alla pressione atmosferica; 7cm circa di vapore di mercurio alla stessa pressione e alla temperatura di ebollizione del mercurio riducono di circa la metà l'intensità dei raggi.

Ionizzazione dai raggi di Röntgen

| Gas | λ | q | Gas | λ | q |
|-----------------------|-------------|-----|--------------------|-----------|----|
| Idrogeno | debole | 0,5 | Acido solforoso | 0,0025 | 4 |
| Aria | 0,001 | 1 | Idrogeno solforato | 0,0037 | 6 |
| Ossigeno | | 1,2 | Acido cloridrico | 0,0065 | 11 |
| Azoto | | 0,9 | Cloro | 0,0095 | 18 |
| Gas per illuminazione | Circa 0,001 | 0,8 | Vapore di mercurio | 0,1 | " |
| Ossido di carbonio | | 1,2 | Ioduro di metile | 0,07 | " |

La tabella sopra fornisce i valori di λ per diversi gas. La terza colonna contiene i valori relativi di q , numero di ioni prodotti in ogni volume durante l'unità di tempo e da raggi di uguale intensità.

Questi valori mostrano che i gas che divengono buoni conduttori sotto l'azione dei raggi li assorbono molto. Se la conducibilità fosse proporzionale alla radiazione, ciò che corrisponderebbe a q/λ costante, e se tutta la radiazione fosse assorbita dal gas, il numero di ioni prodotti sarebbe indipendente dalla natura di quest'ultimo. Se infatti I_0 è l'intensità iniziale dei raggi, dopo un percorso x nel gas essa sarà $I_0 e^{-\lambda x}$. Il numero di ioni prodotti nell'unità di tempo su una lunghezza dx sarà, di conseguenza, proporzionale a $q I_0 e^{-\lambda x}$. Così, il numero totale di ioni prodotti nel gas nell'unità di tempo sarà proporzionale a

$$\int_0^{\infty} q I_0 e^{-\lambda x} dx$$

e questa espressione è uguale a $q I_0 / \lambda$: se quindi q/λ è lo stesso per tutti i gas, il numero totale di ioni prodotti dai raggi di una intensità data sarà lo stesso. I numeri dati sopra per q/λ presentano variazioni considerevoli in diversi gas. Le differenze tuttavia si manifestano principalmente in quelli per i quali λ è molto piccolo e per i quali di conseguenza gli errori sperimentali sono necessariamente grandi.

Rutherford e Mac Clung¹ hanno fatto recentemente misure molto precise dei valori di λ per CO² e l'aria; essi constatarono che il loro rapporto per i due gas era di 1,59. Trovarono 1,43 per il rapporto delle correnti, ma considerarono la corrente in CO² come non interamente satura. Ho trovato il rapporto delle correnti attraverso i due gas uguale a 1,53, valore molto vicino al rapporto tra gli assorbimenti. Il valore di λ dipende dalla natura dei raggi; per i raggi duri è molto più piccolo che quelli molli. Così, il valore di λ per l'aria nelle esperienze di Rutherford e Mac Clung era soltanto circa un quarto di quello che nelle precedenti esperienze di Rutherford, dove si impiegavano raggi dolci. Nel caso della radiazione dell'uranio che è molto più facilmente assorbibile dei raggi di Röntgen, Rutherford² ha mostrato che, quando tutto l'irraggiamento è assorbito da un gas, il valore totale della ionizzazione è circa lo stesso nell'aria, nell'idrogeno, nell'ossigeno, nell'acido carbonico e nel gas per illuminazione. Laby ha studiato recentemente il

¹ Rutherford e Mac Clung, *Phil. Trans.*, t. CXCVI, 1901, p. 25.

² Rutherford, *Phil. Mag.*, quinta serie, t. XLVII, 1899, p. 109.

valore totale della ionizzazione prodotta da questi raggi in un gran numero di gas e ha trovato differenze notevoli; così in SO^2 era 0,57 e in C^6H^{12} , 1,34 volte quella nell'aria.

Langevin¹ ha trovato che nel caso in cui i raggi secondari molli di Röntgen sono interamente assorbiti dall'aria, dall'idrogeno, dall'ossigeno, dall'acido carbonico, dal gas di illuminazione e dall'idrogeno solforato, i valori relativi di ioni prodotti erano i seguenti:

| Gas | Emissione totale |
|-----------------------|------------------|
| H^2 | 19 |
| Aria | 21,6 |
| Gas per illuminazione | 23 |
| CO^2 | 23,2 |
| H^2S | 30 |

Le differenze esistenti tra questi valori sembrano superiori a quelli che si possono attribuire agli errori sperimentali.

L'assorbimento dipende dalla pressione del gas; con il vapore di ioduro di metile, Rutherford trovò che al si sotto di q/λ di atmosfera essa era proporzionale alla pressione.

155. Benoist², in seguito ad esperienze sui vapori di bromo, di iodio, di bromuro di etile e di ioduro di metile, giunse alla conclusione che l'assorbimento prodotto da una massa data di una sostanza è indipendente dal suo stato fisico e che, per esempio, il vapore di un liquido volatile o di un solido assorbe la stessa quantità di radiazione allo stato gassoso o condensato allo stato solido o a quello liquido.

Benoist ha introdotto una quantità che chiamò *coefficiente di trasparenza*. È il peso in milligrammi di un parallelepipedo della sostanza con base di 1cm^2 e che produce lo stesso assorbimento di un parallelepipedo, unità di paraffina lunga 75mm , quando i raggi li attraversano lungo l'asse. Ha dimostrato questa legge molto importante che se abbiamo una massa M di sostanza la cui trasparenza è E , composta da masse M_1, M_2, M_3 di corpi i cui coefficienti di trasparenza sono E_1, E_2, E_3 si ha, sia che i corpi siano mescolati meccanicamente sia che si trovino allo stato di combinazioni chimiche,

$$\frac{M}{E} = \frac{M_1}{E_1} + \frac{M_2}{E_2} + \frac{M_3}{E_3} + \dots$$

Credo che si renda più chiaro il significato di questa legge introducendo una quantità che possiamo chiamare *assorbimento molecolare* della sostanza e che è collegata come segue al coefficiente di Benoist. Supponiamo che la massa di una molecola sia m e che nei parallelepipedi di Benoist, vi siano N molecole; si ha $Nm=cE$, con c una costante. Per la definizione di E , queste N molecole producono un certo assorbimento; se quindi a è l'assorbimento prodotto da una molecola, $Na=C$, essendo C una costante: di conseguenza, vediamo che

$$\frac{E}{m} = \lambda a$$

dove λ è indipendente dalla natura della sostanza. Esprimiamo la legge di Benoist in funzione dell'assorbimento a . Se vi sono N_1 molecole della prima sostanza, N_2 della seconda, ...,

$$M_1 = N_1 m_1 \quad M_2 = N_2 m_2 \quad M = N m$$

e

$$\frac{M}{E} = N \lambda a$$

allora la (1) diviene

¹ Langevin, *Annales de Chimie et de Physique*, settima serie, t. XXVIII, 1903, p. 289.

² Benoist, *Journal de Physique*, terza serie, t. X, 1901, p. 653.

| Sostanza | a (Benoist) | λ Rutherford | a/λ |
|------------------|---------------|----------------------|-------------|
| O ² | 0,36 | 0,001 | 360 |
| CO ² | 0,45 | 0,001 | 450 |
| SO ² | 1,76 | 0,0025 | 700 |
| H ² S | 1,4 | 0,0037 | 378 |
| HCl | 2 | 0,0065 | 301 |
| Cl ² | 4 | 0,0095 | 420 |

Nel calcolo dei valori della seconda colonna, ho trascurato l'assorbimento dovuto all'idrogeno nel composto, poiché è troppo piccolo per poterlo determinare esattamente. Benoist ha mostrato che i valori relativi di a dipendevano fino a un certo punto dalla natura dei raggi. Infatti, con i raggi γ molto penetranti del radio, E è costante e a direttamente proporzionale al peso atomico. Se consideriamo i risultati di Rutherford, li troviamo in perfetto accordo con la legge di Benoist, salvo per SO².

Si tratta di sapere se l'energia assorbita dal gas è impiegata interamente nel lavoro di ionizzazione o se una parte viene direttamente trasformata in calore e in energia senza passare per l'intermediazione della ionizzazione.

Se gli ioni possono ricombinarsi, l'energia spesa nella ionizzazione riapparirà infine sotto forma di energia calorifica nel gas; ma così non sarà se si estrarranno gli ioni del gas con un forte campo elettrico.

A mio avviso è evidente che la ionizzazione del gas entra solo in piccola parte nella perdita di energia. Rutherford e Mac Clung¹ hanno calcolato il lavoro che andrebbe speso per ionizzare una molecola gassosa, nell'ipotesi in cui tutta l'energia persa dai raggi venga impiegata per ionizzare il gas. Essi trovarono che questo lavoro sarebbe, per una molecola di aria, uguale a quello effettuato dalla carica della ione che subisce una caduta di potenziale di circa 175 V . Questo valore è molto più grande di quello, circa 2 volte, trovato per la stessa quantità partendo da diverse considerazioni da H.A. Wilson e Townsend. Confrontando questi risultati, possiamo concludere che solo 1/80 dell'energia dei raggi è spesa per ionizzare il gas, essendo il resto convertito in calore.

Barkla ha mostrato che la perdita di energia subita dai raggi nell'attraversare un gas è dovuta molto di più alla loro dispersione che al lavoro speso per la ionizzazione.

Raggi di Röntgen secondari

156. Quando i raggi di Röntgen attraversano una sostanza, le fanno emettere raggi di Röntgen detti *raggi secondari*, che, in molti casi, hanno un carattere diverso da quello dei raggi detti primari, che li hanno generati. Questi raggi secondari sono prodotti dai liquidi, solidi e dai gas. Perrin² osservò che, quando i raggi colpiscono una lastra metallica, si produce una ionizzazione maggiore che se i raggi della stessa intensità passassero senza venire a contatto con essa. Dispose due coppie di lastre parallele, in modo tale che tra ogni coppia, fosse esposto ai raggi di pari intensità lo stesso volume di gas; con le une, i raggi passavano senza toccare il metallo, mentre con le altre colpivano normalmente una di esse. Trovò che la corrente di saturazione era molto più grande nel secondo caso che nel primo, dipendendo la differenza dal metallo colpito dai raggi. Se la placca era in oro, zinco, piombo o stagno, la differenza era considerevole, se era di alluminio, era piccola, mentre era del tutto non valutabile se era bagnata con acqua, alcool e petrolio.

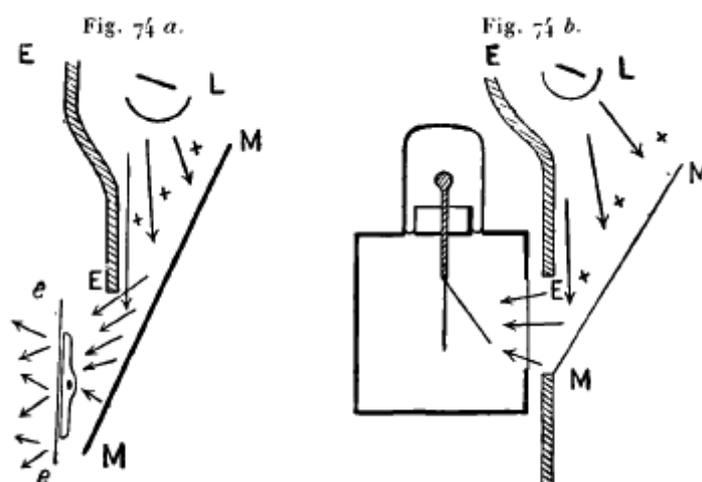
Sagnac³ fece alcune esperienze che mostravano molto chiaramente l'esistenza di questi raggi secondari. Il dispositivo di cui si servì è indicato nelle figure 74a e 74b. Nell'esperienza rappresentata nella figura 74a, i raggi secondari erano rivelati dalla loro azione su una lastra

1 Rutherford e Mac Clung, *Phil. Trans.*, t. CXCVI, 1901, p. 25.

2 Perrin, *Annales des Chimie et de Physique*, settima serie, t. XI, 1897, p. 496.

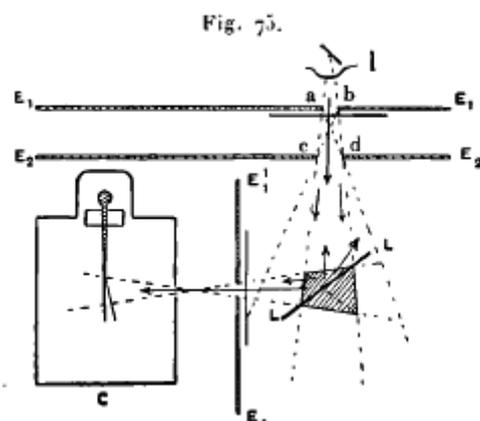
3 Sagnac, *Ibid.*, settima serie, t. XXII, 1901, p. 493.

fotografica; in quella che è rappresentata nella figura 74b, dalla loro azione sulla scarica di un elettroscopio a foglie d'oro.



L è il tubo che produce i raggi primari, EE è una piastra spessa di piombo facente da schermo tra questi raggi e la lastra fotografica o l'elettroscopio, MM la placca colpita dei raggi primari ed emettente i raggi secondari, ee rappresenta la lastra fotografica nella fig. 74a. L'elettroscopio è ricoperto da una gabbia metallica collegata a terra che funge da schermo tra il gas esposto ai raggi primari e il campo elettrico dovuto alle foglie d'oro cariche; i raggi secondari penetravano in questa gabbia da una sottile finestra di alluminio. L'elettroscopio era caricato e la lastra fotografica impressionata, anche quando MM era formata da sostanze relativamente poco dense e trasparenti, come la paraffina, l'ebanite, lo zolfo o l'alluminio; le sostanze dense producevano tuttavia un effetto più intenso. Vi era una debole azione, anche in assenza della placca MM. Essa era dovuta ai raggi secondari emessi dall'aria. Röntgen¹ osservò per la prima volta i raggi secondari emessi dall'aria e li rivelò dalla luminosità che provocavano su uno schermo fosforescente.

157. Sagnac mostrò che i raggi secondari non erano raggi primari diffusi², e così provando che essi erano molto più facilmente assorbiti degli altri. Il dispositivo impiegato a tale scopo è rappresentato in figura 75. I raggi primari prodotti dal tubo L attraversavano due aperture ab,cd, praticate nelle lastre di piombo E₁E₁, E₂E₂. I raggi secondari provenienti dalla piastra LL passavano attraverso un foro praticato nella piastra di piombo E₁E₁, poi, attraverso una sottile finestra di alluminio, penetravano nell'elettroscopio C.

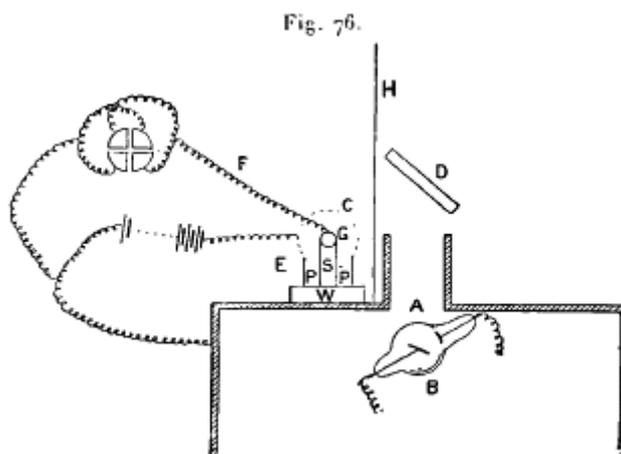


1 Röntgen, *Wied. Ann.*, t. LXIV, 1898, p. 18.

2 Barkla ha mostrato che non è vero solo quando la sostanza che produce una emissione di raggi secondari ha un peso atomico elevato.

Si poneva innanzitutto una piastra di alluminio AA sulla traiettoria dei raggi primari e si determinava il valore della perdita. La si toglieva poi, la si poneva in A'A', sul percorso dei raggi secondari e si determinava di nuovo il valore della perdita. Essa era nell'ultimo caso sempre minore che nel primo, mostrando che l'assorbimento dei raggi secondari è maggiore di quello dei primari. Se t è il tempo impiegato dalle foglie d'oro a spostarsi di un certo angolo quando la placca è in AA, t' il tempo che impiegano per spostarsi dello stesso angolo quando è in A'A', Sagnac chiama $c = \frac{t'-t}{t}$ *coefficiente di trasformazione dei raggi*. Questo coefficiente dipende dalla natura della piastra LL. È molto più piccolo quando è di una sostanza leggera come l'alluminio o la paraffine che quando è formata da una sostanza densa come l'oro o il piombo. Ciò mostra che i raggi secondari emessi dalle sostanze leggere, sebbene meno numerosi, sono più penetranti di quelli emessi dalle sostanze pesanti. Sagnac mostrò anche che quando si aumentava la distanza tra l'elettroscopio e la piastra LL si osservava una diminuzione molto più considerevole del valore della perdita la piastra LL era di piombo che quando era di zinco o di rame. Ciò mostra che una proporzione considerevole dei raggi emessi dal piombo è assorbita da qualche centimetro d'aria.

158. Alcune esperienze molto interessanti sui raggi secondari furono fatte da Townsend¹, che impiegò il dispositivo rappresentato in figura 76.



Il tubo che produceva i raggi e la bobina di induzione che lo alimentava erano disposti all'interno di una scatola ricoperta di piombo e avente un'apertura praticata in A, per la quale i raggi passavano in un tubo di piombo per prevenire una diffusione laterale. C era un cilindro di rete metallica che racchiudeva un elettrodo assiale G; la rete era collegata a uno dei poli di una batteria di piccoli accumulatori con l'altro polo a terra.

L'elettrodo G era collegato a una coppia isolata di quadranti di un elettrometro; la differenza di potenziale tra la rete e l'elettrodo (85V) bastava per produrre la corrente di saturazione. La sostanza emettente i raggi secondari era posta in D e si fecero le misure quando: 1° la radiazione secondaria passava solo attraverso l'aria; 2° essa attraversava una lastra di alluminio dello spessore di 0,25 mm. I risultati sono dati nella tabella seguente; i valori indicano la deviazione dell'elettrometro in 10 secondi.

Questa tabella mostra molto chiaramente i diversi tipi di radiazione emessa da diverse sostanze. Così, le radiazioni dell'ottone, dello zinco e del rame sono quasi completamente fermate dall'alluminio, mentre quelle delle altre sostanze le attraversavano molto facilmente. Si trovò che lo stato della superficie del corpo aveva solo poco effetto sulla radiazione secondaria. Così la radiazione emessa dall'ottone lucido era soltanto del 2 o 3% più intensa di quella dell'ottone ossidato.

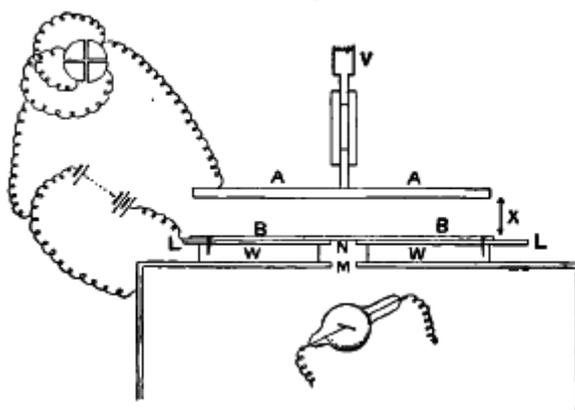
1 J.S. Townsend, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. X, 1899, p. 217.

| Irraggiatore (sostanza posta in D) | Raggi che hanno attraversato | | Irraggiatore (sostanza posta in D) | Raggi che hanno attraversato | |
|---------------------------------------|---------------------------------|-----------|---------------------------------------|---------------------------------|-----------|
| | Aria | alluminio | | Aria | alluminio |
| Aria | 2 | 1 | Paraffina solida | 30 | 15,5 |
| Alluminio | 6 | 3,5 | Ottone | 66 | 2,5 |
| Vetro | 7,5 | 3 | Zinco | 68 | 3 |
| Piombo | 24 | 6 | Rame | 70 | 2,5 |

Se l'ottone era ricoperto da un foglio di carta umida, la deviazione dell'elettrometro era ridotta da 66 a 46.

La radiazione secondaria non è semplicemente un effetto della superficie; essa proviene da uno strato di sostanza di spessore valutabile. Lo si può mostrare ricoprendo una placca di alluminio con uno strato sottile di paraffina; la radiazione è ridotta a circa 1/6 di quella che sarebbe stata con un blocco di paraffina solido. Con sostanze più dense, come il piombo, lo strato da cui provengono i raggi secondari sarà molto più sottile che per una sostanza leggera come la paraffina. In primo luogo i raggi primari possono penetrare solo a una piccola profondità al di sotto della superficie, poi i raggi secondari essendo molto più facilmente assorbiti potranno colpire solo una piccola parte dello spessore attraversato dai raggi primari. Così, lo spessore dello strato da cui proviene la radiazione sarà sempre molto minore di quello che può essere attraversato dai raggi primari. I dispositivi delle esperienze precedenti erano che solo la radiazione che aveva attraversato parecchi centimetri di aria poteva influire sull'elettrometro. Townsend mostrò che oltre a questa, vi era una radiazione secondaria assorbita da uno strato d'aria dello spessore di qualche millimetro. La figura 77 mostra il dispositivo che impiegò. Egli determinava la corrente di saturazione tra due piastre circolari A e B di raggio 4,8cm, per distanze variabili tra le piastre; se non vi fosse alcuna radiazione secondaria, questa corrente sarebbe stata proporzionale a tali distanze. I raggi primari passavano attraverso un foro M, praticato in una piastra di piombo, poi attraverso un foro N, prodotto in un'altra lastra di piombo, sulla quale appoggiava la lastra inferiore BB in alluminio. Dopo aver attraversato N i raggi primari attraversavano l'aria e cadevano sulla piastra AA la cui distanza da B poteva essere regolata tramite una vite. Si fecero una serie di esperienze disponendo in A piastre di diverse sostanze; la piastra B rimaneva in alluminio per tutta la durata delle esperienze.

Fig. 77.

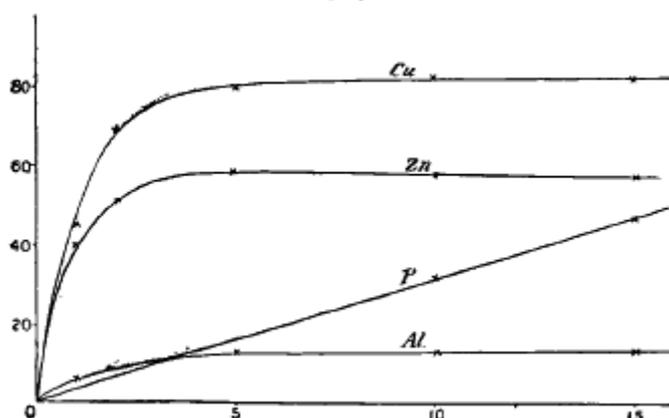


I risultati ottenuti sono presentati nella tabella seguente: t è la distanza in millimetri tra le piastre e i valori dati nelle altre colonne sono proporzionali alla corrente di saturazione nei diversi casi. La sostanza che forma la piastra superiore è data nell'intestazione delle colonne.

| t | Ottone | Rame | Zinco | Alluminio |
|----|--------|-------|-------|-----------|
| 1 | 55 | 54,4 | 49 | 15 |
| 2 | 81 | 84 | 66 | 23,7 |
| 5 | 109,5 | 107,5 | 87 | 40,8 |
| 10 | 126 | 128 | 103 | 57 |
| 15 | 142 | 141 | 119 | 73 |

Se non vi fosse alcuna radiazione secondaria, le colonne 2-3-4-5 sarebbero identiche e i valori proporzionali alla distanza tra le piastre. Prendiamo il caso dell'ottone. Quando la distanza tra le piastre è di 15mm il numero di ioni prodotti è proporzionale a 142; quando la si riduce a 1mm non è ridotta di 1/15 ma soltanto di 1/2,6, ciò che mostra che vi è un numero molto più grande di ioni nel millimetro d'aria vicino alla piastra di ottone che negli strati d'aria più lontani. Vediamo da questa tabella che la ionizzazione nel millimetro d'aria contiguo al metallo è proporzionale a 55; nel millimetro seguente è proporzionale a 26; la media nei tre seguenti è 9,5, nei cinque seguenti di 3,5 e negli ultimi cinque di 3,2. La maggior parte della radiazione secondaria è assorbita da uno strato d'aria spesso 2mm. Questa frazione della radiazione sarà interamente assorbita dall'aria tra le piastre e il cilindro nelle esperienze indicate in figura 78.

Fig. 78.



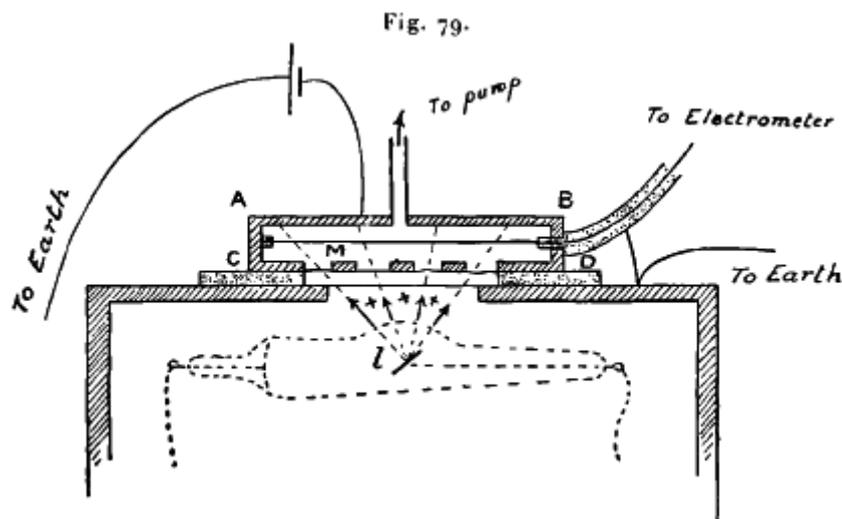
I valori ottenuti con questo dispositivo si riferiscono quindi a radiazioni diverse da quelle evidenziate con le piastre parallele. Le curve di fig. 78 tratte da una Memoria di Townsend forniscono una buona idea della rapidità con la quale la ionizzazione diminuisce al crescere della distanza dalla superficie del metallo. Le ordinate delle curve sono proporzionali al valore totale della ionizzazione a una distanza dalla piastra rappresentata dalle ascisse. Se S è il rapporto del numero di ioni prodotti dai raggi secondari facilmente assorbibili dall'aria con il numero di ioni prodotti dai raggi primari quando attraversano uno strato d'aria spesso 1 cm, Townsend trovò che per il rame, $S=2,5$; per lo zinco $S=1,84$; per l'alluminio $S=0,4$. Questi valori sono notevolmente più grandi di quelli ottenuti in precedenza da Perrin e questi aggiunti alla differenza che esiste tra questi risultati e quelli ottenuti da Sagnac mostra che il carattere della radiazione secondaria dipende molto da quello della radiazione primaria. Langevin lo ha mostrato direttamente trovando che con raggi primari aventi poteri di penetrazione variabili, i valori ottenuti per S si distribuivano da 4,4 a 1,67, con i valori più grandi corrispondenti ai raggi primari più penetranti. H. S. Allen¹ ha confrontato i numeri di ioni dovuti alla ionizzazione secondaria col numero di quelli che sarebbero prodotti se i raggi primari fossero interamente assorbiti dal gas; si servì come metallo dell'ottone e come gas di idrogeno solforato. Trovò che il numero di ioni prodotti dalla radiazione secondaria era circa 1/2000 del numero di quelli che sarebbero stati prodotti se i raggi primari fossero stati assorbiti dall'idrogeno solforato. Non dobbiamo dimenticare che la maggior parte della radiazione

¹ H. S. Allen, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. III, 1902, p. 126.

secondaria è assorbita dall'ottone e non sfugge all'esterno.

159. Serve in tutte le ricerche sulle relazioni tra la ionizzazione e la pressione non dimenticare questa azione della ionizzazione secondaria. Supponiamo che ricerchiamo le relazioni tra la corrente di saturazione e la pressione, passando la corrente tra due piastre parallele una delle quali è esposta ai raggi primari ed emette una radiazione secondaria. Questa è assorbita a una corta distanza dalla piastra e, sebbene, quando diminuiamo la pressione, aumentiamo la distanza, il valore totale della ionizzazione non sarà influenzato dalla pressione finché non sarà così bassa che i raggi secondari possano andare da una piastra all'altra. Se quindi S è la ionizzazione secondaria e p quella primaria, quella è proporzionale a p , cioè uguale a ap , finché la pressione non sarà divenuta così bassa perché la radiazione secondaria possa andare da una piastra all'altra, la corrente di saturazione sarà proporzionale a $S+ap$. Così, se la ionizzazione secondaria è grande rispetto a quella primaria, non avrà innanzitutto sotto l'influenza di una variazione di pressione che una variazione molto piccola di corrente di saturazione. Se la pressione si abbassa sufficientemente perché la radiazione secondaria non sia interamente assorbita tra le piastre, le ionizzazioni primaria e secondaria e, di conseguenza la corrente di saturazione, saranno allora proporzionali alle pressioni.

160. La radiazione facilmente assorbibile emessa da una piastra metallica colpita dai raggi di Röntgen è costituita quasi interamente da particelle elettrizzate negativamente, cioè da raggi catodici. Si possono distinguere i raggi catodici grazie alla loro proprietà di essere deviati da un campo magnetico e di trasportare con essi una carica negativa, acquistando la piastra che li emette, se è isolata, una carica positiva. Dorn¹ ha mostrato che piastre di piombo e di platino e a un basso grado piastre di rame e di zinco, emettono raggi deviabili dai magneti quando sono esposte ai raggi di Röntgen. Il verso della deviazione è quella dei raggi catodici provenienti dal metallo. Curie e Sagnac² hanno mostrato che la piastra metallica emette elettricità negativa e acquista una carica positiva. Per evidenziare questo effetto, è necessario operare in un buon vuoto, poiché, se la piastra è circondata dall'aria a pressione apprezzabile, la conducibilità data a quest'ultima dalle radiazioni primaria e secondaria è così grande che una carica qualsiasi sulla piastra scompare prima di poter essere osservata. Uno dei dispositivi impiegati da Curie e Sagnac per evidenziare la carica della piastra è mostrato in figura 79.



Un pezzo metallico sottile M è isolato e collegato ad una coppia di quadranti di un elettrometro; esso è racchiuso in una scatola metallica ABCD messa a terra.

La faccia inferiore della scatola è forata da una finestra chiusa da un sottile foglio dello stesso metallo della scatola. Il tubo L, produttore dei raggi è racchiuso in una cassa ricoperta di piombo. Se la placca M e la scatola ABCD sono fatte di metalli diversi, la conducibilità dell'aria a pressione

¹ Dorn, *Abhand. d. naturf. Ges. zu Halle*, XXII, 1900, p. 39. Beiblätter, 24, p. 572.

² Curie e Sagnac, *Journal de Physique*, quarta serie, t. I, 1902, p. 13.

atmosferica è considerevole e questo dispositivo si comporta come un elemento di pila; una differenza di potenziale uguale alla differenza di potenziale di contatto si stabilisce tra M e la scatola. Quando facciamo il vuoto in quest'ultima, questa differenza di potenziale non varia dapprima; ma, quando si raggiunge un vuoto troppo elevato, essa aumenta molto. Essendo la placca M in platino e la scatola in alluminio, Curie e Sagnac trovarono che alla pressione atmosferica, M era positivo rispetto alla scatola, essendo la differenza di potenziale inferiore a $1V$. Ma, in un vuoto spinto, il potenziale di M superava quello della scatola di circa $30V$. Ciò mostra che il platino emette più elettricità negativa di quanta ne riceve l'alluminio. Se la placca M è in alluminio e la scatola in platino, la placca prende una carica negativa. Curie e Sagnac mostrarono che il potere penetrante di questi raggi carichi negativamente era dello stesso ordine di grandezza di quello dei raggi di Lenard. Un frammento di foglio di alluminio di circa $0,46 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$ di spessore riduceva di circa il 40% la corrente di elettricità negativa. Possiamo concludere da ciò che la velocità dei raggi secondari è dello stesso ordine di grandezza di quella dei raggi catodici in un tubo in cui il vuoto è stato spinto a un grado elevato, sia di circa 10^{10} cm/s . Dorn³ ha misurato la deviazione magnetica di questi raggi. Ha trovato velocità varianti da $1,8 \cdot 10^9$ a $8,5 \cdot 10^9 \text{ cm/s}$. Questi valori dipendono da quelli che si ammette per e/m .

Possiamo confrontare gli effetti prodotti dai raggi di Röntgen che colpiscono una placca metallica con quelli dovuti all'incidenza della luce ultravioletta. Si possono confrontare i raggi secondari di Röntgen con la luce riflessa o forse più esattamente sotto l'azione della luce ultravioletta; sebbene infatti la luce riflessa sia della stessa natura della luce incidente, i raggi secondari non hanno la stessa natura dei raggi primari; una parte perlomeno dei primari è infatti molto più assorbibile.

In ragione del grande assorbimento che subiscono i raggi secondari e catodici, lo strato da cui provengono deve essere molto vicino alla superficie. Supponiamo così che AB rappresenti la faccia di una piastra metallica sulla quale cadono i raggi di Röntgen. Supponiamo che i raggi primari penetrino fino a CD; tutto il metallo compreso tra AB e CD emetterà allora raggi secondari e raggi catodici; ma solo i raggi secondari provenienti da uno strato sottile ABEF sfuggiranno all'estinzione prima di raggiungere la superficie e, essendo i raggi catodi ancora più facilmente assorbibili, solo quelli provenienti da uno strato ancora più sottile ABE'F' emergeranno nell'aria.

La frazione della radiazione secondaria che sfugge dal metallo è soltanto una piccola parte di quella che è sviluppata dalla radiazione primaria; la maggior parte della radiazione secondaria prodotta nel metallo è assorbita prima di uscirne. Possiamo procedere così per calcolare il rapporto tra l'energia che emerge e quella totale. Sia γ il coefficiente di assorbimento del metallo per i raggi primari. Se I_0 è la loro intensità alla superficie, questa intensità a una profondità x sarà uguale a $I_0 e^{-\gamma x}$; se l'energia della radiazione secondaria, emessa da uno strato di metallo compreso tra x e $x+dx$ è $pI_0 e^{-\gamma x} dx$ e se β è il coefficiente di assorbimento dei raggi secondari, l'energia di questo irraggiamento che emerge dal metallo sarà

$$\frac{1}{2} p I_0 e^{-\gamma x} e^{-\beta x} dx$$

l'energia totale dei raggi emergenti sarà quindi

$$\frac{1}{2} p I_0 \int_0^{\infty} e^{-(\gamma+\beta)x} dx = \frac{1}{2} \frac{p I_0}{\gamma+\beta}$$

La quantità di energia totale nella ionizzazione secondaria sarà

$$p I_0 \int_0^{\infty} e^{-\gamma x} dx = \frac{p I_0}{\gamma}$$

3 Dorn, *Lorentz Jubilee Volume*, 1900, p. 595.

Così l'energia dei raggi emergenti starà all'energia totale nel rapporto di γ con $2(\gamma + \beta)$. La ionizzazione dovuta a tutti i raggi secondari dovrà essere $2(\gamma + \beta)/\gamma$ volte uguale alla ionizzazione osservata nelle esperienze descritte nel § 158. Confrontiamola alla ionizzazione che sarebbe prodotta se la radiazione primaria fosse interamente assorbita.

Se I è la ionizzazione prodotta per centimetro di percorso dalla radiazione primaria, il valore totale della ionizzazione che sarebbe prodotta se tutti i raggi primari fossero assorbiti è $1/\gamma'$, essendo γ' il coefficiente di assorbimento dell'aria per i raggi primari.

Se N_0 e N sono rispettivamente i numeri di ioni prodotti dall'assorbimento completo dei raggi primari e secondari, I' il numero di ioni prodotti dai raggi secondari che emergono dalla piastra

$$\frac{N_0}{N} = \frac{2(\gamma + \beta) I'}{\frac{1}{\gamma'}}$$

essendo i raggi secondari molto più assorbibili di quelli primari, β è grande rispetto a γ e abbiamo approssimativamente

$$\frac{N_0}{N} = \frac{2\beta}{\gamma} \frac{I'}{\frac{1}{\gamma'}}$$

Se la densità del mezzo cresce, l'assorbimento dei raggi molli è in generale accresciuta in una maggiore proporzione di quella dei raggi duri; di conseguenza, se β' è il coefficiente di assorbimento dei raggi secondari nell'aria,

$$\frac{\beta}{\gamma} > \frac{\beta'}{\gamma'}$$

così

$$\frac{N_0}{N} > \frac{2\beta'}{\gamma'} \frac{I'}{\frac{1}{\gamma'}} > \alpha \beta' \frac{I'}{I}$$

Vediamo che per il rame $I=2,45$, mentre se i raggi secondari fossero quasi interamente assorbiti da uno strato d'aria di $2mm$, β sarebbe più grande di 5. Così

$$\frac{N_0}{N} > 25,4$$

I raggi secondari sono di conseguenza capaci di produrre più ioni dei raggi primari.

I raggi primari, pertanto, attraversando i metalli pesanti, liberano energia, come quando la luce passa attraverso una miscela di ossigeno e cloro, oppure l'energia spesa in ionizzazione secondaria è superiore a quella che corrisponde ai raggi primari. Abbiamo qualche motivo di credere che questi due effetti si manifestino. Sappiamo che una piccola parte soltanto dell'energia dei raggi primari è spesa per la ionizzazione, e questa parte diminuisce al crescere della durezza dei raggi; una parte, al contrario, della radiazione secondaria consiste in raggi catodici e ci dobbiamo attendere che la quantità di energia spesa dai raggi catodici per produrre la ionizzazione sia superiore a quella spesa per lo stesso scopo dai raggi di Röntgen. L'ipotesi secondo la quale vi sarebbe in certi casi liberazione di energia quando i raggi di Röntgen passano attraverso la materia presenta tuttavia qualche aumento in suo favore. Bunstead ha misurato la quantità di calore liberata nel piombo e nello zinco quando essi assorbono pari quantità di energia sotto forma di raggi di Röntgen. Egli ha

trovato che il calore sviluppato nel piombo era uguale a circa due volte quello sviluppato nello zinco. In queste esperienze, le superfici di piombo e di zinco erano ricoperte da fogli di alluminio. Le perdite di energia dovute al calore irraggiato e alla radiazione di Röntgen secondaria erano quindi le stesse nei due casi; se non fosse stata liberata energia, l'effetto calorifico avrebbe dovuto essere lo stesso. La differenza molto netta osservata mostra che vi è una certa liberazione di energia, almeno con il piombo. Questo è un risultato dei più interessanti e importanti, poiché permette di credere che i raggi di Röntgen possono offrirci il mezzo di attingere alle riserve di energia intratomiche. I fenomeni di radioattività ci portano a concludere che le quantità di energia immagazzinate negli atomi degli elementi sono enormemente più grandi di quelle messe in gioco nelle reazioni chimiche.

L'incidenza dei raggi di Röntgen su elementi di peso atomico elevato provoca l'emissione di corpuscoli negativi dotati, come mostrato da Dorn, di una velocità di 10^9 cm/s. La dimensione di questa velocità ci mostra che questi corpuscoli non acquistano la loro energia direttamente sotto l'azione dei raggi incidenti e porta a pensare che siano espulsi dagli atomi da una esplosione dovuta a qualche instabilità prodotta su questi ultimi dall'irraggiamento. L'energia posseduta dai corpuscoli deriverebbe dall'energia interna dell'atomo piuttosto che da quella dei raggi incidenti. Se, infatti, questa velocità provenisse dall'azione diretta della forza elettrica X esistente nei raggi, se t è il tempo che impiega la pulsazione a colpire il corpuscolo

$$10^9 = X \frac{e}{m} t \quad \text{o} \quad X t = 60$$

poiché

$$\frac{e}{m} = 1,7 \cdot 10^7$$

L'energia per unità di superficie della pulsazione incidente è uguale a

$$\frac{1}{4\pi} \frac{X^2 \delta}{V^2}$$

dove $\delta = Vt$ è lo spessore della pulsazione e V la velocità della luce. Ponendo $Xt = 60$, vediamo che questa energia è uguale a $\frac{3,6 \cdot 10^9}{4\pi \delta}$ e, prendendo per limite superiore di $\delta = 10^{-5}$, questa energia sarà quasi uguale a 1 cal , quantità del tutto inammissibile. Le esperienze di Bumstead portano a pensare che l'incidenza dei raggi liberano una certa quantità di energia proveniente dall'atomo e Barkla ha recentemente mostrato che il potere di penetrazione dei raggi secondari molli e di conseguenza probabilmente la velocità dei corpuscoli è indipendente dall'intensità dei raggi incidenti, cioè non dipende da X . Questo risultato, che corrisponde al caso della luce ultravioletta, è favorevole all'ipotesi che i raggi secondari sono emessi da una esplosione dell'atomo sotto l'azione dei raggi incidenti e non sotto l'azione diretta sui corpuscoli del campo elettrico esistente nei raggi.

Teoria della radiazione secondaria

161. Si spiega facilmente la radiazione secondaria se si ammette la teoria discussa prima sulla natura dei raggi di Röntgen. Secondo questa teoria, questi consisterebbero in pulsazioni eccessivamente piccole di forza magnetica e di forza elettrica molto intense, che devono conformemente alle leggi dell'elettrodinamica originarsi quando particelle elettrizzate in moto rapido come i raggi catodici vengono bruscamente arrestate. Si dimostra che all'arresto di una tale particella, una pulsazione sferica di forza elettrica e magnetica intensa si propaga all'esterno con la velocità della luce. Se la velocità della particella è piccola rispetto a quest'ultima, la distribuzione delle forze elettrica e magnetica nella pulsazione è la seguente: Se O (fig. 80) è la posizione della

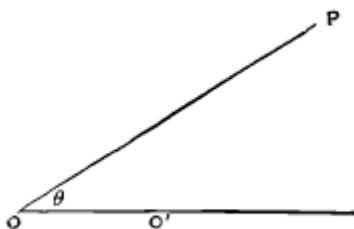
particella carica dopo l'arresto, $O'O$ la direzione lungo la quale si spostava, e la sua carica, v la sua velocità e V la velocità della luce, quando la pulsazione raggiunge un punto P , la forza elettrica in P è ad angolo retto con OP , nel piano del foglio e uguale a

$$V \frac{e v s \theta}{\delta O P}$$

essendo δ lo spessore della pulsazione e θ l'angolo POO' . La forza magnetica in P è perpendicolare al piano del foglio e uguale a

$$\frac{e v \sin \theta}{\delta O P}$$

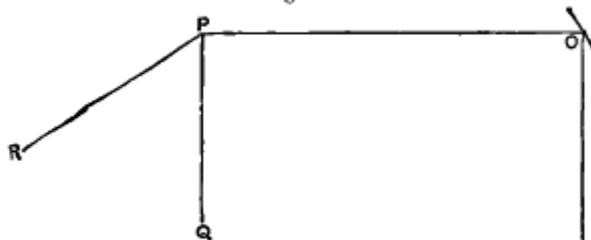
Fig. 80.



Così, le forze elettriche e magnetiche si annullano entrambe lungo la traiettoria della particella elettrizzata e la forza elettrica in P è nel piano passante per P e la traiettoria della particella.

Questa ipotesi relativa all'origine dei raggi di Röntgen è fortemente confermata dalle esperienze recenti di Barkla¹. Il principio di queste esperienze è il seguente: Sia IO (fig. 81) una corrente di particelle catodiche che urtano una piastra solida disposta in O e OP un fascio di raggi di Röntgen emananti ad angolo retto con IO , raggi catodici incidenti. Se tutte le particelle catodiche fossero bloccate al loro primo incontro con l'ostacolo, le forze elettriche nella pulsazione sarebbero tutte nel piano del foglio e ad angolo retto con OP . Se, come è attualmente il caso, i raggi catodici urtano numerose particelle prima di fermarsi, la forza elettrica in alcune pulsazioni non sarà nel piano del foglio; vi sarà pertanto una preponderanza delle forze in questo piano, e si avrà un effetto della stessa natura, la cui intensità tuttavia sarà differente da quella che avrebbe se le forze fossero tutte situate in questo piano. Supponendo che questo sia il caso, vediamo che passerà se i raggi incontrano un gas in P .

Fig. 81.



La forza elettrica mette bruscamente in movimento i corpuscoli nel gas, essendo la direzione del loro movimento ad angolo retto con OP . Pulsazioni si originano quando un corpo elettrizzato si muove bruscamente, e hanno lo stesso carattere di quelli che si producono quando è bruscamente fermato. Queste pulsazioni costituiscono la radiazione secondaria emessa dal gas. Confrontiamo l'intensità della radiazione secondaria in due punti Q e R posti a una distanza uguale da P e tale che PQ sia nel piano del foglio e parallelo a IO , mentre PR gli è perpendicolare. PQ è la direzione secondo la quale i corpuscoli sono emessi; l'intensità della radiazione secondaria sarà minima in Q ,

¹ Barkla, *Phil. Trans.*, A., t. CCIV, p. 467.

mentre sarà massima in R; essendo PR ad angolo retto con la velocità dei corpuscoli. Se ora si fa ruotare il tubo, mantenendo O fisso finché la corrente delle particelle catodiche sia ad angolo retto con il piano del foglio, l'intensità della radiazione secondaria diverrà minima in R e massima in P. Barkla trovò un tale effetto nettamente evidente. Qualora la corrente di particelle catodiche fosse nel piano del foglio, la radiazione secondaria sarebbe più grande in R che in Q; quando al contrario gli fosse perpendicolare, sarebbe più intensa in Q che in R.

Supponiamo che una tale pulsazione si sposti in un mezzo contenente corpuscoli (non è necessario che questi corpuscoli siano liberi); quando la pulsazione ne incontrerà uno, sarà sottoposto a una forza molto intensa e il suo movimento ne sarà accelerato. Ora, quando la velocità di un corpo carico varia, si originano pulsazioni di forze elettriche e magnetiche; la loro grandezza è proporzionale all'accelerazione che esso acquista. Così, quando la pulsazione primaria di Röntgen incontrerà il corpuscolo e accelererà il suo moto, quest'ultimo emetterà una pulsazione di forza elettrica e magnetica, pulsazione secondaria di Röntgen; la pulsazione secondaria cessa non appena l'accelerazione del corpuscolo si annulla, cioè non appena la pulsazione primaria l'ha superata. È facile confrontare l'energia messa in gioco nella pulsazione secondaria con quella che è messa in gioco nella pulsazione primaria. Supponiamo che il corpuscolo O si muova parallelamente all'asse delle x ; sia f la sua accelerazione; il corpuscolo emette allora una pulsazione magnetica tale che quando la pulsazione raggiunge il punto P, l'intensità della forza è uguale a $\frac{fes\theta}{V \cdot OP}$, essendo V la velocità della luce, θ l'angolo compreso tra OP e l'asse x ed e la carica del corpuscolo in unità elettromagnetiche. La direzione della forza è ad angolo retto su OP e all'asse delle x .

Questa forza magnetica è accompagnata da una forza elettrica ad angolo retto su OP, situata nel piano contenente OP e l'asse x e uguale in grandezza a $\frac{fes\theta}{OP}$. Secondo il teorema di Poynting, il flusso di energia è diretto lungo OP; essendo uguale la quantità di energia che attraversa l'unità d'area nell'unità di tempo, quando come in questo caso le forze elettriche e magnetiche sono perpendicolari l'una all'altra, al loro prodotto diviso per 4π : la velocità con la quale il flusso d'energia attraversa l'unità di superficie è uguale a

$$\frac{1}{4\pi} \frac{e^2 f^2 s^2 \theta}{V \cdot OP^2}$$

Integrando questa espressione sulla superficie di una sfera avente al centro lo ione, vediamo che il corpuscolo emette energia con una velocità uguale a

$$\frac{2}{3} \frac{e^2 f^2}{V}$$

e che il valore totale dell'energia emessa è uguale a

$$\frac{2}{3} \frac{e^2}{V} \int f^2 dt$$

Supponiamo ora che la forza elettrica nella pulsazione primaria di Röntgen sia uguale a X e parallela a x ; se m è la massa del corpuscolo $f=Xe/m$. Sostituendo questa espressione di f , troviamo che l'energia emessa dal corpuscolo è uguale a

$$\frac{2}{3} \frac{e^4}{m^2 V} \int X^2 dt$$

essendo l'integrazione estesa a tutto il tempo impiegato dalla pulsazione per colpire il corpuscolo. Se d è lo spessore di questa pulsazione e se X è costante nel suo spessore, abbiamo

$$\int X^2 dt = \frac{X^2 d}{V}$$

e l'energia totale della radiazione secondaria emessa dallo ione è

$$\frac{2}{3} \frac{e^4}{m^2 V} \frac{X^2 d}{V^2}$$

Se E è l'energia per unità di area della pulsazione

$$E = \frac{1}{4\pi} \frac{X^2 d}{V^2}$$

così l'energia emessa dal corpuscolo è uguale a

$$\frac{8\pi}{3} \frac{e^4}{m^2} E$$

e se vi sono N corpuscoli per unità di volume l'energia per unità di volume della radiazione secondaria sarà

$$\frac{8\pi}{3} \frac{N e^4}{m^2} E$$

Benché ogni pulsazione della radiazione secondaria emessa da un corpuscolo abbia lo stesso spessore della pulsazione primaria, le sue proprietà possono essere molto diverse. Ogni pulsazione primaria, infatti, fa emettere ad ogni ione una pulsazione secondaria; pertanto, la sola pulsazione primaria produce un gran numero di pulsazioni secondarie che si susseguono a intervalli dipendenti dalla vicinanza più o meno grande degli ioni nel mezzo che essi attraversano; le proprietà di questo treno di pulsazioni dipenderanno dalla distanza media degli ioni; esse si avvicineranno a quella della luce di lunghezza d'onda λ e potrebbero così differire materialmente da quelle dei raggi primari. Infatti, ponendosi da questo punto di vista, vi è la stessa differenza tra i raggi primari e secondari che tra il lampo e il rombo prolungato del tuono.

Vediamo, dalle equazioni precedenti, che percorrendo una distanza dx , la pulsazione primaria fa emettere ai corpuscoli una radiazione secondaria la cui energia è

$$\frac{8\pi}{3} \frac{N e^4}{m^2} E dx$$

Se questa fosse la sola perdita di energia subita dai raggi primari, avremo

$$dE = -\frac{8\pi}{3} \frac{N e^4}{m^2} E dx$$

o

$$E = C e^{-\frac{8\pi}{3} \frac{N e^4}{m^2} x}$$

l'opacità della sostanza per i raggi primari sarà misurata allora da

$$\frac{8\pi}{3} \frac{N e^4}{m^2}$$

Questa espressione è indipendente dallo spessore d della pulsazione e dipende solo dal mezzo e non dalla natura dei raggi che lo attraversano. La maggiore differenza che si osserva tra il potere di

penetrazione dei raggi duri e molli mostra che l'energia persa per la produzione della radiazione secondaria non può essere la sola causa dell'assorbimento dei raggi primari.

Barkla ¹, che ha fatto ricerche molto importanti sulla radiazione secondaria prodotta dai raggi di Röntgen, ha trovato che con gli elementi di peso atomico piccolo il coefficiente di assorbimento era lo stesso per la radiazione primaria e per la radiazione secondaria. Così, le radiazioni primarie e secondarie sono dello stesso tipo. Si possono quindi considerare i raggi secondari come raggi primari diffusi. Trovò che il modo in cui si comporta la radiazione secondaria concorda fortunatamente con la teoria che diamo e secondo la quale il rapporto tra l'energia dissipata per cm^3 di una sostanza di piccola densità con l'energia della radiazione primaria che attraversa un cm^3 è indipendente dalla natura della radiazione primaria, essa è la stessa sia per i raggi duri e molli. Per diverse sostanze, questo rapporto è direttamente proporzionale alla densità; masse uguali perdono, di conseguenza, quantità uguali di energia.

Le ricerche precedenti mostrano che l'energia della radiazione secondaria è $i \frac{8\pi Ne^4}{3m^2}$ di quella della radiazione primaria; la prima legge vale così come la seconda, se supponiamo che la massa di una tale sostanza è proporzionale al numero di corpuscoli che contiene.

Barkla trovò che l'energia della radiazione dissipata per cm^3 d'aria è circa 0,0002 dell'energia della radiazione primaria che la attraversa; così

$$\frac{8\pi Ne^4}{3m^2} = 0,00025$$

supponendo

$$e = 1,2 \cdot 10^{-20} \quad \frac{e}{m} = 1,7 \cdot 10^7$$

troviamo

$$Ne = 10$$

se n è il numero di molecole d'aria per cm^3

$$ne = 0,4$$

di conseguenza, ogni molecola d'aria contiene circa 25 corpuscoli; ora il numero di corpuscoli in ogni atomo è approssimativamente uguale al suo peso atomico, poiché l'energia dissipata è proporzionale alla densità del gas; se questo risultato è vero per un elemento, è vero per tutti.

162. Quando i raggi primari attraversano sostanze di peso atomico elevato, i raggi secondari non rimangono a lungo tutti dello stesso tipo dei raggi primari; un certo numero tra loro è molto più assorbibile di questi ultimi.

Quando un corpuscolo, dopo essere stato spostato dai raggi primari, sarà messo in moto dalle forze intense dovute alla vicinanza ad altri corpuscoli, è evidente che il carattere della pulsazione secondaria non sarà lo stesso di quando queste forze saranno piccole; in quest'ultimo caso, infatti, l'accelerazione della particella scenderà a un valore molto piccolo appena dopo che la pulsazione primaria l'avrà superata; lo spessore della pulsazione secondaria sarà quindi approssimativamente lo stesso della pulsazione primaria; nel secondo caso, l'accelerazione del corpuscolo conserverà un valore elevato a lungo dopo che la pulsazione primaria l'avrà superata; lo spessore della pulsazione sarà quindi molto aumentata e la radiazione dovrà avere un carattere diverso da quello della radiazione primaria.

La modifica del carattere della radiazione sembra prodursi quasi bruscamente per un valore particolare del peso atomico; Barkla trovò così una quantità notevole di raggi facilmente assorbibili nella radiazione del calcio e degli elementi di peso atomico superiore, mentre non lo si poté rivelare in quella di corpi il cui peso atomico è minore. I corpuscoli non solo disperdono e irraggiano una

¹ Barkla, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. VII, 1904, p. 543.

parte dell'energia dei raggi primari, ma essi ne assorbono pure e ne trattengono una quantità considerevole. Una parte dell'energia della radiazione primaria può quindi apparire sotto forma di energia cinetica dei corpuscoli all'interno dell'atomo. La quantità di energia assorbita dipenderà dalla distribuzione della forza elettrica nella pulsazione primaria. Potremmo, per esempio, avere una pulsazione nella quale la forza elettrica sarà la stessa dalla parte posteriore alla anteriore, oppure una nella quale avremo con la stessa quantità di energia una distribuzione elettrica molto più complicata. La forza elettrica potrà pure avere una certa direzione sul fronte della pulsazione e la direzione inversa sul retro. L'energia persa dai corpuscoli sarà la stessa nei due casi, ma l'energia assorbita da essi sarà assai diversa.

Calcoliamo l'energia assorbita: 1° nell'ipotesi in cui la forza elettrica è costante in tutta l'estensione della pulsazione; 2° in quella in cui la forza è uguale a X in una metà e a $-X$ nell'altra.

Nel primo caso, se m è la massa di un corpuscolo, e la sua carica, dx/dt la sua velocità dopo il passaggio della pulsazione

$$m \frac{dx}{dt} = \int X e dt = \frac{X \delta e}{V}$$

essendo δ lo spessore della pulsazione e V la velocità della luce. L'energia cinetica acquisita dal corpuscolo sarà

$$\frac{1}{2} m \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 = \frac{1}{2} \frac{X^2 \delta^2 e^2}{m V^2}$$

L'energia E per unità d'area della pulsazione è

$$\frac{1}{4\pi} \frac{X^2 \delta}{V^2}$$

l'energia acquisita dal corpuscolo sarà quindi

$$\frac{1}{2\pi} \frac{e^2}{m} \delta E$$

e, se N è il numero di corpuscoli per unità di volume, l'energia comunicata a questi ultimi dalla pulsazione lungo un percorso dx sarà

$$\frac{1}{2\pi} \frac{e^2}{m} \delta N E dx$$

Consideriamo l'effetto prodotto su un corpuscolo quando una pulsazione, di cui una metà positiva, l'altra negativa, passa su di esso. Supponiamo che X e $-X$ siano rispettivamente le forze elettriche nelle metà positive e negative della pulsazione, d il loro spessore comune. In queste condizioni, la metà positiva darà allo ione una velocità Xed/Vm e questo ultimo all'arrivo della seconda metà negativa avrà percorso una distanza $\frac{1}{2} \frac{Xed}{Vm} \frac{d}{V}$. Quest'ultima gli comunicherà un movimento uguale e di verso contrario al precedente e lo riporterà a riposo. L'azione d'insieme delle due pulsazioni sarà quindi di lasciare la velocità dello ione inalterata e di spostarlo di una distanza ξ data dall'equazione

$$\xi = \frac{V e d d}{m V V}$$

Se supponiamo che lo ione sia in equilibrio nella posizione $\xi=0$ e che quando è spostato da questa posizione la forza che tende a ricondurlo indietro è $\mu\xi$, il lavoro effettuato per spostarlo di ξ sarà $\frac{1}{2} \mu \xi^2$.

L'energia comunicata al corpuscolo sarà quindi

$$\frac{1}{2} \mu \frac{V^2 e^2 d^4}{m^2 V^4}$$

Se E è l'energia per unità di area della pulsazione, abbiamo

$$E = \frac{1}{2\pi} \frac{X^2 d}{V^2}$$

di conseguenza, il lavoro effettuato sul corpuscolo sarà uguale a

$$\pi \mu \frac{e^2 d^2}{m^2 V^2} E$$

Se n è la frequenza della vibrazione libera di un corpuscolo $n^2 = \mu/m$, di conseguenza

$$\pi n^2 \frac{e^2 d^3}{m V^2} E = 4\pi^3 \frac{e^2 d^3}{m^2 \lambda^2} E$$

essendo λ la lunghezza d'onda della vibrazione libera di un corpuscolo.

Di conseguenza, il lavoro speso sui corpuscoli quando incontrano le due pulsazioni a una distanza δx è uguale a

$$4\pi^3 \frac{e^2 d^3}{m} \sum \frac{N}{\lambda^2} E \delta x = h E \delta x$$

Essendo N il numero dei corpuscoli che emettono una radiazione di lunghezza d'onda λ , contenuti nell'unità di volume. Quindi abbiamo

$$\frac{dE}{dx} = -hE$$

o

$$E = E_0 e^{-hx}$$

dove h rappresenta il coefficiente di assorbimento del mezzo per i raggi di Röntgen, quando consideriamo solo l'energia assorbita dagli ioni senza tenere conto di quella che essi emettono.

Vediamo che per una pulsazione nella quale la forza elettrica è uniforme, l'energia assorbita dai corpuscoli è proporzionale allo spessore della pulsazione. Nello stesso tempo, se la distribuzione della forza nella pulsazione è tale che in una metà essa abbia una direzione determinata e che nell'altra metà sia uguale e direttamente opposta, l'energia assorbita dai corpuscoli sarà proporzionale al cubo dello spessore della pulsazione. Nel caso di una pulsazione per la quale si possono considerare due distribuzioni come sovrapposte, l'energia assorbita sarà proporzionale a

$$A\delta - B\delta^3$$

essendo δ il suo spessore. Nelle pulsazioni molto piccole, il primo termine è il più importante; e, come abbiamo visto, l'energia assorbita dalle particelle dipenderà soltanto dalla massa del mezzo assorbente e non dalla sua composizione chimica.

Sagnac, facendo cadere raggi secondari su un metallo, ha ottenuto raggi terziari più facilmente assorbibili di quelli secondari; espose l'ipotesi che ripetendo questa operazione possiamo infine ottenere raggi che hanno la proprietà della luce comune. Finora tuttavia, non si sono potuti ottenere raggi di Röntgen che manifestino tracce di rifrazione passando da un mezzo ad un altro.

163. Dorn¹ osservò per primo gli effetti prodotti durante l'assorbimento dei raggi di Röntgen da parte dei metalli. Rutherford e Mac Clung² ne hanno fatto lo scopo di una serie molto estesa di misure. Essi impiegarono un bolometro per misurare l'innalzamento della temperatura prodotto. Le loro misure tendevano a determinare l'energia posseduta dai raggi. La si supposeva uguale all'equivalente meccanico del calore prodotto nel momento dell'assorbimento totale dei raggi da parte del metallo. Recenti esperienze del professor Bumstead³ al Cavendish Laboratory invalidarono notevolmente la legittimità di questa ipotesi. Egli trovò che, essendo i raggi ugualmente assorbiti, il calore sviluppato era quasi tre volte più grande nel piombo che nello zinco. Misurò il calore sviluppato con un radiometro. Questo risultato suggerisce l'ipotesi che i raggi producono qualche cambiamento negli atomi della sostanza che attraversano e che una parte dell'energia calorifica è dovuta all'energia liberata da questa trasformazione. Le questioni che solleva questo studio sono della massima importanza, poiché, se gli atomi variano sotto l'azione dei raggi di Röntgen, vi è una via aperta che permette di estrarre le riserve di energia che crediamo con qualche ragione racchiusa negli atomi.

In questo ordine di idee, sarebbe interessante vedere se il calore sviluppato dal radio in un tempo dato dipende dal mezzo che assorbe i raggi e di ricercare se conservando per molto tempo del radio con del piombo, si producono gradualmente altri elementi.

I minerali nei quali si incontrano le sostanze radioattive presentano questo fatto notevole di racchiudere un grande numero di elementi: questi ultimi deriverebbero in parte dalla trasmutazione degli elementi sotto l'azione del radio.

Ho eseguito un gran numero di esperienze per vedere se l'incidenza dei raggi di Röntgen sui metalli dà origine a prodotti radioattivi dopo che i raggi sono stati fermati.

La radiazione secondaria, eccitata dai raggi di Röntgen, formata da raggi facilmente assorbibili e da altri più penetranti, presenta analogie notevoli con quella che è emessa dalle sostanze radioattive (Cap. XII). Si è così portati a chiedersi se il metallo diviene radioattivo mentre è sottoposto ai raggi. Non ho potuto rivelare una radioattività residua dopo una esposizione di parecchie ore a raggi di Röntgen intensi. Abbiamo fatto, con il professor Bumstead^{4,5}, esperienze analoghe con la radiazione del radio; ma i risultati ottenuti sono stati negativi.

Il passaggio dei raggi di Röntgen attraverso dei solidi e dei liquidi aumenta la loro conducibilità⁶ e questo aumento persiste in certi casi per un certo tempo dopo il loro passaggio.

1 Dorn, *Wied. Ann.*, t. LXIII, 1897, p. 160.

2 Rutherford e Mac Clung, *Phil. Trans.*, A., t. CXCVI, 1902, p. 25.

3 Bumstead, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. XI, 1906, p. 292.

4 Bumstead, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. XIII, 1905, p. 125.

5 J.J. Thomson, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. XIII, 1905, p. 124.

6 J.J. Thomson, *Nature*, t. LV, 1897, p. 606. - P. Curie, *Comptes rendus* t. CXXXIV, 1902, p. 420. - Becker, *Ann. der Phys.*, t. XII, 1903, p. 124.

Cap. 12 - Raggi emessi dalle sostanze radioattive

164. Poco tempo dopo la scoperta dei raggi di Röntgen, Becquerel trovò che l'uranio e i suoi composti emettono una radiazione che, come quelli, impressiona una lastra fotografica e ionizza il gas che essi attraversano. Ulteriori ricerche portarono alla scoperta di altri corpi possedenti le stesse proprietà. Il loro studio ha portato alla creazione di una nuova scienza il cui interesse e la cui importanza sono considerevoli, la scienza della Radioattività. Rutherford ha, nel suo trattato "Radioactivity", studiato a lungo questo argomento. Tale questione ha legami così stretti con le teorie della scarica elettrica attraverso i gas e i metodi impiegati per studiarla, che è comodo esaminare, come proveremo a fare in questo Capitolo, le relazioni della radioattività con esse.

165. La fosforescenza molto marcata che producono vicino a certe sostanze i raggi di Röntgen portò a una serie di ricerche per determinare se la fosforescenza era accompagnata da una emissione di raggi di Röntgen. Questi producevano la fosforescenza e si poneva naturalmente la questione seguente: la fosforescenza può essere accompagnata da una emissione di raggi di Röntgen?

Nel 1856, Henry¹ mostrò che il solfuro di zinco reso fosforescente con una esposizione alla luce solare o a quella del magnesio, impressionava una lastra fotografica protetta da un foglio di carta annerito o da un sottile foglio di alluminio. Un poco più tardi, Becquerel² trovò che, se si pone su una piastra fotografica protetta da un foglio impermeabile alla luce, del bisolfato di uranio e di potassio e se si espone il tutto al sole, la lastra è impressionata. Pensò dapprima che questo effetto fosse dovuto alla fosforescenza dell'uranio esposto alla luce; ma trovò ben presto che l'esposizione al sole non era necessaria³ e che la lastra era pure impressionata nell'oscurità. Per esaminare se questo effetto era dovuto a una fosforescenza che persisteva dopo un soleggiamento precedente al sale di uranio, prese un cristallo di nitrato di uranio e lo fece sciogliere nell'acqua in una camera nera. Mantenendolo sempre nell'oscurità, lo fece ricristallizzare e valutò la sua azione su una lastra fotografica senza esporlo alla luce. Trovò che la sua azione sulla lastra era più intensa. Trovò pure che la soluzione di nitrato di uranio che non è fosforescente è attiva. Becquerel⁴ ne concluse allora che l'azione osservata non è dovuta alla fosforescenza, ma a una proprietà del metallo stesso. Constatò pure che i sali di uranio così come lo stesso metallo mantenevano senza riduzione sensibile la proprietà di essere radioattivi dopo essere stati conservati all'oscurità, alcuni anche in una scatola di piombo, per oltre un anno. Oltre all'effetto che produce su una lastra fotografica protetta da uno schermo opaco alla luce ordinaria, la radiazione emessa dall'uranio rende conduttori, come i raggi di Röntgen, i gas attraverso i quali passa. Così, un elettroscopio caricato, sul cui disco si pone un pezzo di uranio, perde lentamente la sua carica positiva o negativa. Becquerel pensò dapprima che i raggi dell'uranio differivano da quelli di Röntgen in quanto erano in grado di rifrangersi e di polarizzarsi; ma ricerche posteriori da lui fatte e da altri fisici, hanno mostrato che non era così. Niepce de Saint-Victor, numerosi anni prima, aveva trovato che fogli imbevuti di una soluzione di nitrato di uranio impressionavano una lastra fotografica.

166. Rutherford⁵ eseguì una serie molto completa di esperienze sulla radiazione dell'uranio e dei suoi composti impiegando un metodo elettrico, cioè misurando l'intensità della radiazione tramite la ionizzazione da essa prodotta.

Fece la scoperta molto interessante che la radiazione dell'uranio, come la radiazione secondaria di Röntgen, è una mescolanza di due tipi di radiazione, l'una α , che è assorbita da qualche millimetro d'aria alla pressione atmosferica, l'altra, β , che ha un potere di penetrazione confrontabile con quello emesso da un tubo di Röntgen a vuoto moderato. Rutherford trovò che

1 Henry, *Comptes rendus*, t. CXXII, 1896, p. 312.

2 Becquerel, *Comptes rendus*, t. CXXII, 1896, p. 420.

3 Becquerel, *Comptes rendus*, t. CXXII, 1896, p. 501.

4 Becquerel, *Comptes rendus*, t. CXXII, 1896, p. 691, 765.

5 Rutherford, *Phil. Mag.*, quinta serie, t. XLVII, 1899, p. 109.

l'assorbimento dai diversi gas riduceva il tipo α della radiazione dell'uranio o di uno dei suoi composti alla metà del suo valore dopo un passaggio di 3mm attraverso il gas acido carbonico; $4,3\text{mm}$ attraverso l'aria; $7,5\text{mm}$ attraverso il gas da illuminazione, $16,3\text{mm}$ attraverso l'idrogeno.

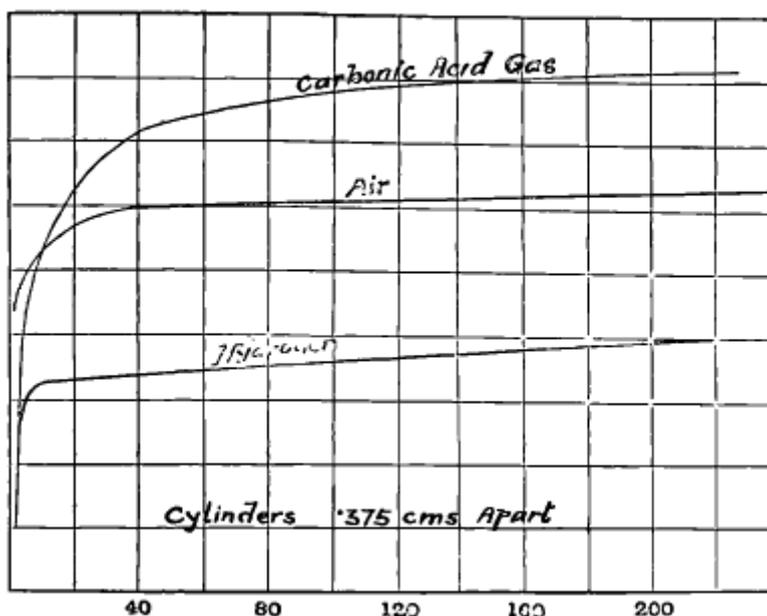
La pressione in tutti i casi era di 760mm di mercurio. Il potere di penetrazione della radiazione α è compreso tra quello dei raggi ordinari e quello dei raggi secondari di Röntgen.

Rutherford mostrò che l'assorbimento dei raggi α è proporzionale alla densità del gas.

Abbiamo così, nelle vicinanze di uno strato di uranio, una zona di ionizzazione molto intensa che si estende su qualche millimetro necessario all'assorbimento di tutti i raggi α . Oltre, penetrano solo i raggi β e, avendo questi soltanto un potere ionizzante piccolo rispetto agli α , si ha in questa regione una ionizzazione molto minore che negli strati vicini dell'uranio. Siano due piastre metalliche parallele su una delle quali si è steso uno strato di uranio; se la distanza tra esse è superiore a quella che è necessaria per assorbire la radiazione α , il valore totale della ionizzazione tra le piastre e, di conseguenza, quello della corrente di saturazione che può andare da una piastra all'altra non cresce molto all'aumentare della loro distanza; per tutto il tempo, al contrario, durante il quale la distanza tra le piastre sarà inferiore a quella richiesta per l'assorbimento della radiazione α , la corrente di saturazione sarà approssimativamente proporzionale a questa distanza. Questo esempio basta a mostrare che i fenomeni della conduzione elettrica sotto l'azione della radiazione dell'uranio sono un poco complessi. Tuttavia è possibile spiegarli supponendo l'esistenza di due tipi di radiazione, uno molto assorbibile, l'altra più penetrante.

Essendo l'intensità della radiazione molto maggiore vicino alle piastre ricoperte di uranio che a qualche distanza da questo, la forza elettrica nelle sue vicinanze sarà inferiore al valore medio tra le piastre. Questa riduzione del valore della forza elettrica nei punti in cui la ionizzazione è più intensa rende l'ottenimento di una corrente di saturazione più difficile che se la ionizzazione fosse uniforme tra le piastre. Ciò può rendere conto del fatto scoperto da Rutherford che anche con differenze di potenziale molto grandi la corrente mostra un aumento, anche se molto piccolo, quando la differenza di potenziale cresce. Le curve della figura 82 rappresentano la relazione tra la corrente e la differenza di potenziale sotto l'azione della radiazione dell'uranio. Sembra che si abbia un effetto simile in tutti i casi di ionizzazione dai raggi α .

Fig. 82.



Rutherford trovò che le rispettive proporzioni di radiazioni α e β emesse da uno strato di sale di uranio dipendevano dal suo spessore. Più questo era grande, più grande era il rapporto della radiazione β rispetto alla α . Per strati molto sottili, la radiazione era quasi interamente di tipo α .

Questo è quanto possiamo prevedere, considerando le radiazioni α e β come indipendenti l'una dall'altra. Infatti, se la radiazione α è fermata da uno spessore t_1 di sale, mentre la radiazione β non lo è prima che lo spessore attraversato sia t_2 , la radiazione α non crescerà con lo spessore dello strato quando quest'ultimo sarà superiore a t_1 , mentre la radiazione β andrà crescendo finché lo spessore non sarà uguale a t_2 . Se una delle radiazioni fosse prodotta dall'altra, per esempio se la radiazione β corrispondesse ai raggi primari di Röntgen, i raggi α ai raggi secondari, più assorbibili, prodotti dall'urto dei raggi primari sull'uranio vicino alla superficie, ci dovremmo attendere che il rapporto tra le radiazioni sia indipendente dallo spessore dello strato.

167. Il valore totale della ionizzazione prodotta nel caso in cui i raggi α dell'uranio e dei suoi sali sono completamente assorbiti è stato determinato da M. e M.me Curie¹ e da Rutherford e Mac Clung². Esso cresce un poco con lo spessore dello strato, come mostra la tabella seguente data da questi ultimi. Il valore della ionizzazione è espresso in funzione della corrente di saturazione, che è espresso in ampère per cm^2 di superficie.

Superficie dell'ossido di uranio = $38cm^2$.

| Peso in grammi di ossido di uranio distribuito sulla superficie | Corrente in A/cm^2 di superficie |
|---|------------------------------------|
| 0,138 | $1,7 \cdot 10^{-13}$ |
| 0,365 | $3,2 \cdot 10^{-13}$ |
| 0,718 | $4 \cdot 10^{-13}$ |
| 1,33 | $4,4 \cdot 10^{-13}$ |
| 3,63 | $4,7 \cdot 10^{-13}$ |

Prendendo il valore dato da Rutherford e Mac Clung per l'energia assorbita nel momento della produzione di uno ione, troviamo che, quando la corrente di saturazione è di $4,7 \cdot 10^{-13} A/cm^2$ l'energia emessa per cm^2 è di circa 10^{-11} calorie al secondo o $1cal$ in circa 3000 anni. Se prendiamo la radiazione corrispondente allo strato più sottile, troviamo che, per grammo dello strato, essa è di circa $1cal$ in 30 anni.

Radiazione del torio

168. Subito dopo la scoperta dei raggi dell'uranio, Schmidt³ scoprì che il torio emetteva raggi aventi proprietà molto simili. Rutherford⁴ e Owens⁵ studiarono più tardi questa radiazione e trovarono che essa presentava numerosi aspetti molto interessanti. Come quella dell'uranio essa è formata da due tipi, uno facilmente assorbibile, l'altro più penetrante.

Scoperta dell'emanazione del torio

169. La radiazione emessa dagli strati spessi di torio sembrò, quando fu misurata per la prima volta da Rutherford, estremamente capricciosa. Così, per esempio, quando si misurava la sua intensità tramite la conducibilità comunicata al gas, la più piccola corrente d'aria passante attraverso quest'ultimo bastava a produrre una riduzione molto sensibile della corrente. A dire il vero, la corrente era così sensibile alle perturbazioni esterne, che fu estremamente difficile ottenere risultati costanti. Rutherford mostrò che queste irregolarità erano dovute a una causa alquanto interessante, giungendo a ricondurla a una emanazione emessa dal torio. Trovò che il torio emetteva qualcosa che era trasportato dalla corrente d'aria come un vapore. Per evitare di dare un giudizio a priori sullo stato fisico sotto il quale esisteva la sostanza emessa, Rutherford le diede il nome di

1 Curie, *Rapports présentés au Congrès de Physique à Paris*, t. III. 1900, p. 79.

2 Rutherford e Mac Clung, *Phil. Trans.*, A, t. CXCVI, p. 25.

3 Schmidt, *Wied. Ann.*, t. LXV, 1898, p. 141.

4 Rutherford, *Phil. Mag.*, quinta serie, t. XLIX, 1900, pp. 1-161.

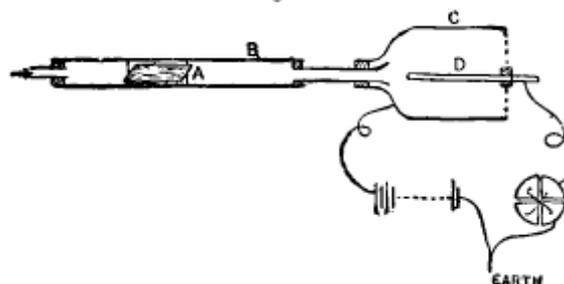
5 Owens, *Phil. Mag.*, quinta serie, t. XLVIII, 1899, p. 360.

emanazione. Essa è radioattiva, cioè emette raggi in grado di impressionare una lastra fotografica o di ionizzare un gas. Essa può penetrare, probabilmente per diffusione, in sottili fogli di carta; non può pertanto attraversare vetro o mica anche con spessori molto piccoli. Infatti, il suo potere di penetrazione sembra molto più selettivo di quello dei raggi di Becquerel, di Röntgen o catodici. Sotto questo aspetto, il suo effetto assomiglia a quello di certe sostanze resinose o di certi metalli studiati da Russel. Il passaggio dell'emanazione attraverso i solidi è analogo alla lenta diffusione di un gas attraverso un metallo, come quello dell'idrogeno attraverso il platino al rosso. Questa analogia è suggerita dal fatto che se l'ossido di torio è ricoperto di carta, è necessario un tempo considerevole all'emanazione per attraversare.

L'esperienza seguente è una di quelle con le quali Rutherford dimostrò l'esistenza dell'*emanazione* e studiò numerose sue proprietà.

Si rinchiudeva uno strato spesso di ossido di torio in una scatola rettangolare A formata da due spessori di carta scolastica. Questo foglio è sufficientemente spesso per fermare tutta la radiazione di un sottile strato di torio. Si poneva il contenitore racchiudente il torio all'interno di un lungo tubo metallico B. Una delle estremità era collegata ad un grande recipiente C isolato, il cui fondo era perforato per permettere il passaggio dell'aria. Un elettrodo isolato D era montato all'interno di C e collegato ad una coppia di quadranti di un elettrometro. C era collegato a uno dei poli di una batteria che forniva una differenza di potenziale di 100V, mentre l'altro polo era a terra.

Fig. 83.



Si fece passare attraverso lo strumento una corrente d'aria lenta e priva di polveri. Dopo un breve istante, una corrente iniziò a passare tra C e D e crebbe gradualmente fino a raggiungere un certo valore a partire dal quale rimase costante. Si fermò allora la corrente d'aria e si trovò che la corrente tra C e D persisteva per circa 10 minuti. Con una corrente d'aria ci sarebbe stata ugualmente una corrente elettrica tra C e D, invece il torio avrebbe emesso solo una radiazione ordinaria, invece di una emanazione; sotto l'azione della radiazione vi sarebbe stato, infatti, produzione vicino ad A di un gas ionizzato e la corrente d'aria sarebbe stata interrotta in meno di una frazione di secondo dopo l'interruzione della corrente d'aria, mentre, come abbiamo visto, l'effetto persisteva per 10 minuti. Ciò mostra che vi può essere in C produzione continua di nuovi ioni.

In altre parole, la sostanza trasportata deve essere radioattiva e, sebbene la sua radioattività diminuisca con il tempo, ne resta abbastanza perché sia valutabile dopo un intervallo di tempo di 10 minuti.

Rutherford misurò la corrente di scarica tra C e D a intervalli di tempo regolari a partire dall'interruzione della corrente d'aria e poté determinare così la rapidità con la quale diminuiva l'intensità della radiazione prodotta dall'emanazione. Questa intensità diminuisce in progressione geometrica con il tempo; è così proporzionale a $e^{-\lambda t}$, essendo t il tempo e λ una costante. L'intensità è ridotta a circa la metà del suo valore dopo 1 minuto, pertanto $\lambda=1/80$. La rapidità di diminuzione della radiazione non è influenzata da una esposizione dell'emanazione a un forte campo elettrico e non si può evidenziare alcun moto globale in un tale campo. Rutherford mostrò che la mobilità media delle particelle dell'emanazione deve essere inferiore a 10^{-5} cm/s .

A causa della diffusione dell'emanazione, la radiazione di strati spessi di torio non deve proiettare un'ombra; l'emanazione penetra infatti per diffusione attraverso il corpo opaco e cancella

l'ombra che porta.

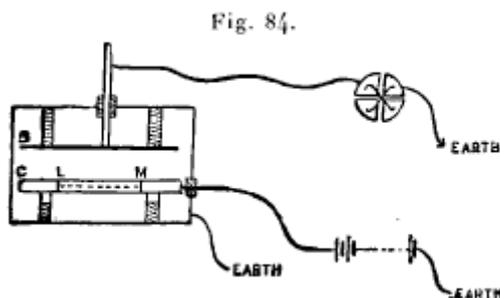
L'emanazione può attraversare tappi di materiali porosi, gorgogliare attraverso l'acqua o gli acidi più forti ed essere portata a una temperatura di molto superiore a quella del rosso senza perdere la propria radioattività¹. Infatti, nessuno dei procedimenti chimici o fisici finora provati non ha prodotto effetti sulla radioattività. Questa inerzia la fa assomigliare ai gas argon ed elio, quest'ultimo accompagna il torio in molti minerali.

Potendo l'emanazione penetrare parecchi millimetri di un composto di torio, la radiazione emessa da uno strato di un tale composto crescerà con il suo spessore fintanto che resterà inferiore a qualche millimetro. Al di sopra di un certo spessore, la radiazione diviene praticamente costante. Questa proprietà dell'emanazione di attraversare tappi porosi, tubi gorgoglianti di Liebig e di poter essere mantenuta a temperature che alterano le proprietà del torio è una forte prova che non sia costituita dalla polvere di torio, cioè da piccole particelle di torio allo stato solido. Questa conclusione è rafforzata dal fatto che l'emanazione non produce una nube quando l'aria attraverso la quale diffonde subisce una scarica sufficiente a produrre una nube nell'aria con polveri in sospensione.

Non si può rivelare alcuna variazione di pressione all'interno di un tubo vuoto lasciando diffondere l'emanazione; questa introduzione dell'emanazione non produce alcun cambiamento apparente nello spettro emesso dal tubo.

Radioattività indotta provocata dall'emanazione del torio

170. Rutherford² scoprì che l'emanazione del torio rende radioattiva una sostanza qualsiasi con la quale viene a contatto. Lo si può mostrare con l'esperienza rappresentata in figura 84.



Due piastre isolate B e C sono disposte parallelamente in un recipiente metallico chiuso messo a terra. In una cavità poco profonda LM praticata in una piastra C, si dispone uno strato di ossido di torio ricoperto da numerosi fogli di carta da quaderno. La piastra C è collegata al polo positivo di una batteria che fornisce una differenza di potenziale di almeno 50 V, con l'altro polo a terra. La piastra B è collegata a un elettrometro. Se si lasciano le cose in questa condizione per parecchie ore, poi si toglie la piastra C con il torio e se la si sostituisce con una piastra pulita, si trova che il gas compreso tra le piastre possiede una conducibilità notevole. Questa conducibilità diminuisce gradualmente nel tempo e diviene non più valutabile dopo alcuni giorni. Se invece di lasciare B nel contenitore quando C è tolto e si sostituiscono al posto di B e C delle piastre nuove, non si osserva più alcuna conducibilità. La ionizzazione è quindi dovuta a qualche cambiamento prodotto dalla piastra B; per l'azione del torio essa è divenuta radioattiva. Si può dimostrare in numerosi modi che questo effetto è dovuto all'azione dell'emanazione e non alla radiazione diretta. In primo luogo, si constata che questo effetto non si manifesta se impieghiamo uno strato sottile di ossido di torio, che emette una radiazione diretta intensa, ma molto poca emanazione. Se noi estraiamo l'emanazione dell'ossido di torio mediante un intenso riscaldamento, distruggiamo la sua capacità di produrre

1 Rutherford e Soddy, *Journal of chemical Society*, t. LXXXI, 1902, p. 321.

2 Rutherford, *Phil. Mag.*, quinta serie, t. XLIX, 1900, p. 161.

radioattività indotta, sebbene non influiamo per niente su quello di emettere una radiazione diretta.

La seguente esperienza, dovuta a Rutherford, mostra la stretta connessione che esiste tra l'emanazione e la radioattività indotta.

Una lenta corrente d'aria proveniente da un gasometro discende lungo un tubo rettangolare di legno lungo 60cm; passa attraverso dell'acido solforico per seccarsi e attraverso un tampone di lana di vetro per evitare vortici e uniformare la corrente d'aria nella sezione trasversale del tubo. Una piastra metallica carica positivamente ricopre il fondo di quest'ultimo. 4 placche metalliche isolate A, B, C, D, disposte ad intervalli uguali, si caricano negativamente per la loro messa a terra. La corrente d'aria circolante con una velocità di 0,2cm/s per 7 ore, e stabilita una differenza di potenziale di 300V tra le piastre superiori e inferiori, si ottengono i seguenti risultati:

| | Corrente relativa dovuta all'emanazione | Radioattività relativa indotta |
|-----------|--|-----------------------------------|
| Piastra A | 1 | 1 |
| Piastra B | 0,55 | 0,43 |
| Piastra C | 0,18 | 0,16 |
| Piastra D | 0,072 | 0,061 |

La radioattività indotta è approssimativamente proporzionale all'intensità della radiazione emessa dall'emanazione.

L'esperienza mostra che l'emanazione è in qualche modo la causa della radioattività indotta; ma essa non ci permette di sapere se quest'ultima è dovuta a un deposito della sostanza costituente l'emanazione o a una modifica degli strati superficiali della piastra sotto l'azione della radiazione emessa dalla emanazione. Torneremo su questo punto quando avremo discusso completamente le proprietà della radioattività indotta.

Se nel recipiente che racchiude il torio e l'emanazione si trova un conduttore con forte carica negativa, la radioattività indotta si concentrerà su di esso, e ve ne sarà meno sulle pareti del recipiente che se il conduttore fosse stato scarico. Così l'eccesso di radioattività sul filo si ottiene a spese di quella degli oggetti circostanti.

La quantità e la natura della radioattività indotta sembrano indipendenti dalla sostanza che costituisce le pareti del recipiente; sostituendo a un metallo della carta o del cartone, non vi è alcuna differenza apprezzabile nei risultati. La radioattività indotta non deve dipendere dalla natura del gas racchiuso nel contenitore, né dalla sua pressione, sebbene alle basse pressioni la concentrazione sulle superfici elettrizzate negativamente sia meno completa che alle pressioni elevate. Così, per esempio, in una esperienza di Rutherford la radioattività indotta concentrata su un filo carico negativamente era praticamente costante quando si riduceva la pressione da 760mm a 16mm. A 5mm tuttavia, essa aveva circa 1/20 del suo valore alla pressione più elevata. Questa diminuzione della radioattività del filo era accompagnata da un aumento di quella delle pareti del contenitore.

Durata della radioattività indotta

171. Questa radioattività indotta scompariva gradualmente con il tempo. La rapidità con la quale essa decresce è tuttavia molto lenta, poiché le misure di Rutherford mostrano che servono circa 11 ore perché la sua intensità si riduca alla metà del suo valore iniziale.

La rapidità con la quale la radiazione scompare non dipende dalla natura della sostanza che è stata attivata. La durata della radioattività indotta è pure molto maggiore di quella dell'emanazione che l'ha prodotta, poiché abbiamo visto che quest'ultima si riduce alla metà del suo valore iniziale in 1 minuto. Non bisogna dimenticare tuttavia che questi valori si riferiscono all'emanazione liberata da corpi solidi e si presenta sotto forma di un gas libero. Non sappiamo se la sua velocità di diminuzione è così grande quando essa si trova diffusa in un corpo solido. I risultati delle esperienze sembrano piuttosto indicare che ciò non avviene, poiché l'emanazione è ancora attiva

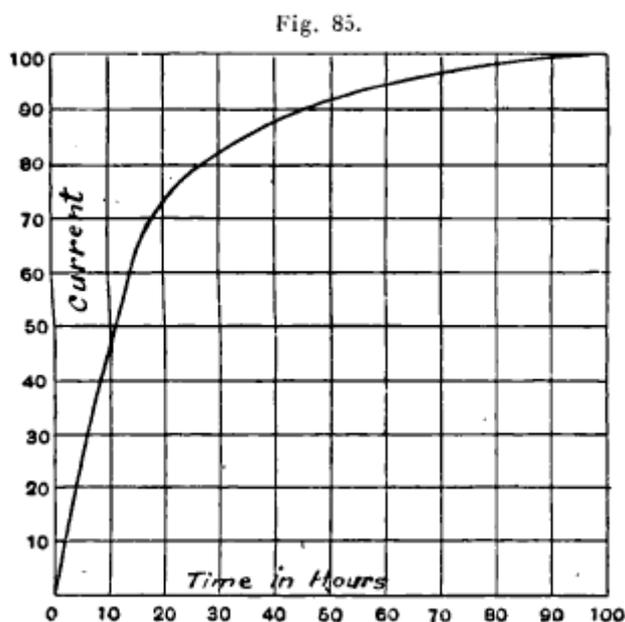
dopo aver attraversato un gran numero di fogli di carta. Se la sua rapidità di diminuzione, quando si trova all'interno della carta, è così rapida come nell'aria, essa deve poter diffondere attraverso di essa in molto poco tempo.

Una superficie una volta resa radioattiva può essere sottoposta ai trattamenti più violenti senza però perdere tale proprietà. Rutherford portò al rosso bianco un pezzo di platino attivato e constatò, dopo il raffreddamento, che aveva perso solo di molto poco la sua attività. Il lavaggio delle superfici con acqua calda o fredda, con soda caustica, acido nitrico, non ha alcun effetto su di esse. Se tuttavia si immerge il filo nell'acido solforico o cloridrico, la radioattività scompare in qualche minuto. Ma essa è soltanto passata dal metallo all'acido, poiché, evaporando quest'ultimo a secco, si trova un residuo fortemente radioattivo. Sarebbe quindi che la sostanza radioattiva si è disciolta nell'acido e conserva la sua radioattività. Non è stato possibile rivelare alcun cambiamento di peso dovuto alla radioattività indotta; l'esame microscopico del metallo non rivela alcuna polvere o alcun cambiamento nell'aspetto della superficie. Si può eliminare la radioattività strofinando a lungo con sabbia o carta vetrata; i frammenti così strappati sono radioattivi.

Tempo necessario alla produzione della radioattività

172. La radioattività indotta richiede, per prodursi, un tempo considerevole. Alla prima esposizione all'emanazione, essa cresce all'incirca in modo proporzionale al tempo. Poi la sua velocità di crescita diminuisce e raggiunge infine un valore costante.

Il diagramma seguente, estratto da una Memoria di Rutherford (fig. 85) mostra come l'intensità della radiazione indotta aumenta con tempo di esposizione al torio.



Il tempo impiegato per raggiungere una condizione stabile è determinato dalla velocità con la quale scompare la radioattività indotta. Siano infatti I l'intensità della radioattività indotta a un istante dato t ; q la velocità con la quale cresce grazie alla presenza di torio; $1/T$ la velocità con la quale decresce in assenza di torio. Abbiamo allora

$$\frac{dI}{dt} = q - \frac{1}{T} I$$

o

$$I = qT \left(1 - e^{-\frac{t}{T}} \right)$$

In tal modo, la radioattività raggiungerà una condizione stabile solo quando t sarà notevolmente maggiore di T . Rutherford ha determinato T misurando la velocità con la quale l'attività della superficie scompariva quando non era più esposta all'azione del torio.

Poniamo $q=0$; abbiamo

$$I = I_0 e^{-\frac{t}{T}}$$

dove I_0 è il valore di I per $t=0$.

Rutherford trovò che I si riduceva a $\frac{1}{2}I_0$ in 11 ore circa, di modo che $T=16$ ore. Per raggiungere una condizione stabile, la radioattività indotta richiederà un tempo maggiore di 11 ore, ma confrontabile con questa durata. Vediamo, dalla (12-1), che la radioattività indotta raggiungerà metà del suo valore finale in circa 11 ore. Un semplice esame della figura 81 mostra che questo è proprio il caso.

Potere di penetrazione della radioattività indotta

173. Rutherford misurò il potere di penetrazione della radioattività indotta e trovò che era notevolmente maggiore di quello degli strati sottili dello stesso torio. La radiazione emanata da questi ultimi ha la sua intensità ridotta della metà dopo aver attraversato 1 cm di aria alla pressione atmosferica, mentre la radiazione indotta può attraversare $1,65\text{ cm}$ prima di essere ridotta nella medesima proporzione. Il potere di penetrazione della radioattività indotta è indipendente dalla sostanza attivata; in ciò vi è una forte supposizione verso il fatto che sia dovuta a un deposito dell'emanazione e non a una alterazione della superficie della sostanza provocata dalla radiazione emessa dall'emanazione.

L'effetto prodotto da una elettrizzazione negativa che aumenta la radioattività indotta di una superficie così caricata è, a mio avviso, senza dubbio legata alla proprietà che possiedono numerose sostanze radioattive, per esempio l'uranio e il radio, di emettere corpuscoli negativi. Miss Slater¹ ha recentemente trovato che le emanazioni radioattive del radio e del torio possiedono questa proprietà.

Le particelle che emettono un corpuscolo e acquistano di conseguenza una carica positiva saranno attratte dalla superficie negativa e andranno rapidamente verso di essa. La velocità con la quale una particella si muove nel campo elettrico è molto grande se la si confronta con quella che possiederebbe nel caso di una semplice diffusione. L'emanazione quindi, grazie alla carica posseduta dalla superficie, arriverà su di essa molto più rapidamente che se fosse stata neutra. Essa giungerà così senza alcuna alterazione, e di conseguenza nelle migliori condizioni, per provocare la radioattività indotta.

174. Rutherford² ha misurato la velocità acquistata in un campo elettrico dalle particelle dell'emanazione cariche positivamente con il seguente metodo. Esso è basato sull'ipotesi, giustificata dalla facilità con la quale si può concentrare la radioattività indotta su una superficie elettrizzata negativamente, che la radioattività della superficie è quasi interamente dovuta al numero più o meno grande delle particelle positive che la raggiungono.

L'emanazione si spande tra le due piastre parallele A e B (fig. 86).

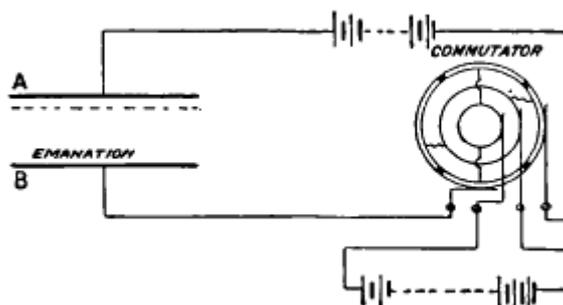
Un campo elettrico è stabilito tra di esse. Questo campo ha due componenti:

1° Una differenza di potenziale costante uguale a E_0 che rende la piastra superiore positiva e quella inferiore negativa:

1 Miss Slater, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. X, 1905, p. 460.

2 Rutherford, *Physikalische Zeitschrift*, t. III, 1902, p. 210; *Phil. Mag.*, quinta serie, t. VI, 1903, p. 95.

Fig. 86.



2° Un campo nel quale la direzione della forza è invertita a intervalli di tempo uguali T ; così, essa è uguale a E_1 per un tempo T , poi cambia in $-E_1$, che dura pure T per poi ridivenire $+E_1$, ecc. Questa differenza di potenziale variabile è disposta in serie con la differenza di potenziale costante; durante la prima metà del periodo, la forza elettrica agente verso il basso è quindi $(E_0 + E_1)/d$, essendo d la distanza tra le piastre, mentre durante la seconda metà è uguale a $(E_1 - E_0)/d$ e agisce verso l'alto. Si suppone E_1 più grande di E_0 . Vi è, di conseguenza, in media, una tendenza degli ioni positivi a dirigersi verso la piastra inferiore. Ma, durante la seconda metà dell'alternanza, alcune particelle saranno attratte verso la piastra superiore rendendola radioattiva. Il numero di particelle così attratte dipenderà dalla loro mobilità e potrà essere calcolata come segue.

Sia K la loro mobilità. Supponiamo che le particelle positive siano prodotte uniformemente tra le piastre, essendo q il numero prodotto per secondo in uno strato di spessore uguale a 1. Le particelle che raggiungeranno la piastra superiore quando sarà carica negativamente saranno di due classi: 1° quelle prodotte mentre la piastra è elettrizzata negativamente; 2° quelle già prodotte all'inizio dell'alternanza. Determiniamo dapprima il numero di quella della prima classe. Consideriamo quelle che sono inviate verso la piastra superiore da uno strato di spessore dx a una distanza x da quest'ultima. Ogni particella di questo strato, poiché si muove con la velocità KX_1 , impiegherà un tempo x/KX_1 per raggiungere la piastra, essendo X_1 la forza elettrica tra di esse ed essendo uguale a $(E_1 - E_0)/d$. Poiché le particelle devono raggiungere la piastra prima della fine dell'alternanza, l'intervallo di tempo maggiore durante il quale esse possono partire è x/KX_1 prima del termine di quest'ultima. Le particelle che raggiungono lo strato sono quindi formate in un tempo $T - x/KX_1$ e così il numero di particelle di questo strato che raggiungono la piastra è $q\left(T - \frac{x}{KX_1}\right)dx$ e il numero totale di particelle appartenenti alla prima classe è uguale a

$$\int_0^{KX_1 T} q\left(T - \frac{x}{KX_1}\right)dx = \frac{1}{2}qKX_1 T^2$$

Il numero di particelle della seconda classe sarà quello delle particelle positive comprese all'inizio dell'alternanza in uno strato vicino alla piastra superiore di spessore uguale a $KX_1 T$. La forza, che nell'alternanza precedente tendeva ad allontanarle dalla piastra superiore è uguale a X_2 o $X_2 = \left(\frac{E_0 + E_1}{d}\right)$; di conseguenza, la loro velocità è KX_2 il numero di particelle prodotte in uno strato di spessore dx , a una distanza x dalla piastra superiore, e che alla fine dell'alternanza non saranno state trasportate a una distanza da quest'ultima maggiore di KX_1 , è $q\frac{(KX_1 T - x)}{KX_2}dx$; di conseguenza, il numero di particelle della seconda classe è uguale a

$$\int_0^{KX_1 T} q\frac{(KX_1 T - x)}{KX_2}dx = \frac{1}{2}q\frac{KX_1^2 T^2}{X_2}$$

Così, il numero totale di particelle positive che raggiungono la piastra superiore per la durata di una doppia alternanza $2T$ è uguale a

$$\frac{1}{2} q X_1 T^2 \left(1 + \frac{X_1}{X_2} \right)$$

Durante questo tempo, il numero totale di particelle positive prodotte è $2qdT$; se abbiamo cura di prendere il campo elettrico molto intenso, tutte le particelle raggiungeranno una o l'altra piastra; di conseguenza ρ , rapporto tra il numero di particelle raggiunte la piastra superiore e la somma dei numeri di quelle che raggiungono le due piastre, è dato dall'equazione

$$\rho = \frac{1}{4} \frac{K X_1 T^2}{d} \left(1 + \frac{X_1}{X_2} \right)$$

o, sostituendo a X_1 e X_2 i loro valori, otteniamo

$$\rho = \frac{1}{2} K T^2 \frac{(E_1 - E_0)}{d^2} \frac{E_1}{E_1 + E_0} \quad (1)$$

Nell'ipotesi già indicata, e secondo la quale la radioattività indotta sarebbe quasi interamente dovuta alle particelle cariche positivamente che raggiungono la piastra, ρ è il rapporto tra la radioattività della piastra superiore e la somma delle attività delle due piastre. Si può determinare ρ misurando queste attività. Quando ρ è noto, la (1) ci permette di determinare K e di conseguenza la mobilità delle particelle positive. Con questo metodo, Rutherford ha ottenuto i risultati seguenti:

| Piastrre distanti 1,3 cm | | | | | |
|--------------------------|-----------|-----------------------|--------|----------|--|
| E1+E volt | E1-E volt | Alternanze al secondo | ρ | Mobilità | |
| 152 | 101 | 57 | 0,27 | 1,25 | |
| 255 | 150 | 57 | 0,38 | 1,17 | |
| Piastrre distanti 2 cm | | | | | |
| 272 | 207 | 44 | 0,37 | 1,47 | |
| 300 | 200 | 53 | 0,286 | 1,45 | |

Questi risultati si riferiscono all'aria a pressione atmosferica. Zeleny (§30) trovò che la mobilità dello ione positivo prodotto dai raggi di Röntgen nell'aria a questa pressione era $1,36\text{cm/s}$; la mobilità delle particelle positive nell'emanazione del torio è così, entro gli errori sperimentali, uguale alla mobilità degli ioni positivi ordinari.

Rutherford ha mostrato che alle basse pressioni, cioè inferiori a 1mm di mercurio, la radioattività tende meno a concentrarsi sull'elettrodo negativo che a pressioni elevate. Makower¹ ha mostrato che questo è il caso della radioattività prodotta dall'emanazione del radio e che l'azione della pressione era più marcata in contenitori di piccole dimensioni che in quelli grandi. Questo è ciò che ci dobbiamo attendere; l'espulsione dei corpuscoli e delle particelle α provenienti dall'emanazione mette infatti la molecola restante in moto rapido. Se la pressione nel contenitore è elevata, le collisioni distruggeranno rapidamente questa velocità e le particelle saranno attratte dal catodo. Se al contrario la pressione è bassa, la velocità iniziale permetterà loro di andare da una parete all'altra malgrado l'attrazione dovuta al campo elettrico.

Radioattività del radio, del polonio, dell'attinio

I raggi di Becquerel hanno portato alla scoperta di nuove sostanze che possiedono la proprietà radioattiva a un grado molto più elevato dell'uranio, sorgente primitiva di questi raggi. Dopo la

¹ Makover, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. X, 1905, p. 526.

scoperta di Becquerel, M. e M.me Curie¹ compirono un esame sistematico e molto esteso di un gran numero di elementi e composti chimici, così come di minerali, per vedere se altri elementi possedevano proprietà simili a quelle dell'uranio. L'esame degli elementi e dei composti, ivi compresi gli elementi rari, gallio, germanio, neodimio, praseodimio, niobio, scandio, gadolinio, erbio, samario, rubidio, ittrio, itterbio, olmio, non portò alla scoperta di alcuna sostanza oltre l'uranio possedente questa proprietà. Lo studio dei minerali fu più fruttuoso; essi trovarono, infatti, che numerosi minerali contenenti uranio erano più attivi della stessa quantità di uranio puro. Questo è quanto indica la tabella seguente, nella quale i è la corrente di saturazione in ampere tra due piastre circolari del diametro di 8cm e distanti 3cm, una delle quali ricoperta dalla sostanza considerata:

| | $i \cdot 10^{11}$ A | | $i \cdot 10^{11}$ A |
|---------------------------------|---------------------|-------------|---------------------|
| Uranio metallico | 2,3 | Torite | 1,4 |
| Pechblenda di Johangeorgenstadt | 8,3 | Orangeite | 2,0 |
| Pechblenda di Joachimstal | 7,0 | Monazite | 0,5 |
| Pechblenda di Pribran | 6,5 | Xenotime | 0,03 |
| Pechblenda di Cornwall | 1,6 | Eschinite | 0,7 |
| Cleocite | 1,4 | Fergusonite | 0,4 |
| Calcolite | 5,2 | Samarskite | 1,1 |
| Autunite | 2,7 | Niobite | 0,3 |
| | | Carnotite | 6,2 |

Tutti questi minerali contengono uranio e torio, ma si può vedere che parecchi di essi sono molto più radioattivi dei metalli puri. Ciò suggerisce l'idea che possano contenere qualche sostanza estremamente attiva diversa dall'uranio. Questa ipotesi fu affermata quando M. M.me Curie prepararono della calcolite artificiale a partire da sostanze pure e trovarono che essa era cinque volte meno radioattiva del minerale naturale. Essi si misero allora al lavoro per studiare sistematicamente la pechblenda. Misurarono la radioattività di un campione dato, poi lo separarono chimicamente e determinarono la radioattività dei suoi elementi; separarono così metodicamente le parti attive e le parti inerti della pechblenda. Questo trattamento portò alla scoperta di tre costituenti differenti dalla pechblenda, fortemente radioattivi: il radio, scoperto da M. e M.me Curie e M. Bémont², il polonio, scoperto da M. e M.me Curie e l'attinio da Debierne³.

Il radio accompagna il bario preparato a partire dalla pechblenda e le sue proprietà chimiche sono simili a quelle di quest'ultimo. Lo si può tuttavia separare dal bario per frazionamento, poiché il suo cloruro è meno solubile in acqua, alcool e acido cloridrico. La quantità di radio contenuta nella pechblenda è estremamente piccola. Parecchie tonnellate di questo minerale forniscono solo alcuni decigrammi di una sostanza radioattiva di cui soltanto una piccola parte è costituita dal radio. Lo spettro del radio è stato esaminato da Demarçay⁴. Ecco le righe principali tra le lunghezze d'onda 5000 e 3500:

| Lunghezza d'onda | Intensità | Lunghezza d'onda | Intensità |
|------------------|-----------|------------------|-----------|
| 4826,3 | 10 | 4600,3 | 3 |
| 4726,9 | 5 | 4533,5 | 9 |
| 4699,8 | 3 | 4436,1 | 8 |
| 4692,1 | 7 | 4340,6 | 12 |
| 4683,0 | 14 | 3814,7 | 16 |
| 4641,9 | 4 | 6349,6 | 12 |

1 Curie, *Rapports présentés au Congrès international de Physique*, t. III, p. 79, Parigi, 1900.

2 Curie e Bémont, *Comptes rendus*, t. CXXVII, 1898, p. 515.

3 Debierne, *Comptes rendus*, t. CXXIX, 1899, p. 593; t. CXXX, 1900, p. 906.

4 Demarçay, *Comptes rendus*, t. CXXVII, 1898, p. 1218; t. CXXIX, 1899, p. 116; t. CXXXI, 1900, p. 258.

Vi sono anche due bande nebulose nello spettro, una che si estende da 4631,0 a 4621,9 con un massimo verso 4627,5, la seconda che inizia bruscamente a 4463,7, ha un massimo da 4455,2 a 4453,4, terminando a 4390. La figura 87 mostra l'aspetto dello spettro.

Fig. 87.



La sensibilità del metodo di ricerca della radioattività è indicato dal fatto che servono parecchie migliaia di volte più di radio per ottenere uno spettro apprezzabile e per dare una radioattività del tutto rivelabile con i metodi elettrici.

M. e M.me Curie¹ hanno determinato il peso atomico del radio e l'hanno trovato uguale a 225. Runge e Precht², con considerazioni basate sul suo spettro, stimano il suo peso atomico uguale a 257,8. Il loro metodo è molto indiretto, e il valore inferiore dovrebbe essere più preciso.

La radiazione emessa dal radio è straordinariamente intensa. M. e M.me Curie hanno preparato campioni di radio che, racchiusi in un tubo di piombo spesso 5mm, scaricano un elettroscopio più rapidamente dell'uranio avvicinato senza alcuno schermo ad esso.

La radiazione comprende tre tipi di raggi:

1° Raggi α . Sono facilmente assorbibili, trasportano una carica positiva e sono solo debolmente deviati da un campo magnetico o elettrico.

2° Raggi β . Molto più penetranti, sono deviati da un campo magnetico o elettrico e trasportano una carica negativa.

Raggi γ . Ancora più penetranti dei precedenti; non sono deviati.

4° E infine corpuscoli di piccola mobilità.

Emanazione del radio e radioattività indotta che essa provoca

175. M. e M.me Curie³ hanno mostrato che le pareti di un contenitore contenente radio diventano radioattive. Il radio, così come il torio, produce una emanazione che è ancora radioattiva. La durata della radioattività dell'emanazione del radio è molto maggiore di quella del torio. Quest'ultima, come abbiamo visto, si dimezza in circa 1 minuto. Il tempo corrispondente per l'emanazione del radio è di circa 4 giorni. L'emanazione del radio, come quella del torio, rende radioattive le pareti del contenitore che la racchiude. La radioattività indotta dal radio scompare più rapidamente di quella dovuta al torio; anch'essa si concentra sui corpi carichi negativamente.

Peso molecolare dell'emanazione del radio

Il peso molecolare dell'emanazione del radio è stato dedotto da Rutherford e miss Brooks⁴, da misure della sua velocità di diffusione in aria e trovato compreso tra 40 e 100. Misurando la sua velocità di diffusione attraverso una parete porosa, Makower⁵ trovò valori distribuiti tra 86 e 99, mentre Bumstead e Wheeler⁶ danno 180 come risultato del confronto delle velocità con le quali

1 Curie, *Comptes rendus*, t. CXXVII, 1898, p. 1218; t. CXXIX, 1899, p. 116; t. CXXXI, 1900, p. 258.

2 Runge e Precht, *Physik. Zeit.*, t. IV, 1903, p. 285.

3 Curie, *Rapports présentés au Congrès international de Physique*, t. III, 1900, p.108.

4 Rutherford e miss Brooks, *Trans. Roy. Soc. Canada*, t. VII. 1901, p. 21.

5 Makower, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. IX, 1905, p. 56.

6 Bumstead e Wheeler, *Amer. Journ. Soc.*, Febbraio 1904.

l'emanazione e CO^2 sfuggono da un contenitore poroso. Questi risultati mostrano che l'emanazione è un gas pesante, avente peso molecolare molto piccolo rispetto allo stesso radio.

Makower ha mostrato che l'emanazione del torio ha circa lo stesso peso molecolare di quello del radio.

Polonio

176. Il polonio, scoperto da M. e M.me Curie¹, accompagna il bismuto estratto dalla pechblenda. Essi ottennero bismuto sempre più ricco di polonio con i seguenti metodi di frazionamento:

1° Sublimazione del solfuro nel vuoto. Il solfuro di polonio è molto più volatile di quello di bismuto.

2° Precipitazione con l'acqua di soluzione nell'acido azotico. Il nitrato precipitato è molto più attivo di quello che rimane in soluzione.

3° Precipitazione con l'idrogeno solforato di una soluzione nell'acido cloridrico. Il solfuro precipitato è molto più attivo del sale che rimane in soluzione.

Il polonio non è stato ottenuto a un grado di purezza sufficiente per dare uno spettro. Per quanto si sappia, la radiazione che emette è interamente dei tipi (1) e (4), facilmente assorbibili. Il potere di radiazione del polonio non è permanente; diviene sempre più debole. Il polonio è probabilmente uno dei prodotti di disintegrazione del radio.

Attinio ed emanio

L'attinio, che è stato scoperto da Debierne², è una sostanza molto radioattiva che accompagna il torio estratto dalla pechblenda. Presenta le stesse proprietà radioattive dell'emanio, sostanza radioattiva che accompagna le terre del cerio nella pechblenda ed è stato scoperto da Giesel³. Essi producono entrambi una emanazione che decresce in alcuni secondi.

Disintegrazione atomica

177. I fenomeni radioattivi sono stati coordinati in una veduta d'insieme molto soddisfacente da Rutherford e Soddy, grazie all'ipotesi di una disintegrazione atomica. Daremo solo un breve squarcio di questa teoria, che è stata discussa lungamente da Rutherford nella sua Opera sulla radioattività. Secondo questa, gli atomi degli elementi radioattivi si disgregano di volta in volta e danno origine ad atomi di altri elementi ed è nel corso di questa disintegrazione degli atomi che sono emessi i raggi caratteristici delle sostanze radioattive. Così, una sostanza radioattiva non è qualcosa di permanente, essa passa continuamente da uno stato ad un altro e ciò con rapidità varianti notevolmente da una sostanza all'altra. In qualche caso, come in quello dell'emanazione del torio, la velocità di diminuzione è così rapida che la sostanza scompare praticamente in qualche minuto.

In altri casi, come in quello del torio stesso, la velocità di decrescenza è così piccola, che non si registra una diminuzione sensibile della sostanza in un secolo. Così, prendiamo il caso del torio.

Si suppone che qualcuno degli atomi di torio si disintegrino in particelle α e in atomi di una sostanza nuova, il torio X.

Se N è il numero di atomi di torio esistenti al tempo t , il numero di atomi che si disgregano nell'unità di tempo è λN , con λ costante, e abbiamo

1 Curie, *Comptes rendus*, t. CXXVII, 1898, p. 175.

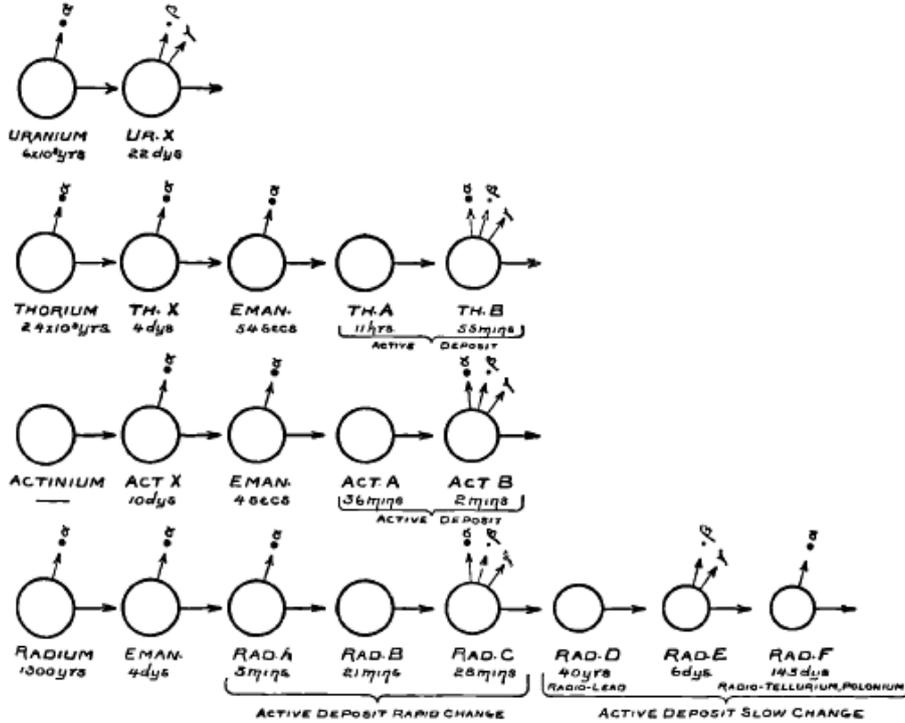
2 Debierne, *Comptes rendus*, t. CXXXIX, 1899, p. 513; t. CXXX, 1900, p. 906.

3 Giesel, *Ber. d. D. chem. Ges.*, 1902, p. 3608; 1903, p. 340.

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N \quad N = N_0 e^{-\lambda t}$$

essendo N_0 il numero di atomi di torio per $t=0$. Vediamo da ciò che il numero degli atomi di torio sarà ridotto della metà in un tempo $12/\lambda$. Rutherford stimò questo tempo pari a $2,4 \cdot 10^9$ anni.

Fig. 88.



Gli atomi di torio X si disgregano in particelle α e in atomi di emanazione del torio. La rapidità di trasformazione è molto maggiore di quella dello stesso torio, essendo il tempo necessario al dimezzamento del numero di atomi del torio X di 4 giorni. Gli atomi dell'emanazione del torio si disintegrano in particelle α e in atomi della sostanza che produce la radioattività indotta provocata dall'emanazione del torio. La velocità di trasformazione è così rapida, in questo caso, che il numero di atomi dell'emanazione del torio è ridotto alla metà in circa 1 minuto. La tabella (fig. 88), estratta da *Radioactivity* di Rutherford, mostra le trasformazioni che si suppone subite dagli elementi radioattivi. Le frecce nel diagramma indicano i periodi durante i quali sono emessi i diversi raggi.

Proprietà dei raggi

178. Esaminiamo ora in dettaglio gli effetti prodotti dai diversi tipi di sostanze radioattive. Si sono scoperti tra tipi di irraggiamento α , β , γ e un quarto costituito da corpuscoli di bassa mobilità. Questi ultimi differiscono soltanto dai raggi β per la velocità con la quale si muovono.

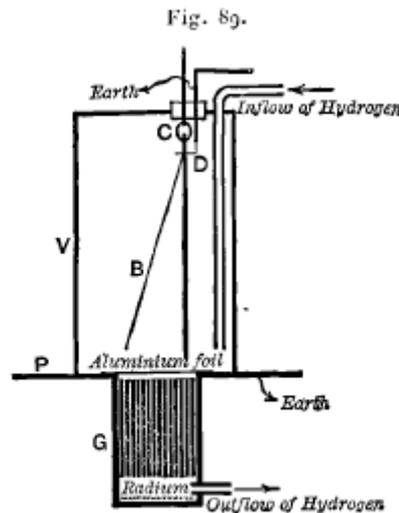
Raggi α

Questi sono i raggi facilmente assorbibili emessi dalla maggior parte delle sostanze radioattive e che sono assorbiti in qualche centimetro d'aria. Dapprima, si suppose che questi raggi non trasportassero alcuna carica; la deviazione che essi subiscono in un campo magnetico è così piccola, che per qualche tempo era sfuggita alle ricerche.

Rutherford¹ tuttavia trovò, nel 1903, che essi erano formati da particelle cariche positivamente.

1 Rutherford, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. V, 1903, p. 177.

Strutt¹ aveva in precedenza suggerito l'idea che fossero costituiti da particelle cariche positivamente con una massa molto maggiore di quella di un corpuscolo. Il metodo che permise a Rutherford di mostrare che questi raggi sono deviati da forze elettriche e magnetiche è il seguente. Un sottile strato di bromuro di radio era posto sul fondo di un contenitore G (fig. 89). Una serie di placche verticali molto ravvicinate tra loro era disposta sopra questo strato e la radiazione doveva passare tra di esse per ionizzare la camera V.



Una deviazione molto piccola dei raggi bastava a far loro colpire le placche e a impedire di raggiungere V. Rutherford trovò che un campo magnetico intenso le cui linee di forza erano orizzontali e parallele alle piastre verticali diminuiva il valore della ionizzazione in V e poté calcolare la deviazione dei raggi a partire dal valore di questa diminuzione. Poté calcolare con il metodo indicato nel paragrafo 59 il valore di mv/e a partire dalla deviazione magnetica, rappresentando m , v , e la massa, la velocità e la carica di una particella. Rutherford trovò così

$$\frac{mv}{e} = 4,1 \cdot 10^3 \quad (1)$$

Il verso della deviazione mostrava che le particelle trasportavano cariche positive.

Per ottenere la deviazione in un campo elettrico, le piastre erano isolate e collegate alternativamente le une alle altre in modo da formare due serie isolate tra loro. Esse erano collegate rispettivamente ai poli di una macchina di Wimshurst. Una forza elettrica trasversale intensa agiva così sulle particelle al loro passaggio tra le piastre. Ciò diminuiva la ionizzazione in V e questa riduzione permetteva di calcolare la deviazione dovuta al campo elettrico. Quest'ultima permetteva di dedurre mv^2/e con il metodo del §59. Rutherford trovò

$$\frac{mv^2}{e} = 1,025 \cdot 10^{15} \quad (2)$$

Dalle (1) e (2) ricaviamo

$$\frac{e}{m} = 6 \cdot 10^3$$

$$v = 2,5 \cdot 10^9 \frac{cm}{s}$$

Vediamo così che il valore di e/m per questi raggi è dello stesso ordine di grandezza di 10^4 , valore di e/m per lo ione idrogeno nell'elettrolisi delle soluzioni. Così, la massa di una particella α è

1 Strutt, *Phil. Trans.*, A, t. CXCVI, 1901, p. 525.

circa 1000 volte più grande di quella di un corpuscolo. A causa di questa massa elevata, l'energia che possiede una particella α , benché la sua velocità sia inferiore a quella dei corpuscoli che si muovono più rapidamente, è molto più grande di quella di queste ultime. Infatti, la maggior parte dell'energia della radiazione emessa dalle sostanze radioattive appartiene ai raggi α . Questi raggi α impressionano una lastra fotografica e Becquerel¹ ha ottenuto una fotografia della traiettoria dei raggi emessi dal bromuro di radio in un campo magnetico. Trovò che il verso della deviazione mostrava che la carica elettrica dei raggi era positiva; trovò pure che la curvatura della traiettoria nelle vicinanze del radio era maggiore che a una distanza più grande. I valori che ottenne per mv/e sono compresi tra $2,9 \cdot 10^3$ e $3,41 \cdot 10^5$, in accordo con i risultati di Rutherford.

Descoudres², con il metodo fotografico, misurò la deviazione delle particelle α in un campo sia elettrico che magnetico. Trovò

$$\frac{mv}{e} = 2,5 \cdot 10^5 \quad \frac{mv^2}{e} = 4,1 \cdot 10^{14}$$

dando

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

Mackenzie³ fece, al Cavendish Laboratory, numerose misure di deviazioni subite dai raggi α sotto l'azione delle forze elettriche e magnetiche. Impiegò una modifica al metodo fotografico disponendo di fronte alla piastra uno schermo di solfuro di zinco. Quest'ultimo diveniva fosforescente quando era colpito dai raggi e la sua fosforescenza impressionava la lastra. La sorgente di raggi α era il bromuro di radio e trovò che la radiazione α non era formata da un solo tipo di raggi. Sotto l'azione del campo magnetico, l'immagine della fenditura attraverso la quale passavano i raggi era notevolmente allargata, mostrando così che tutti i raggi non subivano la stessa deviazione. L'allargamento non era così evidente quando con un campo elettrico come per il campo magnetico. Ciò è probabilmente dovuto al fatto che l'esposizione non era così lunga nel campo elettrico come nel campo magnetico; se supponiamo infatti che e/m è lo stesso per tutte le particelle e che i raggi differiscono solo per le loro velocità, la dispersione deve essere maggiore in un campo elettrico che in uno magnetico, poiché sotto l'azione delle forze elettriche essa varia come il quadrato della velocità, mentre per l'azione delle forze magnetiche, essa varia soltanto come la prima potenza. Se d'altra parte vi sono relativamente pochi raggi aventi velocità molto diverse dalla media, serve una lunga esposizione per ottenere un'immagine dei bordi del fascio di raggi α .

Mackenzie fece esperienze facendo variare la lunghezza attraversata dai raggi nel campo magnetico. Trovò che una particella α conservava la sua carica lungo l'intero percorso, dal bromuro di radio fino alla lastra fotografica.

Come risultato delle sue esperienze, in un campo magnetico, Mackenzie trovò valori di mv/e distribuiti da $2,65 \cdot 10^3$ a $3,92 \cdot 10^5$.

Le esperienze in un campo elettrico diedero $4,11 \cdot 10^{14}$ come valore di mv^2/e ; questi risultati danno valori di v compresi tra $1,11 \cdot 10^9$ e $1,64 \cdot 10^9$. Queste sono le velocità con le quali le particelle α emergono da una sottile lamina di mica che ricopre il bromuro di radio. Mackenzie calcolò che il passaggio attraverso la mica riduceva le velocità di circa il 6%; le velocità alla partenza dal radio erano quindi comprese tra $1,18 \cdot 10^9$ e $1,74 \cdot 10^9$. I valori di e/m erano compresi tra $3 \cdot 10^3$ e $6,05 \cdot 10^3$, essendo la media circa $5 \cdot 10^3$. Se le particelle α trasportano la stessa carica dei corpuscoli, il valore di e/m , se fossero costituite da atomi di idrogeno, sarebbe uguale a 10^4 ; se fossero costituite da

1 Becquerel, *Comptes rendus*, t. CXXXVI, 1903, p. 483.

2 Descoudres. *Phys. Zeit.*, t. IV, 1903, p. 483.

3 Mackenzie, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. X, 1905, p. 258.

atomi di elio, a $2,25 \cdot 10^3$; se fossero molecole di idrogeno a $5 \cdot 10^3$.

È probabile, in base ad altre considerazioni, che alcune, se non tutte le particelle α , siano costituite da atomi di elio.

Le sostanze radioattive emettono un numero considerevole di particelle α , e ci dobbiamo attendere di trovare con queste sostanze l'elemento di cui le particelle α sono gli atomi. Si trova l'elio presente nelle sostanze radioattive ed è una probabilità seria affinché alcune di queste particelle siano formate da elio. La determinazione di e/m non è in accordo con questo modo di vedere, se ammettiamo che la carica di un atomo è la stessa di quella di un corpuscolo. Non sappiamo nulla d'altronde quale sia questa carica e , se le particelle α avessero una carica uguale a due volte quella di un corpuscolo, i valori di e/m concorderebbero con quelli che si trovano nel caso di atomi di elio. Quanto al sapere se tutte le particelle α sono o meno elio, non dobbiamo dimenticare che è più facile stabilire una relazione definita tra la rapidità di produzione del gas e il valore della radioattività per un gas raro e inerte come lui, che per un gas come l'idrogeno, che si incontra dappertutto e la cui quantità qui prodotta sarebbe piccola rispetto a quella che potrebbe normalmente essere presente.

179. Quando si impiega uno strato spesso di radio, i raggi α che esso emette provengono da diverse profondità e emergono con velocità variabili, avendo attraversato spessori diversi in un mezzo che le rallenta. Bragg e Kleeman, nelle loro ricerche sull'assorbimento dei raggi α , mostrarono che vi è una ragione più profonda e che i differenti prodotti di disintegrazione del radio emettono raggi α di diversi tipi.

Si hanno buone ragioni per supporre che il polonio è uno di questi prodotti di disintegrazione del radio. Mackenzie trovò, con i raggi α provenienti da una scintilla di tellurio radioattivo (polonio) preparato da Stammer, il valore $3,3 \cdot 10^3$ per mv/e , intermedio tra il massimo e il minimo valore trovati per i raggi di bromuro di radio. Hough ha determinato recentemente, al Cavendish Laboratory, il valore di e/m per i raggi α di questa sostanza e l'ha trovato uguale a $4,8 \cdot 10^3$; esso è così approssimativamente lo stesso delle particelle α del bromuro di radio.

180. I raggi α perdono bruscamente il loro potere di impressionare una lastra fotografica dopo aver attraversato un certo spessore d'aria o uno spessore minore di una sostanza più densa. Rutherford¹ ha misurato il valore di mv/e per i raggi α emessi da un sottile strato di radio C dopo il loro passaggio attraverso fogli di alluminio in successione; aumentava il numero di questi fogli finché i raggi cessavano di impressionare una lastra fotografica. I risultati ottenuti sono mostrati nella tabella seguente; lo spessore di ogni foglio di alluminio era di $0,000031\text{ cm}$.

| Numero di strati | Valore di |
|------------------|-------------------------------|
| 0 | 1 |
| 5 | 0,85 |
| 8 | 0,75 |
| 10 | 0,76 |
| 12 | 0,64 |
| 13 | nessuna azione fotografica |

Vediamo che, proprio prima di perdere la capacità di impressionare una lastra fotografica, essi possiedono ancora circa il 40% del massimo valore dell'energia di quando sono emessi dalla sostanza radioattiva. La perdita di velocità subita al passaggio attraverso diversi strati è circa proporzionale al numero di fogli attraversati. Le esperienze tuttavia non apportano una prova decisiva tra questa ipotesi e quella che consiste nel supporre che la perdita di energia è proporzionale al numero di strati attraversati.

La ragione più probabile di questa perdita della capacità di impressionare una lastra fotografica (e questa perdita è accompagnata da una perdita del potere di ionizzazione) mi sembra essere che,

¹ Rutherford, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. X, 1905, p. 163.

quando l'energia di una particella α scende sotto un certo valore, un corpuscolo negativo si attacca ad essa, neutralizzando così la sua carica positiva ed essa si comporta allora come un atomo neutro con proprietà interamente diverse da quelle della particella α originaria. Affinché una particella α possa allontanarsi da un corpuscolo dopo essere entrata in collisione con esso, è necessario che la sua velocità relativa prima dell'urto superi un certo valore; siano v questa velocità relativa quando sono a una distanza a l'uno dall'altra, M la massa della particella, m quella del corpuscolo, E ed e le loro cariche in unità elettrostatiche; possiamo facilmente, secondo la teoria delle forze centrali, mostrare che, se M è grande rispetto a m , la condizione perché la particella si allontani dal corpuscolo è che $\frac{1}{2}mv^2$ sia superiore a Ee/a .

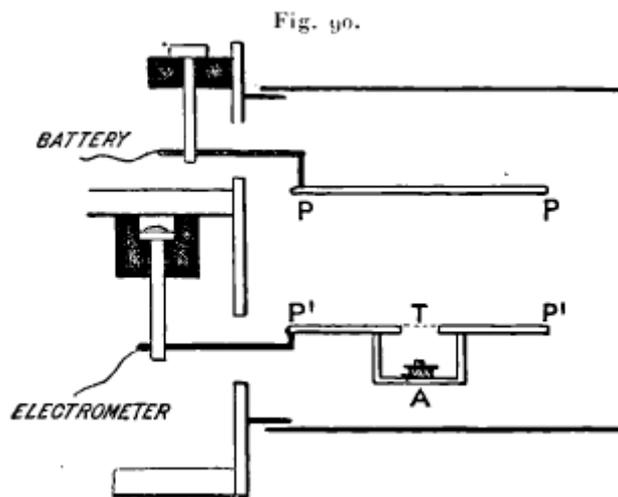
Se questa condizione non è verificata, il corpuscolo diviene un satellite della particella e la rende elettricamente neutra. Se supponiamo a uguale al raggio di questa, tanto che $\frac{1}{2}mv^2 > Ee/a$, essa non potrà essere neutralizzata; potrà allontanarsi dal corpuscolo dopo ogni collisione. Se supponiamo

$$\frac{e}{m} = 5,1 \cdot 10^{17} \quad E = e = 3,5 \cdot 10^{-10} \quad a = 10^{-8}$$

il valore limite di v è $v = 1,9 \cdot 10^8$. Se la velocità scende al di sotto di questo valore, è allora possibile che una collisione porti, se viene a contatto, alla neutralizzazione della carica della particella α . Il valore trovato da Rutherford per le particelle quando esse cessano di ionizzare è considerevolmente maggiore del valore limite trovato; non bisogna attribuire molta importanza a questo fatto, essendo stato preso il valore di a impiegato uguale a 10^{-8} per convenzione e non dedotto da altre proprietà delle particelle α . Se la particella ha una carica superiore a quella del corpuscolo, per esempio doppia, la sua velocità limite sarà maggiore; ma, in questo caso, ci dobbiamo attendere che la perdita del potere ionizzante avvenga in due tempi, dapprima quando la carica positiva sarà diminuita della metà, quando la particella catturerà il primo corpuscolo, poi quando infine la carica sarà interamente neutralizzata dal secondo.

181. Assorbimento dei raggi α . Alcune vecchie esperienze di Mme Curie¹ sui raggi α del polonio hanno mostrato che l'assorbimento di questi raggi presenta alcune particolarità molto interessanti.

Il dispositivo impiegato è rappresentato in figura 90.

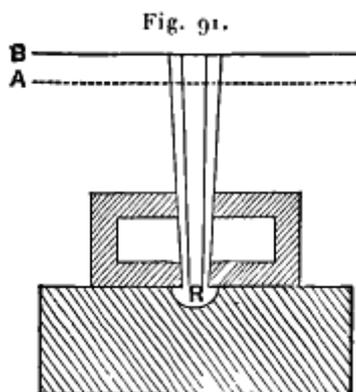


PP, P'P' sono due lamine metalliche tra le quali si misura con gli abituali metodi la corrente prodotta da una differenza di potenziale considerevole. Il polonio è posto in A e i raggi che emette attraversano la rete metallica disposta in T. Quando la distanza AT supera 4 cm, non si può evidenziare alcuna corrente tra le lamine. Se si riduce questa distanza, la comparsa della corrente è brusca. Una piccola diminuzione del loro intervallo fa crescere la corrente da un valore estremamente piccolo a una frazione molto apprezzabile del valore che ha quando il polonio è

¹ Curie, *Comptes rendus*, t. CXXVII, 1898, p. 175.

vicino a T. Quando il polonio è ricoperto da uno foglio sottile di alluminio, l'assorbimento prodotto dal foglio è più forte se la distanza AT è grande che se essa è piccola. Gli effetti osservati con il polonio (ed è anche così, come ha mostrato Mme Curie, con i raggi α del radio) sono quelli che sarebbero prodotti se i raggi fossero omogenei, ma divengono meno penetranti dopo aver attraversato un mezzo assorbente.

182. Esperienze recenti di Bragg e Kleemann¹ hanno gettato una viva luce sulle leggi dell'assorbimento di questi raggi. Il metodo impiegato consisteva nel misurare la ionizzazione prodotta in una camera sottile AB da un fascio collimato di raggi α , emessi da una piccola quantità di radio R e di ricercare come essa varia quando si aumenta gradualmente la distanza che separa il radio da AB. Essendo la camera sempre molto grande per raccogliere l'intero fascio di raggi, non vi erano correzioni da applicare per quanto riguarda all'allargamento del fascio di raggi quando al crescere della distanza dal radio.



Per mettere i risultati sotto la forma più semplice, basta avere presente una sola sostanza radioattiva. Il bromuro di radio ordinario non contiene solo radio, ma anche i suoi prodotti di disgregazione; ma ci si può liberare temporaneamente mediante un riscaldamento prolungato. In questo caso la curva che rappresenta la relazione tra il valore della ionizzazione nella camera e la distanza dal radio è del tipo rappresentato in I (fig. 92). Le ordinate danno la distanza dal radio e le ascisse il valore della ionizzazione. Vediamo che dapprima la ionizzazione cresce realmente con la distanza; se pertanto ci si allontana a una certa distanza dal radio, la ionizzazione si riduce rapidamente a una piccola frazione del suo valore iniziale. Possiamo così considerare i raggi α come capaci di attraversare un certo spessore di aria senza perdere il loro potere ionizzante, ma lo perdono quasi interamente e rapidamente al di là. Essi perdono nello stesso tempo la facoltà di eccitare la fosforescenza e quella di impressionare una lastra fotografica. Ciò, come ho già stabilito, è dovuto, a mio avviso, al fatto che le particelle α perdono la loro carica, non potendo più allontanarsi dai corpuscoli negativi con i quali entrano in collisione.

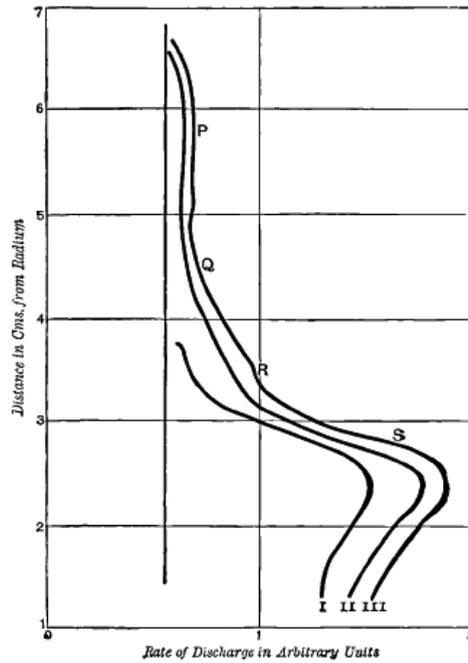
Benché la facoltà di ionizzare che possiedono i raggi α non diminuisca di primo acchito quando la distanza attraversata aumenta, la loro velocità è sicuramente ridotta come hanno mostrato le esperienze di Rutherford.

L'aumento della ionizzazione con la distanza è probabilmente un esempio del principio di cui abbiamo trovato numerosi esempi e secondo il quale la capacità di ionizzare posseduta dalle particelle in movimento rapido cresce al diminuire della loro velocità.

Interpretando questi risultati, non possiamo tuttavia dimenticare che una radiazione secondaria si produce in seguito all'urto dei raggi contro la materia che attraversano. L'effetto della radiazione secondaria prodotta dal passaggio attraverso il gas crescerà con la distanza, mentre quello dovuto all'urto contro la piastra più lontana nella camera a ionizzazione diminuirà.

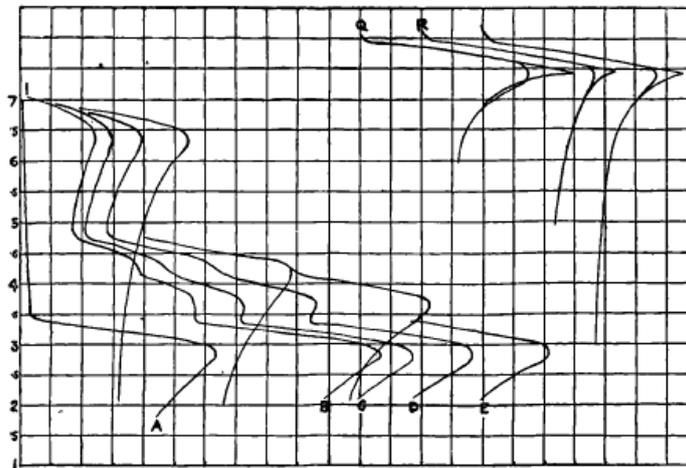
¹ Bragg e Kleemann, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. X, 1905, p. 318.

Fig. 92.



Quando, invece di impiegare una sostanza radioattiva semplice, ci serviamo di bromuro di radio in equilibrio radioattivo e contenente una miscela di tali sostanze, le curve che si ottengono sono molto più complesse. La figura 93, estratta da una Memoria di Bragg e Kleeman¹, mostra curve così ottenute. Possiamo vedere che esse presentano numerosi punti per i quali la ionizzazione subisce una brusca diminuzione, ciò che indica che i raggi α provenienti da diverse sostanze radioattive hanno poteri di ionizzazione differenti.

Fig. 93.



Da queste curve, Bragg e Kleeman hanno calcolato che i raggi α emessi dal radio e dai suoi diversi prodotti di disintegrazione possono attraversare i seguenti spessori d'aria alla pressione atmosferica prima di perdere la loro capacità di ionizzare:

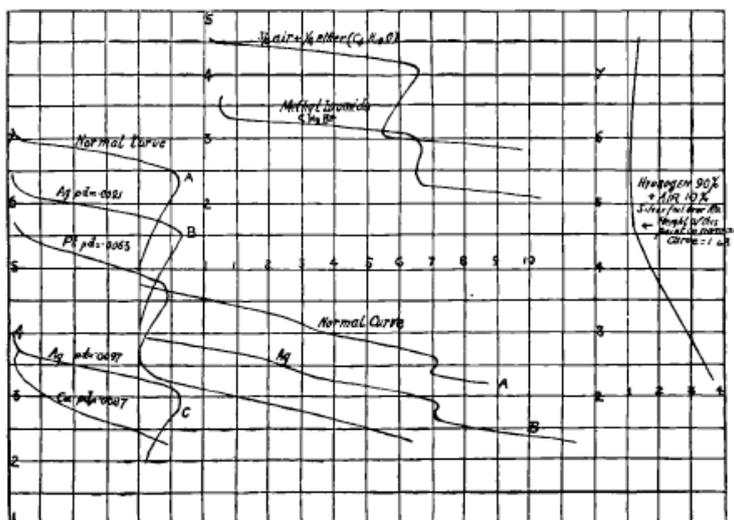
| | |
|----------------------|------|
| | cm |
| Radio | 3,50 |
| Emanazione o radio A | 4,23 |
| Radio A o emanazione | 4,83 |
| Radio C | 7,06 |

¹ Bragg e Kleeman, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. X. 1905, p. 318.

Una serie di particelle α ha una portata di 4,23cm, un'altra di 4,83cm; una proviene dall'emanazione, l'altra dal radio A. Non si è pertanto stabilito se vi fossero particelle emesse dall'emanazione o dal radio A che avevano la portata più lunga.

Se si dispone un sottile foglio di metallo sopra il radio, si riducono le portate di tutte le particelle nello stesso rapporto. Ciò è mostrato dalle curve ottenute da Bragg e Kleeman e rappresentate in figura 94.

Fig. 94.



Assorbimento dei raggi α in diverse sostanze

183. Confrontando la diminuzione di portata nell'aria, prodotta dai fogli di sostanze differenti, possiamo confrontare gli assorbimenti che essi producono. Vediamo così, dalla figura, che un foglio d'argento per il quale il prodotto della densità per lo spessore era uguale a 0,00967 riduceva la portata delle particelle α nell'aria a 3,35cm, cioè uno strato d'argento per il quale $\rho d = 0,00967$ produceva lo stesso assorbimento di uno strato d'aria tale che $\rho d = 3,35 \times 0,0012 = 0,00402$. In questo senso, Bragg e Kleeman trovarono un risultato molto interessante, cioè che le masse per unità d'area degli strati di uguale assorbimento sono proporzionali alla radice quadrata del peso atomico della sostanza assorbente. Così, per esempio, le masse degli strati di ossigeno e di idrogeno che producono assorbimenti uguali stanno nel rapporto 4 a 1, oppure se la pressione è la stessa lo spessore dello strato di idrogeno uguale a 4 volte quello dell'ossigeno, o ancora le portate delle particelle α nell'idrogeno e nell'ossigeno stanno nel rapporto 4 a 1.

Se m è la massa dell'atomo, N il numero di atomi nel volume definito nello strato da un cilindro avente come sezione l'area unitaria, la massa per unità d'area dello strato è Nm e dobbiamo, per assorbimenti uguali, avere $\frac{Nm}{\sqrt{m}}$ costante, cioè $N\sqrt{m}$ costante, cioè l'assorbimento prodotto da uguale numero di atomi deve essere proporzionale alla radice quadrata del peso atomico.

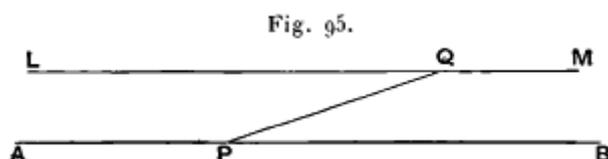
Questa legge di assorbimento è del tutto diversa da quella dei corpuscoli negativi in moto rapido. In questo caso, masse uguali producono approssimativamente assorbimenti uguali. Così, uno strato di idrogeno produce lo stesso assorbimento nei confronti dei corpuscoli negativi di uno strato di ossigeno sedici volte più sottile, mentre, per produrre lo stesso assorbimento con raggi α , basta uno spessore quattro volte minore. L'aumento del peso atomico non produce lo stesso aumento nell'assorbimento dei raggi α e dei raggi catodici rapidi; d'altra parte, con i raggi di Röntgen molli, un aumento determinato del peso atomico produce pure un aumento nell'assorbimento maggiore che con i raggi catodici.

I raggi α emessi da diverse sostanze hanno portate diverse; in ordine crescente si ha,

Torio
Radio
Torio
Radio
Polonio
Uranio

Radiazione indotta

184. Se, invece di impiegare un fascio conico stretto di raggi emessi da un granello di sostanza radioattiva, si utilizzano tutti i raggi emessi da una grande superficie, si trova che la ionizzazione diminuisce quando la distanza dalla sostanza radioattiva cresce e non è (come quella dovuta a un fascio stretto di raggi) indipendente dalla distanza quando quest'ultima è piccola. Un esame della figura 95 ne spiega il motivo. I raggi α sono emessi in tutte le direzioni e un raggio obliquo come PQ può aver attraversato una distanza superiore alla distanza critica prima di attraversare il piano LM, benché la distanza di questo piano dalla sostanza radioattiva sia inferiore a questa distanza; la proporzione di raggi obliqui che non raggiungono il piano posto al di sopra cresce con la distanza di quest'ultimo dalla sostanza, e così la ionizzazione diminuisce al crescere di questa distanza, per quanto piccola possa essere.



Le prime esperienze sull'assorbimento dei raggi α sono state fatte con un tale dispositivo e la diminuzione della ionizzazione al crescere della distanza indicherebbe che l'intensità dei raggi α a una distanza d dalla sorgente è proporzionale a $e^{-\lambda d}$. Le esperienze di Bragg e Kleeman mostrano che in questo caso così non è.

185. *Ionizzazione prodotta dai raggi α quando attraversano gas differenti.* - Strutt¹ ha eseguito una serie molto estesa di esperienze sulla ionizzazione prodotta dai raggi α quando passano attraverso diversi gas; la pressione di questi ultimi nel contenitore in cui si produceva la ionizzazione era molto bassa perché i raggi α li possano attraversare senza perdere il loro potere ionizzante; ci si assicurava che così fosse misurando la ionizzazione a diverse pressioni e riducendo quest'ultima fino a che la ionizzazione le fosse esattamente proporzionale.

I risultati sono presentati nella tabella seguente e mostrano che, tranne per l'idrogeno e lo ioduro di metile, la ionizzazione è proporzionale alla densità del gas. Altre considerazioni mostrano tuttavia che non vale la legge che collega la ionizzazione al peso molecolare. Secondo questa legge, il valore della ionizzazione prodotta dai raggi α , per unità di lunghezza della loro traiettoria sarebbe proporzionale alla densità del gas. Bragg e Kleeman hanno mostrato che in un gas a pressione costante la lunghezza della traiettoria, durante il percorso nel quale la particella α può ionizzare, è sensibilmente inversamente proporzionale alla somma delle radici quadrate dei pesi atomici degli atomi costituenti la molecola, o, nel caso di un gas semplice, alla radice quadrata della sua densità a pressione costante.

| Gas | Densità relativa | Ionizzazione relativa | Ionizzazione calcolata secondo la legge della radice quadrata |
|--------------------|------------------|-----------------------|---|
| Idrogeno | 0,0693 | 0,226 | 0,26 |
| Aria | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| Ossigeno | 1,11 | 1,16 | 1,08 |
| Anidride carbonica | 1,53 | 1,54 | 1,50 |
| Cianogeno | 1,86 | 1,94 | 1,88 |

1 Hon. R. - J. Strutt, *Phil. Trans.*, A, t. CXCVI, 1901, p. 507.

| | | | |
|-------------------------|------|------|------|
| Acido solforoso | 2,19 | 2,04 | 1,80 |
| Cloroformio | 4,32 | 4,44 | 3,15 |
| Ioduro di metile | 5,05 | 3,51 | 2,40 |
| Tetracloruro di carbone | 5,31 | 5,34 | 3,6 |

Confrontando questi con i risultati di Strutt secondo i quali la ionizzazione per unità di lunghezza della traiettoria è proporzionale alla densità, vediamo che il numero totale di ioni prodotti da una particella α è, per un gas semplice, proporzionale alla radice quadrata del peso atomico. Così, se queste due leggi sono esatte, le particelle α dovrebbero produrre più ioni nei gas a peso atomico elevato che in quelli con basso peso atomico, a condizione tuttavia che le particelle siano interamente assorbite dal gas. La variazione del numero di ioni prodotti sarà grande; così, nel gas di palude CH_4 , il loro numero sarà soltanto metà di quello nell'idrogeno, mentre nel vapore di iodio sarà 11 volte maggiore.

Rutheerford dà i risultati seguenti per i numeri relativi di ioni prodotti quando i raggi α dell'uranio sono interamente assorbiti da diversi gas:

| Gas | Numero ioni | |
|----------------|-------------|-----|
| Aria | 100 | 100 |
| Idrogeno | 95 | 90 |
| Ossigeno | 106 | 108 |
| CO^2 | 86 | 101 |
| HCl | 102 | 130 |
| AzH^3 | 101 | 70 |

Questi risultati fanno pensare che il numero di ioni prodotti quando i raggi α sono assorbiti è circa lo stesso in tutti i gas. Laby ha fatto di recente, al Cavendish Laboratory, esperienze su questo punto e ha trovato che, benché vi siano differenze evidenti tra i numeri di ioni prodotti in diversi gas, i valori di queste differenze sono molto più piccoli di quanto non sarebbero se la ionizzazione fosse proporzionale alla densità. In generale, le differenze sono piccole. La tabella seguente dà i risultati ottenuti da Laby.

Tabella II
Potere assorbente dato da
Bragg e Kleeman

| Gas | Densità | Formula | Potere assorbente dato da Bragg e Kleeman | | Ionizzazione totale | |
|--------------------|--------------|------------------------------------|---|------------------------------------|---------------------|---|
| | | | Dato sperimentale | Calcolato con legge $\sqrt{\quad}$ | I trovato | Calcolato nell'ipotesi che I è proporzionale a ρ |
| Aria (campione) | 1,00 | | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,00 |
| Protossido d'azoto | 1,52 | N^2O | 1,46 | 1,52 | 0,97 | 1,04 |
| Acido carbonico | 1,53 | CO^2 | 1,47 | 1,51 | 1,03 | 1,05 |
| Acetilene | 0,97 | C^2H^2 | 1,11 | 1,17 | 1,27 | 0,87 |
| Pentano | 2,50 | C^3H^{12} | 3,59 | 3,86 | 1,34 | 0,71 |
| Cloruro di etile | 2,22 | $\text{C}^2\text{H}^5\text{Cl}$ | 2,36 | 2,31 | 1,18 | 0,94 |
| Bromuro di etile | 3,31 (calc) | CH^3Br | 2,09 | 2,03 | 1,02 | 1,58 |
| Etere etilico | 2,67 | $(\text{C}^2\text{H}^5)^2\text{O}$ | 3,40 | 3,67 | 1,29 | 0,78 |
| Ammoniaca | 0,59 | NH^3 | | 0,89 | 0,90 | 0,66 |
| Aldeide | 1,53 (calc.) | CH^3CHO | 1,88 | 1,96 | 1,05 | 0,82 |

Se le variazioni del numero totale di ioni prodotti sono piccole, il valore della ionizzazione per unità di lunghezza della traiettoria deve essere inversamente proporzionale alla lunghezza di quest'ultima, cioè, la ionizzazione per unità di lunghezza della traiettoria deve essere proporzionale

alla somma delle radici quadrate dei pesi atomici degli atomi costituenti la molecola.

La terza colonna della tabella I, fornisce la ionizzazione in accordo con questa legge. Se confrontiamo i risultati ottenuti con questa legge, che chiameremo *legge delle radici quadrate*, con quelli dati dalla legge secondo la quale la ionizzazione per unità di lunghezza della traiettoria è proporzionale alla densità del gas, vediamo che la legge della radice quadrata ha il vantaggio di mettere l'idrogeno a fianco dagli altri gas, mentre è a parte con la legge della densità.

I risultati di Laby mostrano che la legge della densità non può essere ammessa e che per un numero considerevole di gas la legge della radice quadrata è esatta. Quest'ultima legge tuttavia non è applicabile ai gas per i quali la ionizzazione totale differisce sensibilmente da quanto è nell'idrogeno; se la ionizzazione totale è più grande, la ionizzazione per unità di lunghezza supererà quella data dalla legge della radice quadrata, mentre se, al contrario, è più piccola che nell'idrogeno, questa legge darà valori superiori per la ionizzazione per unità di lunghezza.

La ionizzazione prodotta da una particella α sembra dipendere dalla sua carica; come ha mostrato Rutherford, una particella cessa di ionizzare nel momento in cui possiede ancora una energia cinetica ben superiore a quella necessaria a uno ione gassoso positivo per ionizzare mediante collisione. La spiegazione più naturale di questo fatto sembra essere la seguente: la particella α cessa di ionizzare quando la sua carica è neutralizzata da un corpuscolo. Il sistema non crea più allora attorno a esso un campo elettrico esterno. Se la ionizzazione è dovuta a quest'ultimo, possiamo supporre che, quando un atomo si avvicina molto a una particella α perché la forza che ne deriva e che agisce su di esso supera un certo valore F , vi è uno strappo di un corpuscolo e di conseguenza ionizzazione. La forza dovuta a una particella α in un punto situato a una distanza r è uguale a e/r^2 ; ogni atomo che verrà quindi a una distanza dalla particella inferiore a d sarà ionizzato se $e/d^2 = F$.

Se N è il numero di atomi per unità di volume, il numero di atomi ionizzati dalla particella sull'unità di lunghezza della traiettoria sarà $N\pi d^2$ o $\pi Ne/F$. Se la legge della radice quadrata è esatta, la forza elettrica necessaria per espellere un corpuscolo da un atomo sarà di conseguenza inversamente proporzionale alla radice quadrata del peso atomico.

186. Ricerchiamo ora in quali condizioni una particella α , che costituisce probabilmente un atomo di elio, può attraversare 7 cm d'aria alla pressione atmosferica e avere la sua velocità ridotta da $2,6 \cdot 10^9$ a $2 \cdot 10^9$ cm/s. Utilizzeremo i metodi sviluppati da Maxwell nella Memoria *Teoria dinamica dei gas* (*Collected Papers*, Vol. II, p.36), supponendo che le particelle α e gli atomi del gas attraverso il quale esse passano esercitino le une sulle altre forze funzioni della distanza.

187. Le particelle α si muovono così rapidamente che si possono considerare le altre particelle come a riposo rispetto ad esse. Supponiamo che la forza che si esercita tra una particella α e una particella di materia sia, quando la loro distanza è r , K/r^n , se V è la velocità della particella α ; M_1, M_2 le loro masse rispettive; abbiamo, se δV è l'aumento di V prodotto dalla collisione tra esse, 2θ l'angolo di cui è deviata la loro velocità relativa dopo l'urto,

$$\delta V = -\frac{2M_2}{M_1 + M_2} V \sin^2 \theta$$

(si veda Maxwell, *Théorie dynamique des gaz*, (*Collected Papers*, Vol. II, p.36). θ è data dall'equazione

$$\frac{\pi}{2 - \theta} = \int_0^{x'} \frac{dx}{\left[1 - x^2 - \frac{2}{n-1} \left(\frac{x}{\alpha}\right)^{n-1}\right]^{\frac{1}{2}}}$$

dove

$$\alpha = b \left[\frac{V^2 M_1 M_2}{K (M_1 + M_2)} \right]^{\frac{1}{n-1}}$$

e x' una radice dell'equazione

$$1 - x^2 - \frac{2}{n-1} \left(\frac{x}{\alpha} \right)^{n-1} = 0$$

essendo b la distanza contata lungo la perpendicolare abbassata dalla molecola sulla direzione del moto della particella prima della collisione, θ è così una funzione di α e di n . Se la particella α percorre una distanza Δx , il numero di molecole con le quali entrerà in collisione lungo questo percorso corrispondente a valori di b compresi tra b e $b+db$ sarà $2\pi b \delta b N \Delta x$, essendo N il numero di molecole per unità di volume. Se gli effetti di queste collisioni si sommano, ciò che avviene quando in prima approssimazione δV è piccolo per ognuna di esse, ΔV , aumento subito da V quando la particella α percorre uno spazio Δx , sarà data dall'equazione

$$\Delta V = - \frac{4\pi M_2}{M_1 + M_2} V N \Delta x \int_0^\infty \sin^2 \theta b db = - \frac{4\pi M_2}{M_1 + M_2} \left[\frac{K (M_1 + M_2)}{V^2 M_1 M_2} \right]^{\frac{2}{n-1}} N V \Delta x \int_0^\infty 4\pi \sin^2 \theta \alpha d\alpha$$

Ora θ sarà funzione solo di n e di α . Di conseguenza, $\int_0^\infty 4\pi \sin^2 \theta \alpha d\alpha$ sarà funzione solo di n e non conterrà V , M_1 o M_2 . Se lo indichiamo con A_1

$$\frac{dV}{dx} = - \frac{M_2}{M_1 + M_2} \left[\frac{K (M_1 + M_2)}{M_1 M_2} \right]^{\frac{2}{n-1}} N A_1 V^{\frac{n-5}{n-1}}$$

Se la legge della forza è quella ammessa da Maxwell, cioè forza inversamente proporzionale alla quinta potenza della distanza $n=5$, e di conseguenza dV/dx è indipendente dalla velocità.

Se questa legge fosse esatta, il potere di penetrazione delle particelle α sarebbe, a meno che la loro struttura non sia molto diversa da quella dei comuni atomi, molto più piccolo del valore osservato.

Possiamo calcolare il potere di penetrazione dell'elio che si muove nell'aria. Se D è il coefficiente di diffusione dell'elio in aria (si veda Maxwell, *Théorie dynamique des gaz*)

$$D = \frac{p_1}{\rho_1} \frac{p_2}{\rho_2 A_1 \left[\frac{K}{M_1 M_2 (M_1 + M_2)} \right]^{\frac{1}{2}} p}$$

essendo p_1 , ρ_1 , p_2 , ρ_2 , le pressioni parziali e le rispettive densità dell'elio e dell'aria, e $p = p_1 + p_2$. Nel nostro caso, il numero di particelle α è piccolo rispetto a quelle delle molecole $p = p_2$.

Confrontando questa espressione con dV/dx , vediamo che

$$\frac{dV}{dx} = - \frac{1}{D} \frac{p_1}{\rho_1} = - \frac{10^{10}}{2D}$$

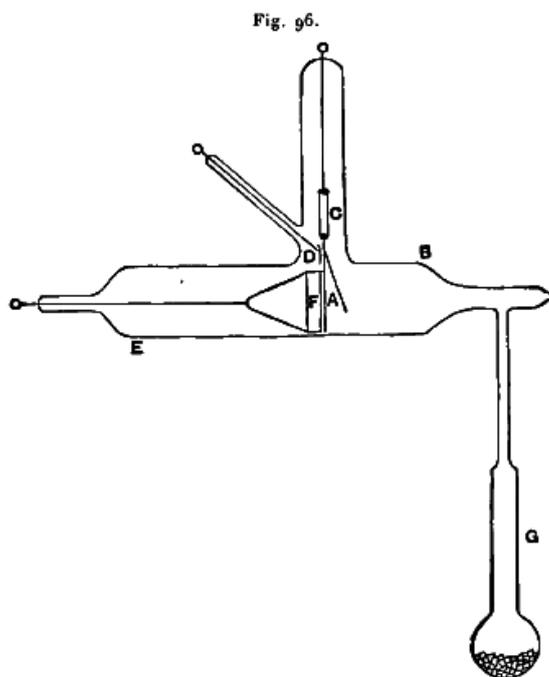
approssimativamente, essendo D il valore a 0° C. Non avendo per N' alcuna determinazione diretta di D , possiamo supporlo approssimativamente uguale a quello dell'idrogeno nell'aria, cioè a circa 0,6, di conseguenza $dV = 10^{10}$.

Le esperienze di Rutherford mostrano che la velocità di una particella α sta tra $2,6 \cdot 10^9$ e $2 \cdot 10^9$ cm/s dopo un percorso di 7 cm; di conseguenza, per una particella α , dV/dr sarà dell'ordine di 10^8 , cioè soltanto un centesimo del valore calcolato. Così, con la legge della forza prima citata, il potere di penetrazione delle particelle α , non dovrebbe superare 1/100 del suo valore reale. Se n è

inferiore a 5, il potere di penetrazione cresce rapidamente con la velocità, e un valore di n compreso tra 3 e 4 dà un potere di penetrazione in accordo con le osservazioni. La variazione della viscosità con la temperatura mostra che per molecole della stessa specie n deve essere superiore a 5; ma il caso delle particelle α differisce materialmente da quello che si considera nella teoria cinetica, poiché le particelle α sono cariche elettricamente, e ciò influisce sulle forze agenti tra esse e le molecole del gas che attraversano. Bisogna notare che l/D , che è proporzionale a dV/dx , è per molti gas presi a due a due approssimativamente proporzionale al prodotto delle radici quadrate del loro peso atomico, risultato analogo alla legge della radice quadrata data da Bragg e Kleeman,

Messa in evidenza dell'elettrizzazione positiva dei raggi α e dell'emissione dalle sostanze radioattive di particelle elettrizzate negativamente e dotate di bassa velocità

188. La messa in evidenza e la misura della carica positiva trasportata dai raggi α sono complicate dal fatto che le sostanze radioattive emettono una grande quantità di particelle negative di bassa velocità. Il metodo che ho impiegato per evidenziarlo così come la carica delle particelle α è il seguente¹:



Un elettroscopio a foglie d'oro A era posto in un grande recipiente di vetro ricoperto con un foglio di stagno, collegato a terra; le foglie dell'elettroscopio erano sostenute da una bacchetta di quarzo fuso e caricate dal filo D. Un disco di polonio (ottenuto da Sthamer) era posto nel tubo laterale D, a una distanza uguale a circa 1mm dall'elettroscopio.

Si faceva un vuoto molto spinto nel tubo con il metodo di Dewar, raffreddando del carbone di legna nell'aria liquida. Il recipiente era disposto tra i poli di una potente elettrocalamita che dava, quando era attivata, un campo di 12000 unità circa tra il disco di polonio e l'elettroscopio. In assenza del campo magnetico, la perdita era grande quando l'elettroscopio era carico positivamente, maggiore di quando lo era negativamente.

Se il polonio avesse emesso soltanto raggi α , la perdita sarebbe stata maggiore con l'elettroscopio carico negativamente. La forte perdita positiva è dovuta ai corpuscoli poco mobili emessi dal polonio; essi si muovono molto lentamente, corrispondendo la loro velocità a una caduta

¹ J.J. Thomson, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. XIII, 1904, p. 49.

attraverso una differenza di potenziale dell'ordine di 2 o 3 V , mentre le particelle β hanno velocità corrispondenti a una caduta di parecchie migliaia di volt. A causa della loro piccola velocità, questi corpuscoli sono fermati da un sottile strato d'aria, cosicché, per rivelarli, è necessario avere un vuoto molto spinto. Ho trovato che il radio e l'uranio così come il polonio emettono tali particelle, e Miss Slater ha mostrato che così avviene anche per il torio e l'emanazione del radio. L'emissione di questi corpuscoli lascia le particelle dell'emanazione cariche positivamente e spiega la tendenza che questa possiede a condensarsi sui corpi carichi negativamente.

I corpuscoli dotati di basse velocità possono essere bloccati da un campo magnetico intenso, e, quando quest'ultimo agisce, si può evidenziare la carica positiva delle particelle α ; infatti, quando agisce un campo intenso, si trova che la scarica dell'elettroscopio (fig. 96) è nulla quando è carico positivamente e del tutto apprezzabile quando è carico negativamente, ciò che mostra che le particelle α emesse dal polonio trasportano una carica positiva. Rutherford¹ ha pure messo in evidenza, con un metodo analogo, la carica positiva delle particelle α .

189. Assorbimento dei raggi catodici. Se si frappone uno strato di una sostanza a un fascio di corpuscoli, la parte che ha attraversato lo strato differisce in due aspetti dal fascio incidente. Innanzitutto, il numero di corpuscoli nel primo è inferiore al numero di quelli che si trovano nel secondo; in secondo luogo, l'energia di ogni particella presa singolarmente è diminuita per il suo passaggio attraverso la sostanza. Il flusso emergente è più diffuso di quello incidente. È necessario distinguere questi effetti, poiché, in certe esperienze, c'è piuttosto la diminuzione del numero di corpuscoli che si misura; in altri, al contrario, c'è la loro diminuzione di energia, mentre in altri casi, infine, gli effetti osservati dipendono contemporaneamente dal numero delle particelle e dalla loro energia. Un esempio del primo caso è fornito dalle esperienze di Seitz, nelle quali si misura la carica trasportata dai raggi che hanno attraversato la piastra. Questa carica dipende solo dal numero dei corpuscoli; un esempio del secondo caso è dato dalle esperienze di Leithauser, che misurò la deviazione magnetica dei raggi dopo il loro passaggio attraverso la piastra. Il terzo caso corrisponde alle esperienze di Lenard e Rutherford, nelle quali si misurò l'effetto prodotto dall'inserimento dello strato misurando la fosforescenza o la ionizzazione prodotta dai raggi. La diminuzione del numero dei corpuscoli è dovuta alla loro deviazione sotto l'azione di forze esercitate su di essi dagli atomi attraverso i quali passano. Se un corpuscolo passa molto vicino ad un altro posto all'interno di un atomo, la traiettoria del corpuscolo è deviata. Se è essa è deviata di un angolo ottuso, ritorna indietro e non esce dalla piastra.

Invece di prodursi dopo una sola collisione, l'inversione può aver luogo per somma di effetti dovuti a numerose collisioni.

¹ Rutherford, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. X, 1905, p. 193.

Calcolo del coefficiente di assorbimento delle particelle catodiche

Se supponiamo l'atomo formato da un certo numero di corpuscoli distribuiti in un mezzo carico positivamente, possiamo trovare un'espressione dell'assorbimento esaminando il caso di corpuscoli che attraversano uno strato contenente un grande numero di tali atomi. Il corpuscolo dotato di un moto rapido penetra nell'atomo ed è deviato avvicinandosi ad un corpuscolo intra-atomico, a causa della repulsione che si esercita tra di essi. Questa deviazione produce un assorbimento delle particelle catodiche. Se il corpuscolo nell'atomo è mantenuto fermo dalle forze che agiscono su di lui, il corpuscolo che lo urta conserverà dopo l'urto la stessa velocità di prima, sebbene la direzione del suo moto sia cambiata. Se il corpuscolo atomico A non è fissato, il corpuscolo B che lo urta gli comunica una parte della sua energia, e vede la sua energia diminuita dopo l'urto. Senza ridurre il problema molto complesso che si presenta se vogliamo tener conto delle forze esercitate dagli altri corpuscoli, possiamo farci un'idea degli effetti prodotti da tali legami esaminando quello che produce un aumento della massa di A. L'effetto generale di un grande legame corrisponde a una massa di A molto grande, mentre l'assenza di legame corrisponde a una massa di A uguale a quella di B.

Siano M_1, M_2 , le rispettive masse dei corpuscoli A e B. Supponiamo le velocità dei corpuscoli che entrano in collisione abbastanza grandi da poter considerare i corpuscoli nell'atomo come a riposo rispetto ad essi. Siano V la velocità di B prima dell'urto, b la perpendicolare abbassata da A su V . Se 2θ è l'angolo di cui è deviata la velocità relativa in seguito all'urto, possiamo facilmente vedere che, se prendiamo la forza agente tra i corpuscoli come uguale a e^2/r^2

$$\sin^2 \theta = \frac{1}{1 + \frac{b^2 V^4}{e^4} \left(\frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} \right)^2}$$

Se u e u' sono le velocità di B parallelamente a x prima e dopo la collisione,

$$u' - u = -\frac{M_1 u}{M_1 + M_2} 2 \sin^2 \theta + \frac{M_1}{M_1 + M_2} \sin 2\theta \cos \varphi \sqrt{V^2 - u^2}$$

(si veda Maxwell, *Théorie dynamique des gaz*, p. 36), essendo φ l'angolo del piano contenente b e V con quello che contiene V e x .

Prendendo la media, il termine contenente $\cos \varphi$ scompare, e abbiamo

$$u' - u = -2 \frac{M_1 u}{M_1 + M_2} \frac{1}{1 + \frac{b^2 V^4}{e^4} \left(\frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} \right)^2}$$

Se N è il numero di corpuscoli intra-atomici per unità di volume, il numero di collisioni subite da un corpuscolo attraversante uno spazio Δx e per il quale b è compreso tra b e $b+db$ sarà

$$N \Delta x 2 \pi b db$$

Di conseguenza, se Δu è la variazione della velocità subita da un corpuscolo B percorrente Δx ,

$$\Delta(u) = -2uN \Delta x \frac{M_1}{M_1 + M_2} \int_0^{b_1} \frac{2\pi b db}{1 + \frac{b^2 V^4}{e^4} \left(\frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} \right)^2} \quad (1)$$

b è determinato dalla condizione che le espressioni si applicano solo quando il corpuscolo B urta il corpuscolo A; la più breve distanza tra A e B è quindi molto più piccola di a , distanza tra due

corpuscoli dell'atomo.

Se r è la più piccola distanza tra il corpuscolo fisso e quello mobile, vediamo facilmente che

$$1 - \frac{b^2}{r^2} = \frac{2e^2}{V^2 r} \frac{M_1 + M_2}{M_1 M_2}$$

Così, ponendo $r=a$, vediamo che b_l è dell'ordine di

$$a \left[1 - \frac{2e^2(M_1 + M_2)}{V^2 a M_1 M_2} \right]^{\frac{1}{2}}$$

Integrando la (12-5) abbiamo

$$\frac{d}{dx}(u) = -u 2\pi N \frac{M_1}{M_1 + M_2} \frac{e^4 (M_1 + M_2)^2}{V^4 (M_1 M_2)^2} \times \log \left[1 + \frac{b_1^2 V^4}{e^4} \left(\frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} \right)^2 \right]$$

variando poco il termine logaritmico, possiamo prendere per b_l una quantità dello stesso ordine di grandezza senza influire molto sul risultato. Ponendo

$$b_1 = a \left(1 - \frac{2e^2}{V^2 a} \frac{M_1 + M_2}{M_1 M_2} \right)^{\frac{1}{2}}$$

abbiamo

$$\frac{d}{dx}(u) = -u \frac{4\pi N e^4 M_1 (M_1 + M_2)}{V^4 M_1 M_2^2} \log \left[\frac{a V^2 M_1 M_2}{e^2 (M_1 + M_2)} - 1 \right]$$

Trascurando la perdita di energia cinetica subita dai corpuscoli, il numero di quelli che attraversano l'unità d'area nell'unità di tempo varia come $e^{-\lambda x}$ dove

$$\lambda = \frac{4\pi N e^4 (M_1 + M_2)}{V^4 M_1 M_2^2} \log \left[\frac{a V^2 M_1 M_2}{e^2 (M_1 + M_2)} - 1 \right] \quad (2)$$

λ è il coefficiente di assorbimento misurato nelle esperienze analoghe a quelle di Seitz e Becker, dove si misura la carica trasportata dai corpuscoli attraverso fogli metallici di diverso spessore. Questa espressione si applica solo al caso in cui la velocità del corpuscolo è molto grande per permettergli di penetrare all'interno dell'atomo e di avvicinarsi ai corpuscoli intra-atomici. Se la sua velocità è piccola, ritorna indietro quasi subito dopo essere penetrato nell'atomo. In questo caso, le collisioni hanno luogo tra corpuscoli e atomi e non tra i corpuscoli in movimento e i corpuscoli singoli che li costituiscono. Il valore di λ è, in questo caso, uguale a $2l/3$, essendo l il libero cammino medio di un corpo molto piccolo che si muove attraverso gli atomi della sostanza assorbente. Se quest'ultima è un gas il cui cammino libero medio delle molecole è l_l , $l = 4\sqrt{2}l_l$.

190. Consideriamo ora l'effetto prodotto sull'energia dei corpuscoli a causa delle loro collisioni. Impiegando le notazioni del paragrafo precedente, vediamo facilmente che, se T è l'energia cinetica di un corpuscolo prima della collisione, δT l'aumento di energia che proviene da quest'ultimo; si ha in media

$$\delta T = - \frac{4 M_1 M_2 T}{(M_1 + M_2)^2} \sin^2 \theta$$

e di conseguenza, se ΔT è la variazione media di T quando il corpuscolo percorre una distanza Δx

$$\Delta T = -\frac{4 M_1 M_2 T}{(M_1 + M_2)^2} \frac{\pi N e^4 (M_1 + M_2)^2}{V^4 M_1^2 M_2^2} \log \left[1 + \frac{b_1^2 V^4}{e^4} \left(\frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} \right)^2 \right] \Delta x =$$

$$\frac{-2 \pi N e^4 M_2}{M_1 T} \log \left(\frac{a V^2 M_1 M_2}{e^2 (M_1 + M_2)} - 1 \right) \Delta x$$

o

$$\frac{dT}{dx} = -\frac{2 \pi N e^4 M_2}{M_1 T} \log \left(\frac{2 a T}{e^2} \frac{M_1}{M_1 + M_2} - 1 \right) = -\frac{\beta}{T} \quad (3)$$

Così T , invece di diminuire conformemente alla legge esponenziale, è dato da una equazione della forma

trascurando le variazioni del termine esponenziale che si trova in β . Si ottiene questa relazione

$$T_x^2 = T_0^2 - 2 \beta x$$

supponendo le velocità dei corpuscoli sufficientemente grandi da portarli all'interno dell'atomo; per piccole velocità. possiamo facilmente vedere che

$$\frac{dT}{dx} = -\frac{4 M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} T \frac{2}{3l}$$

essendo l la quantità prima definita (§190) e M_l la massa di una molecola del gas. Se M_2 è piccola rispetto a M_l , possiamo mettere questa equazione nella forma

$$\frac{dT}{dx} = -\frac{8 M_2 T}{3 M_1 l}$$

T varia così come $e^{-\mu x}$, dove μ è dato da

191. Vi sono differenze molto marcate tra gli effetti prodotti da un mezzo assorbente sull'assorbimento dovuto alla diffusione e sull'assorbimento di energia. La prima segue la legge esponenziale, la seconda no. Inoltre, il coefficiente λ , che misura l'assorbimento per diffusione non varia così rapidamente con M_l , massa effettiva del corpuscolo con la quale il raggio catodico entra in collisione, così come β , quantità che misura l'assorbimento di energia cinetica del raggio; il secondo è inversamente proporzionale a M_l , mentre il primo diminuisce solo della metà quando M_l cresce da M_2 all'infinito.

Ci dobbiamo attenere al fatto che l'assorbimento dell'energia cinetica dipende molto più dalla struttura dell'atomo del mezzo assorbente che dall'assorbimento dovuto alla diffusione.

192. Possiamo esprimere il valore di λ in funzione di P , numero di corpuscoli esistenti in un atomo della sostanza assorbente; se \hat{o} rappresenta la densità di quest'ultima, m la massa di un atomo, $P\hat{o} = nm$ e l'equazione (2) dà

$$\lambda = \frac{4 \pi \delta P}{m V^4} \frac{e^4}{M_2^2} \frac{M_1 + M_2}{M_1} \log \left[\frac{a V^2 M_1 M_2}{e^2 (M_1 + M_2)} - 1 \right]$$

supponendo

$$\frac{e}{M_2} = 1,7 \cdot 10^7 V_0 \quad e = 3,5 \cdot 10^{10} \quad \frac{e}{m} = \frac{10^4 V_0}{w}$$

essendo V_0 la velocità della luce e w il peso atomico della sostanza assorbente, viene

$$\frac{\lambda}{\delta} = \frac{4\pi P}{w} \frac{V_0^3}{V^4 \times 10}, 5 \cdot 10^8 \times \frac{M_1 + M_2}{M_1} \log \left[\frac{aV^2 M_1 M_2}{e^2 (M_1 + M_2)} - 1 \right]$$

Abbiamo quanto serve per determinare λ/d . Rutherford ha determinato la diminuzione della ionizzazione dovuta ai raggi β dell'uranio, la cui velocità è molto più uniforme dei raggi del radio, quando essi attraversano sostanze diverse.

Supponendo che la legge esponenziale $e^{-\lambda_1 x}$ sia vera, si trovano i valori seguenti di λ'/δ

| Sostanza | λ | δ | λ'/δ |
|-----------|-----------|----------|-------------------|
| Vetro | 14 | 2,45 | 5,7 |
| Mica | 14,2 | 2,78 | 5,1 |
| Ebanite | 6,5 | 1,14 | 5,7 |
| Legno | 2,16 | 0,40 | 5,4 |
| Cartone | 3,7 | 0,70 | 5,3 |
| Ferro | 44 | 7,8 | 5,6 |
| Alluminio | 14 | 2,6 | 5,4 |
| Rame | 60 | 8,6 | 7 |
| Argento | 75 | 10,5 | 7,1 |
| Piombo | 122 | 11,5 | 10,8 |
| Stagno | 96 | 7,3 | 13,2 |

Il valore di λ_l non è necessariamente lo stesso di quello di λ , poiché la ionizzazione nel contenitore è influenzata sia dalla diminuzione di energia cinetica sia dal numero dei corpuscoli. La diminuzione di energia cinetica, se non è accompagnata da una diminuzione del numero di questi ultimi, produce un aumento della ionizzazione; l'equazione (3), infatti, ci ha mostrato che l'energia comunicata dai raggi catodici agli atomi attraverso i quali passano cresce al diminuire della loro energia; λ_l è quindi inferiore a λ anche se dello stesso ordine di grandezza.

Becquerel trovò che la velocità dei raggi β dell'uranio era $1,6 \cdot 10^{10} \text{ cm/s}$.

Sostituendo questo valore in V nella (2), troviamo, se M_1 è grande rispetto a M_2 ,

$$\frac{\lambda}{\delta} = \frac{7P}{w} \log \left[\frac{aV^2 M_1 M_2}{e^2 (M_1 + M_2)} - 1 \right]$$

Confrontando questo con i valori dati prima per i raggi dell'uranio e ricordando che il termine logaritmico non è molto grande, vediamo che P non differisce molto da w , risultato che abbiamo ottenuto con diverse considerazioni, cioè che il numero dei corpuscoli in un atomo è una quantità dello stesso ordine del peso atomico.

193. L'espressione di λ è inversamente proporzionale alla quarta potenza della velocità e diminuisce molto rapidamente al crescere di quest'ultima; il potere di penetrazione dei raggi cresce quindi molto rapidamente con la velocità. Questo risultato è pienamente confermato dalle esperienze, come mostrano i risultati seguenti forniti da Lenard¹:

| Velocità del corpuscolo espressa come se subisse una caduta di potenziale, in volt | Velocità del corpuscolo espressa come una frazione della velocità della luce |
|--|--|
| | |

λ per i seguenti gas alla pressione di 1mm di Hg

¹ Lenard, *Annalen der Physik*, t. XII, 1903, p. 732.

| | | Idrogeno | Aria | Argon | Anidride carbonica |
|-----------|-------|-----------|----------|---------|--------------------|
| 6 | 1/270 | 44 | 30 | 28 | 34 |
| 30 | 1/120 | 14,6 | 27 | 26 | 32 |
| 100 | 1/70 | 6,01 | 21 | 20 | 28 |
| 1000 | 1/20 | 1,2 | 3,9 | 4,2 | 7 |
| 40000 | 1/10 | 0,19 | 0,8 | 1,3 | 2 |
| 30000)?) | ½ (?) | 0,00062 | 0,005 | | 0,0067 |
| | 1 | 0,0000006 | 0,000009 | 0,00001 | 0,00001 |

Si può vedere che, per corpuscoli dotati di velocità molto grandi, l'assorbimento diminuisce molto rapidamente quando la velocità cresce, mentre per corpuscoli lenti varia poco con essa. Ciò concorda con le considerazioni date prima, e mostra che i corpuscoli lenti sono incapaci di penetrare nell'atomo.

Assai notevole è il caso dell'idrogeno, per il quale l'assorbimento dei raggi rapidi è minore che per gli altri gas, che presenta il massimo assorbimento per i raggi più lenti.

L'assorbimento dell'idrogeno per i raggi più lenti è maggiore di quanto avremmo potuto supporre; il libero cammino medio di una molecola di idrogeno che si muove nell'idrogeno alla pressione di $1mm$ di mercurio è uguale a $760 \times 2 \cdot 10^{-5} cm$ e di conseguenza, l , libero cammino medio di un corpuscolo, dotato della più piccola velocità indicata nella tabella, velocità tuttavia ben inferiore alla velocità media di una molecola di idrogeno, è uguale a $4\sqrt{2} \times 760 \cdot 10^{-5} cm$ oppure $4 \cdot 10^{-7}$.

Abbiamo visto che il valore di λ per i corpuscoli lenti è $2l/3$, cioè circa 16. Il valore dato da Lenard è 44. I valori di $2l/3$ per l'aria, l'argon e l'acido carbonico sono rispettivamente 32, 31, 46.

L'assorbimento dei raggi nell'aria, nell'argon e nell'acido carbonico è circa quello che ci possiamo attendere, supponendo che la carica del corpuscolo non influisce sul suo libero cammino medio. L'assorbimento dovuto all'idrogeno è molto più elevato di quello che si ottiene in questa ipotesi, e ciò fa pensare che la forza che si esercita tra la molecola di idrogeno e la carica di un corpuscolo è sufficiente a rendere il libero cammino del corpuscolo carico notevolmente più breve che se fosse neutro. Vedremo che l'assorbimento dovuto all'idrogeno è anomalo con i corpuscoli dotati di grande velocità così come con quelli che si muovono lentamente.

Seitz¹ ha eseguito serie di misure del numero di corpuscoli che attraversano sottili fogli di metallo con corpuscoli dotati di diverse velocità; questi risultati, che non sembrano essere stati corretti dalla riflessione dei corpuscoli alla superficie del foglio, indicano un coefficiente di assorbimento variante in ragione inversa di $aV^6 - bV^4$, essendo V la velocità iniziale del corpuscolo e a e b costanti.

Relazione tra il coefficiente di assorbimento e la densità di una sostanza assorbente

194. Per i corpuscoli che si muovono rapidamente, il coefficiente di assorbimento è all'incirca proporzionale alla densità. Ciò è stato mostrato per la prima volta da Lenard² per i raggi catodici veloci uscenti da un tubo a scarica attraverso una sottile finestra di alluminio; i raggi avevano velocità corrispondenti a quelle che darebbe la carica di un corpuscolo che subisce una caduta di potenziale di circa $30000V$. Lenard stimò l'intensità dei raggi dalla luminosità che essi producevano su uno schermo fosforescente. Il coefficiente di assorbimento era così misurato come corrispondente alla variazione di energia trasportata dai raggi attraverso l'unità di area nell'unità di tempo e non semplicemente dalla variazione del numero di corpuscoli che attraversano l'unità d'area.

¹ Seitz, *Ann. der Phys.*, t. XII, 1903, p. 860.

² Lenard, *Wied. Ann.*, t. LVI, 1895, p. 225.

I risultati di Lenard sono mostrati nella tabella seguente. λ è il coefficiente di assorbimento e d la densità della sostanza assorbente.

| Sostanza | $\lambda \text{ cm}^{-1}$ | $d \text{ g/cm}^2$ | λ/d |
|------------------------------------|---------------------------|---------------------|-------------|
| Idrogeno a 3mm di pressione | 0,00149 | $3,6 \cdot 10^{-7}$ | 4040 |
| Aria a 78mm di pressione | 0,00416 | $1,2 \cdot 10^{-6}$ | 3330 |
| Idrogeno a 760mm di pressione 30 | 0,476 | $8,5 \cdot 10^{-5}$ | 5610 |
| Aria a 760mm di pressione 30 | 3,42 | $1,2 \cdot 10^{-3}$ | 2780 |
| SO ² 760mm di pressione | 8,51 | $2,7 \cdot 10^{-3}$ | 3110 |
| Collodio | 3310 | 1,1 | 3010 |
| Carta | 2690 | 1,3 | 2070 |
| Vetro | 7810 | 2,47 | 3160 |
| Alluminio | 7150 | 2,70 | 2650 |
| Mica | 7250 | 2,80 | 2590 |
| Metallo olandese | 23800 | 8,90 | 2670 |
| Argento | 32200 | 10,50 | 3070 |
| Oro | 55600 | 19,3 | 2880 |

Sebbene la densità della sostanza più leggera sia circa 1/5000000 di quella più pesante, i valori di λ/d si distribuiscono soltanto da 2070 a 5610. L'idrogeno manifesta un assorbimento anomalo grande; se lasciamo da parte questo gas, i valori di λ/d si distribuiscono soltanto da 2070 a 3330. Così, λ/d varia molto poco. Le differenze osservate tra i valori di questa espressione per diverse sostanze sembrano tuttavia essere reali e richiederebbero ricerche più estese, in ragione dei chiarimenti che esse potrebbero apportare sulla struttura dell'atomo.

| Sostanza | $\lambda \text{ cm}^{-1}$ | $d \text{ g/cm}^2$ | λ/d |
|-----------------|---------------------------|--------------------|-------------|
| Platino | 157,6 | 21,5 | 7,34 |
| Piombo | 62,5 | 11,4 | 5,48 |
| Argento | 65,7 | 10,6 | 6,20 |
| Rame | 49,2 | 8,95 | 5,50 |
| Ferro | 52,2 | 7,76 | 6,74 |
| Stagno | 51,2 | 7,3 | 7,01 |
| Zinco | 40,3 | 7,2 | 5,58 |
| Mica | 10,8 | 2,74 | 3,94 |
| Vetro | 12,5 | 2,73 | 4,58 |
| Alluminio | 11,6 | 2,7 | 4,30 |
| Celluloide | 5,45 | 1,36 | 4,01 |
| Ebanite | 4,77 | 1,14 | 4,18 |
| Cartone | 3,84 | 1,0 | 3,84 |
| Acido solforoso | 0,0413 | 0,0078 | 5,445 |

Strutt¹ ha misurato il coefficiente di assorbimento nel caso di corpuscoli molto più rapidi emessi dal radio, determinando l'intensità della corrente di corpuscoli dalla ionizzazione da essi prodotta. Questo coefficiente è simile a quello che Lenard misurò dalla diminuzione dell'energia trasportata da essi. I corpuscoli emessi dal radio sono proiettati con velocità diverse. L'intensità non può quindi essere rappresentata da un termine esponenziale, e i coefficienti di assorbimento determinati dipendono, in una certa misura, dallo spessore dello strato assorbente. La tabella precedente dà i risultati di Strutt.

I valori di λ/d per il platino, lo stagno, il ferro sono anormalmente elevati. Ciò è confermato dai risultati dati in precedenza e relativi ai corpuscoli emessi dall'uranio e da quelli molto recenti

¹ Hon. R.J. Strutt, *Nature*, t. LXI, 1900, p. 539.

ottenuti da Godlewski con i corpuscoli dell'attinio.

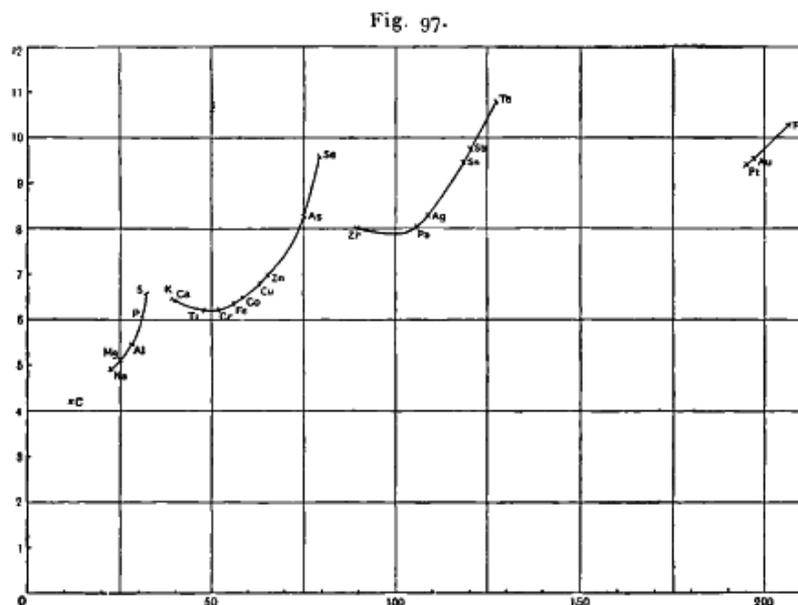
L'intensità dei raggi era misurata dalla ionizzazione che essi producevano. Il coefficiente di assorbimento era quindi pressoché analogo a quello ottenuto da Lenard e Strutt.

La tabella seguente contiene i risultati di Godlewski² relativi ai raggi dell'attinio di fianco a quelli ottenuti da Rutherford per i raggi dell'uranio e da Strutt per i raggi dal radio:

| Sostanza | Attinio | | Uranio | | Radio | |
|-----------|-----------|-------------|-----------|-------------|-----------|-------------|
| | λ | λ/d | λ | λ/d | λ | λ/d |
| Alluminio | 32,7 | 12,9 | 14,0 | 5,4 | 11,6 | 4,30 |
| Mica | 35,0 | 12,0 | 17,2 | 5,1 | 10,8 | 3,90 |
| Ottone | 108 | 13,1 | --- | --- | --- | --- |
| Rame | 139 | 15,9 | 60 | 7,0 | 49,2 | 5,50 |
| Stagno | 154 | 15,7 | --- | --- | 51,2 | 7,01 |
| Piombo | 163 | 14,1 | 122 | 10,8 | 62,5 | 5,48 |

Le variazioni di λ/d sono minori per i raggi dell'attinio che per quelli dell'uranio o del radio, e indicano che l'assorbimento dovuto a queste sostanze differenti dipende dalla velocità dei raggi.

Crowther ha recentemente misurato, al Cavendish Laboratory, i valori di λ/d per un numero considerevole di corpi semplici, impiegando i raggi β dell'uranio. I risultati sono mostrati in figura 97; i corpi semplici sono raggruppati secondo la legge periodica. Bisogna notare che i valori di λ/d per gli elementi compresi nei diversi gruppi mostrano un aumento con il peso atomico. Gli elementi all'inizio di un gruppo hanno valori di λ/d più piccoli di quelli posti alla fine del gruppo precedente; i valori nel gruppo crescono con il peso atomico e con una rapidità eccezionale al termine del gruppo.



Se supponiamo che l'assorbimento prodotto da ogni atomo non è influenzato dalla presenza degli atomi vicini, possiamo mostrare che λ/d è uguale a λ'/m_1 , essendo λ' l'assorbimento dovuto ad un atomo e m_1 la massa dello stesso.

Infatti, se N rappresenta il numero di atomi compresi in un volume unitario,

$$\lambda = N \lambda' \quad D = N m_1$$

di conseguenza,

$$\lambda = \frac{\lambda'}{m_1} \quad \text{2} \quad \text{Godlewski, } \textit{Phil. Mag.}, \text{ sesta serie, t. X, 1905, p. 355.}$$

Se abbiamo una miscela o un composto chimico di due elementi A e B, e se λ_{AB} è il valore di λ relativo a tale miscela, $(\lambda/D)_A$, $(\lambda/D)_B$ i valori di λ/D per A e per B quando sono separati, λ'_A , λ'_B i rispettivi assorbimenti dovuti ad un atomo di A o di B, N_1 , N_2 il numero di atomi di A e di B nell'unità di volume, essendo m_1 , m_2 le masse degli atomi di A e di B, se D è la densità della miscela

$$D = N_1 m_1 + N_2 m_2$$

$$\lambda_{AB} = N_1 \lambda'_A + N_2 \lambda'_B = N_1 m_1 \left(\frac{\lambda}{D} \right)_A + N_2 m_2 \left(\frac{\lambda}{D} \right)_B$$

di conseguenza,

$$\left(\frac{\lambda}{D} \right)_{AB} = \frac{N_1 m_1 \left(\frac{\lambda}{D} \right)_A + N_2 m_2 \left(\frac{\lambda}{D} \right)_B}{N_1 m_1 + N_2 m_2} = \frac{M_1 \left(\frac{\lambda}{D} \right)_A + M_2 \left(\frac{\lambda}{D} \right)_B}{M_1 + M_2}$$

dove M_1 , M_2 sono le masse rispettive di A e B per unità di volume; λ/D è quindi una proprietà additiva. Questo risultato, verificato da Crowther; permette di trovare i valori di λ/D per le sostanze che non si possono ottenere allo stato libero.

Seitz¹ ha misurato la massa per unità di area di piastre di diverse sostanze che diminuiscono della stessa quantità la carica trasportata dai raggi β del bromuro di radio quando sono attraversate da essi. La carica era ricevuta su una piastra metallica collegata a un elettrometro: i risultati non sono esenti da ambiguità, essendo la carica ricevuta influenzata dalla riflessione dei corpuscoli su di essa; ora, i raggi riflessi non abbandonano le loro cariche. La proporzione di raggi riflessi dipende dalla velocità dei raggi; la legge secondo la quale la velocità delle particelle β decresce non è la stessa di quella che determina il loro numero. Le cariche uguali date dall'elettrometro non implicano necessariamente, a meno di trascurare tutti gli effetti di riflessione, che la piastra collegata ad esso è colpita dallo stesso numero di particelle β . I risultati di Seitz sono dati nella tabella seguente:

| Sostanza | Massa dell'unità d'aria di una piastra che produce lo stesso assorbimento di una piastra di stagno di massa unitaria | | Massa dell'unità d'aria di una piastra che produce lo stesso assorbimento di una piastra di stagno di massa unitaria |
|--------------------------------|--|-----------------------|--|
| Piombo | 0,745 | Gibbsite | 1,57 |
| Oro | 0,83 | Carta | 1,57 |
| Platino | 0,84 | Mica | 1,57 |
| Stagno | 1 | Acqua | 1,66 |
| Argento | 1 | Paraffina | 1,69 |
| Metallo olandese | 1,227 | Ebanite | 1,73 |
| Soluzione 40% di nitrato di Ag | 1,258 | Carbone (coke di gas) | 1,86 |
| Acciaio | 1,29 | | |
| Zolfo | 1,34 | | |
| Alluminio | 1,56 | | |

Becker² ha recentemente misurato i coefficienti di assorbimento corrispondenti alla diminuzione del numero di particelle passanti attraverso l'unità di area nell'unità di tempo per i raggi catodici prodotti da una bobina di induzione e aventi velocità corrispondenti a una caduta di potenziale di circa 35000V. I risultati relativi ai gas sono dati nella tabella seguente. λ è il coefficiente di

1 Seitz, *Phys. Zeitsch.*, t. V, 1904, p. 395.

2 Becker, *Ann. der Phys.*, t. XVII, 1905, p. 381.

assorbimento del gas a pressione di 1mmHg , D la sua densità.

I valori di λ/D per i gas inerti monoatomici sono nettamente più piccoli che per altri gas, mentre per l'idrogeno e i gas che contengono idrogeno essi sono nettamente più elevati.

| Gas | λ | λ/D |
|---------------------|-----------|-------------|
| Elio | 0,000292 | 1243 |
| Argo | 0,00314 | 1412 |
| Ossigeno | 0,00285 | 1613 |
| Aria | 0,00278 | 1730 |
| CO^2 | 0,00423 | 1730 |
| Acido solforoso | 0,00662 | 1747 |
| Azoto | 0,00278 | 1781 |
| Etilene | 0,00330 | 2117 |
| Ammoniaca | 0,00219 | 2302 |
| Idrogeno arsenicato | 0,00230 | 2486 |
| Idrogeno | 0,00337 | 2990 |

I valori di λ ci fanno sospettare un'altra anomalia nel modo di essere dell'idrogeno. Essendo l'assorbimento dei raggi una proprietà atomica, il valore di λ deve per un composto dato, se non produce modifiche nell'atomo quando entra in combinazione chimica, poter essere calcolato a partire dai valori di λ relativi ai costituenti. Applicando questa legge, possiamo, a partire dai valori di λ per l'azoto e l'ammoniaca, calcolare il valore di λ che corrisponde a H^2 ; possiamo pure calcolare questo valore dagli assorbimenti di λ , e abbiamo così i seguenti valori di λ per l'idrogeno:

| | |
|--------------------------------|---------------------|
| A partire da AzH^3 e Az^2 | $\lambda = 0,00053$ |
| A partire da CH^4 e C^2H^4 | $\lambda = 0,00065$ |
| A partire da H^2 stesso | $\lambda = 0,00033$ |

Vi sono discordanze considerevoli tra gli assorbimenti dell'idrogeno determinati da questi diversi metodi, e, sebbene non possiamo sperare in un accordo completo, poiché l'assorbimento dovuto all'idrogeno nei composti è piccolo, gli scarti sembrano tuttavia superare quelli che ci possiamo attendere dagli errori sperimentali. Infatti, le differenze nei valori di λ/D relativi a un gas e determinati dalle esperienze fatte con pressione variabili entro limiti estesi erano, nelle esperienze di Becker, più piccole di quanto ci si sarebbe potuto attendere se le variazioni del valore di λ per l'idrogeno nelle sue diverse combinazioni fossero state dovute a errori sperimentali.

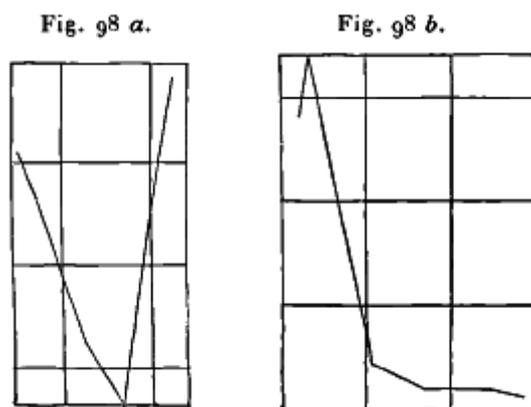
L'espressione della diminuzione del numero di corpuscoli attraversanti l'unità d'area durante un'unità di tempo, mostra che variazioni nel valore di λ/D con il tipo di atomo si possono produrre in due modi:

1) A causa di variazioni di M_2 , massa effettiva di un corpuscolo all'interno dell'atomo; 2) a causa di variazioni del termine logaritmico che contiene a , distanza media tra i corpuscoli intra-atomici, così come la loro velocità. Se la variazione di λ/D proviene interamente da (1), il rapporto tra i valori di λ per diverse sostanze sarà indipendente dalla velocità dei corpuscoli. Riferendoci ai risultati dati nelle sezioni dalla 192 alla 194, vediamo che così non è; da ciò concludiamo che una grande parte delle variazioni di λ ha come origine variazioni della distanza media tra i corpuscoli.

Assorbimento dell'energia cinetica dei corpuscoli

195. È importante separare la diminuzione di energia cinetica dei corpuscoli dalla dispersione delle particelle dovuta alla deviazione delle loro traiettorie, essendo una necessariamente proporzionale all'altra. Possiamo infatti avere una dispersione senza diminuzione di energia cinetica. I risultati mostrati nella §190 mostrano che la riduzione di energia cinetica varia molto rapidamente con la massa della particella con la quale il corpuscolo entra in collisione che non con

la diffusione; dobbiamo quindi attenderci che i coefficienti che rappresentano la diminuzione di energia cinetica si discostino più dalla legge della densità che i coefficienti che rappresentano la diffusione. Non abbiamo molte misure dei coefficienti di assorbimento dell'energia cinetica per poter determinare se questa obbedisce o meno alla legge della densità. È una diminuzione che ha osservato Leithauser¹ misurando la deviazione magnetica dei raggi catodici prima e dopo il loro passaggio attraverso sottili fogli di alluminio. Queste misure mostrano (1) che un fascio di raggi catodici che era omogeneo prima del suo passaggio attraverso il foglio non lo è più quando ne fuoriesce; vi sono allora raggi dotati di velocità i cui valori sono distribuiti su un notevole intervallo; (2) che queste velocità sono tutte inferiori alla velocità dei raggi prima della loro entrata nella piastra. È quanto ci possiamo attendere dalla teoria delle collisioni. I corpuscoli che attraversano la piastra non subiscono tutti lo stesso numero o lo stesso genere di collisioni; quando quindi emergono, le loro velocità sono ripartite attorno a un valore medio, secondo la legge di Maxwell, e nessuna di esse è superiore alla velocità iniziale del corpuscolo. La distribuzione delle velocità dei corpuscoli attorno alla media è mostrato in figura 98a,b, dalla Memoria di Leithauser. Le ordinate rappresentano il numero di corpuscoli aventi una velocità indicata dalle ascisse. Le figure 98ab corrispondono rispettivamente ai casi in cui le velocità iniziali dei corpuscoli sono uguali a $6,4 \cdot 10^9 \text{ cm/s}$ e $7,84 \cdot 10^9 \text{ cm/s}$. Si vede che il fascio emergente è molto più omogeneo con corpuscoli rapidi che con quelli più lenti. Nel primo caso, la perdita in velocità è pure minore.



Se la velocità iniziale era di $7,84 \cdot 10^9 \text{ cm/s}$, essa diveniva, dopo il passaggio attraverso un foglio di alluminio di $0,00018 \text{ cm}$ di spessore, uguale a $7,73 \cdot 10^9 \text{ cm/s}$. Ciò dà un coefficiente di assorbimento di velocità uguale a 77. Se questo valore è inferiore a quello del coefficiente di dispersione dell'alluminio per i raggi con la stessa velocità, ciò indica che la maggior parte dell'assorbimento dei raggi catodici è dovuto a una dispersione e non a una perdita di velocità. Des Coudres² ha pure misurato la perdita di velocità che si produce quando i raggi attraversano sottili fogli di metallo, e ha trovato che quelli che emergono obliquamente hanno velocità minori di quelli che emergono normalmente.

Riflessione dei raggi catodici e delle particelle β

196. Quando corpuscoli dotati di velocità rapide incontrano la superficie di un conduttore o di un isolante, quest'ultimo diviene il punto di partenza di un fascio di corpuscoli che vanno in tutte le direzioni: li si è spesso indicati con il nome di *raggi riflessi diffusi*. Ci dobbiamo ricordare che il fascio riflesso ha una doppia origine. Esso è formato in parte da corpuscoli che urtano la superficie e hanno avuto il loro moto invertito a causa della collisione contro le molecole del corpo riflettente, e in altra parte da corpuscoli emessi dalle molecole sotto l'azione dei raggi incidenti. È meglio riservare il termine di raggi riflessi a quella prima classe e indicare i secondi con il nome di *raggi secondari*. I raggi secondari sono analoghi a quelli emessi da una superficie metallica esposta alla

¹ Leithauser, *Ann. der Phys.*, t. XV, 1904, p. 283.

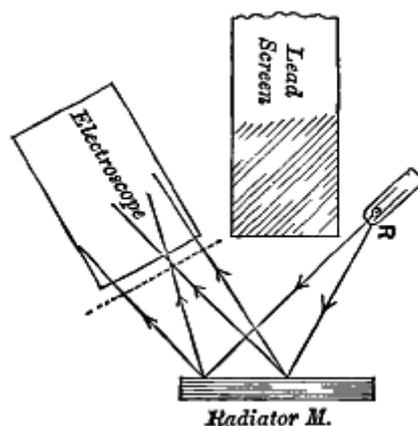
² Des Coudres, *Phys. Zeitsch.*, t. IV, 1902, p. 140.

luce ultravioletta. Per distinguere tra raggi riflessi e secondari, è necessario scegliere una delle loro proprietà, come la loro velocità o il loro potere di penetrazione, e di vedere se questa quantità è dello stesso ordine di grandezza per i raggi che provengono dalla piastra e per quelli che la urtano. Se i due valori hanno ordini di grandezza diversi, ne concludiamo che i raggi sono secondari.

Becquerel² ha studiato la riflessione diffusa dei raggi β emessi dalle sostanze radioattive servendosi di un metodo fotografico. Questa questione è stata pure studiata da Eve³ e da Mac Clelland⁴, con un metodo di ionizzazione. Si può dimostrare facilmente l'esistenza di questi raggi diffusi con il dispositivo della figura 99. La sostanza radioattiva è disposta in R e separata dall'elettroscopio con uno spesso foglio di piombo. Se la piastra riflettente M è lontana, l'elettroscopio indica soltanto una piccola perdita dovuta ai raggi γ emessi dalla sostanza radioattiva e che hanno attraversato la piastra di piombo.

Se la superficie riflettente M è posta sulla traiettoria dei raggi emessi da R, la rapidità di perdita dell'elettroscopio è fortemente aumentata. Si può mostrare che i raggi che producono questa perdita sono dovuti principalmente ai raggi β provenienti da R e non ai raggi γ ponendo sulla traiettoria dei raggi incidenti un foglio di piombo molto spesso per assorbire i raggi β e lasciar passare una frazione apprezzabile di raggi γ , più penetranti; quando la si interpone, la rapidità di perdita dell'elettroscopio è ridotta di circa l'80%. Il valore di questa radiazione riflessa non varia molto con la condizione della superficie M; esso è sensibilmente lo stesso per il ferro, per la limatura di ferro, per il ghiaccio e l'acqua. Come ci si può attendere, alcuni di questi raggi riflessi partono da una piccola profondità, e il loro numero cresce con lo spessore di M fino a che questo raggiunge qualche millimetro; dopo di ciò, i numero diventano praticamente costanti.

Fig. 99.



Diamo nella tabella seguente le proporzioni relative di questi raggi riflessi da varie sostanze e i loro coefficienti di assorbimento quando attraversano l'alluminio, dalla Memoria di Eve.

I raggi β primari non sono omogenei, il valore medio di λ per l'alluminio e questi raggi è uguale a circa 14. Se si eccettuano i raggi emessi dal granito, dal mattone e dal cemento, il potere di penetrazione dei raggi riflessi è minore di quello dei raggi incidenti, sebbene la differenza sia a mala pena sufficiente per permettere di decidere se questi sono raggi riflessi o secondari. Mac Clelland trovò che il coefficiente di assorbimento dei raggi riflessi da parte del piombo era lo stesso di quello dei raggi primari.

| Corpo riflettore | Densità | Radiazione secondaria | Rad. sec/densità | λ per Al |
|------------------|---------|-----------------------|------------------|------------------|
| Mercurio | 13,6 | 147 | 10,8 | |
| Piombo | 11,4 | 141 | 12,4 | 18,5 |

2 Becquerel, *Comptes rendus*, t. CXXXII, 1900, p. 371, 374, 1286.

3 Eve, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. VIII, 1904, p. 669.

4 Mac Clelland, *Trans. Royal Dublin Soc.*, t. VIII, 1905, p. 169; t. IX, 1905, p. 1.

| | | | | |
|-------------------|------|------|------|------|
| Rame | 8,8 | 79 | 9,0 | 20 |
| Ottone | 8,4 | 81 | 9,6 | 21 |
| Ferro (lavorato) | 7,8 | 75 | 9,6 | 20 |
| Stagno | 7,4 | 73 | 9,9 | 20,3 |
| Zinco | 7,0 | 79 | 11,3 | |
| Granito | 2,7 | 54 | 20,0 | 12,4 |
| Ardesia | 2,6 | 53 | 20,4 | 12,1 |
| Alluminio | 2,6 | 42 | 16,1 | 24 |
| Vetro | 2,5 | 44 | 17,6 | 24 |
| Cemento | 2,4 | 47 | 19,6 | 13,5 |
| Mattone | 2,2 | 49 | 22,3 | 13,0 |
| Ebanite | 1,1 | 32 | 29,1 | 26,0 |
| Acqua | 1,0 | 24 | 24,0 | 21 |
| Ghiaccio | 0,92 | 26 | 28,2 | |
| Paraffina solida | 0,9 | 17 | 18,8 | 21 |
| Paraffina liquida | 0,85 | 16 | 18,8 | |
| Mogano | 0,56 | 21,4 | 38,2 | 23 |
| Carta | 0,4? | 21,0 | 52 | 22 |
| Cartone | 0,4? | 19,4 | 48 | 20,5 |
| Cartapesta | | 21,9 | | |
| Legno di tiglio | 0,36 | 20,7 | 57 | 22 |
| Pino | 0,35 | 21,8 | 62 | 21 |
| Schermo a raggi X | | 75,2 | 75,2 | 23,6 |

Un buon motivo per credere che i raggi che provengono dalla piastra riflettente sono raggi secondari piuttosto che raggi riflessi risulta dalle esperienze di Eve, secondo le quali il carattere dei raggi diffusi prodotti dai raggi γ si avvicina molto a quello dei raggi prodotti dai raggi β . Nel caso dei raggi γ non può essere questione di riflessione, essendo le proprietà dei raggi incidenti e riflessi interamente differenti. I raggi incidenti sono molto penetranti e non sono deviati da una calamita, mentre quelli riflessi sono facilmente assorbiti e deviati. Se, come sembra essere questo il caso, i raggi riflessi prodotti dai raggi β hanno la stessa caratteristica di quelli prodotti dai raggi γ , l'argomento secondo il quale i raggi sarebbero secondari invece di essere riflessi sembra molto serio. Forse è sorprendente che se i raggi sono secondari la qualità dei raggi emessi da diverse sostanze non differisce molto, come indicano le esperienze di Eve. Ciò tuttavia non può essere considerato come provante completamente la natura secondaria di questa radiazione, esistendo la stessa uniformità di proprietà apparentemente quando si impiegano solo raggi γ , nel qual caso la radiazione riflessa è interamente secondaria. La variazione, se ve n'è una, della qualità della radiazione riflessa con la natura della sorgenti di radiazione β incidente sarebbe del tutto degna di attenzione, poiché in tutti le esperienze fatte finora si è impiegato bromuro di radio in equilibrio radioattivo.

Mac Clelland¹ fece serie estese di osservazioni sulle proporzioni relative di radiazione diffuse prodotte combinando l'azione dei raggi β e γ del bromuro di radio su diversi elementi chimici.

Questi risultati sono dati nella tabella seguente; la terza colonna dà le proporzioni relative delle radiazioni secondarie prodotte da un fascio incidente di intensità costante; p , dato nella quarta colonna, è il rapporto tra l'energia corrispondente alla radiazione secondaria e l'energia della radiazione primaria.

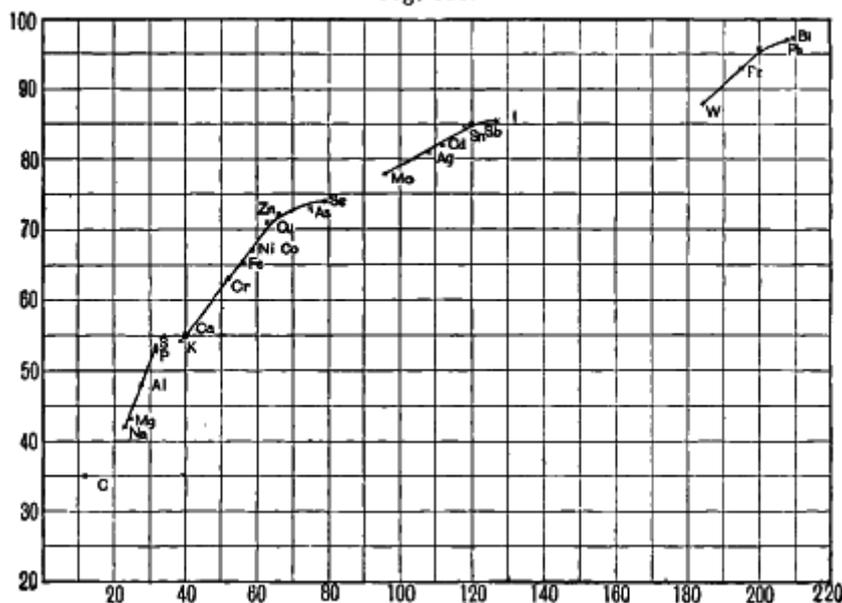
| I. Sostanza | II. Peso atomico | III. Radiazione secondaria | IV. $p \cdot 1000$ |
|-------------|------------------|----------------------------|--------------------|
| Uranio | 239,5 | 100 | 50,5 |

¹ Mac Clelland, *Trans. Roy. Irish, Acad.*, t. IX, 1906, p. 9.

| | | | |
|-----------|-------|------|------|
| Bismuto | 208,5 | 97 | 49 |
| Piombo | 206,9 | 97 | 49 |
| Mercurio | 200,3 | 96 | 48,5 |
| Platino | 194,8 | 93 | 47 |
| Tungsteno | 184 | 88 | 44 |
| Iodio | 127 | 85,5 | 43 |
| Antimonio | 120 | 85 | 42,5 |
| Stagno | 118,5 | 84 | 42,5 |
| Cadmio | 112,4 | 82 | 41,5 |
| Argento | 107,9 | 81 | 41 |
| Molibdeno | 96 | 78 | 39,5 |
| Selenio | 79,1 | 74 | 37 |
| Arsenico | 75 | 73 | 36,5 |
| Zinco | 65,4 | 72 | 36,5 |
| Rame | 63,6 | 71 | 36 |
| Cobalto | 59 | 67 | 34 |
| Nickel | 58,7 | 67 | 34 |
| Ferro | 55,9 | 65 | 33 |
| Cromo | 52,1 | 63 | 31,5 |
| Calcio | 40,1 | 55 | 27,5 |
| Potassio | 39,1 | 54 | 27 |
| Zolfo | 32,06 | 53,5 | 27 |
| Fosforo | 31 | 53 | 26,5 |
| Alluminio | 27,1 | 48 | 24 |
| Magnesio | 24,4 | 43 | 21,5 |
| Sodio | 23,0 | 42 | 21,5 |
| Carbone | 12 | 29 | 15 |

Si può vedere che l'ordine di distribuzione dei valori della radiazione secondaria è lo stesso di quello dei pesi atomici. Mac Clelland ha evidenziato una particolarità che si presenta nella variazione di questa radiazione con il peso atomico: è più facile da cogliere se si rappresenta graficamente la relazione tra il peso atomico e la radiazione secondaria, come mostrato nella figura 100. Se consideriamo gli elementi compresi in uno dei gruppi di Mendeleef, la radiazione secondaria cresce più rapidamente con il peso atomico per i primi elementi del gruppo che per gli ultimi. Abbiamo visto (§194) che i valori di λ/D crescono più rapidamente con il peso atomico per gli ultimi elementi del gruppo che per i primi. Ci si potrebbe attendere questa differenza, poiché il loro aumento di assorbimento diminuirebbe la quantità di radiazione secondaria emessa dalla piastra.

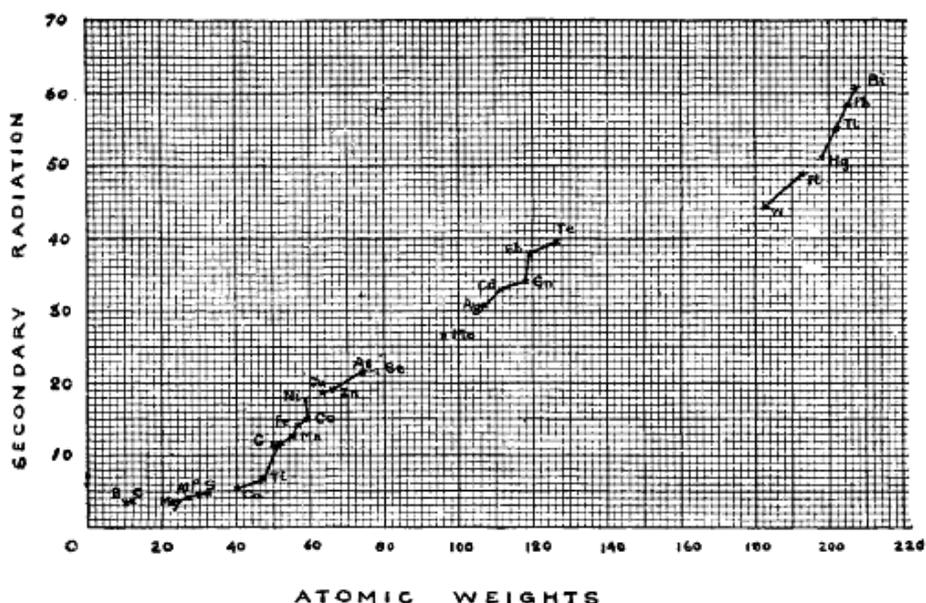
Fig. 100.



La radiazione secondaria eccitata dai raggi del radio è intimamente legata al peso atomico e per questo motivo alle proprietà chimiche degli elementi. Ho trovato che è così anche per la radiazione secondaria eccitata dai raggi di Röntgen. Ciò è mostrato nella figura 101, che rappresenta i risultati delle misure da me fatte con l'aiuto di M.G. - W.C. Kaye, della ionizzazione prodotta dai raggi secondari nei primi 15mm a partire dalla sostanza che li emette.

Questi raggi secondari erano eccitati dai raggi di Röntgen duri. Bisogna notare che, eccettuato il caso del nickel, un aumento del peso atomico è accompagnato da un aumento della ionizzazione. Analogamente, in alcuni punti, si hanno grandi variazioni nella ionizzazione per una piccola variazione del peso atomico. Questi punti si incontrano nel mezzo dei gruppi nei quali si dividono gli elementi secondo la legge periodica.

Fig. 101.



197. *Radiazione secondaria emessa dalle mescolanze.* La radiazione e il suo assorbimento sono proprietà atomiche. Partendo da questo principio, possiamo trovare un'espressione della radiazione secondaria emessa da una mescolanza o un composto chimico di due sostanze A e B. Siano m e n il numero di atomi di A e di B per unità di volume, $k_1 k_2$ la radiazione secondaria emessa da un atomo di A e di B rispettivamente corrispondente all'assorbimento dell'unità di energia della radiazione primaria, a e b gli assorbimenti degli atomi di A e B per la radiazione primaria, $a_1 b_1$ gli assorbimenti atomici relativi alla radiazione secondaria emessa da A, $a_1 b_2$ gli assorbimenti corrispondenti alla radiazione emessa da B.

Nella mescolanza o nel composto chimico, l'assorbimento per unità di volume della radiazione primaria è $ma+nb$; se, di conseguenza, I_0 è l'intensità della radiazione primaria attraversante la piastra parallelamente all'asse x e cadente su una piastra limitata da un piano perpendicolare a questo asse, l'intensità della radiazione primaria a una profondità x all'interno della piastra sarà $I_0 e^{-(ma+nb)x}$. La radiazione secondaria emessa dalla sostanza A eccitata da questa radiazione in uno strato di spessore Δx sarà $k_1 m I_0 e^{-(ma+nb)x} \Delta x$, e, quando emergerà dalla piastra, la sua intensità sarà ridotta a

$$k_1 m I_0 e^{-(ma+nb)x} e^{-(m a_1 + n b_1)x} \Delta x$$

Se la piastra è spessa, la radiazione totale avente A come sorgente e che ne emerge si otterrà integrando rispetto a x da zero all'infinito e sarà di conseguenza uguale a

$$\frac{k_1 m I_0}{(ma+nb) + (m a_1 + n b_1)} = \frac{k_1 m I_0}{m(a+a_1) + n(b+b_1)}$$

Indichiamo questa espressione con R'_A ; se R_A rappresenta la radiazione emessa da uno strato formato interamente dalla sostanza A,

$$R_A = \frac{k_1 I_0}{a+a_1} \quad R'_A = \frac{m(a+a_1)R_A}{m(a+a_1) + n(b+b_1)}$$

Analogamente, se R'_B è la radiazione secondaria emessa da B proveniente da questa piastra,

$$R'_B = \frac{m(b+b_2)R_B}{m(a+a_2)+n(b+b_2)}$$

essendo R_B la radiazione secondaria emessa da una piastra formata interamente dalla sostanza B.

Queste espressioni assumono una forma più semplice quando l'assorbimento della radiazione primaria o secondaria segue la legge di Lenard, cioè è proporzionale alla densità della sostanza. Il numero di atomi nell'unità di volume di una sostanza elementare è uguale alla densità divisa per la massa di un atomo. Di conseguenza, se l'assorbimento che produce la sostanza è proporzionale alla densità, l'assorbimento atomico deve essere proporzionale alla massa dell'atomo. Se M_1, M_2 sono rispettivamente le masse degli atomi di A e di B, e se la legge di Lenard è applicabile, possiamo porre

$$a = \gamma M_1 \quad b = \gamma M_2 \quad a_1 = \gamma_1 M_1 \quad b_1 = \gamma_1 M_2 \quad a_2 = \gamma_2 M_1 \quad b_2 = \gamma_2 M_2$$

Sostituendo questi valori, troviamo

$$R'_A = \frac{m M_1 R_A}{m M_1 + n M_2} \quad R'_B = \frac{n M_2 R_B}{m M_1 + n M_2}$$

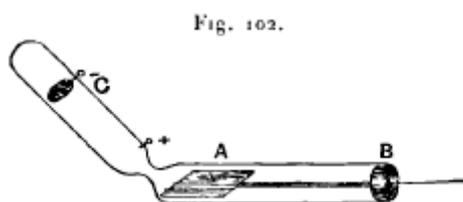
o, se q_1 e q_2 sono le masse rispettive di A e B per unità di volume,

$$R'_A = \frac{q_1 R_A}{q_1 + q_2} \quad R'_B = \frac{q_2 R_B}{q_1 + q_2}$$

Questi risultati permettono di calcolare il valore della radiazione secondaria emessa dagli elementi che si possono ottenere soltanto allo stato di combinazione.

198. Riflessione dei raggi catodici prodotti da una scarica elettrica. - Quando questi raggi catodici, molto meno rapidi di quelli emessi dalle sostanze radioattive, incontrano la superficie di un corpo conduttore o isolante, quest'ultimo diviene luogo di una emissione di raggi catodici secondari che vanno in tutte le direzioni.

Questo fenomeno è generalmente indicato con il nome di *riflessione diffusa* dei raggi catodici. Ci dobbiamo ricordare che il termine riflessione è impiegato in un senso diverso da quello che si usa in Ottica, dove, per esempio, non potremmo dire della luce fosforescente emessa da una sostanza come il chinino colpito dalla luce ultravioletta che è una luce riflessa. Nel caso di cui ci occupiamo, tutti i raggi catodici provenienti da una superficie colpita sono detti *raggi riflessi*. Un'esperienza dovuta a Goldstein¹ mostra l'esistenza di tali raggi. I raggi catodici emessi dal catodo C cadono su una piastra A, che si può far ruotare manualmente grazie a un'asta che la sostiene e che passa in un premistoppa. La metà del tubo AB nella parte illuminata da A diviene fosforescente sotto l'azione dei raggi catodici diffusi da A. La riflessione esiste anche quando la piastra stessa non diventa fosforescente sotto l'azione dei raggi.



199. Campbell Swinton², Starke³, Austin e Starke⁴ hanno determinato la proporzione di raggi

1 Goldstein, *Wied. Ann.*, t. XVm 1882, p. 254.

2 Campbell Swinton, *Proc. Roy. Soc.*, t. LXIV, 1899, p. 377.

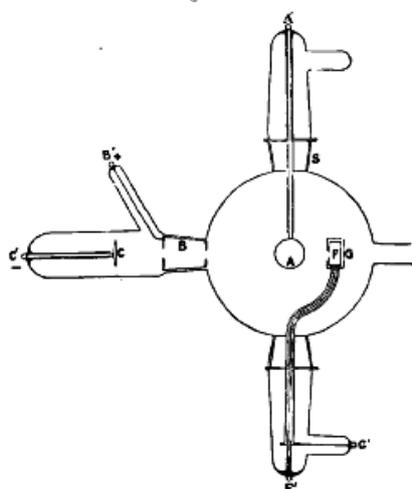
3 Starke, *Wied. Ann.*, t. LXVI, 18989, p. 49; *Ann. der Phys.*, t. III, 1900, p. 75.

4 Austin e Starke, *Ann. der Phys.*, t. IX, 1902, p. 271.

riflessi dati dai raggi catodici quando colpiscono sostanze diverse e sotto angoli di incidenza variabili. Le esperienze di Campbell Swinton avevano per obiettivo la misura della variazione della proporzione di raggi riflessi in funzione degli angoli di incidenza e di uscita. Esse erano disposte come indicato nella figura 103.

C è il catodo; A, la superficie riflettente, costituita da una piastra liscia di platino ruotante attorno al proprio asse. F è un cilindro di Faraday che riceve i raggi emessi dalla superficie. Può essere disposto in modo da formare un angolo determinato con la direzione dei raggi incidenti. Si prendeva la carica ricevuta da questo cilindro per misurare la proporzione di raggi riflessi. Campbell Swinton arrivò alla conclusione, che essendo tutto diffuso, la riflessione era molto più significativa se l'angolo di uscita era uguale a quello di incidenza, rispetto alle altre direzioni. Trovò che la quantità totale di luce emessa era meno considerevole per un'incidenza obliqua che per una normale. Misurò anche la carica ricevuta dai corpi riflettenti e trovò che, nel caso di incidenza normale, riceveva una notevole carica negativa; questa carica diminuiva quando l'incidenza diveniva più obliqua; essa scompariva e infine diveniva positiva per incidenze molto oblique.

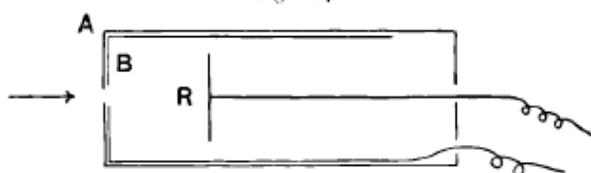
Fig. 103.



Austin e Starke hanno pure osservato la carica positiva acquisita dai corpi riflettenti.

Starke determinò il rapporto tra i raggi incidenti e quelli che si allontanano o meglio il rapporto tra la carica negativa acquisita dai corpi riflettenti e quella trasportata dai raggi emergenti.

Fig. 104.



Il principio del metodo impiegato da Starke è il seguente. I raggi catodici penetrano attraverso un'apertura nel cilindro e cadono sul corpo riflettente. Il cilindro e il corpo riflettente sono messi entrambi a terra mediante un galvanometro ad alta resistenza. Quando i raggi colpiscono il corpo riflettente, una corrente attraversa questi galvanometri. Siano i_1 , i_2 le correnti osservate. Sia N il numero di corpuscoli che colpiscono il riflettore nell'unità di tempo, n il numero di quelli che nello stesso tempo se ne allontanano, e la carica di un corpuscolo se non vi è ionizzazione del gas nel cilindro. se nessuno dei raggi sfugge dall'apertura, se inoltre nessun raggio incidente subisce la diffusione, urterà le pareti del cilindro invece del riflettore e se trascuriamo infine la carica portata fuori dal cilindro dai raggi di Röntgen secondari eccitati dai raggi di Röntgen provenienti da R, punto colpito dai raggi catodici, abbiamo

$$(N-n)e=i_1 \quad ne=i_2$$

$$\frac{n}{N} = \frac{i_2}{i_1+i_2}$$

Se quindi misuriamo i_1 , e i_2 , possiamo determinare n/N . Praticamente, è necessario apportare alcune correzioni, per le quali rimandiamo alla Memoria di Starke. Il valore di n/N dipende dal metallo. Starke ha fornito i seguenti valori:

| Metallo | Densità | n/N | Metallo | Densità | n/N |
|---------|---------|-------|---------|---------|-------|
| Pt | | | Ottone | | |
| Pb | | | Fe | | |
| Ag | | | Zn | | |
| Bi | | | Al | | |
| Ni | | | Mg | | |
| Cu | | | | | |

I valori di n/N crescono con la densità del metallo; i numeri dati sopra sono approssimativamente proporzionali alla radice quadrata della densità; vediamo che, anche per i metalli più leggeri, il numero di corpuscoli partenti dalla superficie è circa uguale a un quarto di quelli che arrivano. I valori precedenti di n/N si riferiscono all'incidenza normale. In questo caso, Starke trovò che n/N non dipende dalla velocità dei raggi incidenti.

Questo risultato è solo una prima approssimazione; se così non fosse, infatti, i valori della tabella precedente si dovrebbero applicare ai raggi α , che sono precisamente raggi catodici rapidi. Ora, i raggi β danno risultati del tutto diversi. È interessante osservare che il valore di n/N in questo caso sembra essere determinato dalla densità e non dal peso atomico del metallo, mentre con i raggi β abbiamo visto che i raggi provenienti dal metallo sono determinati dal peso atomico e non dalla densità.

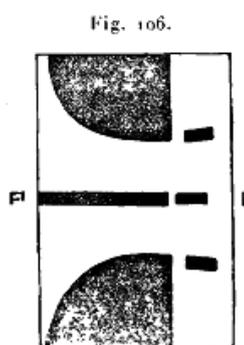
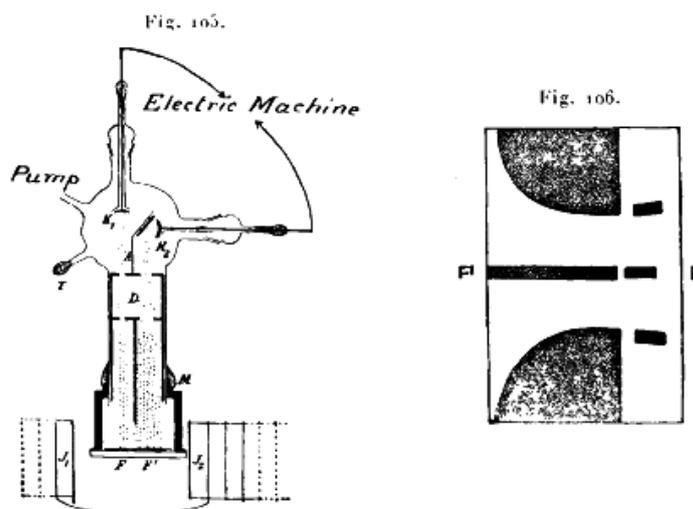
200. Il fatto osservato da Campbell Swinton, che per incidenze molto oblique i corpi riflettori acquistano una carica positiva invece di una negativa è stato studiato con maggior cura da Austin e Starke¹, che hanno mostrato la carica ricevuta dai corpi riflettenti quando sono colpiti dai raggi catodici sotto angoli di incidenza variabili.

Essi trovarono che l'angolo di incidenza per il quale la carica ricevuta dal riflettore cambiava di segno e passava da $-a$ a $+i$ dipendeva dalla sostanza di cui era costituito il corpo riflettente, dalla condizione della superficie e dalla velocità dei raggi. Con corpi riflettenti di grande densità, il cambiamento si produceva per un angolo di incidenza più piccolo che con quelli di minore densità, e minore era la velocità dei raggi, minore era l'angolo critico. I valori seguenti, dovuti a Austin e Starke, mostrano un esempio dell'influenza della natura del metallo e della velocità dei raggi. Con un riflettore di platino e raggi catodici prodotti con una differenza di potenziale di 9000V, l'angolo di incidenza critico era di 60°. Con un riflettore di rame e una differenza di potenziale di 8700V, era di 80°, e con una differenza di potenziale di 5000V, di 70°. Il potenziale positivo raggiunto dai corpi riflettenti non superava mai alcuni volt.

201. Poiché, in qualche caso, il corpo riflettente riceve una carica positiva in seguito all'urto di corpuscoli elettrizzati negativamente, serve che più corpuscoli si allontanino dalla sua superficie rispetto a quelli che arrivano. Ne segue che la velocità dei corpuscoli che si allontanano deve in media essere inferiore a quella di quelli che arrivano, altrimenti il riflettore emetterebbe più energia di quanta ne riceve. Un altro motivo di credere che la velocità dei raggi secondari è inferiore a quella dei raggi incidenti è che un potenziale di qualche volt basta a impedire l'allontanamento dalla

¹ Austin e Starke, *Ann. der Phys.*, t. IX, 1907, p. 271.

superficie. Merritt¹, Austin e Starke e Gehrcke² hanno fatto misure della velocità dei raggi riflessi con il metodo di deviazione in un campo magnetico; Merritt, Austin e Starke arrivarono alla conclusione che la velocità dei raggi riflessi era circa la stessa di quella dei raggi incidenti. Gehrcke, al contrario, con un metodo molto ingegnoso, trovò che molti dei raggi riflessi avevano una velocità inferiore a quella dei raggi incidenti. La figura 105 rappresenta il dispositivo impiegato da Gehrcke. K_1 e K_2 sono due catodi collegati tra loro e al polo negativo di una macchina elettrostatica. I raggi emessi da K_1 si dirigono in linea retta dal catodo verso uno schermo fluorescente FF'; quelli emessi da K_2 colpiscono, al contrario, un riflettore di magnesio; i raggi riflessi da quest'ultimo cadono sullo stesso schermo. J_1 e J_2 sono le bobine che producono il campo magnetico. La figura 106 rappresenta l'aspetto osservato sullo schermo prima e dopo che l'attivazione del campo magnetico. Le parti centrali FF' rappresentano le macchie fosforescenti in assenza del campo magnetico e dovute rispettivamente ai raggi diretti e a quelli riflessi. Le parti superiore e inferiore rappresentano le immagini che si osservano quando agisce il campo magnetico.



Esse corrispondono a campi di verso opposto. Da notare che, mentre le macchie fosforescenti dovute ai raggi diretti non sono particolarmente allargate dal campo magnetico, la macchia stretta dovuta ai raggi riflessi presenta un allargamento notevole; ciò indica la presenza di qualche raggio molto più facilmente deviabile e di conseguenza con velocità minori dei raggi incidenti; uno dei bordi della macchia formata dai raggi riflessi si trova sulla stessa linea di quella della macchia prodotta dai raggi diretti, e se ne deve concludere che alcuni di loro hanno approssimativamente la stessa velocità dei raggi incidenti.

Possiamo concludere da queste esperienze che una superficie colpita dai raggi catodici emette raggi secondari la cui velocità media è inferiore a quella dei raggi primari. Il rapporto tra il numero dei raggi catodici alla superficie di un corpo solido sembra analogo per molti dei punti all'emissione di corpuscoli da un corpo sotto l'effetto della luce ultravioletta. I corpuscoli costituenti i raggi primari penetrano a qualche profondità al di sotto della superficie e ionizzano le molecole che incontrano. I corpuscoli secondari così prodotti e alcuni dei raggi primari il cui moto è stato invertito in seguito a collisioni contro le molecole del corpo riflettente sfuggono e danno origine ai raggi catodici riflessi che consistono così di particelle aventi due origini distinte.

Il percorso effettuato da un corpuscolo che urta obliquamente la sostanza riflettente è più vicino alla superficie rispetto al caso di incidenza normale. I corpuscoli che libera devono, di conseguenza, percorrere una distanza minore per raggiungere la superficie e uscirne; ci possiamo quindi attendere che i raggi obliqui producano più raggi riflessi.

1 Merritt, *Physical Review*, t. VII, 1898, p. 217.

2 Gehrcke, *Ann. der Phys.*, t. VIII, 1902, p. 81.

Lenard¹ ha pure cercato gli effetti prodotti dall'incidenza dei raggi catodici sulle superfici metalliche. I raggi impiegati avevano velocità corrispondenti a una differenza di potenziale al massimo di 4000V e i suoi risultati differiscono in alcuni punti da quelli ottenuti da Austin e Starke, che impiegarono raggi talvolta più veloci. Lenard non poté mettere in evidenza raggi provenienti dalla superficie e dotati di velocità confrontabili con quelle dei raggi incidenti, mentre ottenne una quantità molto grande di raggi secondari molto lenti. La velocità di questi raggi corrispondeva a una caduta di potenziale di circa 10V, e la quantità di raggi secondari emessi era indipendente dall'angolo di incidenza e dalle condizioni di pulizia della superficie. Questa proporzione di raggi secondari varia con la natura del metallo; l'alluminio ne fornisce di più, come testimonia lo splendore della fosforescenza che i raggi producono.

Dispersione dei raggi catodici dal gas all'interno del tubo

202. Kaufmann² ha determinato la dispersione dei raggi catodici all'interno del tubo di scarica con un metodo elettrico. La maggiore differenza di potenziale impiegata fu di 7500V; la velocità dei raggi in queste esperienze era quindi molto più piccola di quelle di Lenard sul loro assorbimento. Il principio del metodo impiegato da Kaufmann era il seguente. Consideriamo un fascio di raggi inizialmente orizzontali passanti attraverso il gas. Se N_0 è il numero di corpuscoli attraversanti un piano verticale AB nell'unità di tempo, il numero di corpuscoli attraversanti un piano verticale CD posto a una distanza x da AB sarà uguale a $N_0 e^{-bx}$, dove b è per definizione il coefficiente di assorbimento. Se e è la carica trasportata da un corpuscolo, la quantità di elettricità negativa che entra nello spazio compreso tra AB e CD sarà uguale a $N_0 e$; la parte che ne esce sarà uguale a $N_0 e \exp(-bx)$; di conseguenza, se ABCD è circondato da un cilindro metallico, la quantità di elettricità ricevuta dal cilindro nell'unità di tempo sarà $N_0 e (1 - e^{-bx})$. Se quindi confrontiamo la carica ricevuta dal cilindro con quella che passa attraverso CD, possiamo determinare $\frac{(1 - e^{-bx})}{e^{-bx}}$; ne possiamo quindi dedurre il valore di b . Kaufmann, con questo metodo, determinò b per l'azoto, l'ossido di carbonio, l'acido carbonico e l'idrogeno con pressioni comprese tra 1/30 e 1/28 mmHg e con differenze di potenziale da 2500 a 7500V; trovò che per un gas dato, essendo V la differenza di potenziale in volt nel tubo a scarica, p la pressione in millimetri di mercurio, si aveva nei limiti di pressione e di potenziale indicati bV/p costante, cioè il coefficiente di assorbimento era proporzionale alla pressione e inversamente proporzionale all'energia cinetica del corpuscolo. I valori ottenuti per diversi gas sono dati nella tabella seguente:

| Gas | bV/p | peso molecolare |
|-----------------|------|-----------------|
| H ² | 730 | 2 |
| Az ² | 5650 | 28 |
| CO | 6380 | 28 |
| CO ² | 6830 | 44 |

I valori di b non concordano con i pesi molecolari in un modo così completo come quello ottenuto da Lenard.

Un motivo di ciò è la grande velocità dei raggi da lui studiati. Abbiamo visto che è solo per i raggi catodici molto veloci che possiamo contare sull'esattezza della legge di Lenard. Un altro motivo riguarda il metodo stesso impiegato da Kaufmann; gli ioni positivi e quelli negativi prodotti dall'urto dei raggi primari contro le molecole del gas possono diffondere con diverse velocità verso i conduttori che formano il tubo; una parte di corrente misurata in queste esperienze può, pertanto, essere dovuta a ionizzazione secondaria.

1 Lenard, *Ann. der Phys.*, t. XV, 1904, p. 485.

2 Kaufmann, *Wied. Ann.*, t. LXIX, 1899, p. 95.

Raggi γ

203. L'assenza di qualsiasi deviazione magnetica di questi raggi e di ogni indice di carica fa presumere che essi possiedono le stesse caratteristiche dei raggi di Röntgen e non sono formati da particelle cariche in moto rapido. Siccome sono molto più penetranti dei raggi di Röntgen ordinari e poiché la diffusione è tanto più grande confrontata alla perdita di energia dovuta alla ionizzazione della sostanza assorbente rispetto ai raggi più duri, è importante cercare l'espressione del loro assorbimento tenendo conto della dispersione. Consideriamo il caso di raggi paralleli all'asse x attraversante una piastra di una sostanza data, limitata da piani perpendicolari a tale asse. I raggi che la attraversano sono dispersi; alcuni di questi raggi diffusi continuano il loro cammino in avanti, altri tornano indietro. Vi sono quindi due correnti di raggi γ nella piastra, una che la attraversa nella direzione dei raggi incidenti, l'altra in senso inverso. Siano I l'energia attraversante l'unità di area nell'unità di tempo, a una distanza x dalla piastra e appartenente alla prima corrente; R il valore corrispondente per la seconda. Se una frazione βdx dell'energia dei raggi è assorbita attraversando una distanza dx , e se $h dx$ è la frazione di energia diffusa, abbiamo

$$\begin{aligned}\delta I &= \frac{1}{2} h(I+R) dx - \beta I dx \\ -\delta R &= \frac{1}{2} h(I+R) dx - \beta R dx\end{aligned}$$

o

$$\begin{aligned}\frac{\delta I}{dx + \beta} I &= \frac{1}{2} h(I+R) \\ -\frac{\delta R}{dx + \beta} R &= \frac{1}{2} h(I+R)\end{aligned}$$

Per risolvere questa equazione, supponiamo $I = A e^{\lambda x}$, $R = B e^{-\lambda x}$. Sostituendo questi valori nell'equazione precedente, abbiamo

$$\begin{aligned}\left(\lambda + \beta - \frac{1}{2} h\right) A &= \frac{1}{2} h B \\ \left(-\lambda + \beta - \frac{1}{2} h\right) B &= \frac{1}{2} h A\end{aligned}$$

da cui

$$\left(\beta - \frac{1}{2} h\right)^2 - \lambda^2 = \frac{1}{4} h^2$$

di conseguenza,

$$\lambda = \pm \sqrt{\beta(\beta - h)}$$

Noi abbiamo se $\lambda = \sqrt{\beta(\beta - h)}$, $I = A e^{\lambda x} + A' e^{-\lambda x}$

$$R = \frac{\lambda + \beta - \frac{1}{2} h}{\frac{1}{2} h} A e^{\lambda x} + \frac{\beta - \lambda - \frac{1}{2} h}{\frac{1}{2} h} A' e^{-\lambda x}$$

Per determinare A e A' , abbiamo le condizioni che per $x=0$, $I=I_0$, intensità dei raggi incidenti e che per $x=d$, essendo d lo spessore della piastra, $R=0$. Facendo queste sostituzioni, troviamo

$$A' = \frac{I_0}{1 - \frac{\left(\beta - \lambda - \frac{1}{2}h\right)}{\beta + \lambda - \frac{1}{2}h} e^{-2\lambda d}}$$

$$A = \frac{I_0}{1 - \frac{\left(\beta - \lambda - \frac{1}{2}h\right)}{\beta + \lambda - \frac{1}{2}h} e^{2\lambda d}}$$

I intensità dei raggi che hanno attraversato la piastra è data dall'equazione

$$I = \frac{2 I_0 \lambda}{\left(\beta + \lambda - \frac{1}{2}h\right) e^{\lambda d} - \left(\beta - \lambda - \frac{1}{2}h\right) e^{-\lambda d}}$$

L'intensità dei raggi riflessi si ottiene ponendo $x=0$ nell'espressione di R ; si ha quindi

$$R = \frac{I_0 h (e^{\lambda d} - e^{-\lambda d})}{2 \left[\left(\beta + \lambda - \frac{1}{2}h\right) e^{\lambda d} - \left(\beta - \lambda - \frac{1}{2}h\right) e^{-\lambda d} \right]}$$

A partire da queste espressioni, vediamo che l'intensità dei raggi dopo il loro passaggio attraverso una lamina non è data da un'espressione esponenziale, cioè non è proporzionale a $e^{-\mu d}$. Se si calcola il coefficiente di assorbimento basandosi su questa legge, i valori ottenuti varieranno con lo spessore della lamina, anche se la radiazione primaria è omogenea. Rutherford trovò che il valore del coefficiente di assorbimento varia con lo spessore della lamina. Ciò è mostrato nella tabella seguente dove sono dati (colonna I) il coefficiente di assorbimento calcolato secondo la legge esponenziale per uno spessore di $2,5mm$, (colonna II) per uno spessore da $2,5mm$ a $5mm$, (colonna III) per uno spessore compreso tra $5mm$ e $10mm$, e (colonna IV) per uno spessore compreso tra $10mm$ e $15mm$:

| Sostanza | I | II | III | IV |
|----------|-------|-------|-------|-------|
| 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 |

I valori dei coefficienti diminuiscono con lo spessore della sostanza attraversata. Si attribuisce questo in genere al fatto che la radiazione primaria è eterogenea, essendo le parti più assorbibili fermate prima: ciò può presupporre che la legge esponenziale è errata, benché altre ragioni rendono probabile l'eterogeneità della radiazione del radio. Non possiamo, senza un calcolo ulteriore, provarlo con esperienze come quelle presentate sopra.

Un caso speciale dell'equazione (1) è quello in cui non vi è né assorbimento di energia, né dispersione; in questo caso $\beta=h$ e $\lambda=0$. La (1) diviene allora

$$I = \frac{I_0}{1 + \frac{1}{2} h d}$$

Così, l'intensità della radiazione trasmessa diminuisce meno rapidamente che con una legge esponenziale.

Vediamo che se la radiazione emessa da un corpuscolo non può interferire con quella proveniente da un corpuscolo vicino

$$h = \frac{8\pi N e^4}{3 m^2}$$

essendo N il numero di corpuscoli nell'unità di volume, e la carica e m la massa di uno di essi. Supponendo

$$\frac{e}{m} = 1,7 \cdot 10^7 \quad e = 10^{-20}$$

e ammettendo che il numero di corpuscoli in un atomo è uguale al peso atomico, troviamo che se σ è la densità della sostanza

$$h = 0,25 \sigma$$

di conseguenza

$$I = \frac{I_0}{1 + 0,125 \sigma d}$$

Così, se non vi fosse assorbimento di energia a causa della ionizzazione, ecc., bisognerebbe prendere uno spessore d'acqua di 800cm per ridurre l'intensità all'1% del suo valore iniziale. La dispersione impone un limite finito al potere di penetrazione di ogni radiazione analoga ai raggi di Röntgen. Tanto maggiore è il rapporto tra l'energia diffusa e l'energia spesa per produrre la ionizzazione, tanto maggiore sarà lo scarto dalla legge esponenziale.

Se le forze elettriche nelle pulsazioni che costituiscono i raggi γ non hanno una direzione uniforme dalla parte posteriore alla anteriore, e sono per esempio positive in una parte della pulsazione e negative nell'altra se i corpuscoli negli atomi sui quali passa la pulsazione sono disposti esattamente in modo che essa possa ricoprire due corpuscoli A e B simultaneamente, trovandosi A nella parte positiva e B in quella negativa, essendo le accelerazioni di A e B di segno opposto, le forze magnetiche prodotte dal loro moto saranno dirette in senso opposto l'una dall'altra. Le forze elettriche e magnetiche dovute ad A e B tendono a neutralizzarsi e l'energia irradiata dall'insieme sarà più piccola di quella emessa da ciascuno di essi separatamente; l'energia assorbita, cioè il valore di h , sarà più piccolo del valore dato e il potere di penetrazione della radiazione sarà più grande di quello indicato dalla (3).

Mostreremo in seguito che per il solo fatto che emette una radiazione, un corpo in movimento, quando agirà su di esso una forza Xe , non acquisterà immediatamente una accelerazione, Xe/m rappresentando m la sua massa. La sua accelerazione sarà dapprima nulla, poi crescerà gradualmente fino a raggiungere il valore limite Xe/m . Se questo periodo iniziale, la cui durata dipende solo dalla carica e dalla massa, dura una frazione apprezzabile di tempo impiegato dalla pulsazione di Röntgen a colpirlo, la porzione di energia irradiata sarà notevolmente più piccola di quella data al §161, dove l'accelerazione era supposta avere il valore massimo Xe/m per tutto il tempo impiegato dalla pulsazione per passare; per le pulsazioni troppo minuscole, il valore di h sarà quindi notevolmente più piccolo di quello dato da questo studio, anche l'assorbimento dei raggi sarà più piccolo di quello dato dalla (30).

Le ricerche da noi fatte sull'assorbimento dei raggi mostrano che queste pulsazioni sono molto piccole per il tempo da esse impiegato a colpire un corpuscolo, o se la pulsazione consiste in un'alternanza di forze positive e negative, il tempo che questi tratti impiegano a passare è paragonabile a quello impiegato dall'accelerazione a raggiungere il suo valore massimo. Dalla (3) esso è equivalente, se σd è piccolo a $I = I_0 e^{-0,125 \sigma d}$; così il coefficiente di assorbimento λ calcolato nel modo solito sarà uguale a $0,125\sigma$; $\lambda/densità$ sarà pertanto uguale a $0,125$. La tabella più avanti, estratta dalla Memoria di Wigger (*Jahrbuch der Radioaktivität*, t. II, 1906, p. 391.), mostra che per i raggi γ del radio il valore dell'assorbimento è minore di quello sopra, essendo $\lambda/densità$ costante e vicino a $0,02$ invece di $0,125$.

Tanto più minuscola sarà la pulsazione, tanto più piccolo sarà il valore di $\lambda/densità$.

Assorbimento dei raggi γ del bromuro di radio

| Osservatore | Rutherford | Mac Clelland | Wigger |
|-------------|--|---|--|
| | Assorbimento da sottili fogli di metallo | Assorbimento da lamine spesse $1,25cm$, con raggi che hanno già attraversato $8mm$ di piombo | Assorbimento dopo il passaggio attraverso $28mm$ di piombo |
| | $\lambda/densità$ | $\lambda/densità$ | $\lambda/densità$ |
| Mercurio | 0,068 | 0,036 | 0,0208 |
| Piombo | 0,068 | 0,037 | 0,0213 |
| Stagno | 0,52 | | |
| Rame | 0,035 | | 0,0226 |
| Ferro | 0,039 | | 0,0211 |
| Zinco | 0,039 | 0,033 | 0,0201 |
| Alluminio | | 0,038 | 0,0208 |
| Zolfo | | | 0,0202 |

Cap. 13 - Potere ionizzante degli elementi in generale

204. Le radiazioni studiate nel Capitolo precedente sono quelle emesse da alcuni elementi di cui solo due, l'uranio e il torio, erano noti prima della scoperta della radioattività; gli altri, radio, polonio e attinio, furono scoperti quando si studiarono queste proprietà. Si pone la questione seguente: questa proprietà di emettere radiazioni è limitata a questi corpi oppure è una proprietà presente, seppure a livelli molto inferiori, in tutti gli elementi. Nel corso di questi ultimi anni, si è studiato tale problema con la massima attenzione, e risulta da questi studi una grande probabilità che questa proprietà appartenga in una certa misura a tutti i corpi. Vi è tuttavia un abisso tra la proporzione di radiazione emessa dalle sostanze meno attive considerate come radioattive e le più attive.

Tutte le ricerche relative alla radiazione emessa dalla materia ordinaria sono state fatte con il metodo elettrico, misurando la ionizzazione prodotta in un volume dato di gas posto vicino al corpo sul quale vertevano le ricerche. Abbiamo visto (§4) che i gas contenuti in recipienti metallici erano ionizzati debolmente e che il valore della ionizzazione era nei contenitori di piccolo volume, tranne per l'idrogeno, proporzionale alla densità del gas; abbiamo visto nel Capitolo precedente che la ionizzazione prodotta dalle radiazioni delle sostanze radioattive segue esattamente questa legge.

Rutherford e Cooke¹ e Mac Clennan² hanno mostrato che una parte della ionizzazione del gas all'interno di un recipiente chiuso è dovuta alla radiazione proveniente dall'esterno; essi trovarono, infatti, che se si circonda il recipiente chiuso con una spessa lamina di piombo si riduce notevolmente la ionizzazione al suo interno. Cooke³ trovò tuttavia che la diminuzione che si produceva in tale modo aveva un limite. Aumentando lo spessore della lamina di piombo, la ionizzazione in un contenitore non diminuiva oltre un terzo del valore in assenza dello schermo. Furono eseguite esperienze da parte di Cooke⁴ e anche da Wood⁵, per vedere se si poteva impedire a questa radiazione di penetrare nel recipiente da sopra, da sotto o lateralmente. Si disposero schermi in modo da impedire separatamente alle radiazioni provenienti da questi lati di penetrare nel recipiente; non si poterono stabilire differenze ben nette lungo le diverse direzioni; la radiazione esterna sembra distribuita in modo uniforme in tutte le direzioni.

Un nuovo passo in avanti fu compiuto da Strutt⁶, Mac Clennan, Burton⁷ e Cooke⁸; essi trovarono che il valore della ionizzazione all'interno di un recipiente chiuso variava con la sostanza di cui era formato e tale risultato fu confermato in seguito da Righi⁹. In modo generale, possiamo dire che, per contenitori delle stesse dimensioni e forma, sono quelli di piombo che presentano la maggiore ionizzazione. Con quelli di stagno e di ferro è molto minore e con quelli di zinco, alluminio o vetro, ancora inferiore. I valori relativi tuttavia dipendono, come vedremo più avanti, per una parte considerevole, dalla forma e dimensione del recipiente. Questa variazione nella ionizzazione con la natura delle pareti si manifesta, che si blocchi o meno la radiazione esterna.

Due modi di vedere si presentano in merito all'influsso delle pareti del recipiente sulla ionizzazione interna. Dapprima, ioni possono prodursi per azione chimica tra il gas e il metallo. Vedremo poi che un'azione chimica può determinare una liberazione di ioni. Oppure ioni possono diffondere lentamente dal metallo nel gas, come avviene nel caso di un metallo riscaldato al rosso che produce ioni positivi provenienti forse dai gas che ha assorbito.

1 Rutherford e Cooke, *Physical Review*, t. XVI, 1903, p. 183.

2 Mac Clennan, *Physical Review*, t. XVI, 1903, p. 184.

3 Cooke, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. VI, 1903, p. 403.

4 Cooke, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. VI, 1903, p. 403.

5 Wood, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. IX, 1905, p. 550.

6 Strutt, *Nature*, 19 febbraio 1903.

7 Mac Clennan e Burton, *Nature*, 26 febbraio, 1903.

8 Cooke, *Nature*, 2 aprile 1903.

9 Righi, *Il nuovo Cimento*, gennaio 1905.

Ma non si può sostenere questa opinione dopo che Campbell¹ ha mostrato che questo effetto di ionizzazione prodotto da un metallo si può manifestare attraverso un sottile foglio di alluminio. Esso è d'altra parte reso improbabile dal fatto che la ionizzazione prodotta in gas differenti dipende solo dalla densità del gas e non dalle sue proprietà chimiche. La seconda ipotesi, che spiega questa variazione nella ionizzazione, consiste nel considerarla come proveniente dal metallo stesso e la questione è sapere se la radiazione proviene dal piombo o da altro metallo impiegato nella costruzione del recipiente o se essa è dovuta a una impurità radioattiva che racchiuderebbe. Questo è un punto che richiede tutta la nostra attenzione; l'attività delle sostanze radioattive come il radio supera talmente in effetto quella di un metallo qualsiasi che la presenza di quantità di radio anche molto piccole tali da sfuggire all'analisi chimica o spettroscopica, può originare una ionizzazione più consistente di quelle osservate.

Il radio e la sua emanazione sono sostanze molto diffuse; io ho² per esempio osservato che l'aria che ha gorgogliato attraverso un rubinetto d'acqua a Cambridge era alquanto conduttrice e tale conducibilità era dovuta alla presenza nell'acqua di piccole quantità di emanazione del radio. Ho pure trovato tracce di radio nelle sostanze più diverse come sabbie di diversa provenienza, ghiaia, argilla e anche in alcuni tipi di farine. La porzione di radio in queste diverse sostanze varia molto irregolarmente. Elster e Geitel³ hanno mostrato la presenza di radio nella terra, e Strutt⁴ ha recentemente compiuto un esame molto approfondito su un gran numero di rocce, e in tutte ha trovato quantità apprezzabili di radio. È evidente che il radio essendo disseminato un poco dappertutto in quantità molto piccole, rende necessario eliminare tale sorgente radioattiva prima di poter stabilire la radioattività della materia comune. Un'altra fonte di errore che influisce sulle esperienze fatte nei laboratori in cui si è manipolato del radio e proviene da quanto i muri degli edifici e ciò che essi contengono sono stati contaminati dai depositi dei prodotti di trasformazione del radio e hanno acquisito di fatto una certa radioattività.

Per evitare questa azione, è necessario grattare le vecchie superfici di tutti i recipienti utilizzati nelle esperienze del tipo di quelle che abbiamo discusso e di impiegarne di nuove.

Si possono riassumere così le prove contro l'opinione che attribuisce a impurità radioattive la ionizzazione che si osserva nei contenitori chiusi.

Diversi osservatori, impiegando campioni diversi di vari metalli, concordano sull'ordine col quale si possono classificare i diversi metalli in base alla loro proprietà di emettere una radiazione. Per confrontare i risultati di esperienze di questo genere, bisogna prestare molta attenzione alla forma e alle dimensioni del contenitore così come alla sostanza di cui è composto. Le radiazioni che provengono dalle pareti del contenitore sono di due tipi, uno molto penetrante, l'altra facilmente assorbita. La ionizzazione dovuta alla prima è proporzionale al volume del contenitore, mentre la radiazione molto assorbibile è proporzionale all'area della sua superficie. Così, il rapporto tra le ionizzazioni in contenitori di pari volume, fatti con corpi diversi, dipende dal rapporto tra la ionizzazione dovuta alla superficie e quella dovuta al volume e di conseguenza alla forma e dimensione del contenitore.

Esperienze sono state compiute da Strutt⁵ e Wood⁶; i contenitori avevano la stessa forma e dimensione. La tabella seguente dà i valori relativi della ionizzazione così ottenuti:

| Sostanza | Strutt | Wood |
|-----------|-----------|------|
| Piombo | 4,2 | 5,2 |
| Stagno | 4,4 a 6,3 | 4,7 |
| Alluminio | 2,7 | 2,7 |

1 Campbell, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. IX, 1905, p. 531; sesta serie, t. XI, 1906, p. 206.

2 J.J. Thomson, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. IV, 1902, p. 352.

3 Elster e Geitel, *Physik. Zeitsch.*, t. IV, 1903, p. 526.

4 Strutt, *Proc. Roy. Soc.*, t. LXXVII, 1906, p. 472.

5 Strutt, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. V, 1903, p. 680.

6 Wood, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. IX, 1905, p. 550.

Se vi fosse stato presente del radio come impurità, avremmo dovuto aspettarci di trovare grandi variazioni negli effetti prodotti da diversi campioni della stessa sostanza, variazioni dello stesso ordine di grandezza di quelle che troviamo nei diversi campioni di acqua o di terra. Inoltre, se vi fosse stato radio nei metalli, dovremmo pure trovare la sua emanazione. Abbiamo compiuto parecchi tentativi per rivelare quest'ultima senza alcun successo. Ho disciolto grandi quantità di sali di diversi metalli in acqua distillata e lasciato a riposo per parecchi mesi le soluzioni per dare all'emanazione il tempo di liberarsi, ma non ho ottenuto alcuna traccia. Facendo gorgogliare dell'aria ho avuto lo stesso insuccesso così come facendola bollire. Campbell¹ ha spinto oltre questa prova; fece sciogliere nell'acido nitrico 1500g dello stesso piombo che gli era servito per formare il contenitore chiuso nel quale si studiava la ionizzazione e non poté più rivelare alcuna traccia di emanazione facendo gorgogliare aria nella soluzione dopo averla lasciata a riposo per un certo tempo.

Supponendo che la ionizzazione nel contenitore di piombo sia dovuta al radio, si può calcolare la proporzione del radio racchiusa nei 1500g di piombo e di conseguenza la quantità di emanazione che liberava. Questo calcolo mostra che questa quantità di emanazione aumenterebbe di 500 volte la dispersione nella camera di misura. Non si produsse alcun aumento misurabile, l'esperienza sembra portare alla conclusione che la ionizzazione prodotta dal piombo non è dovuta a tracce di radio.

Campbell², confrontando la ionizzazione prodotta dai metalli con quella dei loro sali, ha mostrato che l'emissione di una radiazione è una proprietà atomica; ha pure mostrato che campioni dello stesso sale preparati con metodi differenti producevano lo stesso effetto. Qui vi è una forte prova contro l'ipotesi che la loro attività sarebbe dovuta a impurità.

205. Un'altra prova contro l'opinione che l'attività sarebbe dovuta a un'impurità è la seguente. Se l'azione fosse dovuta a un'impurità, per esempio del radio, la qualità della radiazione emessa da tutti i metalli dovrebbe essere la stessa. Campbell³ ha fatto una ricerca molto approfondita su questo punto. Il principio generale del suo metodo era il seguente. Supponiamo di avere una scatola con due lati formati da piastre parallele della sostanza studiata e disposte in modo tale da poter far variare in modo continuo la distanza tra loro, mentre le altre pareti sono fatte con una sostanza la cui radioattività è debole. Si fecero una serie di misure della ionizzazione all'interno della scatola, cominciando con le due piastre a contatto e aumentando gradualmente la loro distanza. Le radiazioni emesse dalle piastre sono di due specie; una è penetrante e può attraversare senza assorbimento apprezzabile la grande distanza che le separa, l'altra è facilmente assorbibile ed è fermata dopo aver percorso alcuni centimetri in aria. La ionizzazione dovuta alla radiazione penetrante è proporzionale alla distanza tra le piastre e si può rappresentare graficamente con una linea retta passante per l'origine. La ionizzazione dovuta alla seconda specie di radiazione è, se le piastre sono a contatto, proporzionale alla distanza tra esse; ma se si aumenta la loro distanza, la rapidità con la quale aumenta la ionizzazione con essa diminuisce, e quando è superiore a quella che può percorrere la radiazione, la ionizzazione diviene indipendente dalla distanza.

Se la radiazione possiede le stesse proprietà della radiazione α , cioè se la ionizzazione che essa produce è uniforme su una distanza l e poi scompare, possiamo facilmente mostrare che il suo valore, quando le piastre sono separate da un distanza x , è uguale a

$$\mu N \frac{x}{l} \left(l - \frac{x}{2} \right)$$

se x è minore di l , e a $\frac{1}{2}\mu NI$ se x è più grande di l ; essendo N il numero di raggi emessi dalla piastra, μ il numero di ioni prodotti da ogni raggio per unità di lunghezza della sua traiettoria. La

1 Campbell, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. XI, 1906, p. 206.

2 Campbell, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. XIII, 1906, p. 282.

3 Campbell, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. XI, 1906, p. 206.

ionizzazione dovuta alla radiazione penetrante si può rappresentare con px .

Pertanto, se y è l'ordinata della curva che rappresenta la ionizzazione, essendo le piastre separate da una distanza x , abbiamo

$$y = \mu N \frac{x}{l} \left(l - \frac{x}{2} \right) + px$$

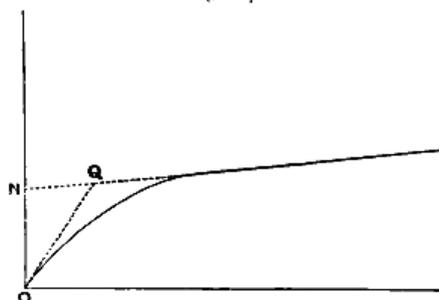
se x è inferiore a l , e

$$y = \frac{1}{2} \mu N l + px$$

se x gli è superiore.

Così, per grandi valori di x , la curva (fig. 107) diviene una linea retta. Se questa linea taglia l'asse y in N , ON rappresenta la ionizzazione totale dovuta ai raggi assorbibili. Se la tangente alla curva nell'origine interseca questa linea in Q , l'ascissa di Q è allora uguale a $l/2$ e misura il potere di penetrazione della radiazione assorbibile. Praticamente, si applicano correzioni a queste espressioni per tener conto dell'influenza delle pareti e della obliquità dei raggi; riferiamo per i dettagli la Memoria di Campbell.

Fig. 107.



Se si compiono esperienze di questo genere, (1) essendo la scatola protetta dalla radiazione esterna da uno schermo spesso di piombo, (2) con la scatola non protetta, e se si tracciano le curve corrispondenti a queste due esperienze, una terza curva avente per ordinate le differenze delle ordinate di (1) e (2) rappresenterà l'azione della radiazione esterna. Se questa curva è una linea retta, la radiazione proveniente dall'esterno sarà interamente di tipo penetrante. È quanto si osserva nel caso in cui la scatola è fatta di piombo o di alluminio; per la maggior parte dei metalli tuttavia le curve assomigliano a quelle date (fig. 107), mostrando che la radiazione penetrante che ha attraversato il metallo si cambia in una radiazione secondaria facilmente assorbibile. I risultati ottenuti da Campbell sono mostrati nella tabella seguente:

| Sostanza | S | S' | V | V' | a | λ |
|-----------|-----|------|------|------|------|-----------|
| Piombo 1 | 270 | 0 | 10,2 | 14,2 | 12,0 | |
| | | | | | 12,5 | |
| Piombo 2 | 260 | 0 | 13,4 | 26,3 | 12,5 | |
| | | | | | 12,0 | |
| Rame 1 | 103 | 160 | 2,2 | 22,0 | 9 | 0,6 |
| Rame 2 | 110 | 91 | 8,1 | 27,4 | 9 | 0,5 |
| Alluminio | 117 | 0 | 14,8 | 17,0 | 6,0 | |
| | | | | | 6,5 | |
| Stagno | 144 | 156 | 3,1 | 18,9 | 9 | 0,5 |
| Argento | 146 | 146 | 25,5 | 17,0 | 8,5 | 0,9 |
| Platino | 74 | 411 | 17,3 | 14,1 | 12,0 | 0,4 |
| Oro | 78 | 169 | 10,4 | 16,8 | 10,0 | 0,6 |

| | | | | | | |
|-------|-----|-----|------|------|------|-----|
| Zinco | 72 | 51 | 15,4 | 16,8 | 10,0 | 0,5 |
| Ferro | 119 | 124 | 12,3 | 10,5 | 13,0 | 0,5 |

S è il numero di ioni prodotti per secondo dalla radiazione intrinseca assorbibile per cm^2 di superficie del metallo quando essa è interamente assorbita dall'aria;

S' , il numero di ioni prodotti per secondo dalla radiazione facilmente assorbibile prodotta per cm^2 dal metallo nelle condizioni sperimentali quando la radiazione è totalmente assorbita dall'aria;

V , il numero di ioni prodotti in $1cm^2$ per secondo dalla radiazione penetrante proveniente dalla scatola;

V' , il numero di ioni prodotti in $1cm^2$ per secondo dalla radiazione esterna e dalla radiazione secondaria penetrante da essa eccitata;

a , la distanza che può attraversare la radiazione propria nell'aria prima di perdere il suo potere ionizzante;

λ , il coefficiente di assorbimento della radiazione secondaria facilmente assorbibile.

Si può vedere che la qualità della radiazione, determinata dal valore di a , varia considerevolmente da un metallo all'altro; il valore di a trovato per i metalli è in molti casi notevolmente più grande di 6,5, valore relativo alla radiazione del radio.

Campbell ha potuto rivelare la ionizzazione dovuta alla radiazione dei metalli dopo il suo passaggio attraverso sottili fogli di alluminio e ha così evidenziato la radiazione emessa da corpi non conduttori come lo zolfo per i quali il metodo precedente non è applicabile.

Se i gas possiedono questa proprietà di emettere una radiazione, quella che essi stessi emettono può produrre effetti apprezzabili se le dimensioni lineari del contenitore sono grandi rispetto ad a dato nella tabella precedente. Di conseguenza, come per il caso della radiazione propria, la radiazione emessa per cm^3 di gas e l'assorbimento sono entrambi proporzionali al numero di molecole della sostanza per cm^3 . È facile mostrare che il fascio di radiazione intrinseca che attraversa l'unità di area e che è dovuto a un volume dato della sostanza è indipendente dal numero di molecole per cm^3 purché le dimensioni lineari della sostanza siano grandi rispetto alla distanza che la radiazione può attraversare prima di essere assorbita. Pertanto, se le dimensioni lineari del recipiente sono grandi rispetto ai valori di a relativi alla radiazione emessa dal gas, la radiazione proveniente da quest'ultimo sarà confrontabile con quella che sarebbe emessa da uno strato di gas liquefatto o solidificato; così, a meno che la radiazione emessa da una molecola non sia molto più piccola per il gas che per il metallo, il fascio di radiazione proveniente dal primo sarà confrontabile con quello che proviene dalle pareti del contenitore. Se il volume del gas è molto grande, la ionizzazione dovuta alla radiazione proveniente dal gas sarà proporzionale al volume e così in ricerche analoghe a quelle di Campbell, assumerà il valore determinato per la radiazione penetrante proveniente dalle pareti del recipiente.

Quanto alla natura della radiazione facilmente assorbibile, Campbell ha mostrato che essa non consiste di particelle cariche negativamente. Infatti, se fosse dovuta a tali particelle, potremmo dedurre la loro velocità dal loro potere di penetrazione, e quindi la differenza di potenziale sufficiente a fermarle nel loro moto attraverso un campo elettrico. Campbell fece passare attraverso un tale campo la radiazione emessa dai metalli e trovò che all'uscita dal campo essa non aveva subito alcuna diminuzione apprezzabile di intensità.

Variazione della ionizzazione all'interno di un contenitore chiuso

206. Se si racchiude aria in un contenitore chiuso, la sua ionizzazione è soggetta a variazioni curiose la cui origine non è ancora del tutto nota. Così, per esempio, Campbell e Wood, al Cavendish Laboratory, hanno mostrato che in un recipiente non protetto da uno schermo, la ionizzazione presentava variazioni diurne regolari il cui massimo si produceva nelle prime ore del mattino. La spiegazione più semplice di questo fatto è che vi è una variazione simile nella proporzione di emanazione di radio nelle basse regioni dell'atmosfera. Dike ha verificato questa

ipotesi mostrando che la radioattività indotta depositata su una superficie carica negativamente al Cavendish Laboratory presentava una variazione diurna molto marcata avendo un massimo molto pronunciato all'inizio del mattino. Variazioni diurne della proporzione di radioattività indotta sono state osservate pure da Simpson in Lapponia.

Se l'emanazione del radio esistente nell'atmosfera diffonde dal suolo, la quantità che si trova vicino alla superficie deve dipendere in gran parte dalle correnti verticali dell'atmosfera, e ci dobbiamo attendere di trovare un maggiore accumulo di emanazione vicino alla superficie del suolo nel momento in cui le correnti verticali convettive avranno il loro minimo. È interessante notare che il gradiente di potenziale elettrico nell'aria presenta massimi nello stesso istante. Un altro risultato notevole è il seguente: la ionizzazione all'interno di un recipiente chiuso continua a crescere per parecchie settimane e raggiunge spesso un valore due o tre volte maggiore di quello che si ottiene all'inizio con l'aria fresca. Dapprima, infatti, vi può essere una diminuzione temporanea della ionizzazione come è stato osservato da Mac Clennan e Burton, dovuta probabilmente alla diminuzione dell'emanazione del radio presente nell'aria quando lo si rinchiude per la prima volta; l'aumento che segue è più oscuro. Elster e Geitel hanno, come visto, osservato una ionizzazione anormalmente intensa nelle grotte e caverne dove l'aria è stagnante; ma siccome i mattoni e le pareti della cava contengono radio, ciò deriva dal fatto che l'emanazione di quest'ultimo diffonde lentamente dalle pareti nell'aria. Ma, nel caso di contenitori metallici chiusi, la causa di questo aumento è più oscura, e non si è potuto rivelare alcuna emanazione proveniente da questi metalli, quand'anche il tempo durante il quale il tempo disponibile per l'accumulo di emanazione fosse molto più lungo di quello necessario alla ionizzazione in contenitore chiuso per raddoppiare o triplicare il valore.

Una volta che la ionizzazione ha raggiunto un valore elevato, si può mandare una grande quantità di aria fresca nel contenitore prima che essa ritorni al suo valore normale come se ciò che determina questo aumento si fissasse con qualche persistenza sulle pareti del contenitore. Il fatto che la corrente di saturazione raggiunga questo valore elevato mostra che l'aumento non è dovuto ad un accumulo di ioni, ma a un aumento della velocità con la quale sono prodotti. È possibile che questi ioni supplementari siano dovuti a qualche azione chimica tra il gas e le pareti del recipiente e che questa azione presenti un ritardo, o qualcosa di simile, per esempio, la combinazione dell'idrogeno e del cloro, una sorta di periodo preparatorio, cioè che passa un intervallo di tempo considerevole prima che l'azione raggiunga il suo valore normale.

Le questioni studiate in questo Capitolo sono trattate con completezza da Campbell nella sua importante Memoria (*Jahrbuch der Radioaktivität*, Bd. 2, 1906, p. 434).

Cap. 14 - Ionizzazione dovuta a un'azione chimica, al gorgogliamento dell'aria attraverso l'acqua e alla ricaduta di gocce

Elettrizzazione dovuta a un'azione chimica

207. In molti casi di combinazioni chimiche alle quali prendono parte dei gas, otteniamo una elettrizzazione di questi ultimi. Pouillet fu il primo a scoprire un esempio di tale azione; trovò che, quando dalla combustione di un cilindro di carbone, l'aria che lo circonda ha una elettrizzazione positiva, mentre il cilindro stesso è elettrizzato negativamente. Lavoisier mostrò che lo stesso effetto si osserva con carbone incandescente. Pouillet trovò pure che, quando un getto di idrogeno brucia nell'aria, vi è una elettrizzazione positiva nell'aria circostante e negativa nell'idrogeno. Lavoisier e Laplace constatarono che, quando da una liberazione rapida di idrogeno sotto l'azione dell'acido solforico sul ferro, si ha una elettrizzazione positiva considerevole nel gas. In questo caso, l'interpretazione dei risultati è resa difficile dagli effetti elettrici che si producono a causa del gorgogliamento del gas attraverso il liquido. Ci dobbiamo attendere che questi effetti siano considerevoli, poiché il gas è liberato sotto forma di bolle troppo piccole, che è il caso più favorevole per l'ottenimento di una considerevole elettrizzazione in un volume dato di aria. Questo caso e altri di elettrizzazione per azione chimica sono stati studiati da Enright e Townsend. Quest'ultimo mostrò che l'idrogeno prodotto dall'azione dell'acido solforico sul ferro conservava la sua elettrizzazione dopo un passaggio attraverso tubi riempiti di lana di vetro fortemente compresso. Ciò prova che l'elettrizzazione non poteva essere trasportata da grosse gocce prodotte dall'esplosione delle bolle, essendo questo impedito dalla lana di vetro.

Townsend mostrò pure, quando del cloro è emesso dall'azione dell'acido cloridrico sul biossido di manganese, che il cloro aveva una forte elettrizzazione positiva e che l'ossigeno prodotto quando si scalda del permanganato di potassio trasportava pure con sé una forte carica positiva.

Townsend ha mostrato che i gas prodotti dall'elettrolisi trasportano notevoli cariche elettriche. Così l'idrogeno che si ottiene dall'elettrolisi dell'acido solforico a temperature da 40° a 50° possiede una carica positiva notevole; la carica dell'idrogeno è eccessivamente piccola in confronto; anch'essa è positiva. Quando questi gas sono emessi dall'elettrolisi di una soluzione di potassio caustico, l'elettrizzazione dell'idrogeno è molto piccola, mentre l'ossigeno possiede una carica negativa molto maggiore il cui valore aumenta rapidamente con la temperatura. La natura degli elettrodi influisce pure notevolmente sulla quantità di elettricità che compare nel gas. L'interpretazione di questi risultati come anche di quelli dell'emissione di gas elettrizzati dall'azione degli acidi sui metalli è complicata dall'effetto prodotto dal gorgogliamento dei gas attraverso il liquido. Kusters, che ha studiato il problema, attribuisce la maggior parte della elettrizzazione al gorgogliamento attraverso il liquido.

Townsend trovò che questi gas elettrizzati possedevano la notevole proprietà di produrre una nebbia quando passano in un recipiente contenente vapore acqueo. Questa nebbia si produce anche quando l'aria nel contenitore è lontana dalla saturazione e non necessita per la sua produzione di alcun abbassamento di temperatura analogo a quello che produrrebbe l'espansione dell'aria contenuta nel contenitore. Townsend trovò che, quando il gas emesso nell'elettrolisi non era carico, non si produceva alcuna nebbia e che il peso della nebbia prodotto, a parità di condizioni, era proporzionale alla carica del gas. Si producono tuttavia nebbie in casi in cui non si può rivelare alcuna carica. Così H.A. Wilson¹ ha mostrato che, se si polverizzano con un polverizzatore Gouy soluzioni di sali, di acidi o anche di zucchero e di glicerina in un recipiente, e si fa passare l'aria di

¹ H.A. Wilson, *Phil. Mag.*, quinta serie, t. XLV, 1898, p. 454.

questo recipiente in una soluzione di acido solforico, si forma una nebbia quando quest'aria si libera in un'atmosfera di aria umida. La causa di questo fenomeno sembra molto precisa; benché il passaggio attraverso l'acido solforico estragga l'acqua delle gocce dalla soluzione, l'acido o sale che queste ultime contengono è trasportata con l'aria attraverso l'acido solforico. Quando questo si libera in un'atmosfera umida, l'acqua si condensa attorno al sale o all'acido e forma gocce di soluzione. Le gocce nella nebbia non sono formate da acqua pura, ma da una soluzione e, siccome la pressione del vapore che corrisponde a tale soluzione è minore di quella che corrisponde all'acqua pura, queste gocce non evaporano, benché l'atmosfera non sia satura di umidità.

Meissner ha descritto nebbie non accompagnate da elettrizzazione che sono prodotte quando l'aria contenente ozono attraversa una soluzione di ioduro di potassio. Le si può spiegare in maniera analoga supponendo che l'ozono, reagendo sull'ioduro di potassio, produca qualche sostanza che si dissolve rapidamente in acqua quando ne viene a contatto. Penso che una tale spiegazione sia valida nel caso di nubi prodotte dai gas elettrizzati, poiché i portatori di elettricità sono evidentemente dei complessi di grandezza molto considerevole, avendo Townsend trovato che la loro mobilità era soltanto circa 1/8000 di quella degli ioni prodotti dai raggi di Röntgen sui gas. Se supponiamo che questi sistemi possano sciogliersi in acqua come un acido o un sale e abbassare la tensione di vapore, il processo di formazione della nube sarà lo stesso delle esperienze di H.A. Wilson.

Townsend misurò la velocità di caduta, il peso della nebbia e la quantità di elettricità che trasporta. La prima di queste misure dà la grandezza di una goccia, la seconda il numero di gocce e la terza la carica di una di esse. Trovò, nell'ipotesi che ogni goccia fosse carica, che il valore della carica del portatore di elettricità nell'ossigeno elettrolitico era di circa $5,1 \cdot 10^{-10} C.G.S.$ elettrostatiche.

Bloch misurò la mobilità in un campo elettrico degli ioni che si producono quando dell'idrogeno si libera nell'azione dell'acido cloridrico sullo zinco, quando si prepara CO^2 con marmo e acido cloridrico e quando si prepara dell'ossigeno scaldando del permanganato di potassio; trovò che la mobilità era in tutti i casi $1/110 mm/s$ A partire dall'equazione

$$X = 6 \pi \mu a V$$

dove V rappresenta la velocità raggiunta da una sfera di raggio a quando si muove sotto l'azione di una forza X in un fluido il cui coefficiente di viscosità è μ , troviamo, supponendo $V=10^{-3}$, $\mu=2 \cdot 10^{-4}$, $X=3 \cdot 10^{-10} \cdot 1/400$, che $a=2,5 \cdot 10^{-7}$. La grandezza di questi portatori è così molto superiore a quella di una semplice molecola.

Ionizzazione prodotta dall'ossidazione del fosforo

208. Il caso di ionizzazione per azione chimica meglio studiato è quello prodotto dall'ossidazione del fosforo. L'aria passata sul fosforo mantenuto a una temperatura media possiede la proprietà di scaricare i corpi carichi positivamente o negativamente. Questo era un aspetto conosciuto da Matteucci¹. Il fenomeno fu pure studiato da Naccari² e Elster e Geitel³, poi scoperto indipendentemente qualche tempo dopo da Shelford Bidwell⁴; è stato qualche anno dopo studiato particolarmente da Barus⁵, Schmidt⁶, Harms⁷ e Bloch⁸. Barus cercò sperimentalmente se le proprietà ioniche dell'aria che è passata sul fosforo possono esserle tolte facendola passare attraverso sottili pellicole formate da sostanze diverse. Le sole pellicole con le quali non poté

1 Matteucci, *Encyclopedia Britannica*, edizione 1855, t. VIII, p. 622.

2 Naccari, *Atti della Scienza di Torino*, t. XXV, 1890, p. 252.

3 Elster e Geitel, *Wied. Ann.*, t. XXXIX, 1890, p. 321.

4 Shelford Bidwell, t. XLIX, 1893, p. 212.

5 Barus, *Experiments with ionised air*, Washington, 1901.

6 G.G Schmidt, *Ann. der Phys.*, t. X, 1903, p. 704.

7 Harms, *Phys. Zeits.*, t. IV, 1902, p. 111.

8 Bloch, *Ann. de Chimie et Phys.*, ottava serie, t. IV, 1905, p. 25.

ottenere effetti apprezzabili erano formate da carta sottile, e questa azione sembrava piuttosto dovuta ai pori della carta che alla sostanza stessa, poiché, oliando quest'ultima, ogni trasmissione era bloccata.

Barus trovò che l'aria che è passata sul fosforo è molto attiva per produrre condensazione.

Idrogeno che è passato sul fosforo non acquista alcuna conducibilità.

Esperienze recenti di Harms e Bloch hanno portato la prova che la conducibilità dell'aria che è passata sul fosforo era dovuta alla presenza di ioni. Bloch mostrò infatti che questa conducibilità le può essere tolta facendola passare in un campo elettrico intenso, e questa è una proprietà caratteristica di un gas ionizzato.

Bloch e Harms hanno mostrato che la corrente che passa attraverso l'aria avendo circolato su del fosforo può raggiungere la saturazione, ma che, a causa dell'inerzia degli ioni, serve un campo molto intenso per attrarli tutti sugli elettrodi. Bloch ha determinato la mobilità di questi ioni in un campo elettrico e ha mostrato che, come in tutti i casi in cui gli ioni sono prodotti da un'azione chimica, essa è molto piccola rispetto a quelli prodotti dai raggi di Röntgen. La mobilità degli ioni nell'aria che è passata sul fosforo è infatti per lo stesso valore del campo elettrico 1/1000 di quella degli ioni prodotti dai raggi di Röntgen. Ciò mostra che la loro dimensione è considerevole, essendo il loro raggio dell'ordine di $10^{-6}cm$. Bloch ha determinato pure il valore di α , coefficiente di ricombinazione di questi ioni e l'ha trovato uguale a 1/1000 di quello degli ioni dovuti ai raggi di Röntgen. L'insieme delle proprietà dell'aria che è passata sul fosforo indica che gli ioni che contiene sono formati da certi ossidi del fosforo riuniti attorno a nuclei carichi. La produzione di nebbie, quando quest'aria viene a contatto con aria umida, è in accordo con questo modo di vedere.

Essendo questi ossidi in effetti solubili in acqua, essi non abbassano la tensione di vapore producendone di conseguenza la condensazione.

Vi è produzione di ozono quando dell'ossigeno passa su del fosforo; ma Goekel¹ ha mostrato che si può assorbire l'ozono senza eliminare la conducibilità.

Harms e Bloch hanno mostrato che il numero di ioni prodotti dal passaggio dell'ossigeno sul fosforo è molto piccolo rispetto al numero di atomi di ossigeno che entrano in combinazione.

Elster e Geitel² hanno mostrato che la conducibilità prodotta dal passaggio dell'aria sullo zolfo ad alta temperatura è estremamente piccolo rispetto a quello prodotto dal fosforo.

Conducibilità prodotta da idratazione

209. Le Bon³ ha mostrato che l'idratazione o la disidratazione di certi sali rendono conduttore il gas circostante. Il caso più curioso è quello presentato dal solfati di chinino. Se si scalda questo sale al di sopra di una certa temperatura e lo si lascia poi raffreddare, diviene fosforescente e l'aria che lo circonda diviene conduttrice. Ciò è dovuto, sembra, a un'azione chimica, e non a una emissione di radiazioni ionizzanti da parte del solfato. Miss Gates fece numerose esperienze su questo aspetto e trovò che l'azione prodotta sull'aria scompariva se si ricopriva il solfato con un foglio di alluminio con spessore il più sottile possibile. Miss Gates e più tardi Kalähne trovarono che la corrente elettrica che andava dal chinino all'aria aveva un valore più grande quando era carica positivamente e che la differenza era più accentuata nel caso dell'idratazione che in quello opposto. Ciò indica un eccesso di ioni positivi nell'aria.

Si ha pure in numerosi casi produzione di ioni quando si disidratano sali ad alta temperatura. Un altro caso interessante di una produzione analoga è stato scoperto da Beattie e studiato da Garrett e Willows. Beattie trovò che, se si distribuisce su una lamina metallica una miscela di cloruro e ioduro di sodio e si scalda la lamina un poco al di sopra di $300^{\circ}C$, il sale emette grandi quantità di ioni positivi e quantità minori di ioni negativi. Il numero di questi ioni aumenta molto rapidamente

1 Goekel, *Phys. Zeits.*, t. IV, 15 agosto 1903.

2 Elster e Geitel, *Wied. Ann.*, t. XXXIX, 1890, p. 321.

3 Le Bon, *Comptes rendus*, t. CXXX, 1900, p. 891.

al crescere della temperatura. Questo effetto e altri simili sono stati studiati da Garrett e Willows. Essi trovarono che la ionizzazione osservata da Beattie è dovuta alla formazione e alla dissociazione successiva dello ioduro del metallo che forma la lamina. Riscaldando $ZnCl^2$ o ZnI^2 su lamine di platino, trovarono che questi sali a temperature superiori a $350^\circ C$ emettono grandi quantità di ioni. La velocità di emissione cresce rapidamente con la temperatura. Trovarono pure che, se si conserva a temperatura costante una certa quantità di ZnI^2 , la velocità di produzione degli ioni diminuisce secondo una funzione esponenziale del tempo, cioè può essere rappresentata da una espressione della forma $e^{-\lambda t}$; a $360^\circ C$ la velocità di produzione degli ioni si riduce a metà del suo valore iniziale dopo circa 41 minuti. Essi determinarono pure la mobilità degli ioni in un campo elettrico. Trovarono che, come negli altri casi di ionizzazione per azione chimica, la mobilità era molto piccola confrontata con quella degli ioni prodotti dai raggi di Röntgen. Quando la temperatura del sale raggiungeva i $360^\circ C$, trovarono per gli ioni positivi emessi da $ZnCl^2$, $ZnBr^2$ o ZnI^2 una mobilità di $6 \cdot 10^{-3} cm/s$. La mobilità degli ioni negativi appariva maggiore ma molto irregolare. Un elemento interessante, che permetterebbe di chiarire certi punti oscuri, sarebbe conoscere la natura del portatore di carica positiva costituente il nucleo dello ione positivo. È un atomo di zinco o un atomo di idrogeno proveniente dall'umidità che deve sempre contenere un sale igroscopico?

Numerosi sali riscaldati al rosso emettono quantità molto maggiori di ioni dei metalli alla stessa temperatura. Alcuni emettono un eccesso di ioni negativi, certi altri un eccesso di ioni positivi; tutti gli ossidi inferiori che ho studiato emettono un eccesso di ioni negativi, mentre tutti i fosfati producono l'effetto inverso.

Vi sono molti altri casi nei quali è probabile che un'azione chimica sia la causa dell'emissione di corpuscoli e provochi così una separazione delle due elettrizzazioni. Abbiamo visto che, quando dei metalli sono eccitati dall'azione della luce ultravioletta, da una temperatura elevata, dai raggi di Röntgen o da radiazioni di sostanze radioattive, gli atomi del metallo emettono corpuscoli. Lo stesso effetto si può produrre anche sotto l'influsso di una eccitazione o di una perturbazione alla quale sarebbe sottoposto l'atomo quando prende parte a una reazione chimica. Sembra probabile che si produca un effetto analogo se si considera il modo in cui si comportano gli ossidi di calcio e di bario, che, come ha mostrato Wenhelt, emettono grandi quantità di corpuscoli quando sono riscaldati. Non sembra tuttavia che ciò sia dovuto alla alta temperatura dell'atomo di calcio in questi composti; se così fosse infatti, ci si dovrebbe attendere di trovare velocità di emissione dello stesso ordine di grandezza per differenti composti del calcio e per il metallo stesso. Essa è molto maggiore per l'ossido che per il metallo o per ogni altro sale studiato finora; è vero che il fosfato emette a temperature non troppo elevate un eccesso di elettricità positiva invece di un eccesso di corpuscoli. Ciò suggerisce l'ipotesi che nel caso dell'ossido si producono cambiamenti chimici nel corso dei quali gli atomi di calcio sono perturbati ed emettono una grande quantità di corpuscoli.

Si sa che nel caso dell'ossido di bario, che emette pure corpuscoli quando lo si scalda, si produce una trasformazione di un ossido in un altro ad alta temperatura; si può presumere che, nel corso di queste trasformazioni, gli atomi di bario sono perturbati e che questa è la causa dell'emissione.

Elettrizzazione prodotta dal gorgogliamento dell'aria in acqua e dal formarsi delle gocce

210. Lord Kelvin¹ ha mostrato che l'aria che ha gorgogliato nell'acqua trasporta con sé una carica negativa, il cui valore dipende dal grado di purezza dell'acqua. Aggiungendo dei sali o degli acidi all'acqua, si diminuisce l'effetto e in qualche caso si inverte il segno dell'elettrizzazione. Questo effetto, molto strettamente legato al ripristino delle gocce, era stato studiato da Lenard². La sua attenzione era stata attratta su questo problema dal fatto ben noto che si osservano effetti eccezionali nei fenomeni di elettricità atmosferica ai piedi delle cascate, quando l'acqua cade su

¹ Lord Kelvin, *Proc. Roy. Soc.*, t. LVII, 1894, p. 335.

² Lenard, *Wied. Ann.*, t. XLVI, 1892, p. 584.

delle rocce e si distribuisce in pioggia fine. Lenard trovò che quando una goccia d'acqua schizza su una lamina, l'acqua assume una carica positiva, mentre l'aria circostante si elettrizza negativamente.

Il grado di purezza dell'acqua ha un'influenza notevole sul valore della elettrizzazione. In questo modo Lenard trovò questo effetto molto marcato con l'acqua eccezionalmente pura di Heidelberg, mentre era quasi inosservabile con quella meno pura di Bonn. Trovò pure che l'aria assumeva una carica positiva invece che negativa quando si facevano schizzare delle gocce da una soluzione debole di cloruro di calcio. Anche lo spruzzo di gocce di pioggia elettrizza l'aria negativamente, mentre l'acqua salmastra sulla riva del mare produce una elettrizzazione positiva. Ho trovato¹ in alcune esperienze fatte su questo fenomeno che tracce estremamente piccole di certe sostanze producevano effetti veramente notevoli. Per quanto grande fosse il potere colorante della rosanilina, ho potuto rivelare elettricamente la sua presenza nell'acqua prima che la sua colorazione fosse evidente.

Kosters² trovò che, mentre l'aria che gorgoglia nell'acqua pura si elettrizza negativamente, basta aggiungere all'acqua lo 0,07% di acido solforico per ritornare elettricamente neutra; aggiungendone un poco di più, si elettrizza positivamente, essendo il valore di questa elettrizzazione più piccolo di quello dell'elettrizzazione negativa prodotta dall'acqua pura.

Lord Kelvin, Maclean e Galt³ hanno studiato gli effetti prodotti aggiungendo sali e acidi all'acqua sull'elettrizzazione dell'aria che gorgogliava attraverso di essa.

Quando l'aria gorgoglia attraverso l'acqua, o quando si produce un brusco aumento della superficie della goccia a causa del suo schizzare contro un piano, una superficie nuova d'acqua viene a contatto con l'aria. Se, come sembra, questo è il caso, si forma un doppio strato elettrico su questa superficie e se gli ioni che in questo strato sono a contatto con l'aria, provenienti da quest'ultimo, si deve lasciare nell'aria un eccesso di ioni positivi se è negativo.

Lenard⁴ trovò che oltre all'acqua e a soluzioni acquose di numerosi liquidi si producevano fenomeni analoghi. Il mercurio produce effetti molto grandi dello stesso segno di quelli dell'acqua. Se si agita vigorosamente del mercurio in un flacone e se ne aspira l'aria, si trova che vi è una forte carica negativa. La terebentina dà un effetto analogo e intenso di segno opposto a quello dell'acqua, l'aria prende una carica positiva, la terebentina si carica negativamente. Il solfuro di carbonio produce pure una notevole elettrizzazione dello stesso segno del caso dell'acqua.

La natura del gas circostante influisce pure in modo considerevole. Così Lenard ha trovato che lo spruzzo dell'acqua nell'idrogeno produce una elettrizzazione minore che nell'aria. Impiegando dell'idrogeno molto accuratamente purificato, ho ottenuto una elettrizzazione molto debole e di segno opposto a quella che si osserva nell'aria.

Esperienze recenti di Kähler⁵ hanno mostrato che l'assenza di carica che si constata nell'aria che è gorgogliata attraverso soluzioni saline non è dovuta all'assenza di ioni, ma alla presenza di un pari numero di ioni positivi e negativi. Con acqua pura, si hanno solo ioni negativi. Aselmann⁶ ha mostrato che gli ioni prodotti spruzzando gocce hanno grosse differenze; è così che le mobilità degli ioni negativi osservati in questa situazione nell'acqua pura variano da 4 cm/s a $2,7 \cdot 10^{-4}\text{ cm/s}$, dove la maggioranza degli ioni ha mobilità comprese tra 4 e $1,6 \cdot 10^{-2}\text{ cm/s}$. Trovò per gli ioni negativi prodotti dallo spruzzamento di una soluzione di NaCl allo 0,2% mobilità comprese tra 4 cm/s e $1,9 \cdot 10^{-3}\text{ cm/s}$, mentre per gli ioni positivi esse variavano tra $8,8 \cdot 10^{-2}\text{ cm/s}$ e $3,4 \cdot 10^{-4}\text{ cm/s}$.

1 J.J. Thomson, *Phil. Mag.*, quinta serie, t. XXXVII, 1894, p. 341.

2 Kosters, *Wied. Ann.*, t. XIX, 1899, p. 12.

3 Lord Kelvin, Maclean e Galt, *Phil. Trans.*, A. 1898.

4 Lenard, *Wied. Ann.*, t. XLVI, 1892, p. 584.

5 Kähler, *Ann. der Phys.*, t. XII, 1903, p. 1119.

6 Aselmann, *Ann. der Phys.*, t. XIX, 1906, p. 960.

Cap. 15 - Scarica distruttiva

211. Abbiamo finora studiato più in particolare casi nei quali la ionizzazione era prodotta indipendentemente dal campo elettrico agente sul gas. Esamineremo ora altre situazioni in cui la ionizzazione è dovuta principalmente all'azione del campo stesso, che, prima di produrre la corrente attraverso il gas, lo ha reso conduttore. Abbiamo già considerato casi in cui la ionizzazione è prodotta da un campo elettrico. Esamineremo il più frequente di questi fenomeni, la carica distruttiva. Supponiamo, per semplificare, di avere due grande piastre metalliche parallele e vicine. Supponiamole collegate a una potente batteria di accumulatori o a qualche altro dispositivo che consente di produrre tra di esse una differenza di potenziale. Se iniziamo con una differenza di potenziale molto piccola, la sola corrente che passerà tra di esse sarà la corrente molto debole dovuta alla ionizzazione spontanea. Questa corrente non è luminosa ed è proporzionale alla distanza tra le piastre; avvicinandole, si può rendere la distanza piccola a piacere. Se si misura la differenza di potenziale, si raggiunge un istante in cui passa una corrente accompagnata dalla luce; quando si raggiunge questo punto distruttivo, la differenza di potenziale tra le piastre rimane all'incirca costante, anche quando si aumenta il numero di elementi della batteria nel circuito della quale sono disposte le piastre. La differenza di potenziale tra di esse quando la scintilla passa dipende dalla loro distanza, cioè dalla lunghezza della scintilla, dalla natura e dalla pressione del gas che le circonda. Numerosi osservatori hanno ricercato la relazione tra queste quantità. Prima di esaminare i loro risultati, sarà utile studiare alcune proprietà della scintilla che hanno un'influenza notevole sull'esattezza di tali osservazioni.

212. Chiameremo differenza di potenziale esplosiva la più grande differenza di potenziale che si può applicare agli elettrodi per un tempo indefinito senza provocare il passaggio di una scintilla. Non bisogna tuttavia supporre che, tutte le volte che si applicherà agli elettrodi una differenza di potenziale un poco superiore a questa, passerà una scintilla. Succede frequentemente, se la differenza di potenziale è applicata solo per un breve istante, che l'aria possa supportare una differenza di potenziale superiore al potenziale distruttivo senza essere attraversata da una scintilla. In questo modo Faraday¹ aveva osservato, tempo fa, che affinché passi una scintilla serve una differenza di potenziale più grande di quella che è necessaria per mantenere le seguenti dopo il loro avvio. Aveva pure osservato che l'effetto prodotto da una prima scarica facilitava il passaggio delle seguenti e che questa influenza non scompariva prima di qualche minuto. Ho trovato² che seccando il gas con estrema cura lo si rende capace di supportare senza lasciarsi attraversare da una scarica una differenza di potenziale 3 o 4 volte più grande di quello che è sufficiente per provocarne una in un gas meno perfettamente seccato. Sembra tuttavia che il gas secco si trovi in uno stato instabile, poiché, dopo che si è forzato il passaggio di una scarica, la differenza di potenziale tra le piastre cade al valore che assume per un gas umido, e il gas non può supportare una differenza di potenziale superiore prima di essere rimasto a riposo per parecchi minuti.

Ciò fa pensare che, se avessimo un gas perfettamente secco, non sarebbe possibile farlo attraversare da una scintilla. Il gas sarebbe pertanto in uno stato instabile, confrontabile con quello di una soluzione super satura nella quale basta introdurre un corpo estraneo perché la cristallizzazione inizi, e una volta iniziata, continui fino a che la super saturazione sia cessata. Questo stato sarebbe confrontabile pure con quello di un gas super saturo di vapore acqueo per la cui condensazione la presenza di nuclei è necessaria affinché attorno ad esso le gocce possano condensarsi. La tendenza che può avere un gas ad assumere questo stato elettricamente instabile è molto diminuita dalla presenza di umidità o di gas provenienti da fiamme, scintille o archi, dall'illuminazione del catodo, dalla luce ultravioletta, dall'esposizione dell'esplosivo ai raggi di

1 Faraday, *Experimental Researches*, § 1417.

2 J.J. Thomson, *Phil. Mag.*, quinta serie., t. XXXVI, 1893, p. 313.

Röntgen o di Becquerel, in una parola a tutti gli agenti che introducono ioni in un campo. Warburg¹ ha fatto ricerche molto ampie sugli effetti prodotti da numerosi di questi agenti sul passaggio delle scintille. Il metodo da lui impiegato consisteva nel misurare l'intervallo di tempo che trascorre tra l'istante dell'applicazione di una differenza di potenziale superiore al potenziale esplosivo e il passaggio della scintilla. Questo intervallo di tempo, che può raggiungere parecchi minuti quando la differenza di potenziale applicata supera appena il potenziale esplosivo, diminuisce al crescere della differenza di potenziale; lo chiameremo ritardo della scintilla. Il suo valore ha un'influenza notevole su numerosi fenomeni dipendenti da quest'ultimo. Per esempio, se è grande e se si impiega per produrre la scintilla una bobina di induzione o un altro strumento che produce un potenziale a variazioni rapide, gli elettrodi possono supportare, durante la breve durata d'azione del campo, una differenza di potenziale che produrrebbe una scintilla se il ritardo fosse minore. In questo caso, un agente esterno può farla passare diminuendo la durata del ritardo, anche senza avere alcuna azione sullo stesso potenziale esplosivo. Un esempio significativo di una tale azione è l'effetto prodotto dalla luce ultravioletta su scintille luminose tra i poli di una bobina di induzione. Hertz² ha mostrato che, se si esponeva l'intervallo esplosivo a una tale luce, si facilitava il passaggio della scintilla; Wiedemann e Ebert³, che se si proteggeva con uno schermo l'elettrodo negativo lasciando illuminato l'intervallo esplosivo e l'elettrodo positivo, non si produceva alcun effetto; abbiamo visto (Cap. X) che l'illuminazione di un corpo elettrizzato negativamente provoca una scarica di ioni negativi e che non vi è produzione di ioni quando il corpo è elettrizzato positivamente. Swyngedauw⁴ ha trovato che, se l'elettrodo positivo aveva grandi dimensioni, il suo illuminamento favoriva la produzione della scintilla. È possibile che con grandi elettrodi si possa avere riflessione di una quantità di luce sufficiente sull'elettrodo negativo o su corpi posti nelle vicinanze dell'elettrodo positivo e elettrizzato negativamente per induzione, ciò che farebbe emettere loro degli ioni.

Wiedemann e Ebert hanno mostrato che la natura del gas circostante aveva un'influenza notevole sulla grandezza dell'effetto prodotto dalla luce ultravioletta, effetto soprattutto marcato nel caso dell'acido carbonico. (Le correnti dovute agli effetti fotoelettrici sono molto più intense in questo gas che nell'aria).

Warburg⁵ ha mostrato che il principale effetto della luce ultravioletta era di diminuire il ritardo e che l'azione sul potenziale esplosivo era relativamente piccolo. I valori dati nella tabella seguente ed estratti da una Memoria di Warburg lo mostrano nettamente. Si produceva la differenza di potenziale per mezzo di una batteria di accumulatori, e un contatto alternante apriva e chiudeva il circuito, stabilendo la differenza di potenziale ai poli dell'intervallo esplosivo durante un breve intervallo di tempo; nel caso in questione, 0,0012s. Le frazioni inserite nella tabella hanno per numeratore il numero di passaggi della scintilla, essendo la differenza di potenziale applicata nel tempo indicato, e per denominatore il numero di applicazioni della differenza di potenziale. Così la frazione 0/10 indica che la scintilla non passava mai, e la frazione 10/10, che passava sempre. Il gas impiegato nelle esperienze era l'idrogeno a una pressione di 11mmHg. Il potenziale esplosivo raggiungeva 960V alla luce del giorno, 1080 alla luce diretta di una lampada ad arco e 1260 quando questa luce attraversava una lamina di vetro. Gli elettrodi erano sfere di platino del diametro di 7mm e la lunghezza della scintilla, 5,5cm.

1 Warburg, *Sitz. Akad. d. Wissensch.*, Berlino, t. XII, 1896, p. 223; *Wied. Ann.*, t. LIX, 1896, p.1; t. LXII, 1897, p. 385.

2 Hertz, *Wied. Ann.*, t. XXXI, 1887, p. 983.

3 Wiedemann e Ebert, *Wied. Ann.*, t. XXXIII, 1888, p. 241.

4 Swyngedauw, *Rapports présentés au Congrès international de Physique*, Parigi, t. III, 1900, p. 164.

5 Warburg, *Sitz. Akad. d. Wissenschaften*, Berlino, t. XII, 1896, p. 223

Differenza di potenziale in Volt

| | 960 | 1440 | 1500 | 1920 | 2040 | 2940 | 3000 | 3960 | 5040 | 6000 | 7020 | 7920 | 8940 |
|---|------|-------|------|-------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| Nell'oscurità | | | | | | | 0/10 | 1/10 | 1/10 | 2/10 | 4/10 | 7/10 | 8/10 |
| Alla luce del giorno | | | 1/10 | | 3/10 | 8/10 | | | | | | | |
| Alla luce dell'arco attraversante una lamina di vetro | | 10/10 | | 10/10 | | | | | | | | | |
| Alla luce dell'arco | 0/10 | | | | | | | | | | | | |

Si vede, da questa tabella, che mentre, nell'oscurità la scintilla non passa sempre, quando la differenza di potenziale raggiunge 9 volte il valore richiesto per produrne una quando il campo è applicato in modo continuo, una differenza di potenziale appena un poco superiore al minimo richiesto basta a provocarla alla luce dell'arco. La tabella mostra pure che la luce del giorno diminuisce il ritardo in modo apprezzabile.

Warburg¹ ha mostrato pure che il ritardo era molto più considerevole in un gas molto secco che in uno contenente una piccola quantità di vapore acqueo. Si è già fatto riferimento a questa difficoltà che si incontra nel far passare una scintilla in un gas molto accuratamente disseccato.

L'importanza del ritardo dal punto di vista del meccanismo della scarica con scintilla sembra essere stato compreso per la prima volta da Jaumann. Mostrò che, durante la sua durata, si doveva produrre una modifica in grado di trasformare il gas da isolante in conduttore. Non poté rivelare alcuna luminosità durante questa trasformazione, anche nella più completa oscurità e né Jaumann né Warburg poterono mostrare, con esperienze dirette fatte con elettroscopi, una qualsiasi indicazione del passaggio di una corrente attraverso il gas durante questo periodo. Warburg tuttavia osservò a bassa pressione alcuni effetti che sembravano indicare che vi fosse in questo momento il passaggio di una corrente attraverso il gas, troppo debole in verità per poter essere rivelata da un elettroscopio o per produrre luminosità.

Ciò che contribuisce a rendere questo fatto evidente è l'effetto prodotto da una calamita sulla scarica attraverso un gas a bassa pressione. Un campo magnetico trasversale ferma una scarica, essendo questo effetto dovuto alla deviazione degli ioni che trasportano la corrente. Warburg ha pure mostrato che il campo magnetico non solo ostacola la scarica luminosa, ma accresce considerevolmente la durata del ritardo. Ne concluse che vi è durante questo ritardo una debole corrente, essenziale per produrre la scintilla, e che il campo magnetico, deviandola, prolunga l'intervallo di tempo che deve trascorrere prima che una scintilla possa passare. Walter, prendendo fotografie di scintille su lastre dotate di moto rapido, ha mostrato che una scintilla brillante è preceduta da pennacchi debolmente luminosi. Vedremo, studiando la teoria della scarica con scintilla, che la formazione di una corrente preliminare è necessaria alla sua produzione, a meno tuttavia che la differenza di potenziale non sia molto grande.

Azione di variazioni rapide del potenziale dei poli sul passaggio della scarica

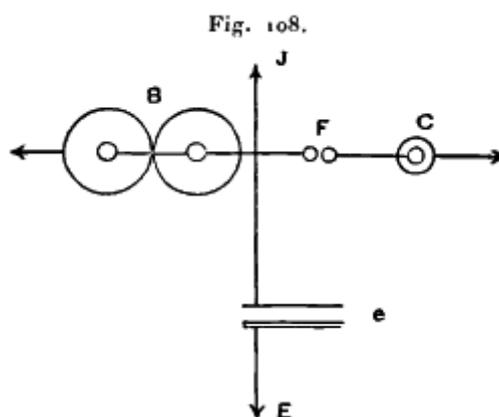
213. Jaumann² ha eseguito alcune esperienze interessanti sull'effetto prodotto sulla lunghezza della scintilla con variazioni rapide delle condizioni elettriche degli elettrodi. Le esperienze sono del tipo seguente.

La corrente principale proveniente da una macchina elettrica caricava il condensatore B, potendo esserlo il condensatore C dall'intervallo d'aria F. C aveva una capacità di 55cm, mentre B era formata da una batteria di bottiglie di Leyda la cui capacità era circa 1000 volte maggiore. Un filo era collegato alle armature interne di B e terminava a circa 5mm al di sopra della piastra E che era a

¹ Warburg, *Wied. Ann.*, t. XII, 1897, p. 385.

² Jaumann, *Wien, Sitzungber.*, t. XCVII, 1888, p. 765.

terra. Una scarica luminosa passava dal filo alla piastra e la differenza di potenziale tra le armature delle bottiglie rimaneva costante e uguale a circa 12 unità elettrostatiche.



Avvicinando bruscamente l'una all'altra le sfere dell'intervallo F, vi passava una scintilla di circa 5mm di lunghezza e inoltre una scintilla brillante illuminava in E, dove prima vi era solo una semplice luminosità. Il passaggio della scintilla in F metteva il condensatore C in relazione con B, producendo così una variazione del potenziale del filo e ne risultava una scarica in E. In seguito a queste esperienze così condotte, Jaumann giunse alla conclusione che se V indica la differenza di potenziale tra gli elettrodi, bisogna che $V \frac{dV}{dt}$ e non soltanto V , abbia un valore definito. Se quindi possiamo far variare la differenza di potenziale con una rapidità molto grande, si potrebbe produrre una scintilla anche per valori inferiori al potenziale esplosivo. Non vedo tuttavia che le esperienze giustifichino una tale conclusione. Non bisogna dimenticare che aggiungendo il piccolo condensatore, produciamo oscillazioni elettriche e che, nella loro durata, il valore massimo del potenziale può in certi punti superare di molto il valore che può avere quando esse sono cessate. Supponiamo, per prendere un caso molto semplice, che A sia un bottiglia molto grande, B una molto piccola. All'inizio A è carica e B non lo è. Le loro armature esterne sono messe a terra. Se si collegano bruscamente le armature interne di A e di B, sebbene il potenziale finale di B sia più piccolo del potenziale iniziale di A, il valore massimo che raggiungerà durante le oscillazioni sarà quasi due volte quello del potenziale iniziale di A. Se quindi si unissero bruscamente A e B, potrebbe passare una scarica tra le piastre di B, benché questi possa supportare senza scintilla una differenza di potenziale uguale a quella esistente originariamente in A.

Il passaggio di questa scintilla sarà dovuto all'oscillazione che produrrebbe un grande aumento del potenziale massimo e non indicherebbe necessariamente che con una differenza di potenziale data, la scintilla passi più facilmente durante lo stato variabile che in quello stazionario.

Questo punto è stato oggetto di numerose controversie; lo si indica spesso con il nome di problema del *potenziale esplosivo costante*. È stato discusso da Jaumann¹, Swyngedauw² e K.R. Johnson³.

Variazioni del potenziale esplosivo con la lunghezza della scintilla e della pressione del gas

214. Le prime misure della differenza di potenziale richiesto per produrre una scintilla attraverso l'aria alla pressione atmosferica furono fatte da Lord Kelvin⁴ nel 1860.

Questo argomento ha molto attirato l'attenzione e importanti ricerche sono state fatte da Baille⁵,

1 Jaumann, *Wied. Ann.*, t. LV, 1895, p. 656; *Wien Sitz.*, t. XCVII, 1888, p. 765.

2 Swyngedauw, Tesi. *Contribution à l'étude des décharges*, 1897.

3 Johnson, *Drude's Ann.*, t. III, 1900, p. 460; t. V, 1901, p. 121.

4 Lord Kelvin, *Collected Papers on Electrostatics and Magnetism*, p. 247.

5 Baille, *Annales de Chimie et de Physique*, quinta serie, t. XXV, 1882, p. 486.

Liebig¹, Paschen², Peace³, Orgler⁴, Strutt⁵, Bouty⁶, Earhart⁷, Carr⁸, Russell⁹, Hobbs¹⁰ e Kinsley¹¹. I valori della differenza di potenziale esplosiva dati dai primi sperimentatori sono sistematicamente un poco superiori a quelli trovati in condizioni simili dai più recenti osservatori; ciò è dovuto senza dubbio al fatto che nelle ultime esperienze, ci si è sforzati di eliminare gli effetti dovuti al ritardo. Ogni volta infatti che questo si produce, la differenza di potenziale nel momento del passaggio della scintilla ha un valore superiore al minimo richiesto per il suo passaggio. Renderemo conto in un modo generale delle esperienze fatte su questo effetto, riservando per la fine del Capitolo le tabelle contenenti i risultati numerici ottenuti da questi diversi fisici.

Consideriamo dapprima il caso in cui gli elettrodi hanno dimensioni sufficientemente grandi rispetto alla distanza che li separa e siano paralleli in modo tale che le linee di forza elettriche siano tra loro parallele. Questa condizione sarà verificata con elettrodi piani paralleli disposti a una distanza pari a solo una piccola frazione delle loro dimensioni. Questo è all'incirca il caso con la disposizione usata più frequentemente, dove gli elettrodi sono formati da parti di sfere di grande raggio e vicine tra loro.

Dapprima, la differenza di potenziale necessaria alla produzione di una scintilla di lunghezza data non dipende dal metallo di cui sono composti gli elettrodi (è possibile che elettrodi di alluminio o di magnesio facciano eccezione a questa regola). Esperienze su questo aspetto sono state fatte da Righi¹², Peace e Carr. Righi ha utilizzato elettrodi di carbone, bismuto, stagno, piombo, zinco e di rame e ha ottenuto la stessa differenza di potenziale con tutte queste sostanze. Peace fece esperienze molto accurate servendosi di elettrodi di zinco e di ottone e non poté rivelare la minima differenza nel valore della differenza di potenziale richiesta per il passaggio della scintilla. Carr trovò che il potenziale esplosivo era lo stesso con elettrodi di ottone, ferro, zinco, alluminio. D'altra parte, De la Rue e Muller¹³ arrivarono alla conclusione che delle scintille passavano più facilmente tramite un altro metallo, ma che, esclusa questa eccezione, la natura degli elettrodi non aveva alcuna influenza sulla lunghezza della scintilla. Da notare che la caduta catodica di potenziale, che è strettamente collegata al potenziale esplosivo, è circa la stessa per elettrodi di tutti i metalli impiegati da Righi; per elettrodi di alluminio e magnesio, essa è nettamente più piccola.

La relazione tra il potenziale esplosivo e la lunghezza della scintilla è data dalle curve delle figure 109, 110, 111 e 112, per l'aria, l'idrogeno, l'acido carbonico e il gas da illuminazione alla pressione atmosferica. Le ordinate sono proporzionali alla differenza di potenziale necessaria per produrre una scintilla la cui lunghezza è uguale all'ascissa.

Le curve sono dovute a Liebig, che impiegò elettrodi sferici del diametro di 19,5 cm. Le curve che si raccolgono lungo l'asse y rappresentano la relazione tra la lunghezza della scintilla e il valore medio dell'intensità del campo, cioè V/d , essendo V il potenziale esplosivo e d la distanza esplosiva.

1 Liebig, *Phil. Mag.*, quinta serie, t. XXIV, 1887, p. 106.

2 Paschen, *Wied. Ann.*, t. XXXVII, 1889, p. 79.

3 Peace, *Proc. Roy. Soc.*, t. LII, 1892, p. 99.

4 Orgler, *Drude's Ann.*, t. I, 1900, p. 159.

5 Strutt, *Phil. Trans.*, t. CXCIII, 1900, p. 377.

6 Bouty, *Comptes rendus*, CXXXI, 1900, p. 469, 503.

7 Earhart, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. I, 1901, p. 147.

8 Carr, *Proc. Roy. Soc.*, t. LXXI, 1903, p. 374.

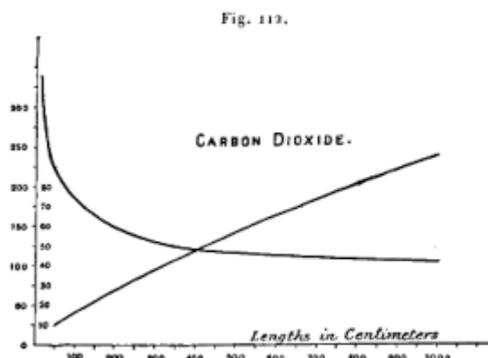
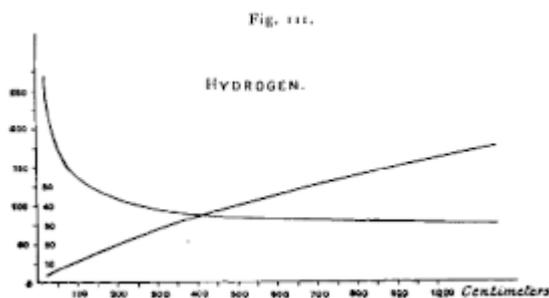
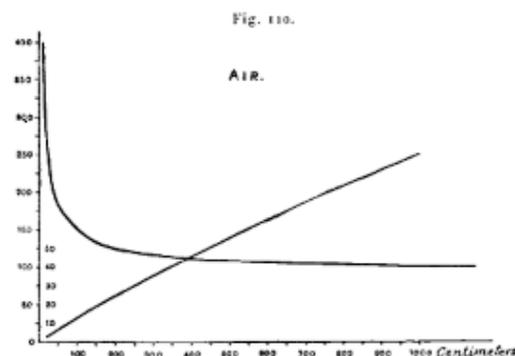
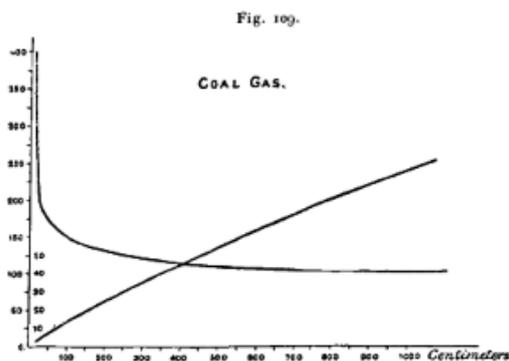
9 Russell, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. XI, 1906, p. 237.

10 Hobbs, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. X, 1905, p. 617.

11 Kinsley, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. IX, p. 693.

12 Righi, *Nuovo Cimento*, seconda serie, t. XVI, 1876, p. 97.

13 De la Rue e Muller, *Phil. Trans.*, t. CLXIX, 1898, p. 93.



Si vedrà che, salvo per scintille molto corte, le curve che rappresentano la relazione tra V e d sono approssimativamente linee rette. Per scintille di lunghezza moderata la relazione tra V e d sarà della forma

$$V = a + bd$$

dove a , b sono costanti. Chrystall¹ ha mostrato che la relazione semplice

$$V = 4,997 + 99,593 d$$

dove V è misurato in unità elettrostatiche e d in centimetri, è in accordo con le numerose esperienze di Baille sul potenziale esplosivo nell'aria a pressione atmosferica per lunghezze di scintilla superiori a 2 mm , così come la formula più complicata

$$V^2 = 10500(d + 0,08)d$$

proposta dallo stesso Baille.

Carey Foster e Pryson² hanno pure trovato che la relazione lineare $V = a + bd$ era quella che rappresentava al meglio i risultati delle loro esperienze sulla differenza di potenziale richiesta per il passaggio di una scintilla attraverso un gas alla pressione atmosferica.

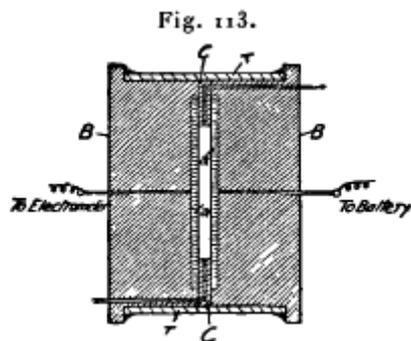
215. Le curve che abbiamo rappresentato non danno indicazioni sulla relazione tra il potenziale esplosivo e la lunghezza della scintilla quando quest'ultima è molto piccola. Quando cade al di sotto di un certo limite inversamente proporzionale alla pressione e che chiameremo *lunghezza critica di scintilla*, la differenza di potenziale passa per un minimo e, se la si diminuisce sempre più, il potenziale esplosivo continua a crescere fino a che la lunghezza va sotto i 10^{-4} cm . In questo momento essa diminuisce molto rapidamente. Peace osservò per primo questo aumento del potenziale esplosivo dovuto a una diminuzione della lunghezza della scintilla. Essendo la lunghezza di scintilla critica alla pressione atmosferica estremamente piccola, cioè circa $1/100\text{ mm}$, è difficile

¹ Chrystall, *Proc. Roy. Soc. Edin.*, t. XI, 1882, p. 487.

² Carey Foster e Pryson, *Chemical News*, t. XLIX, 1884, p. 114.

sperimentare con scintille molto corte per mostrare questo effetto. Ma siccome essa è inversamente proporzionale alla pressione, si può, diminuendo quest'ultima, aumentare la distanza critica fino a rendere l'osservazione relativamente semplice. Uno dei metodi più semplici per osservare questo effetto consiste nell'impiego di elettrodi leggermente incurvati e nell'osservazione delle posizioni della scintilla quando li si avvicina. Quando gli elettrodi sono ancora a qualche distanza, la scintilla segue la linea più corta tra di essi; se li si avvicina, si vedrà che si raggiunge un punto dove la scintilla non segue la distanza più breve, ma andando sul lato prende un percorso più lungo, e ciò mostra che è più facile produrre una lunga scintilla che una corta. Con questo dispositivo la differenza di potenziale necessaria al passaggio della scintilla non varia quando li si avvicina; essa rimane costante e uguale alla differenza di potenziale minima,

La lunghezza di scintilla rimane costante e uguale anche alla lunghezza critica. La posizione della scintilla è determinata dalla condizione che essa passa nel punto in cui la distanza tra gli elettrodi è uguale alla lunghezza di scintilla critica. La posizione della scintilla è determinata dalla condizione che essa passi per il punto in cui la distanza tra gli elettrodi è uguale alla lunghezza della scintilla critica. Per misurare l'aumento della differenza di potenziale dovuto alla diminuzione della lunghezza esplosiva, è necessario impiegare elettrodi perfettamente piani e paralleli; con questo dispositivo, infatti, si diminuisce necessariamente la lunghezza della scintilla avvicinandoli.



La figura 113 rappresenta gli elettrodi impiegati da Carr; essi erano costituiti da due placche piane di ottone incastonate nell'ebanite e separate da anelli pure in ebanite e di differenti spessori. Con questo strumento Carr ottenne i risultati dati dalle tabelle seguenti:

| Pressione 2,02mm, Gas, aria | |
|-----------------------------|------------------------------|
| Distanza esplosiva | Potenziale esplosivo in volt |
| 1 mm | 558 |
| 2 | 371 |
| 3 | 357 |
| 5 | 376 |
| 10 | 472 |
| Pressione 1,05mm, Gas, aria | |
| Distanza esplosiva | Potenziale esplosivo in volt |
| 1 mm | 1826 |
| 2 | 594 |
| 3 | 397 |
| 5 | 355 |
| 10 | 379 |

Questo effetto è anche più marcato nell'idrogeno, come mostra la tabella seguente:

| Pressione 2,6mm, Gas, aria | |
|----------------------------|------------------------------|
| Distanza esplosiva | Potenziale esplosivo in volt |
| 1 mm | 1781 |
| 2 | 462 |
| 3 | 398 |
| 5 | 285 |
| 10 | 317 |

In ogni caso il potenziale esplosivo relativo alla scintilla più corta è più grande di quello relativo alla più grande. Quando la lunghezza della scintilla scende al di sotto di $5 \cdot 10^{-4} \text{cm}$, il potenziale esplosivo, come ha mostrato Earhart, cade rapidamente. Ritorreremo su questo punto in seguito. I cambiamenti osservabili nell'aspetto della scarica quando gli elettrodi sono molto vicini provano pure l'esistenza di una lunghezza di scintilla critica. Così nel corso di alcune esperienze relative alla scarica tra grandi placche parallele, ho¹ osservato che a pressioni molto basse la scarica partiva da sopra la placca inferiore che formava l'elettrodo positivo e andava alla faccia superiore dell'altra, senza che vi fosse tra le placche una scarica luminosa. Ciò mostrò che la scarica percorreva più facilmente questo cammino più lungo che la distanza molto più breve tra le placche. Le figure 114 e 115, riproduzioni date da Lehmann² dell'aspetto presentato al microscopio dalla scarica tra elettrodi di diverse forme e molto vicine, sono ancora un esempio di questo fenomeno.

Fig. 114.



Fig. 115.



Un'esperienza celebre dovuta a Hittorf³ e rappresentata in figura 116 ne è un altro esempio. I due elettrodi sono distanti solo 1mm.

Le regioni che li circondano sono collegate tra loro da un tubo a spirale lungo 375cm. A dispetto dell'enorme differenza di lunghezza delle due traiettorie, la scarica a pressione molto bassa attraversava le spirali, restando l'intervallo tra gli elettrodi assolutamente oscuro.

image

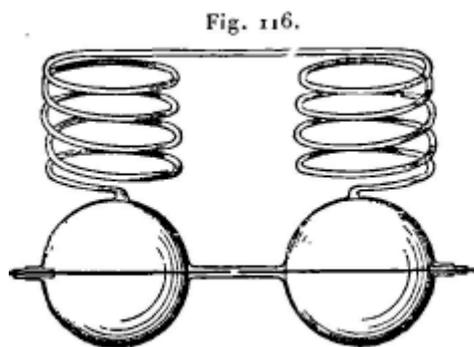
216. Le curve (fig. 109-112) mostrano il rapido aumento di V/d (essendo V il potenziale esplosivo e d la distanza tra le placche) al diminuire di d . Ciò fu osservato da Lord Kelvin nel 1860. Se il campo elettrico era uniforme, V/d sarebbe l'intensità del campo tra le placche. Ma in generale, quando una corrente elettrica passa attraverso un gas, il campo non è uniforme; è maggiore nelle

1 J.J. Thomson, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. V, 1886, p. 395.

2 Lehmann. *Moleculare Physik*, t. II, p. 295.

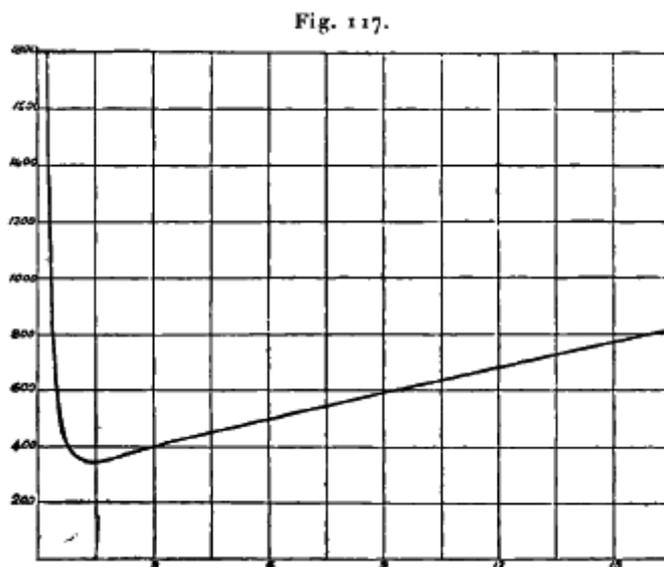
3 Hittorf, *Wied. Ann.*, t. XXI, 1884, p. 96.

vicinanze di uno o dei due elettrodi che nel resto del campo. Non siamo quindi autorizzati a supporre V/d uguale all'intensità massima del campo elettrico tra gli elettrodi.



Variazione del potenziale esplosivo con la pressione

217. Se la lunghezza della scintilla è costante e non è troppo piccola e si parte con aria alla pressione atmosferica, il potenziale esplosivo decresce al diminuire della pressione; all'inizio, la relazione tra essi è lineare. Se si continua a far diminuire la pressione, il potenziale esplosivo raggiunge un valore minimo; dopo di che a ogni diminuzione di pressione corrisponde un aumento del potenziale esplosivo. La curva (fig. 117), tratta da una Memoria di Carr, rappresenta questa relazione.

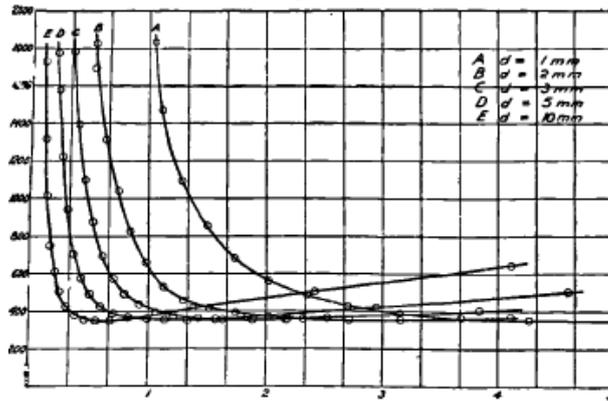


Le ordinate danno il potenziale esplosivo, le ascisse la pressione. Gli elettrodi erano formati da piani paralleli e la lunghezza della scintilla era di 3mm . La pressione per la quale il potenziale esplosivo è minimo è detta *pressione critica*. Peace mostrò che il valore della pressione critica dipendeva dalla lunghezza della scintilla; più corta era, più grande la pressione critica. Mostrò anche che il potenziale esplosivo minimo era costante e indipendente dalla lunghezza della scintilla. Nell'aria era uguale a 351V . Se quindi la lunghezza della scintilla non è inferiore a circa $5 \cdot 10^{-4}\text{cm}$, una differenza di potenziale inferiore a 351V non può provocare una scarica.

Le curve della figura 118 tratte dalle Memorie di Carr evidenziano bene questo aspetto. Esse rappresentano la relazione tra la pressione e il potenziale esplosivo per scintille di 1mm , 2mm , 3mm , 5mm , 10mm . Le pressioni critiche osservate da Carr e relative a queste lunghezze di scintilla sono le seguenti:

| Lunghezza di scintilla | Pressione critica | Lunghezza scintilla per pressione critica |
|------------------------|-------------------|---|
| 1 mm | 4,98 mm | 4,98 mm |
| 2 | 2,71 | 5,42 |
| 3 | 1,89 | 5,67 |
| 5 | 1,34 | 6,70 |
| 10 | 0,679 | 6,79 |

Fig. 118.



Si vedrà che il prodotto della pressione critica per la lunghezza della scintilla è approssimativamente costante. Ci si deve ricordare, riguardo alla piccola curvatura delle curve vicino alla pressione critica, che la sua misura esatta presenta qualche difficoltà, principalmente nel caso delle scintille più corte. Le differenze che si possono osservare nei prodotti della pressione critica per la lunghezza di scintilla non superano quelle degli errori sperimentali nella misura della pressione critica. Si ritrovano le stesse caratteristiche nelle scintille attraverso l'idrogeno e l'acido carbonico.

Fig. 119.

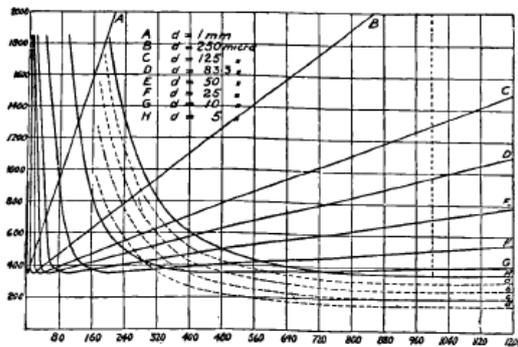


Fig. 120.

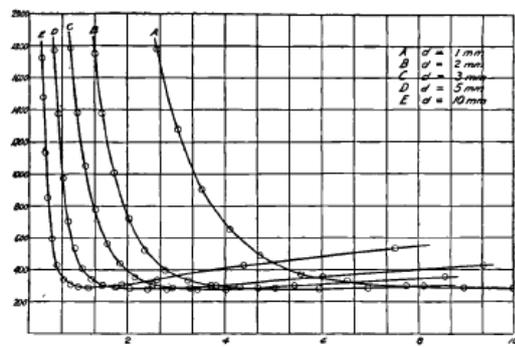


Fig. 121.

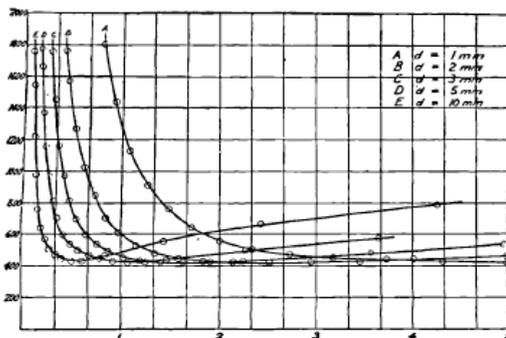
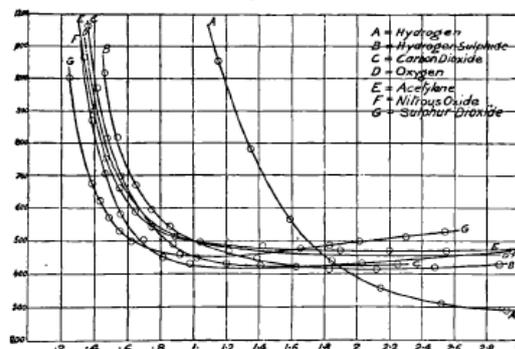


Fig. 122.



Le figure 120 e 121 rappresentano le curve date da Carr per questi due gas.

image

image

Le tabelle seguenti danno la relazione tra la pressione critica e la lunghezza di scintilla:

| Idrogeno. Potenziale minimo 280 V | | |
|--|-------------------|---|
| Lunghezza di scintilla | Pressione critica | Lunghezza scintilla per pressione critica |
| 1 mm | 10,3 mm | 10,3 |
| 2 | 5,93 | 11,8 |
| 3 | 4,02 | 12,06 |
| 5 | 2,8 | 14,0 |
| 10 | 1,46 | 14,6 |

| Acido carbonico. Potenziale minimo 420 V | | |
|---|-------------------|---|
| Lunghezza di scintilla | Pressione critica | Lunghezza scintilla per pressione critica |
| 1 mm | 5,02 mm | 5,02 |
| 2 | 2,52 | 5,04 |
| 3 | 1,63 | 4,89 |
| 5 | 1,07 | 5,35 |
| 10 | 0,510 | 5,1 |

La costanza del prodotto della lunghezza di scintilla per la pressione critica nell'acido carbonico è molto evidente.

Carr ha prodotto pure curve rappresentanti la relazione tra la lunghezza di scintilla e la pressione per H^2S , SO^2 , CO^2 , C^2H^2 , O^2 , AzO^2 . La figura 122 rappresenta tali curve.

La lunghezza di scintilla era, per questi gas, di 3mm.

Strutt¹ ha eseguito esperienze molto accurate per studiare la relazione tra la pressione e la lunghezza della scintilla, in aria, idrogeno, azoto ed elio. Le esperienze sull'azoto e l'elio sono particolarmente interessanti. Trovò, infatti, che il potenziale esplosivo minimo in questi gas era fortemente influenzato da tracce molto piccole di impurità. La presenza di una quantità molto piccola di ossigeno nell'azoto accresceva il potenziale esplosivo minimo da 251 a 388V, L'azoto, privato dell'ossigeno facendola passare su rame metallico, dava un potenziale minimo di 388V; l'azoto preparato a partire dall'aria per assorbimento dell'ossigeno tramite una soluzione alcalina di acido pirogallico dava 347V. Se infine si toglieva completamente l'ossigeno mediante gorgogliamento ripetuto attraverso una miscela liquida di sodio e di potassio, il potenziale esplosivo minimo si riduceva a 251V.

Le curve ottenute da Strutt per l'azoto sono rappresentate in figura 123. La curva n. 2 si riferisce al campione più puro, la curva n. 1 a un campione che passa pure parecchie volte attraverso il sodio e il potassio, ma meno a lungo. Il potenziale esplosivo minimo per quest'ultimo era 276V. Le curve dopo la pressione critica sono parallele.

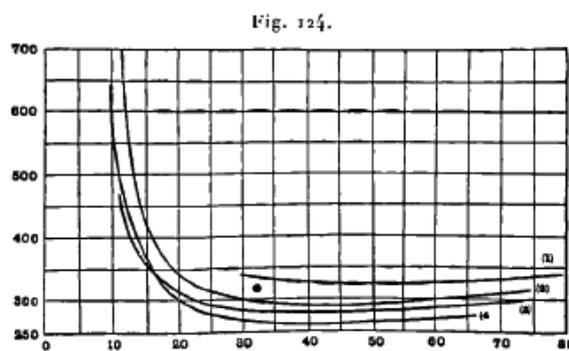
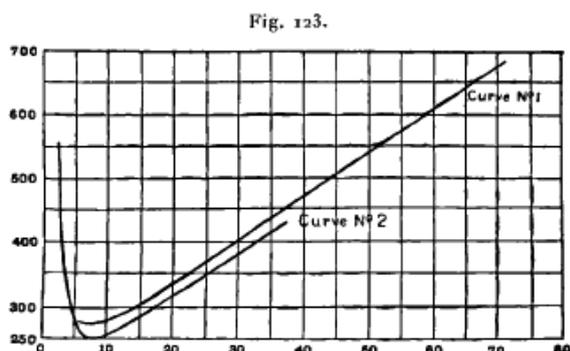
Strutt studiò pure la scarica attraverso l'elio che presenta qualche particolarità interessante. Ramsay e Collie² furono i primi ad attirare l'attenzione sul caso della scarica nell'elio.

Le esperienze di Strutt, di cui la figura 124 presenta i risultati, indicano che per una lunghezza di scintilla data la pressione critica è estremamente elevata. Il suo valore raggiunge cinque volte quello relativo all'aria e più di due volte quello relativo all'idrogeno.

La figura 124 mostra la grande influenza di piccole impurità sulla differenza di potenziale minima. Le curve che vi sono rappresentate si riferiscono a campioni purificati con metodi diversi. Il valore più piccolo ottenuto da Strutt fu 216V.

1 R. Strutt, *Phil. Trans.*, t. CXCI, 1900, p. 377.

2 Ramsay e Collie, *Proc. Roy. Soc.*, t. LIX, 1896, p. 257.



218. Abbiamo visto che il prodotto della pressione critica per la lunghezza di scintilla era costante e indipendente dalla natura degli elettrodi. Questa è quindi una proprietà del gas. La tabella seguente contiene i valori di questo prodotto q calcolato in base alle misure di Carr e Strutt e i liberi cammini medi λ delle molecole del gas alla pressione atmosferica. Questi ultimi, ad eccezione di quello dell'elio, sono tratti dalla tabella data da O.E. Meyer nella *Théorie cinétique des gas*, pagina 142; quello dell'elio è dedotto dalle esperienze di Lord Rayleigh¹ sulla viscosità di questo gas. Sebbene questi liberi cammini medi corrispondano a una pressione particolare, i loro rapporti per diversi gas sono indipendenti dalla pressione.

I valori della terza colonna danno il prodotto della lunghezza di scintilla in millimetri per la pressione critica misurata in millimetri di mercurio.

| Gas | Potenziale esplosivo minimo | q | $\lambda \cdot 10^5 \text{ cm}$ | $10^5 \lambda/q$ |
|--------------------|-----------------------------|------|---------------------------------|------------------|
| Aria | 341 S | 5,8 | 0,95 | 0,17 |
| Azoto | 251 S | 6,7 | 0,98 | 0,14 |
| Ossigeno | 455 C | | 1,05 | |
| Idrogeno | 302 – 308 S – 278 C | 14,4 | 1,8 | 0,12 |
| Acido carbonico | 419 C | 5,1 | 0,68 | 0,13 |
| Acido solforoso | 457 C | 3,3 | 0,48 | 0,14 |
| Acido solforoso | 418 C | 5 | 0,68 | 0,14 |
| Idrogeno solforato | 414 C | 6 | 0,628 | 0,14 |
| Acetilene | 468 C | | | |
| Elio | 261 S | 27 | 2,6 | 0,10 |

Le lettere S e C indicano che le misure sono state fatte da Strutt o da Carr. Non si può pretendere una grande esattezza per i valori di q , essendo la misura della pressione critica particolarmente difficile. Un piccolo errore nella determinazione del potenziale esplosivo nelle sue vicinanze comporta un errore considerevole nella sua misura. Se si tiene conto di questa circostanza, le differenze che si possono constatare nella tabella precedente tra i valori di q/λ e il valore costante 1,3 non sono, se si eccettua il caso dell'idrogeno solforato e dell'elio, superiori a quelli che si potrebbero spiegare mediante gli errori sperimentali. Quanto all'idrogeno solforato e all'elio, ragioni speciali ci fanno esitare nell'accettare questi risultati come definitivi prima di nuove esperienze.

L'idrogeno solforato, infatti, è scomposto dalla scintilla; viene liberato l'idrogeno. Se questa scomposizione avveniva nelle esperienze, impiegavamo, per determinare q , una scintilla passante in una miscela di idrogeno e di idrogeno solforato; la presenza dell'idrogeno accresce la pressione critica e di conseguenza il valore di q .

Come hanno mostrato le esperienze di Strutt, deboli tracce di impurità influiscono enormemente

¹ Lord Rayleigh, *Proc. Roy. Soc.*, t. LXIX, 1896, p. 198.

sui valori per l'elio. Sarebbe pertanto azzardato trarre conclusioni per questo gas fintanto che la determinazione del suo libero cammino medio non sarà stata fatta sugli stessi campioni delle misure elettriche, Possiamo, a mio avviso, concludere che per un grande numero di gas il valore di q/λ è approssimativamente costante, cioè che per una lunghezza data la pressione critica è proporzionale al libero cammino medio delle molecole di gas.

Legge di Paschen

219. Paschen¹, dopo una serie di numerose esperienze sulla relazione tra il potenziale esplosivo e la pressione, arrivò alla conclusione che essa dipendeva solo dal prodotto della pressione per la lunghezza di scintilla, cioè dalla massa di gas compresa tra due superfici unitarie di elettrodi. Se quindi si fa variare simultaneamente la pressione e la lunghezza di scintilla mantenendo il loro prodotto costante, il potenziale esplosivo V resterà invariato. In altre parole, V è una funzione di pd .

I risultati seguenti, tratti dalla Memoria di Paschen, mostrano con quale precisione questa legge è verificata nei limiti della pressione studiati; pressioni, bisogna rimarcarlo, considerevolmente superiori alle pressioni critiche. V è il potenziale esplosivo misurato in unità elettrostatiche, p la pressione in centimetri di mercurio, e d la distanza esplosiva in centimetri. In queste esperienze, gli elettrodi erano sfere di raggio 1 cm .

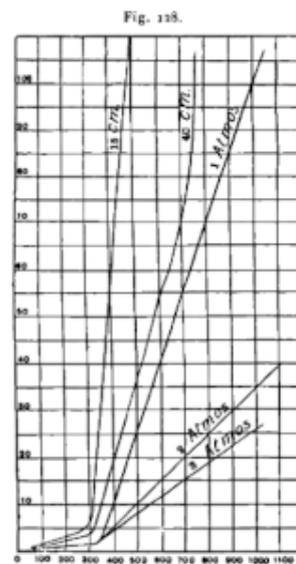
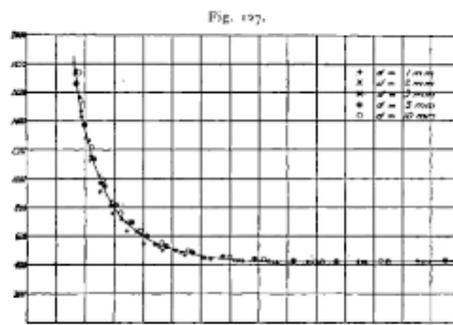
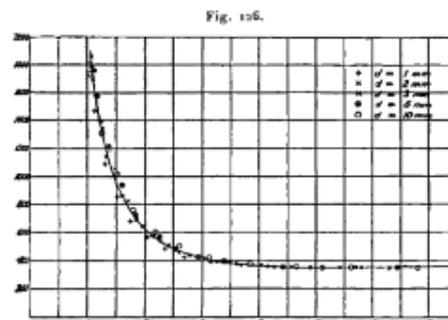
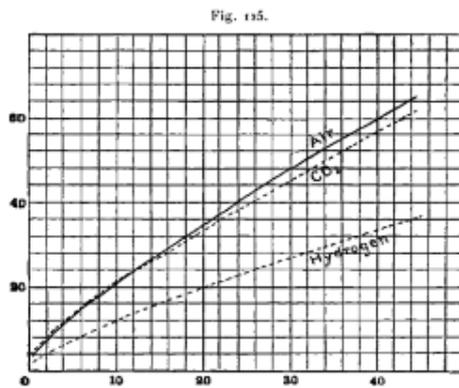
| Aria $pd = 7,5$ | | | Aria $pd = 20$ | | |
|---------------------------------------|-------|-------|--------------------------------------|-----|-------|
| p | d | V | p | d | V |
| 10 | 0,75 | 16,2 | 28,6 | 0,7 | 34,30 |
| 15 | 0,50 | | 33,3 | 0,6 | 34,63 |
| 20 | 0,38 | 16,5 | 40,0 | 0,5 | 35,12 |
| 25 | 0,30 | 16,75 | 50,0 | 0,4 | 34,77 |
| 30 | 0,25 | 17,00 | 68,66 | 0,3 | 35,39 |
| 40 | 0,17 | 16,83 | media | | 34,64 |
| 50 | 0,15 | 16,86 | | | |
| 75 | 0,1 | 16,68 | | | |
| | | 16,33 | | | |
| media | | 16,65 | | | |
| Idrogeno $pd = 7,5$ | | | Idrogeno $pd = 20$ | | |
| p | d | V | p | d | V |
| 10 | 0,75 | 9,50 | 28,60 | 0,7 | 19,12 |
| 15 | 0,50 | 9,32 | 33,3 | 0,6 | 19,25 |
| 20 | 0,38 | 9,47 | 40,0 | 0,5 | 19,43 |
| 25 | 0,30 | 9,59 | 50,0 | 0,4 | 19,43 |
| 30 | 0,25 | 9,58 | 68,66 | 0,3 | 20,00 |
| 40 | 0,187 | 9,69 | media | | 19,45 |
| 50 | 0,15 | 9,90 | | | |
| 75 | 0,1 | 14,44 | | | |

¹ Paschen, *Wied. Ann.*, t. XXXVII, 1889, p. 79.

| media 9,68 | | | Acido carbonico $pd=20$ | | |
|--------------------------|-------|-------|-------------------------|-----|-------|
| Acido carbonico $pd=7,5$ | | | Acido carbonico $pd=20$ | | |
| p | d | V | p | d | V |
| 12,5 | 0,6 | 16,45 | 33,3 | 0,6 | 33,03 |
| 15,0 | 0,5 | 16,48 | 40,0 | 0,5 | 32,86 |
| 20,0 | 0,38 | 17,02 | 50,0 | 0,4 | 33,46 |
| 25,0 | 0,30 | 17,92 | 68,66 | 0,3 | 34,11 |
| 30,0 | 0,25 | 17,79 | media | | 33,6 |
| 40,0 | 0,187 | 18,33 | | | |
| 50,0 | 0,15 | 17,77 | | | |
| 75,0 | 0,10 | 17,21 | | | |
| media | | 17,37 | | | |

Le curve (fig. 125) danno la relazione tra il potenziale esplosivo e il prodotto pd per l'idrogeno, l'aria e l'acido carbonico.

Le ordinate rappresentano il potenziale esplosivo misurato in unità elettrostatiche; le ascisse, i valori di pd .



Le esperienze di Paschen furono fatte a pressioni considerevolmente più elevate delle pressioni critiche. Tuttavia Carr ha mostrato recentemente che questa legge è esatta per tutte le pressioni. È quanto indicano molto chiaramente le curve delle figure 126 e 127, che danno la relazione tra il potenziale esplosivo V misurato in volt e il prodotto pd , essendo p misurato in millimetri di mercurio e d in millimetri. Le esperienze riguardano cinque valori di d che vanno da 1mm a 10mm . I risultati sono rappresentati sulle curve con simboli posti a lato dei punti determinati nelle esperienze. Si può vedere che i punti sono per tutte le distanze esplosive posti sulla stessa curva, e in questo caso l'intervallo delle pressioni si estende ben oltre la pressione critica. I risultati dati dalla legge di Paschen sono molto importanti. Vediamo, infatti, che, per trovare il potenziale esplosivo corrispondente a una lunghezza di scintilla e a una pressione data basta possedere i risultati delle esperienze fatte con una distanza esplosiva costante in ogni intervallo di pressioni. Vediamo anche che risulta da questa legge che la pressione critica è inversamente proporzionale alla lunghezza di scintilla, risultato messo in evidenza direttamente dalle esperienze. Risulta pure da questa legge che, se conosciamo il potenziale esplosivo necessario per produrre una scintilla di lunghezza costante per tutte le pressioni, possiamo dedurre il valore del potenziale esplosivo per una scintilla di lunghezza data a una pressione determinata.

Differenza di potenziale necessaria per la produzione di scintille molto corte

220. Earhart¹ ha eseguito una serie di esperienze sulla differenza di potenziale necessaria alla produzione di scintille la cui lunghezza era dell'ordine di grandezza della lunghezza d'onda del sodio. Impiegò elettrodi di acciaio di forma sferica. La figura 128 mostra la relazione tra il potenziale esplosivo e la distanza tra le sfere; le ascisse rappresentano il potenziale esplosivo; le ordinate, la più breve distanza tra le sfere. A causa della curvatura degli elettrodi, la loro distanza minima non era necessariamente uguale all'intervallo esplosivo critico, la scintilla seguirà non la più breve distanza, ma un cammino tale che la sua lunghezza sia precisamente uguale alla distanza esplosiva critica.

Le curve di Earhart non indicano l'aumento della differenza di potenziale quando la distanza tra gli elettrodi diminuisce come esse avrebbero fatto se questi ultimi fossero stati piani.

Il fatto più interessante che esse mettono in evidenza è la rapida diminuzione del potenziale esplosivo quando la distanza tra gli elettrodi diviene inferiore a $3 \cdot 10^{-4}\text{cm}$.

Quando la distanza esplosiva va al di sotto di questo valore, il potenziale esplosivo decresce rapidamente con la distanza e i risultati di Earhart sembrano mostrare che gli diviene direttamente proporzionale. La più piccola differenza di potenziale misurata fu di $32V$, corrispondente a una distanza tra gli elettrodi di $3 \cdot 10^{-5}\text{cm}$. Questo è circa 1/100 del potenziale esplosivo minimo. Earhart fece qualche osservazione sull'influenza della pressione. Il passaggio da 3atm a 1atm non parve influire sul potenziale esplosivo quando gli elettrodi erano molto vicini. Al di sotto di 1atm , tuttavia, il potenziale esplosivo diminuiva con la pressione. L'esame delle curve fa pensare che la caratteristica della scarica si modifica quando la distanza tra gli elettrodi scende al di sotto di un certo limite o, in accordo con le curve, quando l'intensità media F del campo tra le piastre raggiunge un certo valore (circa $1000000V/\text{cm}$). Quando F ha raggiunto un certo valore, sembra, dalle esperienze di Earhart, che la scarica sia determinata dalla condizione che F , cioè V/d , dove V è la differenza di potenziale e d la distanza tra gli elettrodi, sia uguale a questo valore.

Queste esperienze sollevano numerose questioni molto importanti e si auspica che esse divengano l'oggetto di nuove ricerche.

Le considerazioni che seguono sembrano portare una spiegazione possibile del modo di essere della scarica quando gli elettrodi sono molto vicini tra loro.

Abbiamo già avuto occasione di utilizzare l'ipotesi secondo la quale in un metallo, anche alla

¹ Earhart, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. I, 1901, p. 147.

temperatura ordinaria, si hanno corpuscoli liberi che si muovono in tutte le direzioni. Se nelle condizioni comuni questi corpuscoli potessero sfuggire, il metallo non potrebbe trattenere una carica negativa. Una delle ragioni per le quali i corpuscoli non possono sfuggire dal metallo è che, subito dopo la loro partenza, si esercita tra essi e il corpo una attrazione elettrostatica uguale a $e^2/4r^2$, essendo e la carica di un corpuscolo e r la distanza dalla superficie del metallo. Questa attrazione lo farà ritornare all'interno del metallo se l'energia cinetica con la quale sfugge non supera un valore molto elevato. Ma supponiamo che una forza esterna F agisca sul corpuscolo e tenda ad allontanarlo dal metallo. Se Fe ha un valore confrontabile con quello di $e^2/4r^2$, il campo esterno faciliterà in modo apprezzabile la fuoriuscita dei corpuscoli ed essi potranno lasciare il metallo, mentre la loro energia cinetica da sola sarebbe stata troppo piccola per permetterglielo. Se Fe è confrontabile a $e^2/4r^2$, F deve essere confrontabile a $e^2/4r^2$. In unità elettrostatiche, $e=3,4 \cdot 10^{-10}$; poniamo $r=10^{-7}$; $e^2/4r^2$ è quindi uguale a $8,5 \cdot 10^3$. Nelle esperienze di Earhart, F era di circa $10^6 V/cm$ o, in unità elettrostatiche, $3,3 \cdot 10^3$. Questo è un poco più di un terzo del valore di $e^2/4r^2$. Se quindi, siccome ciò è possibile, r è un poco superiore a 10^{-7} , l'attrazione esercitata dal campo esterno sarà in grado di far uscire i corpuscoli dal metallo. Non appena questi ultimi potranno lasciare l'elettrodo, questo agirà come un catodo e una scarica negativa passerà tra esso e l'elettrodo opposto. Se questa spiegazione è corretta, la scarica attraverso queste distanze molto piccole è interamente trasportata dai corpuscoli senza che gli ioni positivi vi prendano parte alcuna. Nella scarica che abbiamo considerato prima, i corpuscoli e gli ioni positivi si suddividono il trasporto della carica.

Dopo la pubblicazione della prima edizione di quest'opera, Kinsley e Hobbs hanno fatto all'Università di Chicago alcune esperienze interessanti sulla differenza di potenziale richiesta per la produzione di scintille molto corte. Kinsley¹, le cui esperienze vertevano sulle scintille eccessivamente corte (la distanza esplosiva in qualche caso era dell'ordine di $3 \cdot 10^{-7} cm$, e il potenziale esplosivo di solo $1V$), trovò in ogni serie di esperienze una relazione lineare tra il potenziale esplosivo e la lunghezza della scintilla. Il coefficiente angolare della retta che rappresenta graficamente questa relazione variava secondo il trattamento subito dagli elettrodi, cioè secondo il loro grado di proprietà o di purezza. Forse non bisogna stupirsi molto di quest'ultimo risultato, poiché i depositi di umidità, ecc., sugli elettrodi, depositi il cui spessore sarebbe dello stesso ordine di grandezza della lunghezza della scintilla, sfuggirebbero interamente a un esame ottico. Kinsley ha evidenziato una particolarità caratteristica di queste corte scintille. Quando una scintilla è passata una volta, l'isolamento tra gli elettrodi è distrutto, le superfici si toccano e un punto metallico sembra essersi formato tra di essi. Bisogna allora allontanarli a una distanza superiore alla distanza esplosiva iniziale per eliminare questa aderenza.

Hobbs, le cui esperienze riguardarono scintille di lunghezza maggiore di quelle studiate da Kinsley e che non incontrò le stesse variazioni conservando gli stessi elettrodi, osservò il fatto seguente estremamente importante e suggestivo. Quando si riduce la distanza esplosiva fino al valore per il quale la scintilla inizia a passare per un potenziale inferiore, la relazione che lega la lunghezza di scintilla alla differenza di potenziale è indipendente dalla pressione e dalla natura del gas, ma dipende dalla natura degli elettrodi.

Le curve (fig. 129, 130, 131) lo indicano chiaramente; la figura 129 mostra la relazione tra la differenza di potenziale e la lunghezza della scintilla nell'aria a diverse pressioni; la figura 130, la stessa relazione per gas differenti, e la figura 131 per elettrodi di tipologie diverse. Il tratto piano prima della discesa è dovuto al fatto che uno degli elettrodi era sferico, l'altro piano; di conseguenza, la lunghezza della scintilla poteva variare in grandi proporzioni seguendo cammini diversi.

Essa scelse il cammino per il quale la differenza di potenziale è minore; se quindi le scintille non sono troppo corte, la differenza di potenziale sarà la differenza di potenziale minima trattata al § 217, e l'aumento del potenziale che si osserva con elettrodi piano e paralleli quando si diminuisce

1 Kinsley, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. IX, 1905, p. 692.

una distanza esplosiva non si presenterà. Questi risultati ci mostrano che il passaggio della scintilla è, per questo secondo periodo, determinato dalla condizione che la forza elettrica tra le piastre abbia un valore costante dipendente dal metallo che li costituisce, ma per nulla dalla pressione o dal tipo di gas che li circonda.

Ciò conferma l'opinione esposta nella prima edizione di questa opera e secondo la quale la scintilla avrebbe per veicolo in questo caso dei portatori estratti dal metallo dal campo elettrico e non dei corpuscoli provenienti dal gas.

Fig. 129.

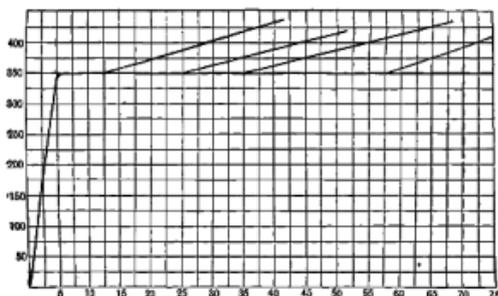


Fig. 130.

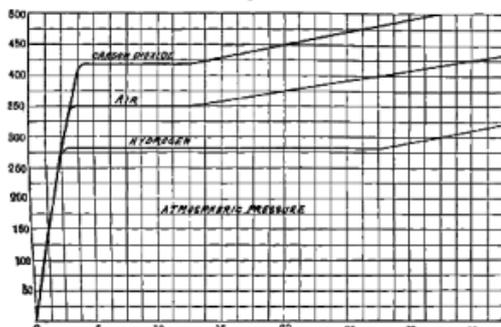
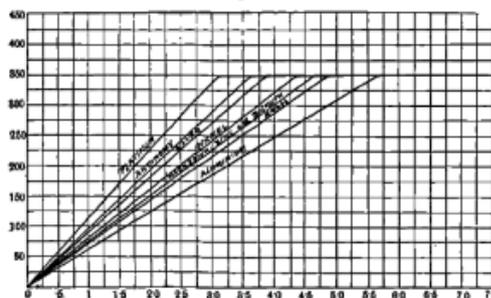


Fig. 131.



Sarebbe interessante sapere se questi sono corpuscoli o una mescolanza di corpuscoli con carica negativa e di atomi che trasportano cariche positive. Ci si potrebbe rendere conto impiegando due elettrodi formati da metalli diversi. Se tutti i portatori fossero corpuscoli, la differenza di potenziale dipenderebbe solo dal metallo impiegato come elettrodo negativo; se tutti fossero atomi elettrizzati positivamente, solo l'elettrodo positivo influirebbe; se vi fosse una mescolanza dei due, la natura dei due elettrodi influenzerebbe il potenziale esplosivo.

Se un campo di una intensità come misurata da Hobbs, cioè di circa $100V$ per $10^{-4}cm$, basta estrarre il portatore del metallo e se separiamo i due elettrodi metallici con un dielettrico solido, osserveremo, in un tale campo, se qualcuno dei portatori è formato da corpuscoli, e se sono trasportati attraverso il dielettrico, una perdita attraverso quello molto più grande che per campi più deboli.

Sarebbe possibile, secondo i risultati dati da Almy¹, applicare campi di questa intensità alla mica, al quarzo, all'ebanite. Vi è forse più che una coincidenza con il fatto che la scarica passa attraverso numerosi dielettrici solidi e liquidi per campi proprio un poco meno intensi di quello che consideriamo. È probabile, credo, che il processo grazie al quale la scarica attraversa i dielettrici solidi e liquidi è analogo a quello che provoca le scintille corte; cioè che i corpuscoli sono piuttosto strappati all'atomo dal campo elettrico che prodotti dalla collisione contro altri corpuscoli.

Scarica in un campo elettrico non uniforme

221. Baille² e Paschen³ hanno eseguito alcune esperienze molto interessanti sulla differenza di

1 Almy, *Ann. d. Physik*, t. I, 1900, p. 508.

2 Baille, *Ann. de Chim. et de Phys.*, quinta serie, t. XXV, 1882, p. 486.

3 Paschen, *Wied. Ann.*, t. XXXVII, 1889, p. 79.

potenziale necessaria al passaggio della scintilla tra due sfere di diametro molto piccolo affinché le variazioni dell'intensità del campo fossero considerevoli. I risultati di Baille sono dati nella tabella A, quelli di Paschen nella tabella B.

A. Differenza di potenziale-pressione 760mm – Temperatura 15° - 20° C

| Lunghezza scintilla in <i>cm</i> | Piani | Sfere $\phi=6cm$ | Sfere $\phi=3cm$ | Sfere $\phi=1cm$ | Sfere $\phi=0,6cm$ | Sfere $\phi=0,35cm$ | Sfere $\phi=0,1cm$ |
|-------------------------------------|--------|---------------------|---------------------|---------------------|-----------------------|------------------------|-----------------------|
| 0,05 | 8,94 | 8,96 | 9,18 | 9,18 | 9,26 | 9,30 | 9,63 |
| 0,10 | 14,70 | 14,78 | 14,99 | 15,25 | 15,53 | 16,04 | 16,10 |
| 0,15 | 20,20 | 20,31 | 20,47 | 21,28 | 21,24 | 21,87 | 19,58 |
| 0,20 | 25,42 | 25,59 | 25,95 | 26,78 | 26,82 | 27,13 | 21,91 |
| 0,25 | 30,38 | 30,99 | 31,33 | 32,10 | 32,33 | 31,96 | 23,11 |
| 0,30 | 35,35 | 36,12 | 36,59 | 37,32 | 37,38 | 36,29 | 24,12 |
| 0,35 | 403,45 | 41,45 | 41,47 | 42,48 | 42,16 | 39,39 | 25,34 |
| 0,40 | 45,28 | 46,34 | 46,77 | 47,62 | 46,34 | 41,77 | 26,03 |
| 0,45 | 50,48 | 51,46 | 51,60 | 51,56 | 50,44 | 43,76 | 26,62 |
| 0,40 | 44,80 | 45,00 | 45,00 | 45,50 | 44,80 | 41,07 | 26,58 |
| 0,45 | 49,63 | 50,33 | 49,63 | 52,04 | 48,42 | 43,29 | 28,49 |
| 0,50 | 54,35 | 55,06 | 54,96 | 54,66 | 53,25 | 47,21 | 30,00 |
| 0,60 | 63,82 | 65,23 | 65,23 | 65,23 | 59,69 | 53,75 | 31,51 |
| 0,70 | 74,09 | 75,40 | 73,79 | 72,28 | 64,22 | 56,47 | 32,92 |
| 0,80 | 84,83 | 87,98 | 84,76 | 77,61 | 67,75 | 58,79 | 33,82 |
| 0,90 | 94,72 | 97,44 | 94,62 | 80,13 | 70,56 | 59,09 | 34,93 |
| 1,00 | 105,49 | 112,94 | 104,69 | 83,05 | 72,38 | 59,49 | 36,24 |

| B. Scintille corte | | | | Scintille lunghe | | | |
|-------------------------------------|---------------------|-----------------------|------------------------|-------------------------------------|---------------------|-----------------------|------------------------|
| Lunghezza scintilla in <i>cm</i> | Sfere $\phi=1cm$ | Sfere $\phi=0,5cm$ | Sfere $\phi=0,25cm$ | Lunghezza scintilla in <i>cm</i> | Sfere $\phi=1cm$ | Sfere $\phi=0,5cm$ | Sfere $\phi=0,25cm$ |
| 0,01 | 3,8 | 3,42 | 3,61 | 0,10 | 15,96 | 16,11 | 16,45 |
| 0,02 | 5,04 | 5,18 | 5,58 | 0,15 | 21,94 | 22,17 | 22,59 |
| 0,03 | 6,62 | 6,87 | 6,94 | 0,20 | 27,59 | 27,78 | 28,18 |
| 0,04 | 8,06 | 8,82 | 8,43 | 0,25 | 32,96 | 33,42 | 33,60 |
| 0,05 | 9,56 | 9*,75 | 9,86 | 0,30 | 38,59 | 39,00 | 38,65 |
| 0,06 | 10,81 | 10,87 | 11,19 | 0,35 | 43,93 | 44,32 | 43,28 |
| 0,07 | 11,78 | 12,14 | 12,29 | 0,40 | 49,17 | 49,31 | 47,64 |
| 0,08 | 13,40 | 13,59 | 13,77 | 0,45 | 54,37 | 54,18 | 51,56 |
| 0,09 | 14,39 | 14,70 | 14,89 | 0,50 | 59,71 | 59,03 | 54,57 |

| | | | | | | | |
|------|-------|-------|-------|------|-------|-------|-------|
| 0,10 | 15,86 | 15,97 | 16,26 | 0,55 | 64,60 | 63,35 | 57,27 |
| 0,11 | 16,79 | 17,08 | 17,26 | 0,60 | 69,27 | 67,80 | 59,95 |
| 0,12 | 18,28 | 18,42 | 18,71 | 0,70 | 78,51 | 75,04 | 63,14 |
| 0,14 | 20,52 | 20,78 | 21,26 | 0,80 | 87,76 | 81,95 | 66,39 |
| | | | | 0,90 | | | 68,65 |
| | | | | 1,00 | | | 70,68 |
| | | | | 1,20 | | | 74,94 |
| | | | | 1,50 | | | 79,42 |

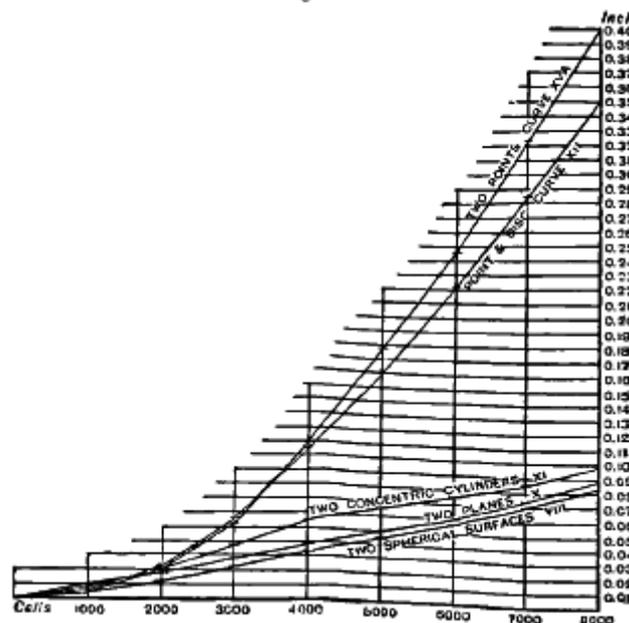
Vediamo dalle tabelle che per una lunghezza di scintilla data, con due sfere uguali, una carica e isolata, l'altra messa a terra, la differenza di potenziale varia con il loro diametro. Se si parte dal piano, la differenza di potenziale cresce dapprima con la curvatura, poi raggiunge un massimo per un diametro dato. Questo diametro critico dipende dalla lunghezza della scintilla; più essa è corta, più debole è.

I risultati dati nelle tabelle A e B mostrano che, quando le sfere sono molto piccole, la differenza di potenziale necessaria per produrre una scintilla di lunghezza data tra di esse è, se la scintilla non è troppo corta, molto minore di quella che serve a provocarla tra piani paralleli.

Essi mostrano pure che la differenza di potenziale esplosiva con punti come elettrodi cresce solo lentamente con la lunghezza della scintilla.

Le curve della figura 132, ricavata da una Memoria di De la Rue e Muller¹, mostrano l'influenza della forma dell'elettrodo sulla lunghezza della scintilla. Esse danno la relazione tra il potenziale esplosivo e la lunghezza di scintilla nel caso di due piani, di due sfere, una di 3 cm di raggio, l'altra di 1, cm di diametro, di due cilindri concentrici, di un piano e di un punto e due punti.

Fig. 132.



222. Schuster², utilizzando la soluzione data da Kirchhoff del problema della distribuzione dell'elettricità su sue sfere, ha calcolato, in base alle tabelle di Baille e Paschen, l'intensità massima del campo prima del passaggio della scintilla. I risultati relativi alle esperienze di Baille

1 De la Rue e Muller, *Phil. Trans.*, 1878, prima parte, p. 55.

2 Schuster, *Phil. Mag.*, quinta serie, t. XXIX, 1890, p. 182.

sono dati nella tabella seguente:

| Lunghezza scintilla in <i>cm</i> | Piani | Sfere $\phi=6cm$ | Sfere $\phi=3cm$ | Sfere $\phi=1cm$ | Sfere $\phi=0,6cm$ | Sfere $\phi=0,35cm$ | Sfere $\phi=0,1cm$ |
|-------------------------------------|-------|---------------------|---------------------|---------------------|-----------------------|------------------------|-----------------------|
| 0,05 | 179 | 180 | 186 | 190 | 197 | 206 | 292 |
| 0,10 | 147 | 149 | 153 | 163 | 176 | 198 | 376 |
| 0,15 | 135 | 138 | 141 | 157 | 170 | 206 | 425 |
| 0,20 | 127 | 131 | 137 | 154 | 170 | 219 | 460 |
| 0,25 | 122 | 127 | 134 | 154 | 180 | 236 | 478 |
| 0,30 | 118 | 124 | 130 | 156 | 189 | 253 | 494 |
| 0,35 | 116 | 122 | 129 | 159 | 197 | 263 | 516 |
| 0,40 | 113 | 122 | 129 | 164 | 204 | 272 | 528 |
| 0,45 | 112 | 120 | 127 | 166 | 214 | 278 | 540 |
| 0,40 | 112 | 118 | 124 | 157 | 197 | 268 | 539 |
| 0,45 | 110 | 119 | 122 | 167 | 206 | 275 | 578 |
| 0,50 | 109 | 117 | 125 | 166 | 218 | 296 | 608 |
| 0,60 | 106 | 116 | 125 | 181 | 233 | 327 | 639 |
| 0,70 | 106 | 117 | 126 | 188 | 234 | 339 | 667 |
| 0,80 | 106 | 123 | 130 | 192 | 250 | 349 | 685 |
| 0,90 | 105 | 120 | 132 | 191 | 255 | 349 | 708 |
| 1,00 | 106 | 128 | 133 | 194 | 258 | 349 | 733 |

Si vede che più piccole sono le sfere, cioè più irregolare è il campo elettrico, più grande è l'intensità elettrica massima. Dobbiamo distinguere accuratamente il campo elettrico prima del passaggio della scintilla e durante la scarica o anche durante l'intervallo che trascorre dall'applicazione della differenza di potenziale e il passaggio della scarica. Durante questo intervallo, infatti, gli ioni si muovono nel campo e producono nuovi ioni. Questi due effetti modificheranno la distribuzione del campo. Per prendere un esempio, supponiamo di avere una punta elettrizzata negativamente vicino ad una piastra carica positivamente. Se non vi sono ioni nel campo, la forza elettrica sarà massima verso la punta e diminuirà rapidamente quando si avvicinerà alla piastra. Se, al contrario, vi sono ioni nelle vicinanze della punta, quest'ultima respingerà i negativi e attrarrà i positivi; l'effetto sarà di accrescere l'intensità della forza elettrica a una certa distanza dalla punta, diminuendola nelle vicinanze. Se gli ioni negativi si accumulano vicino alla piastra e formano contro di essa uno strato di elettricità negativa, la forza elettrica può raggiungere valori molto elevati. Questo è quanto si presenta abitualmente. Blyth ha infatti misurato, al Cavendish Laboratory, la distribuzione dell'intensità elettrica tra una punta e una piastra quando si produce una scarica tra esse e mostrato che l'intensità elettrica, dapprima grande vicino alla punta, debole a qualche distanza, ridiventa considerevole vicino alla piastra.

Se quindi si ha una ionizzazione preliminare, se ne può calcolare con la soluzione di Kirchhoff l'intensità elettrica massima quando la scarica passa. Russell¹ ha mostrato che nei casi in cui la ionizzazione preliminare è molto piccola e dove, di conseguenza, l'intensità massima nella scintilla

¹ Russell, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. II, 1906, p. 237.

è uguale a quella calcolata teoricamente, questa intensità non dipende dalla lunghezza della scintilla, e la condizione affinché la scarica illumini è che questa intensità raggiunga un valore determinato. Quando le condizioni sono tali che la scintilla passa senza scarica preliminare silenziosa o brillante, Voëge¹ ha mostrato che la differenza di potenziale necessaria per una scintilla di lunghezza d poteva essere rappresentata dalla formula

$$V = 4800d + 24000$$

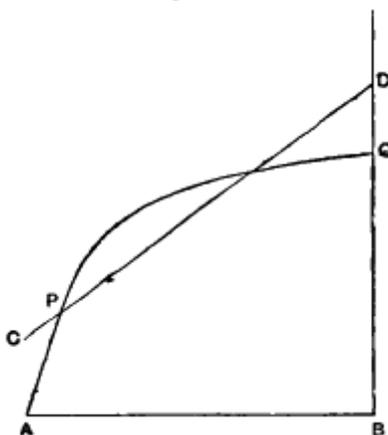
essendo V espressa in volt e d in centimetri.

La modifica del campo elettrico che si produce durante il *ritardo* spiega perché non passa sempre necessariamente una scintilla quando uno dei due elettrodi o entrambi sono piccoli, anche quando la differenza di potenziale tra uno di essi A e un punto vicino P (calcolato nell'ipotesi in cui non vi sono ioni nel campo) è superiore a quella richiesta per la produzione di una scintilla di lunghezza AP tra elettrodi piani. Durante il *ritardo*, il moto degli ioni nel campo può aver ridotto la differenza di potenziale tra A e P al di sotto del valore necessario per produrre una scintilla di lunghezza AP.

Benché i cambiamenti che si producono durante il ritardo possano ridurre le ineguaglianze del campo elettrico tra due piccoli elettrodi, non si può presumere che le facciano scomparire del tutto. Quando il campo è lontano dall'essere uniforme, come nel caso di due elettrodi a punta, si può facilmente vedere che la differenza di potenziale richiesta perché si produca una lunga scintilla è minore di quella necessaria per produrre una scintilla della stessa lunghezza tra elettrodi piani.

Supponiamo che curva APQ (fig. 123) rappresenti la distribuzione del potenziale tra due elettrodi A e B di piccole dimensioni, e sia CD la curva che dà la differenza di potenziale in grado di provocare una scintilla nel campo uniforme (l'ordinata di un punto di CD rappresenta il potenziale esplosivo necessario alla produzione di una scintilla di lunghezza uguale alla sua ascissa). Vediamo allora che, sebbene la differenza di potenziale BQ tra due piccoli elettrodi sia inferiore a quella BD necessaria alla produzione di una scintilla di lunghezza AB in un campo uniforme, le due curve possono intersecarsi. Se si intersecano in un punto P, una scintilla potrà passare tra A e P. La differenza di potenziale totale si distribuirà allora sulla regione compresa tra P e B; l'intensità del campo vi sarà allora aumentata e la scintilla potrà raggiungere B.

Fig. 133.



223. Quando gli elettrodi non hanno la stessa grandezza, Faraday² trovò che il potenziale esplosivo era differente secondo che l'elettrodo più piccolo fosse positivo o negativo. De la Rue e Muller³ osservarono pure lo stesso effetto. Secondo Wesendonck⁴, questa differenza si manifesta soltanto quando un pennacchio accompagna la scintilla; quando le condizioni sono tali che la scarica passa interamente sotto forma di scintilla, il potenziale esplosivo è lo stesso qualunque sia il

1 Voëge, *Ann. der Phys.*, t. XIV, 1904, p. 556.

2 Faraday, *Experimental Researches*, §1480.

3 De la Rue e Muller, *Phil. Trans.*, 1878, parte I, p. 55.

4 Wesendonck, *Wied. Ann.*, t. XXVIII, p. 222.

verso.

Potenziale esplosivo in diversi gas

224. Per pressioni molto superiori al quella critica, la relazione tra il potenziale esplosivo e la lunghezza di scintilla è lineare. Se V è il potenziale esplosivo misurato in unità elettrostatiche e x la lunghezza di scintilla alla pressione atmosferica, misurata in centimetri,

$$V = ax + b$$

Le esperienze di Baille, Liebig, Paschen, Orgler, danno i seguenti valori, per le costanti a e b nell'idrogeno, l'aria e l'acido carbonico:

| Gas | Baille | | Liebig | | Paschen | | Orgler | |
|-----------------|--------|-----|--------|-----|---------|-----|--------|-----|
| | a | b | a | b | a | b | a | b |
| Aria | 99,6 | 5 | 87,4 | | 92,5 | | 93,6 | “ |
| Idrogeno | | | 55,8 | | 43,0 | | 46,3 | “ |
| Acido carbonico | | | 91,8 | | 91,1 | | 85,6 | “ |

Wolf¹, che misurò il potenziale esplosivo necessario per produrre una scintilla lunga 1 mm a pressioni variabili da 1 atm a 5 atm, trovò che (come ci possiamo attendere dalla legge di Paschen) la relazione a queste pressioni elevate tra il potenziale esplosivo e la pressione è una funzione lineare: V rappresenta il potenziale esplosivo misurato in unità elettrostatiche e x la pressione in atmosfere, Wolf trovò che V era dato dalle espressioni seguenti:

| | |
|-----------------------|--------------------|
| Per l'idrogeno da | $V = 6,509x + 6,2$ |
| Per l'ossigeno | $V = 9,6x + 4,4$ |
| Per l'aria | $V = 10,7x + 3,9$ |
| Per l'azoto | $V = 12,08x + 5,0$ |
| Per l'acido carbonico | $V = 10,22x + 7,2$ |

Se F rappresenta la forza elettrica media tra gli elettrodi in queste esperienze $F = 10V$.

Il valore del potenziale esplosivo per differenti gas dipende dalla pressione, come mostra la tabella precedente. Così per 1 atm, V per CO² è maggiore che per l'aria, mentre a pressioni elevate è minore.

225. Bouty² ha eseguito una serie di esperienze per studiare il campo elettrico necessario a rendere un gas conduttore, impiegando un metodo che dispensava dall'uso di elettrodi metallici. Il gas a bassa pressione è racchiuso in un contenitore di vetro a facce parallele, che si dispone nello spazio compreso tra due piastre parallele tra esse e le pareti del recipiente. Si fa crescere la differenza di potenziale tra queste piastre fino a che il gas racchiuso diviene luminoso, e ciò indica che è attraversato da una scarica. Bouty indicò con il nome di *coesione dielettrica* del gas il valore dell'intensità del campo elettrico, cioè della forza elettrica (non della differenza di potenziale), nel momento in cui questo fenomeno si produce.

Un numero considerevole di gas furono studiati con questo metodo. Bouty trovò che, per questi gas, la coesione dielettrica fino a una pressione di 6 atm si poteva rappresentare con la formula

$$F = a + b p$$

essendo a , b delle costanti e p la pressione. Se si misura F in unità elettrostatiche assolute e p in atmosfere, Bouty trovò che

1 Wolf, *Wied. Ann.*, t. XXXVII, 1889, p. 306.

2 Bouty, *Comptes rendus*, t. CXXXI, 1900, p. 469.

| | |
|-----------------------|-------------------|
| Per l'idrogeno da | $F=1,4+63,33p$ |
| Per l'aria | $F=1,593+119,09p$ |
| Per l'acido carbonico | $F=1,703+144,4p$ |

Confrontando queste esperienze con quelle di Wolf, egli mostrò che, mentre i coefficienti di p hanno valori vicini, i termini costanti sono di un ordine del tutto differente. Egli attribuisce questa differenza al fatto che nelle esperienze di Wolf gli elettrodi erano metallici, mentre nelle sue il gas era racchiuso in un contenitore di vetro. La spiegazione seguente mi sembra più probabile. Se V è la differenza di potenziale necessaria a produrre una scintilla di lunghezza l in un gas a pressione p di molto superiore alla pressione critica, abbiamo approssimativamente, se A e B sono delle costanti,

$$V = A + Blp$$

poiché, secondo la legge di Paschen, sappiamo che V è una funzione di lp . F , intensità del campo quando la scintilla passa, è data dall'equazione

$$F = \frac{A}{l+B} p$$

Il termine costante varia quindi in ragione inversa della lunghezza della scintilla, mentre il coefficiente di p ne è indipendente. Nelle esperienze di Wolf, la lunghezza di scintilla raggiungeva soltanto $1mm$, mentre nelle esperienze di Bouty la distanza tra le piastre era molto maggiore. La differenza nella lunghezza della scintilla spiegherebbe quindi la differenza che presenta il termine costante e non è necessario attribuirle alla natura degli elettrodi. Bouty¹ determinò le costanti a , b nell'espressione $F=a+bp$ della *coesione dielettrica* per un certo numero di vapori. Questi risultati sono dati nella tabella seguente. Le misure di Bouty furono fatte a pressioni varianti da $0,0055cm$ a $2cm$ di mercurio. Le costanti suppongono la pressione misurata in centimetri di mercurio e F in volt per centimetro.

| Vapore di | a | b |
|---------------------|-----|------|
| Acqua | 333 | 500 |
| Alcool metilico | 375 | 616 |
| Alcool etilico | 364 | 800 |
| Etere | 360 | 1000 |
| Formiato di metile | 364 | 1020 |
| Propionato di etile | 312 | 1083 |
| Acetone | 355 | 1100 |
| Formiato di etile | 360 | 1110 |
| Acetato di metile | 369 | 1250 |
| Solfuro di carbonio | 330 | 1510 |
| Toluene | 380 | 1610 |
| Benzene | 377 | 1670 |

Si vede che i valori di a sono molto piccoli rispetto a quelli di b . I valori di b sono in questo caso dello stesso ordine di grandezza di $1/\lambda$, essendo λ il libero cammino medio delle molecole del gas e nella maggior parte dei casi approssimativamente proporzionale a questa quantità.

226. Röntgen² giunse alla conclusione che il potenziale esplosivo per una lunghezza di scintilla data è inversamente proporzionale al libero cammino medio delle molecole del gas attraverso il quale brilla la scarica. Ma abbiamo visto che il valore del potenziale esplosivo per diversi gas variava con la pressione e la lunghezza di scintilla. Il risultato precedente non dà quindi l'espressione completa delle leggi della scarica esplosiva. Se consideriamo la questione dal punto di vista della legge di Paschen, vediamo che

1 Bouty, *Comptes rendus*, t. CXXXI, 1900, p. 503.

2 Röntgen, *Göttingen Nach.*, 1878, p. 390.

$$V = f\left(\frac{x}{\lambda}\right)$$

essendo x la lunghezza di scintilla e λ il libero cammino medio delle molecole gassose. Se il potenziale esplosivo per i diversi gas dipendesse solo da questo libero cammino medio, la funzione f sarebbe la stessa per ogni tipo di gas; se fosse così, il potenziale minimo necessario alla produzione di una scintilla sarebbe lo stesso per tutti i gas, risultato non in accordo con le misure fatte di questa grandezza. Quando la lunghezza di scintilla supera di molto il valore critico V , la differenza di potenziale necessaria all'ottenimento di una scintilla di lunghezza x si esprime con la relazione lineare

$$V = A + B \frac{x}{\lambda}$$

essendo λ il libero cammino medio delle molecole gassose. Nella tabella seguente si danno i valori relativi di B per un certo numero di gas, essendo quelli relativi all'aria assunti come unitari.

Si vede che vi sono variazioni molto marcate di B quando si passa da un gas all'altro. L'elio e l'argon danno risultati molto significativi. Un aumento dato dalla differenza di potenziale dà per questi gas un aumento della lunghezza di scintilla circa uguale a 10 volte quello che si osserverebbe nell'aria.

Vedremo, nella teoria della scarica che presenteremo in seguito, che B , nella formula sopra, rappresenta la caduta di potenziale che deve subire un corpuscolo per acquistare un'energia sufficiente a ionizzare per collisione le molecole del gas.

| Gas | $B_{\text{gas}}/B_{\text{aria}}$ | | | | |
|-------------------------------|----------------------------------|--------|---------------------|---------------------|-------|
| | Paschen | Strutt | Orgler ¹ | Ritter ² | Bouty |
| H ² | 1,01 | | 1,04 | | 1,00 |
| CO ² | 0,61 | | 0,604 | 0,843 | 0,65 |
| Cl ₂ | | | | 0,632 | |
| C ² H ⁴ | | | | 0,23 | |
| He | | 0,3 | | | |
| Arg | | | | | |
| Hg vapore | | | | | |

227. Natterer ha determinato per un grande numero di gas la lunghezza di scintilla a pressione costante prodotta da una piccola bobina di induzione. Le misure fatte con questo metodo sono forzatamente molto grossolane; ma esse sono per numerosi gas le sole che possediamo. Diamo nella tabella seguente una parte dei risultati di Natterer. La temperatura, quando non è indicata, deve essere presa uguale a circa 20°. Le lunghezze di scintilla sono espresse in millimetri.

Si noterà che le lunghezze di scintilla sono corte nei vapori di struttura chimica complessa per le quali il libero cammino medio è piccolo. Gli elementi alogeni, cloro, bromo, iodio, sembrano esercitare un'influenza notevole sull'accorciamento della lunghezza di scintilla. Questi elementi e i loro composti hanno liberi cammini medi corti.

Natterer trovò che la lunghezza di scintilla era eccezionalmente grande nei vapori monoatomici di mercurio e di cadmio. Abbiamo visto che essa ha una grandezza analoga nell'elio, che è monoatomico.

| Gas | Lunghezza della scintilla | Gas | Lunghezza della scintilla |
|-----|---------------------------|-----|---------------------------|
| | | | |

¹ Orgler, *Ann. der Physik*, t. I, 1900, p. 159.

² Ritter, *Ann. der Physik*, t. XIV, 1904, p. 118.

| | | | |
|---|----------|---|-----------|
| H ² | 15-20 | CazH (80° C) | 2-3 |
| Az ² | 10-15 | CO | 10-14 |
| AzO | 9-14 | C ² H ⁴ | 8-13 |
| O ² | 8-10 | C ² H ⁶ | 10-13 |
| HCl | 5-7 | CH ³ OH (100° C) | 9-12 |
| Cl ² | 2-4 | CO ² | 8-11 |
| HBr | 2-3,5 | CH ³ CHO (100° C) | 6-8 |
| HI | 1,5-2 | C ² H ⁵ OH (100° C) | 7-9 |
| Br ² (100° C) | 2-3 | CH ³ Cl | 8-11 |
| I ² (230°) | 2,5-3 | C ² Az ² | 1,5-2 |
| H ² O | 4-7 | (CH ³) ² CO (100° C) | 6-9 |
| H ² S | 3-5 | C ² H ⁵ CHO (100° C) | 4-7 |
| Az ² O | 3-5 | C ² H ⁵ Cl | 4-7 |
| SO ² | 1,5-2 | (C ² H ⁵) ² CO (100° C) | 5-8 |
| HgCl ² (271° C) | 2-2,5 | CS ² (100° C) | 2-3 |
| AzH ³ | 5-8 | C ⁶ H ⁶ (110° C) | 7-9 |
| PH ³ | 4-7 | C ⁴ H ⁴ S (110° C) | 4-5 |
| S ² Cl ² (135° C) | 1,75-2 | C ² H ³ O ² C ² H ⁵ (110° C) | 3-7 |
| PCl ³ (137,5° C) | 1,5-2 | C ² H ⁵ Br (100° C) | 3-3,5 |
| AsCl ³ (181,5° C) | 1,25-1,5 | CHCl ³ (100° C) | 1,75-2 |
| PBr ³ (271° C) | 1,75-2 | C ³ H ⁷ Br (100° C) | 2,25-2,75 |
| SiF ⁴ (101° C) | 5-7 | (CH ³) ² CHBr (100° C) | 2-2,5 |
| PCl ³ O (153° C) | 2,25-2,5 | CH ³ I (100° C) | 2-2,25 |
| SiCl ⁴ (170° C) | 1,75-2 | CCl ⁴ (110° C) | 1,5-1,75 |
| SnCl ⁴ (170° C) | 1,5-1,75 | C ² H ⁵ I (100° C) | 1,75-2 |
| CH ⁴ | 7-10 | CHBr ³ (180° C) | 2-2,5 |
| C ² H ² | 3-4 | Hg(C ² H ⁵) ² (195° C) | 6-7 |

Teoria della scarica elettrica attraverso i gas

228. Si faciliterà molto la coordinazione di tutti questi fenomeni diversi che riguardano la scarica dell'elettricità attraverso i gas se si prova a farsi un'idea del meccanismo che la provoca. L'autore ha introdotto una teoria della scarica in una Memoria letta alla Cambridge Philosophical Society, febbraio 1900, e pubblicata nel *Philosophical Magazine*, quinta serie, t. L, 1900, p. 278. La conducibilità del gas è dovuta, in questa teoria, alla presenza di ioni prodotti dal campo stesso.

Abbiamo visto che un gas è ionizzato quando è attraversato da raggi catodici, cioè da corpuscoli dotati di moto veloce. Questi raggi catodici, quando la loro velocità aumenta o diminuisce, generano raggi di Röntgen, che ionizzano il gas attraverso il quale passano. Quando una corrente elettrica attraversa un gas, è trasportata da corpuscoli e ioni positivi. La loro velocità dipende

dall'intensità del campo elettrico. I corpuscoli in movimento costituiscono i raggi catodici. Essi ionizzano il gas direttamente urtando le molecole e indirettamente grazie ai raggi di Röntgen, che si originano quando entrano in collisione con le molecole del gas. I raggi di Röntgen in tal modo prodotti costituiscono le Entladungstrahlen di Wiedemann. Pertanto, quando vi è all'inizio un certo numero di corpuscoli, il campo elettrico, mettendoli in movimento e facendo acquistare loro una velocità sufficiente, può produrre un nuovo contributo di corpuscoli, che ne generano altri e così di seguito. Si noterà che le collisioni sono la sorgente della ionizzazione, non solo quando è prodotta dall'urto dei raggi catodici, ma anche quando è dovuta ai raggi di Röntgen, poiché questi ultimi sono pure prodotti da collisioni. Quindi, quando una forza elettrica agirà su un gas che racchiude già dei corpuscoli, questi ultimi ne genereranno altri e il loro numero andrà crescendo. Ma, d'altra parte, questo numero sarà ridotto dalle ricombinazioni dei corpuscoli con gli ioni positivi per formare sistemi neutri e con le molecole neutre per formare ioni negativi voluminosi.

Se la velocità di ricombinazione supera la velocità di produzione, i corpuscoli presenti all'inizio tenderanno a scomparire e il gas perderà la propria conducibilità. In caso contrario, il numero dei corpuscoli crescerà e la conducibilità del gas aumenterà sempre più. Affinché possa quindi stabilirsi uno stato stazionario serve che la velocità di ricombinazione sia uguale a quella di produzione.

Proviamo ora a ottenere un'espressione dell'energia disponibile per la ionizzazione. Per semplificare il ragionamento, supponiamo la forza elettrica X parallela all'asse delle x . Se λ è il libero cammino medio di un corpuscolo nel gas, l'energia da esso posseduta quando collide con una molecola di gas è proporzionale a $Xe\lambda$. Le ricerche che abbiamo fatto sulla ionizzazione prodotta dai raggi catodici con diverse velocità mostrano che la quantità di energia che può essere impiegata a produrla è una funzione complicata dell'energia posseduta dal corpuscolo prima della collisione; per piccoli valori di questa energia, l'energia I disponibile per la ionizzazione è proporzionale a E , energia del corpuscolo; quando E cresce, I passa per un massimo, poi diminuisce. Si può pure mostrare che l'energia trasformata in raggi di Röntgen varia nello stesso senso, passando per un massimo per un particolare valore di E . Sia ΦE la frazione di energia E che può essere impiegata nella ionizzazione; se n rappresenta il numero di corpuscoli per unità di volume, u la velocità di uno di essi, il numero di collisioni per secondo e per cm^3 sarà nu/λ ; l'energia disponibile per la ionizzazione sarà quindi uguale a

$$\frac{nu}{\lambda} \Phi(E)$$

Consideriamo ora il numero di ioni prodotti da questa quantità di energia; richiedendo la ionizzazione per la sua produzione una quantità finita di energia, se ΦE è inferiore a un valore determinato, non vi è produzione di ioni; se, al contrario, ΦE gli è superiore, vi è produzione di una ionizzazione crescente con ΦE .

Il valore della ionizzazione prodotta da una quantità data di energia dipende evidentemente dalla natura del gas. Ma, quando la corrente che attraversa quest'ultimo è intensa, essa può dipendere pure dal lavoro compiuto dal campo elettrico sul gas.

Dobbiamo, infatti, ricordarci che le molecole del gas sono esposte a loro volta ai raggi catodici e ai raggi di Röntgen e che una molecola, benché senza poter essere ionizzata dall'assorbimento di questi raggi, può, se essa è in grado di accumulare energia, acquisirne a sufficienza per poter divenire, quando sarà nuovamente urtata, una vittima più facile di una molecola in condizioni normali. Per porre lo stesso argomento sotto una forma diversa, supponiamo che un atomo sia ionizzato quando la sua energia interna raggiunge un certo valore critico. Se è in grado di accumulare l'energia che riceve, la sua ionizzazione può essere dovuta alla somma dell'energia che ha acquistato da un assorbimento precedente di raggi catodici o di raggi di Röntgen e da quella che gli è fornita dalla radiazione che lo urta nel momento della sua ionizzazione.

229. Possiamo esprimere ciò dicendo che il numero di ioni prodotti per unità di volume e per secondo è $nu/\lambda F(E, nuE)$ essendo E uguale a $Xe\lambda$. Se la corrente che passa attraverso il gas è

piccola, possiamo trascurare l'influenza dell'energia immagazzinata negli atomi del gas. Il numero di corpuscoli prodotti per ogni collisione dipenderà solo da E . Questo numero per secondo e per cm^3 del gas sarà uguale a

$$\frac{nu}{\lambda} f(E)$$

cioè

$$\frac{nu}{\lambda} f(Xe\lambda)$$

Il numero dei corpuscoli diminuirà in conseguenza della loro combinazione con gli ioni positivi e le molecole neutre. Queste ultime superando enormemente i primi in numero, le combinazioni con le molecole saranno le più numerose. Il numero di collisioni che si producono ogni secondo tra molecole e corpuscoli sarà, per cm^3 di gas, uguale a nu/λ . Se una frazione γ si ricombina, il numero di corpuscoli che scompaiono per cm^3 e per secondo sarà $\gamma nu/\lambda$. Se confrontiamo le perdite con i guadagni, vediamo che la velocità di accrescimento del numero dei corpuscoli è uguale a

$$\frac{nu}{\lambda} [f(Xe\lambda) - \gamma]$$

L'equazione di continuità ci dà

$$\frac{dn}{dt} + \frac{\partial}{\partial x}(nu) = \frac{nu}{\lambda} [f(Xe\lambda) - \gamma]$$

Se la corrente ha raggiunto lo stato stazionario, questa equazione diviene

$$\frac{\partial}{\partial x}(nu) = \frac{nu}{\lambda} [f(Xe\lambda) - \gamma]$$

Se il campo elettrico è uniforme, si può scrivere

$$\frac{\partial}{\partial x}(nu) = \alpha nu$$

α è quindi indipendente da x e uguale a

$$\frac{1}{\lambda} [f(Xe\lambda) - \gamma]$$

La soluzione di questa equazione è

$$nu = C e^{\alpha x}$$

nu è la quantità di elettricità negativa passante nell'unità di tempo attraverso l'unità d'area di un piano perpendicolare all'asse x posto a una distanza x dall'origine. La si può misurare disponendo in questo punto una placca metallica collegata ad un elettrometro e misurando la rapidità con la quale essa si carica di elettricità negativa. Townsend¹ e Townsend e Kirby² hanno eseguito una serie di esperienze molto precise su questo fenomeno e hanno determinato i valori di α per diversi gas a differenti pressioni e in campi elettrici di intensità variabile. La tabella seguente riporta i valori di α trovati da Townsend per l'aria:

1 Townsend, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. I, 1901, p. 198.

2 Townsend e Kirby, *Ib.*, p. 630.

Pressione

| $X \text{ v/cm}$ | $\alpha \text{ 0,17mm}$ | $\alpha \text{ 0,38mm}$ | $\alpha \text{ 1,10mm}$ | $\alpha \text{ 2,1mm}$ | $\alpha \text{ 4,1mm}$ |
|------------------|-------------------------|-------------------------|-------------------------|------------------------|------------------------|
| 20 | 0,24 | | | | |
| 40 | 0,65 | 0,4 | | | |
| 80 | 1,35 | 1,3 | 0,45 | 0,13 | |
| 120 | 1,8 | 2,0 | 1,1 | 0,42 | 0,13 |
| 160 | 2,1 | 2,8 | 2,0 | 0,9 | 0,28 |
| 200 | | 3,4 | 2,8 | 1,6 | 0,5 |
| 240 | 2,45 | 3,8 | 4,0 | 2,35 | 0,99 |
| 320 | 2,7 | 4,5 | 5,5 | 4,0 | 2,1 |
| 400 | | 5,0 | 6,8 | 6,0 | 3,6 |
| 480 | 3,15 | 5,4 | 8,0 | 7,8 | 5,3 |
| 560 | | 5,8 | 9,3 | 9,4 | 7,1 |
| 650 | 3,25 | 6,2 | 10,6 | 10,8 | 8,9 |

230. Vediamo anche che, per un valore dato di X , α inizia a crescere con la pressione, poi raggiunge un massimo oltre il quale diminuisce al crescere della pressione. Vediamo pure che più alta è la pressione, più grande è il valore di X corrispondente a questo massimo. I valori di α per le due pressioni più basse mostrano che esso tende verso un valore costante al crescere dell'intensità del campo.

Questi risultati sono in accordo con i valori che abbiamo ottenuto per α , cioè

$$\alpha = \frac{1}{\lambda} [f(Xe\lambda) - \gamma]$$

Se X è costante, il valore della pressione che rende α massimo è dato da

$$\frac{d\alpha}{d\lambda} = 0$$

o

$$\frac{f'(Xe\lambda)Xe}{\lambda} - \frac{[f'(Xe\lambda) - \gamma]}{\lambda^2} = 0 \quad (1)$$

o

$$f'(Xe\lambda) = \frac{df(Xe\lambda)}{dXe\lambda}$$

La (1) si può scrivere

$$Xe\lambda f'(Xe\lambda) = f(Xe\lambda) - \gamma$$

Questa equazione determina il valore di λ corrispondente al massimo di α .

Vediamo, dalla forma di questa equazione, che la sua soluzione è della forma

$$Xe\lambda = c$$

essendo c indipendente sia da X che da λ . Il valore di λ , per il quale α è massimo, è inversamente proporzionale a X . Essendo λ inversamente proporzionale alla pressione, la pressione per la quale α è massimo sarà proporzionale a X .

Townsend ha mostrato come dalla misura di α si possa dedurre il libero cammino medio dei corpuscoli. Se la ionizzazione è dovuta all'urto dei corpuscoli e delle molecole, il numero massimo di corpuscoli prodotti, se tuttavia un corpuscolo non può liberarne numerosi altri in un solo urto,

sarà uguale al numero di collisioni. Vediamo che, in questo caso, $\alpha=1/\lambda$. Così α , quando diviene indipendente dall'intensità del campo, è uguale all'inverso del libero cammino medio, cioè al numero di collisioni prodotte dal corpuscolo nello spazio di 1cm .

Possiamo così dedurre dalla tabella precedente, che un corpuscolo provoca circa 3,25 collisioni per centimetro quando si muove nell'aria alla pressione di $0,17\text{mmHg}$, o 19 collisioni per centimetro quando la pressione è di 1mm . Townsend ha mostrato che il numero di collisioni così determinato è in accordo con quello deducibile dalla teoria dei gas per le collisioni tra un corpo di dimensioni trascurabili e un altro avente quelle di una molecola di aria. La teoria cinetica dei gas dà, per il numero di collisioni subite da un corpuscolo che si muove nell'aria alla pressione di 1mmHg , il valore 21 per ogni centimetro di traiettoria. Townsend e Kirby mostrarono che, in H o CO^2 a questa stessa pressione, questo numero raggiunge rispettivamente i valori 11,5 e 29, concordando pure bene con quelli dedotti dalla teoria cinetica.

Se abbiamo a che fare con corpuscoli dotati di velocità che possiedono quelli che formano i raggi di Lenard, cioè comprese tra 10^9 e 10^{10}cm/s , il numero di ioni prodotti sarà molto più piccolo che nel caso di corpuscoli relativamente lenti che hanno costituito finora l'oggetto delle nostre esperienze.

Così, Durack¹ ha mostrato che un corpuscolo che si muove con una velocità di $5 \cdot 10^9\text{cm/s}$ produce soltanto 0,4 ioni per centimetri di percorso nell'aria alla pressione di 1mmHg , e con i corpuscoli ancora più veloci emessi dal radio, la ionizzazione è ancora minore. Abbiamo considerato in precedenza l'influenza della velocità sulla ionizzazione.

231. Nel esperienze esposte, le correnti erano molto piccole; si otteneva l'apporto iniziale di corpuscoli con l'ausilio di metalli esposti alla luce ultravioletta o di gas soggetti all'azione dei raggi di Röntgen. In queste condizioni, quando la differenza di potenziale è molto inferiore a quella necessaria per produrre una scintilla nell'aria allo stato normale, non si osserva alcun segno di instabilità nella corrente e nessuna luminosità apprezzabile nel gas. Ci avvicineremo di più alle condizioni nelle quali si producono le scariche luminose, come le scintille o le scariche elettriche nei gas a bassa pressione, servendoci di un apporto molto più consistente di corpuscoli. Si ottiene facilmente questo risultato grazie a un metodo dovuto a Wehnelt². Si riveste un filo di platino di un sottile strato di calce e lo si porta all'incandescenza con una corrente elettrica. Wehnelt ha mostrato che la calce incandescente emette un flusso abbondante di corpuscoli che originano, con differenze di potenziale relativamente basse, correnti molto intense. Questo metodo mi è stato di grande aiuto nello studio delle proprietà delle scariche elettriche. Se ne possono facilmente controllare le condizioni, e si possono ottenere, con differenze di potenziale molto basse da poter essere misurate con grande sicurezza, i tratti caratteristici della scarica.

Per studiare la ionizzazione prodotta nel gas da un campo elettrico, mi sono servito di un tubo nel quale il catodo ricoperto di calce era fisso, mentre l'anodo, costituito da una disco piatto, poteva muoversi avanti e indietro. Si aggiustava la distanza tra gli elettrodi in modo da non alterare la temperatura del catodo e la pressione del gas. Feci una serie di misure relative alla relazione tra la corrente attraversante il tubo e la differenza di potenziale tra gli elettrodi per le tre distanze, 1mm , 5mm e 10mm , tra l'anodo e il catodo. La tabella I offre un esempio di una tale serie di esperienze; la pressione del gas era di $0,2\text{mmHg}$.

Tabella I

| Differenza di potenziale in volt tra anodo e catodo | Distanza tra gli elettrodi | | |
|---|--|--|--|
| | 1mm deviazione del galvanometro | 5mm deviazione del galvanometro | 10mm $1\text{cm}=2 \cdot 10^{-1}\text{A}$ |
| 0 | 0 | 0 | 0 |
| 10 | 0,2 | 1,6 | 0,5 |

¹ J.J.E Durack, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. IV, 1902, p. 29.

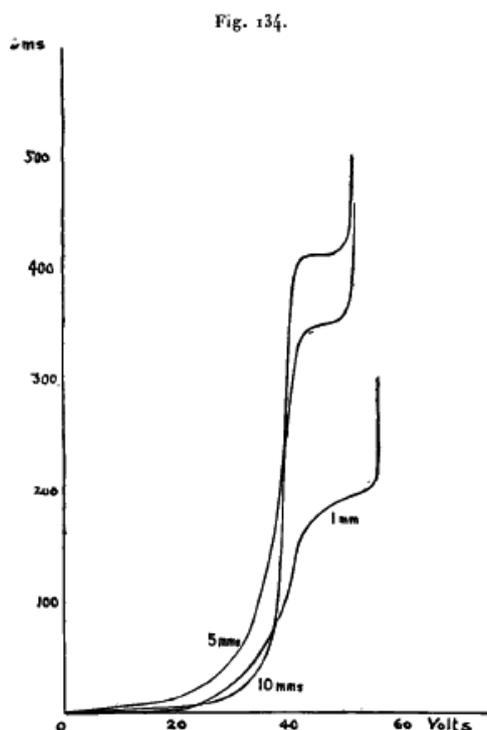
² Wehnelt, *Ann. der Phys.*, t. XIV, 1904, p. 425.

| | | | |
|----|------------------------|-----------------------|-----------------------|
| 15 | 1,0 | 5,3 | 1,9 |
| 20 | 2,4 | 10,7 | 3,8 |
| 25 | 6,7 | 22,4 | 7,8 |
| 30 | 19,9 | 45,1 | 14,3 |
| 35 | 56,3 (anodo brillante) | 113 (anodo brillante) | 39,3 |
| 37 | | | 170 (anodo brillante) |
| 40 | 117 | 252 | 244 |
| 45 | 172 | 348 | 411 |
| 50 | 188 | 352 | 414 |
| 52 | | 458 (scarica) | 504 (scarica) |
| 55 | 203 | | |
| 56 | 396 (scarica) | | |

Le curve della figura 134 rappresentano questi risultati.

La tabella mette chiaramente in evidenza la ionizzazione prodotta dal campo elettrico. Infatti, le correnti per la stessa differenza di potenziale sono sempre più grandi quando la distanza è uguale a 5mm rispetto a 1mm . In quest'ultimo caso tuttavia, la forza elettrica media è molto maggiore. La ionizzazione dovuta al campo si produce in questo caso per differenze di potenziale inferiori a 10V .

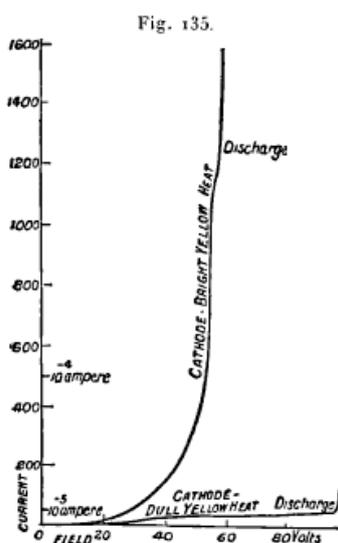
Il pianerottolo della curva indicante un periodo in cui la ionizzazione cresce molto lentamente con la differenza di potenziale esiste, come abbiamo visto, nei risultati ottenuti a bassa pressione con correnti piccole.



Una delle caratteristiche più interessanti di queste curve è il molto rapido aumento della corrente che si osserva quando la luminosità scompare; in certi casi, in questo momento la corrente cresce di 40 volte il suo valore per un aumento di potenziale inferiore a $1/10$ di volt. Questo enorme aumento della corrente implica naturalmente un grande aumento della ionizzazione. Un tratto suggestivo e caratteristico è l'istantaneità della comparsa della luminosità; con piccole differenze di potenziale, la scarica è interamente oscura; se si fa crescere la differenza di potenziale, appare una luminosità porpora gradualmente all'anodo; essa non è accompagnata da un brusco aumento di corrente; se si fa crescere il potenziale, si raggiunge un periodo dove tutta la luminosità nel gas è confinata all'anodo; poi improvvisamente un bagliore blu, del tutto diverso come colore e come aspetto da

quello che si osserva all'anodo, parte dal catodo, accompagnato da un grande aumento della corrente. In circostanze favorevoli, la comparsa di questa luminosità è eccessivamente brusca; una variazione di 1/10 di volt basta infatti a far passare la scarica dal periodo in cui non si può rivelare alcuna luminosità anche nella camera oscura a quello in cui essa è visibile in pieno giorno e a una grande distanza.

L'intensità del campo elettrico per il quale questa luminosità appare dipende in larga misura dalla corrente che attraversa il gas. Ciò è evidenziato dalle curve della figura 134 e in modo ancora più netto, nella figura 135, che rappresenta le modifiche prodotte nelle curve corrente-potenziale per una diminuzione della quantità di corpuscoli quando si abbassa la temperatura del catodo; si può vedere che la differenza di potenziale necessaria per provocare la luminosità con una piccola corrente è maggiore di quella che esige una corrente più intensa. È facile, facendo variare la temperatura del catodo, passare dallo stato di cose per il quale una differenza di potenziale di 20 V provoca la luminosità a quello per il quale numerose centinaia di volt non bastano.



Possiamo mostrare pure l'influenza della densità di corrente senza cambiare la temperatura del catodo, disponendo una elettrocalamita le cui linee di forza magnetica sono parallela alla retta congiungente l'anodo al catodo nel tubo a scarica. La forza magnetica fa seguire ai corpuscoli le linee di forza e così, senza che siano emessi in quantità differente, di concentrare le loro traiettorie e di aumentare la densità di corrente. Quando l'elettrocalamita funziona, la ionizzazione e la luminosità si producono per un valore del potenziale inferiore a quello che è necessario quando non funziona, ed è facile disporre l'esperienza in modo tale che la scarica sia oscura quando l'elettrocalamita è spenta e luminosa quando è in funzione. Quand'anche la presenza della calamita non sarebbe sufficiente a provocare la scarica luminosa, essa aumenta tuttavia nella maggior parte dei casi l'intensità della corrente. Disponendo l'elettrocalamita in modo tale che le linee di forza magnetiche siano dirette perpendicolarmente alla linea catodo-anodo, possiamo disperdere le traiettorie dei corpuscoli, e la densità di corrente ne risulterà diminuita. In questo caso, la differenza di potenziale dovrà essere maggiore per produrre una scarica luminosa.

Una calamita produce effetti analoghi su un altro tipo di scarica che ho descritto in *Recent Researches*, p. 105.

232. il fatto che l'intensità del campo elettrico nel momento della comparsa della luminosità dipenda dalla densità di corrente è, a mio avviso, una conseguenza del principio enunciato al §228, cioè che la scarica ha un'azione cumulativa sulle molecole del gas nella sua immediata vicinanza e che la luminosità di un atomo non risulta necessariamente da una sola collisione con un corpuscolo.

Se la luminosità fosse il risultato di una collisione, poiché l'energia di un corpuscolo dipende soltanto dal campo elettrico e non dalla densità di corrente, l'effetto prodotto quando si fa crescere quest'ultima sarà semplicemente un aumento nella stessa proporzione del numero di atomi

luminosi.

In realtà, se si mantiene costante la differenza di potenziale tra gli elettrodi e se la corrente cresce a causa dell'aumento della temperatura del catodo, la luminosità aumenta fuori da ogni proporzione se la confronta all'aumento della corrente.

L'istantaneità della comparsa della luminosità sembra indicare che prima del passaggio della scarica qualche atomo di gas è in una condizione critica, tale che un aumento molto piccolo dell'intensità del campo elettrico rende allora instabile il loro equilibrio. Ne segue allora un'esplosione che provoca una espulsione dei corpuscoli; questi fanno crescere la corrente e la vibrazione dell'atomo è allora tale che l'energia irraggiata dai corpuscoli che esso contiene basta a produrre la luminosità. Così, la luminosità e la ionizzazione che l'accompagna possono essere considerate come aventi per origine non dei corpuscoli strappati all'atomo dall'azione diretta del campo elettrico, o dall'urto contro corpuscoli dotati di un moto rapido, ma piuttosto un'esplosione dell'atomo stesso che ha assorbito una quantità di energia tale che il suo equilibrio è divenuto instabile. Abbiamo già avuto ragione di credere che è ciò che avviene pure nel caso della radiazione secondaria dei raggi di Röntgen e in quello dell'emissione di corpuscoli dai metalli esposti alla luce ultravioletta.

Per meglio comprendere l'origine di questa instabilità, supponiamo che l'atomo divenga instabile e quindi luminoso quando la sua energia interna raggiunge un valore determinato E_l . Se l'energia che possiede un corpuscolo è compresa entro certi limiti, una collisione contro un atomo potrà dare a questo un'energia interna sufficiente a renderlo luminoso. Anche se l'energia del corpuscolo è minore e se in seguito a una collisione comunica soltanto all'atomo una quantità di energia interna, inferiore a E_l , gliene fornirà tuttavia una certa quantità e se l'atomo può fino a un certo punto metterla da parte, contribuirà a fargli acquistare quella quantità di energia che lo rende luminoso.

L'atomo che ha visto accrescere così la sua energia, non richiede più, per quanto a lungo la trattenga, un apporto così considerevole come prima per diventare luminoso.

Inoltre, l'atomo può acquisire dell'energia non semplicemente urtando contro un corpuscolo, ma anche in seguito a collisioni degli atomi vicini contro altri corpuscoli. Queste collisioni producono dei raggi di Röntgen molto molli che possono essere assorbiti dagli atomi vicini e contribuire ad innalzare la loro energia fino al valore critico.

L'energia che proviene da questi raggi può pure aumentare l'energia interna degli atomi fino al valore critico o avvicinarsi molto perché una semplice collisione contro un corpuscolo basti a provocarla. La rapidità con la quale l'energia è fornita all'atomo in seguito a collisioni di questi corpuscoli tra loro e con gli atomi vicini dipende dalla velocità con la quale l'energia è comunicata al gas dal campo elettrico, cioè Fnu , essendo F la forza elettrica nelle vicinanze e nu il flusso di corpuscoli attraverso l'unità d'area e non dal solo F . L'atomo irraggia una certa quantità della sua energia interna; se la porzione di energia così irraggiata in un tempo dato è proporzionale a E , l'energia interna che possiede l'atomo in questo istante è uguale a βE ; se q rappresenta la quantità di energia interna che gli è comunicata nell'unità di tempo, abbiamo

$$\frac{dE}{dt} = q - \beta E$$

Se E si annulla contemporaneamente a t ,

$$E = \frac{q}{\beta} (1 - e^{-\beta t})$$

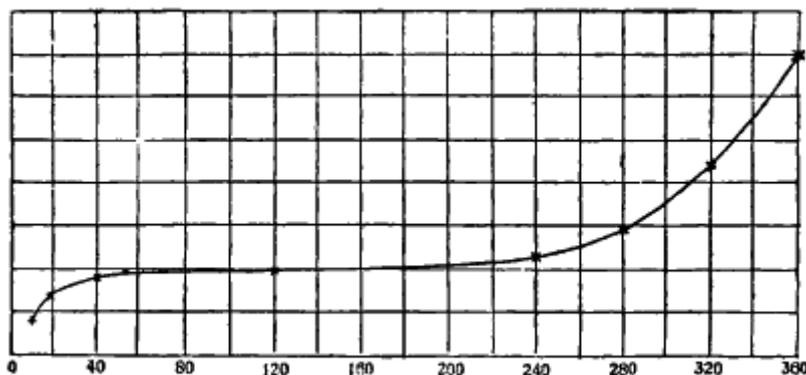
q/β è così l'energia interna limite che può acquistare l'atomo e quest'ultima raggiungerà oppure no l'energia critica E_l , a seconda che q sarà superiore o inferiore a βE_l ; nel primo caso, l'atomo diverrà luminoso; non sarà così nel secondo caso.

Siccome q dipende da nu così come da F , vediamo che, quando nu è grande, l'atomo può

divenire luminoso in campi elettrici più deboli anche se nu è piccolo. Questo risultato dà una caratteristica molto precisa della scarica.

233. Nel caso che abbiamo considerato, la sorgente dei corpuscoli, calce a temperatura elevata nell'uno, raggi di Röntgen o ultravioletti nell'altro, era indipendente dal campo elettrico. Quest'ultimo, agendo sui corpuscoli prodotti da questi agenti, comunica loro un'energia sufficiente a permettergli di produrre nuovi ioni per collisione contro le molecole del gas attraverso il quale si muovono; da questo fatto, il numero di corpuscoli è fortemente accresciuto e diviene sufficiente anche in campi deboli per permettere il trasporto di correnti intense e dare luogo alla luminosità che caratterizza i diversi tipi di scarica. Ma, se manca una certa scorta di corpuscoli al di fuori di quelli prodotti dallo stesso campo, la presenza accidentale di alcuni corpuscoli nel gas quando si applica il campo per la prima volta può non produrre una corrente permanente attraverso il gas. Siccome questi corpuscoli sotto l'azione del campo elettrico saranno respinti dal catodo e poiché quest'ultimo non è una sorgente di corpuscoli, non saranno rinnovati; così, benché a causa della ionizzazione per collisione un numero di corpuscoli superiore a quello preesistente nel gas possa raggiungere l'anodo, questa quantità di corpuscoli scomparirà interamente dopo un tempo proporzionale a quello necessario a un corpuscolo per andare da un elettrodo all'altro. La conducibilità del gas può tuttavia mantenersi se gli ioni positivi possono produrre ioni per collisione, sia contro le molecole del gas, sia contro il catodo stesso; in questo caso, infatti, se gli ioni positivi si muovono in senso inverso, forniranno una certa quantità di corpuscoli che sostituiranno quelli trasportati dal campo elettrico. Sappiamo che gli ioni positivi nei campi elettrici molto intensi possono produrre corpuscoli sia per collisione contro le molecole del gas sia contro il metallo degli elettrodi. La prima prova di una ionizzazione per collisione degli ioni positivi con le molecole del gas è stata ottenuta da Mac Clelland¹ che determinò la relazione che unisce la corrente alla differenza di potenziale, essendo l'anodo formato da un filo di platino caldo e il catodo da un tubo metallico coassiale, alla temperatura ambiente. Il filo caldo emette, come abbiamo visto, ioni positivi; questi ultimi sono respinti lontano dal filo e trasportano la corrente attraverso il gas. La curva data (fig. 136), che corrisponde a una pressione di $0,75mm$, rappresenta la corrente in funzione della differenza di potenziale.

Fig. 136.



Questa figura ci mostra che la corrente è saturata quando la differenza di potenziale raggiunge circa $80V$ e non cresce in modo apprezzabile fino a $200V$; poi, aumenta rapidamente, ciò che mostra che si produce una ionizzazione sotto l'azione del campo elettrico; siccome il filo emette soltanto ioni positivi, la ionizzazione prodotta può essere dovuta solo a essi. Vediamo che la ionizzazione si produce solo se la differenza di potenziale è molto grande. Le esperienze seguenti dell'autore² mettono direttamente in evidenza la ionizzazione prodotta dalle collisioni tra ioni positivi dotati di un moto rapido e molecole del gas, e la produzione di corpuscoli tramite gli urti degli ioni positivi

1 Mac Clelland, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. XI, 1901, p. 296.

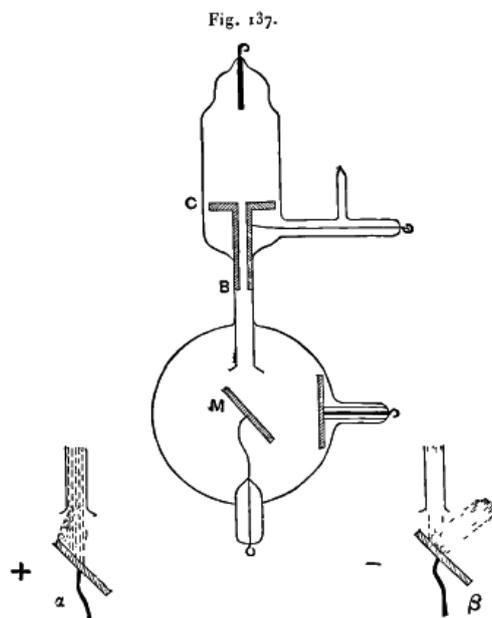
2 J.J. Thomson, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. XIII, 1905, p. 212.

contro una placca metallica.

C è il catodo di un tubo a scarica racchiudente un gas a bassa pressione; l'anodo è formato da un filo posto in cima. Il tubo di ottone B è disposto in una apertura praticata in C; gli ioni positivi provenienti dall'anodo che andanti verso il catodo la attraversano e urtano la placca M. Un filo che gli è collegato e esce all'esterno del tubo permette di caricarlo positivamente o negativamente. Si produce la scarica attraverso il tubo sia con una bobina di induzione, sia con una macchina di Wimshurst; si ottengono gli stessi risultati qualunque sia l'apparecchio utilizzato. Si mette il catodo C a terra e si applica in B una forza magnetica trasversale intensa per evitare che dei raggi catodici prodotti da un'inversione della bobina passino attraverso il tubo. Si può facilmente mostrare che gli ioni positivi producono corpuscoli quando raggiungono la placca metallica M, caricandola negativamente, per esempio a un potenziale di 80 V; si vede allora, emanante dalla parte della placca urtata dagli ioni positivi, un fascio di raggi debolmente luminosi, presentanti l'aspetto rappresentato in β (fig. 137). Si può vedere, facendo agire su di esso una calamita, che questo fascio è formato da corpuscoli; è facilmente deviabile dalla calamita, e il verso della deviazione mostra che i raggi hanno una carica negativa.

Questi raggi non sono emessi dalla placca con grande velocità; lo si può vedere constatando che essi sono interamente fermati quando si carica la placca positivamente a un potenziale di 2 o 3 V.

L'aspetto del fascio di ioni positivi quando n è carica positivamente mostra che gli ioni positivi, passando attraverso il gas, producono corpuscoli prima di aver incontrato il metallo; in questo caso, infatti, i limiti del fascio formato dagli ioni positivi sono sfocati e si inclina verso la placca positiva, come mostrato dalla figura 137a.



Questa parte sfocata è molto sensibile alle forze magnetiche e il verso dello spostamento mostra che essa è formata da corpuscoli.

Austin¹ ha mostrato recentemente che l'urto di ioni positivi contro una placca metallica provoca una emissione di corpuscoli.

234. Townsend² ha misurato il numero di ioni prodotti dall'urto degli ioni positivi nell'aria e nell'idrogeno, e Hurst³ ha determinato lo stesso valore in CO² e nell'azoto per diverse pressioni e in campi elettrici di diversa intensità. La tabella seguente presenta alcuni dei loro risultati.

x rappresenta la forza agente sullo ione positivo espressa in V/cm ; β il numero di ioni prodotti da

1 Austin, *Phys. Rev.*, t. XXII, 1906, p. 312.

2 Townsend, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. VI, 1903, p. 598.

3 Hurst, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. XI, 1906, p. 535.

ione positivo per centimetro di traiettoria e p la pressione.

Si noterà che gli ioni positivi producono molti più ioni nell'idrogeno che nell'aria e, si vede che il numero di ioni prodotti dagli ioni positivi è piccolo rispetto a quello prodotto dai corpuscoli. I valori di β per l'azoto sono notevolmente maggiori che per l'aria.

| Aria | $p=2mm$ | Idrogeno | $p=8mm$ | CO ² | $p=2mm$ | Azoto | $p=4mm$ |
|------|------------|----------|---------|-----------------|-----------|-------|---------|
| X | β | X | β | X | β | X | β |
| 700 | 0,0282 | 525 | 0,0475 | 1400 | 0,085 | 525 | 0,033 |
| | | 700 | 0,059 | | | 700 | 0,049 |
| | | 1050 | 0,164 | | | | |
| | $p=1mm$ | | $p=4mm$ | | $p=1mm$ | | $p=2mm$ |
| 300 | 0,0141 | 350 | 0,0295 | 700 | 0,041 | 350 | 0,025 |
| 395 | 0,022 | 525 | 0,082 | 875 | 0,0138 | 525 | 0,06 |
| 437 | 0,0345 | 700 | 0,0214 | 1050 | 0,0353 | | |
| 480 | 0,048 | | | | | | |
| 525 | 0,066 | | | | | | |
| | | | $p=2mm$ | | $p=0,5mm$ | | $p=1mm$ |
| | | 262 | 0,041 | 525 | 0,0174 | 350 | 0,099 |
| | | 350 | 0,107 | 700 | 0,06 | 525 | 0,15 |
| | | | | 875 | 0,079 | | |
| | $p=0,66mm$ | | $p=1mm$ | | $p=0,25m$ | | $p=1mm$ |
| | | | | | m | | |
| 350 | 0,049 | | | | | | |
| 437 | 0,084 | 262 | 0,202 | 525 | 0,089 | 262,5 | 0,074 |
| 525 | 0,12 | 350 | 0,33 | | | | |

235. Prima di provare a ottenere, a partire da principi che abbiamo discusso la relazione tra il potenziale esplosivo, la lunghezza di scintilla e la pressione, è utile esaminare alcuni risultati relativi alla distribuzione della forza elettrica lungo la scarica e ottenuti dallo studio di quest'ultima a bassa pressione, dove la sua struttura è molto più facile da cogliere che alla pressione atmosferica. Questa struttura, come vedremo in seguito, è soggetta molteplici variazioni. La figura 138 ne fornisce un esempio che possiamo considerare come tipico.

La figura 139 mostra la distribuzione dell'intensità elettrica lungo le linee di scarica. Vicino al catodo esiste uno spazio scuro, detto da Crookes *spazio oscuro*. Il suo spessore non dipende dalla distanza tra gli elettrodi, poi viene una parte luminosa detta *luce negativa*; essa è seguita da un intervallo scuro detto *spazio oscuro di Faraday*; poi la luminosità si estende raggiungendo l'anodo, formando ciò che si chiama *colonna positiva*.

La curva che rappresenta l'intensità elettrica ci mostra che essa è abbastanza uniforme lungo la colonna positiva; nello spazio oscuro di Crookes essa è molto più grande. La differenza di potenziale tra il catodo e la luce negativa, detta *caduta catodica di potenziale*, è, come vedremo, indipendente dalla pressione del gas e dalla distanza che separa l'anodo dal catodo fintanto che questo è superiore allo spessore dello spazio oscuro. Misure recenti di Strutt hanno mostrato che la caduta catodica di potenziale è uguale al potenziale esplosivo minimo. Vediamo inoltre che è solo nello spazio oscuro di Crookes che l'intensità elettrica è più grande che nella colonna positiva uniforme e che è solo là che gli ioni positivi possono produrre nuovi ioni con i loro urti contro le molecole del gas. Riassumendo, abbiamo una intensità elettrica uniforme lungo la colonna positiva e una intensità variabile, ma molto maggiore, nello spazio oscuro di Crookes. Lo spessore di tale spazio è indipendente dalla distanza tra gli elettrodi; più questi sono quindi lontani tra loro, più lunga è la regione posta lungo la colonna positiva e dove l'intensità elettrica è uniforme.

La distribuzione della forza elettrica data (fig. 139) mostra che è solo contro il catodo che gli ioni positivi possono, in uno spazio dell'ordine di grandezza del libero cammino medio di uno ione, attraversare la differenza di potenziale necessaria per fornire loro un'energia sufficiente a produrre ioni per collisione con le molecole del gas o per urti contro una placca metallica. Se è solo in un sottile strato di gas contiguo all'elettrodo che gli ioni possono produrre nuovi ioni per collisione con le molecole del gas, il numero di ioni così prodotti in questo strato sottile sarà probabilmente molto basso se lo si confronta con quelli prodotti dall'urto contro il catodo. In ogni caso, poiché il punto in cui sono prodotti i corpuscoli per collisione di ioni positivi è a contatto con la superficie del catodo, lo sviluppo matematico delle conseguenze di questa produzione di farà secondo lo stesso percorso, che il gas produca o meno una frazione apprezzabile di corpuscoli.

Fig. 138.

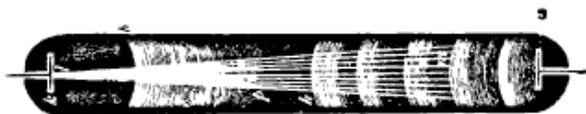
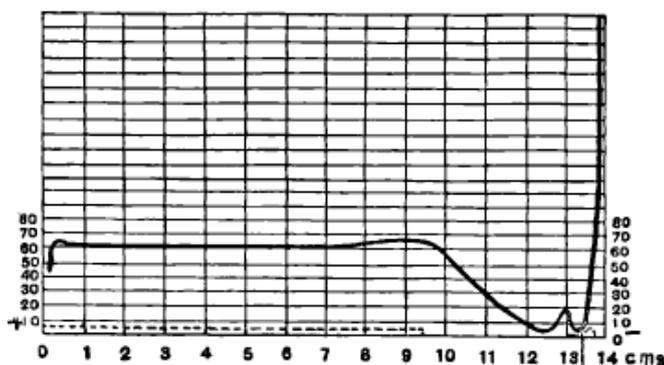
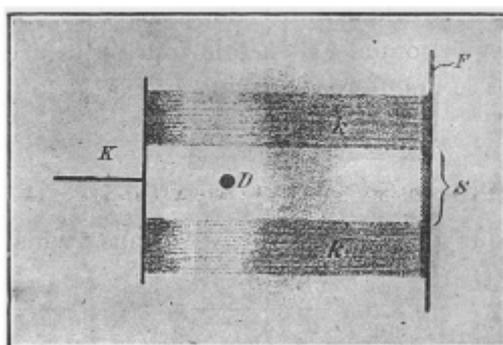


Fig. 139.



Supponiamo di avere due placche metalliche parallele tra le quali esiste un forte campo elettrico e che, quando una corrente passa attraverso il gas compreso tra di esse, gli ioni positivi sono precipitati sul catodo con una velocità sufficiente per consentire al catodo di emettere una nube di corpuscoli. Questi acquisteranno sotto l'azione del campo elettrico un'energia sufficiente per ionizzare il gas e provocheranno la formazione di ioni positivi che si precipitano sul catodo producendo corpuscoli con il loro urto. Così, i corpuscoli emessi dal catodo e gli ioni positivi all'interno del gas sono in relazione stretta tra loro, producendo i corpuscoli ioni positivi e questi corpuscoli.

Fig. 140.



Le due correnti, ioni positivi in un senso, corpuscoli in senso inverso, sono inseparabilmente legati e, se una manca, anche l'altro scompare.

Alcune esperienze di Schuster¹ e Wehnelt² sull'effetto prodotto da ostacoli solidi posti nello spazio oscuro di Crookes mostrano molto bene questa mutua dipendenza degli ioni positivi e dei corpuscoli. Questi ostacoli fanno ombra sul catodo e la regione ricoperta da questa ombra non emette raggi catodici. La figura 140, estratta da una Memoria di Wehnelt, rappresenta questo effetto. D rappresenta l'ostacolo, K il catodo.

236. Determineremo ora la relazione tra V , differenza di potenziale, e d , distanza tra le placche. Supporremo la corrente sia molto piccola in modo che non vi siano molti ioni tra le placche per produrre una perturbazione significativa all'uniformità del campo elettrico. In queste condizioni, la differenza di potenziale tra il catodo e un punto che si trova a una distanza x sarà Vx/d . Se n è il numero di corpuscoli e u la loro velocità in questo punto, il numero di ioni positivi che essi produrranno in uno strato di spessore dx sarà proporzionale a $nudx$, cioè $\alpha nudx$. Se gli ioni positivi urtano il catodo in modo ininterrotto, quest'ultimo riceverà una quantità di energia Vxe/d , essendo e la carica di uno ione; ma l'energia ricevuta sarà inferiore a questo valore, 1° perché gli ioni perdono una parte della loro energia per collisioni prima di raggiungere il catodo; 2° perché alcuni tra loro si ricombineranno durante il percorso e non lo raggiungeranno. Supporremo che la quantità media di energia posseduta da uno ione positivo quando raggiunge il catodo sia $\frac{Vex}{d}e^{-x\beta}$; la quantità di energia data a questo nell'unità di tempo dagli ioni positivi sarà allora

$$\int_0^d \alpha nu \frac{Vex}{d} e^{-\beta x} dx$$

Ma noi abbiamo

$$\frac{d}{dx}(nu) = \alpha nu$$

da cui

$$nu = n_0 u_0 e^{\alpha x}$$

essendo $n_0 u_0$ la corrente di corpuscoli ricevuta dal catodo. Ma l'emissione di corpuscoli da questo è dovuto all'urto degli ioni positivi; se supponiamo che il numero di corpuscoli emessi nell'unità di tempo è proporzionale all'energia fornita al catodo dagli ioni positivi nello stesso tempo, abbiamo

$$n_0 u_0 = k \int_0^d \alpha nu \frac{Vex}{d} e^{-\beta x} dx$$

dove k è costante.

Sostituendo a nu il valore $n_0 u_0 e^{\alpha x}$, abbiamo

$$1 = k \frac{Ve}{d} \alpha \int_0^d e^{\alpha x} x e^{-\beta x} dx = k \frac{Ve}{d} \left[\frac{d}{\alpha - \beta} e^{(\alpha - \beta)d} - \frac{e^{(\alpha - \beta)d}}{(\alpha - \beta)^2} + \frac{1}{(\alpha - \beta)^2} \right]$$

o

Questa equazione esprime la relazione tra la differenza di potenziale e la distanza tra gli elettrodi.

$$V = \frac{\alpha - \beta}{\alpha} \frac{1}{ke} \left[\frac{1}{e^{(\alpha - \beta)d} - \frac{e^{(\alpha - \beta)d}}{d(\alpha - \beta)} + \frac{1}{d(\alpha - \beta)}} \right] \leftarrow \quad (1)$$

Ora α è proporzionale a $1/\lambda$, β a $1/\lambda'$, essendo λ il libero cammino medio di un corpuscolo e λ'

1 Schuster, *Proc. Roy. Soc.*, t. LXVII, 1890, p. 557.

2 Wehnelt, *Wied. Ann.*, t. LXVII, 1899, p. 421.

quello di uno ione positivo nel gas. Finché consideriamo lo stesso gas, λ e λ' sono proporzionali a λ , libero cammino medio di una molecola gassosa, α e β sono allora proporzionali alla pressione e di conseguenza $(\alpha-\beta)/\alpha$ ne è indipendente. Vediamo, dalla (15-3), che V è funzione di pd , essendo p la pressione, e ciò è conforme alla legge di Paschen.

Vediamo che per $d=0$, $V=\infty$; è quindi impossibile produrre scariche infinitamente corte con il meccanismo discusso. Quando abbiamo considerato tali scariche, abbiamo avanzato l'ipotesi che esse si producono con un processo differente.

Il denominatore del secondo membro della (15-3) passa per un massimo, e pertanto V ha un minimo quando d ha il valore dato dall'equazione

$$\frac{d}{dx} \left(e^x - \frac{e^x}{x} + \frac{1}{x} \right) = 0$$

quando si sostituisce x con $(\alpha-\beta)/d$. x è così soluzione dell'equazione

$$e^x(x^2 - x + 1) = 1$$

o $x \approx -1,8$. La distanza esplosiva corrispondente al potenziale minimo è allora $1,8/(\beta - \alpha)$ e il potenziale minimo V_0 è dato dall'equazione

$$V_0 = \frac{\beta - \alpha}{\alpha} \cdot \frac{2,2}{ke} \quad (2)$$

Poiché α e β sono entrambi inversamente proporzionali al libero cammino medio delle molecole del gas, cioè proporzionali alla pressione, la distanza esplosiva critica secondo questa teoria varierà in senso inverso a quest'ultima. Abbiamo visto che questo è il caso. Essendo $\alpha/(\alpha-\beta)$ indipendente dalla pressione, la differenza di potenziale minima necessaria al passaggio della scarica ne sarà indipendente.

Se l è la distanza esplosiva critica e V_0 il potenziale distruttivo minimo, abbiamo a partire dall'equazione (15-4) supponendo $\alpha=1/\lambda$, dove λ è il libero cammino medio di un corpuscolo nel gas alla pressione critica

$$V_0 = \frac{\lambda}{l} \frac{1,2}{ke}$$

Ora, per la definizione di k , $1/ke$ rappresenta la differenza di potenziale che deve attraversare uno ione positivo per mettere in libertà un corpuscolo al catodo, se indichiamo questa differenza di potenziale con U ; abbiamo

$$V_0 = 1,2 \frac{\lambda}{e} U$$

Essendo l notevolmente più grande di λ , V_0 è inferiore a U . Nell'aria λ/e è uguale a circa 10; quindi, $V_0 \approx 0,12U$.

237. Finora abbiamo supposto che la ionizzazione prodotta dagli ioni positivi fosse localizzata alla superficie del catodo; possiamo facilmente estendere il metodo al caso in cui occupa l'intero volume del gas.

Siano m il numero di ioni positivi per unità di volume, w la loro velocità. Il numero di collisioni che essi subiscono per secondo e per cm^3 è proporzionale a mwp , essendo p la pressione del gas. Sia γmw il numero di ioni risultanti ogni secondo di queste collisioni, γ è una funzione di p e dell'intensità del campo elettrico, annullandosi quando questa scende al di sotto di un certo valore critico dipendente dalla pressione. Siano n il numero di corpuscoli per cm^3 , u la loro velocità e anu il numero di ioni risultanti per secondo dalle collisioni tra i corpuscoli e il gas.

Il numero di ioni prodotti per secondo e per cm^3 è uguale a

$$\alpha n u + \gamma m w$$

Quando abbiamo raggiunto lo stato stazionario, l'equazione di continuità ci dà

$$\frac{d}{dx}(n u) = \alpha n u + \gamma m w$$

$$-\frac{d}{dx}(m w) = \alpha n u + \gamma m w$$

$$e(n u + m w) = i$$

essendo i la corrente per cm^2 ed e la carica di uno ione.

Avremo quindi

$$\frac{d}{dx}(n u) = (\alpha - \gamma) n u + \frac{\gamma}{e} i$$

la cui soluzione, quando il campo è uniforme e quindi α e γ indipendenti da x , è data da

$$e n u = C e^{(\alpha - \gamma)x} - \frac{\gamma i}{\alpha - \gamma}$$

essendo C la costante di integrazione.

Se l'anodo non emette ioni positivi $x=d$, $e n u = i$. Determinando C , con questa condizione, abbiamo

$$e n u = \frac{i}{\alpha - \gamma} (\alpha e^{(\alpha - \gamma)(x-d)} - \gamma)$$

La corrente di corpuscoli emessi dal catodo si ottiene ponendo $x=0$ nell'espressione di $n u$ ed è quindi uguale a

$$e \frac{i}{\alpha - \gamma} (\alpha e^{-(\alpha - \gamma)d} - \gamma)$$

Questa espressione, secondo le ipotesi del paragrafo precedente, è uguale a k volte l'energia fornita al catodo ogni secondo.

Possiamo calcolare questa energia come prima. Il numero di ioni positivi prodotti per secondo in uno strato di spessore dx posto a una distanza x dal catodo è uguale è

$$\frac{d}{dx}(n u) dx$$

cioè a

$$\frac{i}{e} \alpha e^{(\alpha - \gamma)(x-d)} dx$$

l'energia emessa dal catodo è uguale a

$$\frac{i}{e} \alpha e^{(\alpha - \gamma)(x-d)} \frac{V e x}{d} e^{-\beta x} dx$$

quindi, l'energia fornita ogni secondo al catodo dagli ioni positivi è uguale a

$$i \alpha \frac{V}{d} e^{-(\alpha - \gamma)d} \int_0^d e^{(\alpha - \gamma)x} x e^{-\beta x} dx$$

e di conseguenza

$$\frac{i}{\alpha-\gamma}(\alpha e^{-(\alpha-\gamma)d}-\gamma)=k i \alpha \frac{V e}{d} e^{(\alpha-\gamma)d} \int_0^d e^{(\alpha-\gamma)x} x e^{-\beta x} dx$$

o

$$\frac{\alpha-\gamma e^{(\alpha-\gamma)d}}{\alpha-\gamma}=k \alpha \frac{V e}{d} \left[\frac{d}{\alpha-\gamma-\beta} e^{(\alpha-\gamma-\beta)d} - \frac{e^{(\alpha-\gamma-\beta)d}}{(\alpha-\gamma-\beta)^2} + \frac{1}{(\alpha-\gamma-\beta)^2} \right] \quad (3)$$

equazione che dà V/d in funzione di d , se conosciamo l'espressione di γ in funzione di V/d .

Vediamo, da questa equazione, che V è infinito per $d=0$ e per $d=\infty$; vi è, quindi, un potenziale minimo e una distanza esplosiva critica. Vediamo pure che il potenziale minimo ha un valore minore quando γ e k hanno valori finiti o quando uno o l'altro si annulla.

Il primo membro della (15-5) non può essere negativo; il termine $e^{\alpha d}$ cresce rapidamente con d ; quando pertanto la distanza tra le placche sarà uguale a numerose volte il libero cammino medio di un corpuscolo, il primo membro diverrà negativo se γ non sarà estremamente piccolo. Per valori di d , grandi confrontati alla distanza esplosiva critica, il primo membro di destra della (3) sarà uguale a

$$k \alpha \frac{V e}{d(\alpha-\gamma-\beta)^2}$$

Di conseguenza, se si tiene conto che γ è piccolo rispetto ad α , la (3) diverrà

$$\gamma = \alpha e^{-\alpha d} - k \alpha^2 \frac{V e}{d} \frac{e^{-\alpha d}}{(\alpha-\beta)^2} \quad (4)$$

Ma γ è funzione di V/d e nell'espressione di γ in funzione di V/d , i coefficienti di V/d non diminuiranno al crescere di d come avviene per i coefficienti della stessa quantità nella parte destra della (15-5); di conseguenza, quando d è molto grande, possiamo trascurare il secondo termine del secondo membro della (15-5) e l'equazione si riduce a

$$\gamma = \alpha e^{-\alpha d}$$

Questa equazione ci permette di determinare V/d , se conosciamo come il potere ionizzante degli ioni positivi dipende dall'intensità del campo elettrico. Quando d è molto grande, abbiamo $\gamma=0$; la scarica si produrrà quindi praticamente prima che il campo sia tanto intenso da dare agli ioni positivi un potere ionizzante. In questo caso, l'intensità del campo elettrico è uniforme da un elettrodo all'altro; così sarà se non vi è elettricità libera tra gli elettrodi e se il campo è uniforme; gli ioni positivi producono ioni lungo tutta la scarica. Per mantenere quest'ultima basterà che gli ioni positivi provochino la formazione di nuovi ioni vicini al catodo; quest'ultimo sarà allora analogo al catodo con calce incandescente già descritto, e un campo di intensità moderata tra esso e l'anodo basterà a produrre la scarica. Così, se invece di avere un campo uniforme dall'anodo al catodo, lo concentriamo vicino a quest'ultimo, mantenendolo relativamente debole nel resto del campo, basterà, per mantenere la scarica, una differenza di potenziale più piccola di quando il campo è uniforme.

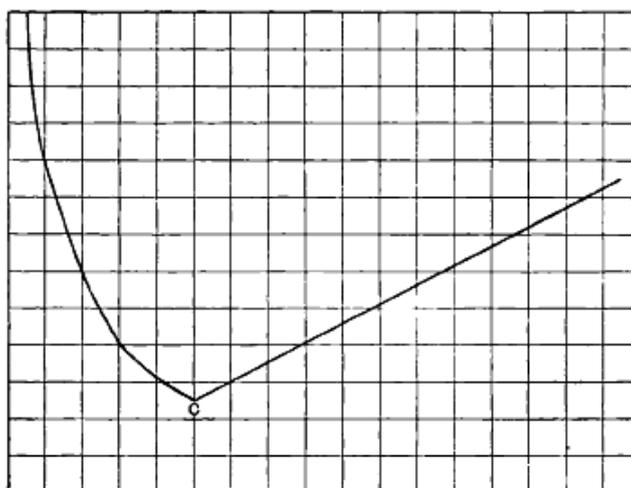
Questa concentrazione del campo richiede la presenza di una grande quantità di ioni liberi, vicino al catodo, e fintanto che questi ultimi non sono accumulati il campo è uniforme. Se il campo è uniforme all'inizio e sufficientemente intenso per permettere ai corpuscoli di produrre ioni per collisione, ma abbastanza per permettere agli ioni positivi di farne altrettanti, vi sarà un accumulo di ioni liberi. Ciò dipenderà dal numero di corpuscoli presenti inizialmente e dall'intensità del campo. Se questo accumulo di ioni basta a rendere il campo, vicino al catodo, molto intenso da permettere agli ioni positivi di provocare una ionizzazione, passerà una corrente; se non è così, non si produrrà

una scarica e la differenza di potenziale tra gli elettrodi dovrà crescere fino a che gli ioni positivi provocheranno la formazione di nuovi ioni per collisione, cioè finché γ raggiungerà un valore finito. Quando una volta la scarica è passata, vi è produzione di una grande quantità di ioni e ciò basta ampiamente a produrre al catodo la concentrazione richiesta. Così quindi, quando una prima scarica è passata, può essere che una differenza di potenziale minore possa bastare a mantenerla, oppure provochi una seconda scarica che segue immediatamente la prima.

Le differenze di aspetto che presenta in un gas rarefatto la scarica dovuta a una corrente continua e quello prodotto dalla scarica istantanea attraverso un intervallo esplosivo in serie con il tubo di una bottiglia di Leyda di grande capacità, mettono in evidenza le differenze che esistono tra una scarica continua e la prima scintilla. La prima scarica presenta l'aspetto nettamente differenziato presentato nella figura 138, la seconda una colonna luminosa uniforme che va senza spazio oscuro dal catodo all'anodo.

238. Vi sono alcuni casi nei quali un campo sufficientemente intenso da permettere ai corpuscoli di produrre ioni può provocare una scarica continua senza che sia necessario l'intervento degli ioni positivi; così è se le linee di forza formano curve chiuse, come quando il campo è originato da una induzione elettromagnetica; i corpuscoli circolano allora lungo queste curve e non possono, come nel caso della scarica tra elettrodi, scomparire dal gas e passare su queste; essi producono così un aumento continuo di corpuscoli nuovi e la scarica può passare. Non è così quando la forza elettrica cambia costantemente di verso. Supponiamo che A e B siano gli elettrodi e che all'inizio sia A il catodo; supponiamo il campo sufficientemente intenso da permettere ai corpuscoli di ionizzare per collisione; quando si applica il campo, il numero di corpuscoli tra le placche aumenta e vi sono così più corpuscoli che all'inizio vicino a B; se il campo continua ad agire in una direzione determinata, essi si avvicinano a B e scompaiono dal gas. Se si inverte il campo prima che questo risultato sia ottenuto, i corpuscoli vicini a B torneranno indietro verso A e produrranno altri corpuscoli. Se invertiamo il campo prima che essi abbiano raggiunto A, torneranno ancora indietro e provocheranno la formazione di nuovi corpuscoli; di conseguenza, il numero di questi cresce in progressione geometrica e la scarica finisce per passare. Una differenza di potenziale a rapida alternanze potrà così provocare il passaggio di una scarica che una differenza di potenziale costante e uguale sarebbe stata incapace di produrre.

Fig. 141.



Se il contributo degli ioni è sufficiente a dare al campo elettrico una intensità che permetta agli ioni di ionizzare il gas, si ha la seguente distribuzione di potenziale. Partendo dal catodo, il potenziale cresce fino a divenire uguale al potenziale minimo per una distanza uguale alla distanza esplosiva critica. Vi è in questa regione una produzione rapida di corpuscoli, che si dirigono verso l'anodo. Quando questo supplemento di corpuscoli esiste non è indispensabile che nel resto del campo l'intensità elettrica raggiunga il valore necessario per permettere agli ioni positivi di agire

come ionizzanti; si produce infatti una corrente, anche se i corpuscoli non provocano ionizzazione; ma in questo caso si avrà un eccesso di elettricità negativa lungo le traiettorie dei corpuscoli e l'intensità della forza elettrica crescerà rapidamente andando verso l'anodo.

Se, come nel caso della figura 139, la forza elettrica nella parte del campo che non confina immediatamente con il catodo è uniforme, non vi può essere elettricità libera in questa parte del campo; si avranno quindi ioni positivi così come corpuscoli e questi ultimi devono produrre la ionizzazione.

Quando le condizioni non cambiano con la distanza dall'anodo

$$\frac{d(nu)}{dx} = 0$$

di conseguenza, abbiamo

$$F(Xe\lambda, i) = \gamma$$

La soluzione di questa equazione è $X\lambda = c$, con c che contiene i , intensità della corrente attraverso il gas; così, lungo la colonna uniforme

$$X = \frac{c}{\lambda}$$

e la caduta di potenziale lungo questa colonna è, se l rappresenta la sua lunghezza, $Xl = cl/\lambda$; da cui, se V rappresenta la differenza di potenziale tra gli elettrodi, V_0 il potenziale esplosivo minimo,

$$V = Xl + V_0 = \frac{cl}{\lambda} + V_0 \quad (2)$$

Se avviciniamo il risultato dato da questa equazione a quelli relativi alle scariche la cui lunghezza è inferiore al valore critico, possiamo rappresentare con una curva analoga a quella della figura 141 la relazione tra il potenziale esplosivo e la lunghezza della scarica; questa curva presenta i tratti caratteristici delle curve date da Carr.

Non bisogna dimenticare che questi risultati si riferiscono alle scariche continue. È possibile, come abbiamo indicato, che la produzione della prima scarica richieda una differenza di potenziale molto più grande, poiché gli ioni positivi devono allora produrre altri ioni lungo tutta la loro traiettoria.

Scarica dell'elettricità da punta

239. Un caso molto interessante di scarica elettrica è quella che si produce tra un elettrodo a punta, come un ago e un elettrodo metallico vicino di grande superficie. In questo caso quando la corrente è piccola, la luminosità è, alla pressione atmosferica, localizzata nelle vicinanze della punta. Nel resto del gas la corrente è interamente trasportata dagli ioni dello stesso segno della carica della punta.

Chattock ha mostrato che la mobilità di questi ioni è la stessa di quelli prodotti dai raggi di Röntgen o di Becquerel. Townsend ha mostrato che anche la loro carica è la stessa. Se la punta è perpendicolare a una grande placca metallica, serve, perché si abbia flusso di elettricità dalla punta che il suo potenziale superi quello del piano di una quantità che è stata indicata da Röntgen¹ con il nome di *potenziale minimo*. Questo potenziale minimo dipende dall'acutezza della punta e dal segno della carica, dalla pressione e dal tipo di gas. È minore se la punta è elettrizzata negativamente. Secondo Warburg², il potenziale minimo è indipendente dalla distanza tra la punta e

¹ Röntgen, *Göttingen Nach.*, 1878, p. 390.

² Warburg, *Wied. Ann.*, t. LXVII, 1899, p. 69.

il piano. Sieveking¹ ha trovato che ciò era vero solo quando la distanza tra essi era grande; per piccole distanze il potenziale minimo cresce rapidamente con la distanza. Se la differenza di potenziale tra la punta e il piano supera il potenziale minimo, una corrente elettrica va dalla punta al piano; la sua intensità per una differenza di potenziale data tra la punta e il piano diminuisce rapidamente al crescere della distanza. Warburg ha mostrato che, se d è la più breve distanza, la corrente per una differenza di potenziale data è proporzionale a $1/d^{3,17}$. Questa legge è esatta qualunque sia l'acutezza della punta.

Valore del potenziale minimo

240. Questa quantità dipendendo dall'acutezza della punta, non ci consente di confrontare i suoi valori in condizioni diverse se non per la stessa punta. La tabella seguente dà i valori del potenziale minimo determinati da Tamm² con la stessa punta a diverse pressioni.

| Pressione <i>cmHg</i> | Punta | |
|-----------------------|-------|------|
| | — | + |
| | Volt | Volt |
| 76 | 2140 | 3760 |
| 70 | 2135 | 3755 |
| 60 | 2105 | 3705 |
| 50 | 2035 | 3585 |
| 40 | 1905 | 3350 |
| 30 | 1690 | 2970 |
| 20 | 1360 | 2390 |
| 10 | 910 | 1580 |

La variazione del potenziale minimo con la pressione è molto lenta quando le pressioni sono alte, ma diviene molto rapida a basse pressioni.

Il rapporto tra i potenziali minimi corrispondenti a punte positive e negativa è sensibilmente lo stesso a tutte le pressioni. Röntgen³ e Precht⁴ hanno studiato il potenziale minimo in diversi gas. I risultati delle loro osservazioni sono riassunti nella tabella seguente:

| Gas | Potenziale minimo | | | |
|-----------------|-------------------|--------|------------------|-------|
| | Punta + | | Pressione 760 mm | |
| | Pressione | | Punta | Punta |
| | 205 mm | 110 mm | + | — |
| | Volt | Volt | Volt | Volt |
| H ² | 1296 | 1174 | 2125 | 1550 |
| O ² | 2402 | 1975 | 2800 | 2350 |
| CO | 2634 | 2100 | | |
| CH ⁴ | 2777 | 2317 | | |
| AzO | 3188 | 2543 | | |
| CO ² | 3287 | 2655 | 3475 | 2100 |
| Az | | | 2600 | 2000 |
| Aria | | | 2750 | 2050 |

1 Sieveking, *Ann. der Phys.*, t. I, 1900, p. 299.

2 Tamm, *Ann. der Phys.*, t. VI, 1901, p. 259.

3 Röntgen, *Göttingen Nach.*, 1878, p. 390.

4 Precht, *Wied. Ann.*, t. XLIX, 1893, p. 150.

I valori delle prime due colonne sono dovuti a Röntgen, quelli della terza e quarta colonna sono dovuti a Precht.

Gorton e Warburg¹ hanno dato i valori seguenti per M , potenziale minimo osservato in diversi gas con la stessa punta.

| Gas | Pressione | | | | | |
|-----------------|-----------|------|-------|--------|------|-------|
| | 760 mm | | | 485 mm | | |
| | +M | -M | M+/M- | +M | -M | M+/M- |
| H ² | 1370 | 1140 | 1,20 | 1120 | 1000 | 1,12 |
| Az ² | 1930 | 1400 | 1,36 | 1630 | 1200 | 1,36 |
| O ² | 2550 | 1950 | 1,31 | | | |
| Aria | 2250 | 1660 | 1,35 | 1930 | 1500 | 1,29 |
| Cl ² | 2680 | 1900 | 1,41 | 2400 | 1660 | 1,45 |
| Br ² | | | | 2500 | 1700 | 1,47 |
| I ² | | | | 2620 | 1870 | 1,40 |

Ewers² ha mostrato recentemente che se M_A rappresenta il potenziale minimo alla pressione p_A , M_B alla pressione p_B ,

$$M_A - C = (M_B - C) \sqrt{\frac{p_A}{p_B}}$$

essendo C indipendente dalla pressione.

Relazione tra la differenza di potenziale e la corrente

241. Warburg trovò che con la stessa punta mantenuta alla stessa distanza dalla placca, la corrente i e il potenziale V erano legati dalla relazione

$$i = aV(V - M)$$

essendo M il potenziale minimo. Secondo Sieveking³, la relazione lineare $i = b(V - m)$ rappresenta queste esperienze con una precisione sufficiente. In una recente Memoria, Tamm⁴ ha discusso questa equazione e mostrato che una formula del tipo di quella di Warburg mostra un miglior accordo. Invece del potenziale minimo M , Tamm scrisse $\frac{1}{2}(M_1 + M_2)$, essendo M_1 il potenziale per il quale la scarica comincia quando si fa crescere gradualmente il potenziale, M_2 quello per il quale essa si arresta quando lo si fa diminuire gradualmente. I due valori non sono identici, essendo il secondo inferiore. Una formula di questo tipo si applica per differenze di potenziale molto superiori a M .

Ewers⁵ ha mostrato che per l'elio e l'argon, gas monoatomici, si ha, per qualunque temperatura e pressione

$$i^{\frac{1}{2}} = aV + b$$

1 Gorton e Warburg, *Ann. der Phys.*, t. XVIII, p. 1905.

2 Ewers, *Ann. der Phys.*, t. XVII, 1905, p. 781.

3 Sieveking, *Ann. der Phys.*, t. VI, 1901, p. 259.

4 Tamm, *Ann. der Phys.*, t. VI, 1901, p. 259

5 Ewers, *Ann. der Phys.*, t. XVII, 1905, p. 781.

Questa relazione si applica pure ai gas diatomici a temperature e pressioni più elevate. Per temperature e pressioni maggiori, questa relazione, nel caso di questi gas, si scrive

$$i^{\frac{2}{3}} = a'V + b'$$

La corrente, per una differenza di potenziale data, cresce al diminuire della pressione. I risultati seguenti, dovuti Tamm (vedere tabella sotto), mostrano che è proprio così.

Si noterà che la corrente è minore quando la punta è positiva, essendo la differenza di potenziale la stessa in entrambi i casi. L'aumento della corrente quando la pressione diminuisce è più rapido alle basse pressioni. La corrente appare approssimativamente proporzionale all'inverso della pressione; a bassa pressione varia come il quadrato di questa quantità.

Tamm esprime la relazione seguente tra i , corrente a una pressione di x cm, e i_{76} , corrente a una pressione di 76cm, essendo la differenza di potenziale V la stessa in tutti i casi:

$$i_x = i_{76} \left(\frac{76}{x} - \sqrt[3]{\frac{V}{10^5} \log \frac{76}{x}} \right)^2$$

Corrente in micro-ampere

| Differenza di potenziale | | | | |
|--------------------------|-------|-------|-------|--------|
| Pressione cm | -4000 | -6000 | -8000 | -10000 |
| 76 | 1,4 | 4,2 | 8,0 | 13,4 |
| 70 | 1,6 | 4,6 | 8,6 | 14,5 |
| 60 | 2,0 | 5,7 | 10,5 | 17,6 |
| 50 | 2,6 | 7,8 | 13,7 | 22,8 |
| 40 | 3,7 | 11,13 | 20,4 | 33,7 |
| 30 | 6,8 | 19,5 | 35,3 | 58,0 |
| 20 | 14,6 | 44,7 | 80,9 | 134,2 |

| Differenza di potenziale | | | | |
|--------------------------|-------|-------|-------|--------|
| Pressione cm | +4000 | +6000 | +8000 | +10000 |
| 76 | 0,7 | 2,1 | 4,8 | 9,3 |
| 70 | 0,8 | 2,3 | 5,1 | 10,1 |
| 60 | 1,0 | 2,8 | 6,3 | 12,3 |
| 50 | 1,3 | 3,8 | 8,2 | 16,0 |
| 40 | 1,9 | 5,6 | 12,3 | 23,5 |
| 30 | 3,3 | 9,7 | 21,1 | 40,4 |
| 20 | 7,3 | 22,4 | 48,0 | 93,0 |

242. La relazione $\sqrt{i} = aV + b$, come mostra lo studio seguente, è quella che la teoria dà come corrispondente al caso in cui la corrente è trasportata interamente dagli ioni di un solo segno.

Relazione tra la corrente emessa da una punta e la differenza di potenziale tra la punta e il piano contro il quale avviene la scarica

Per semplificare l'analisi matematica, considereremo un caso che, presentando in tutto le stesse caratteristiche fisiche della scarica da una punta aguzza, è tuttavia, per ragioni di simmetria, più facile da trattare con il calcolo. Si tratta della scarica da un filo molto sottile su un cilindro coassiale. Almy¹ ha svolto una serie di esperienze su questo tipo di scarica. Prendiamo un punto del

¹ Almy, *American Journal of Science*, quarta serie, t. XII, 1902, p. 175.

filo come origine delle coordinate polari e siano r la distanza da un punto del gas al filo, R la forza elettrica in questo punto e ρ la densità elettrica.

Abbiamo

$$\frac{d}{dr}(Rr) = 4\pi\rho r \quad (1)$$

quando abbiamo superato il periodo distruttivo, la scarica è trasportata da ioni di un solo segno; se quindi i è la corrente per unità di lunghezza del filo, u la mobilità degli ioni, abbiamo

$$i = 2\pi r u \rho$$

Ma $u = kR$, essendo k la mobilità dello ione. L'equazione (1) ci dà

$$\frac{d}{dr}(Rr) = \frac{2i}{kR}$$

integrando questa equazione, abbiamo

$$(Rr)^2 = \frac{2i}{k}r^2 + C \quad (2)$$

essendo C una costante. Per determinare C , supponiamo che a sia il più piccolo valore di r , per il quale gli ioni sono tutti dello stesso segno (a supererà il raggio del filo di una quantità dell'ordine di grandezza della distanza esplosiva minima). Quando $r = a$, R avrà un valore confrontabile alla forza elettrica necessaria a produrre una scintilla. Così R sarà, a pressione atmosferica, superiore a 10^2 u.e.s.. In questo sistema di unità, k in aria, a questa pressione, al valore 450. A meno quindi che i misurato in u.e.s. non abbia un valore confrontabile a $2 \cdot 10^6$ o $2 \cdot 10^{-3}/3$ A, superiore a quello delle correnti osservate da chi ha osservato la scarica distruttiva, $2ia^2/k$ sarà piccolo rispetto a $(Ra)^2$, cioè C sarà all'incirca indipendente dalla corrente, e alla superficie del filo C sarà grande rispetto a $2ir^2/k$.

D'altra parte, alla superficie del cilindro, $2ir^2/k$ sarà grande rispetto a C ; supponiamo che il raggio del cilindro sia 1000 volte quello del filo. Una corrente di alcuni microcoulomb al secondo (corrente dell'ordine di quelle ottenute da Tamm nelle sue esperienze) renderà alla superficie del cilindro $2ir^2/k$ molto grande rispetto a $(Ra)^2$ e di conseguenza rispetto a C .

Se V è il potenziale a una distanza r dal filo, abbiamo, a partire dalla (2),

$$\frac{dV}{dr} = \frac{1}{r} \left(\frac{2i}{k}r^2 + C \right)^{\frac{1}{2}}$$

Integrando questa equazione, abbiamo, se V' rappresenta la differenza di potenziale tra il cilindro e il punto vicino al filo dove la corrente inizia ad essere trasportata da ioni dello stesso segno, e b il raggio del cilindro,

$$V = \left(\frac{2i}{k}b^2 + C \right)^{\frac{1}{2}} - \left(\frac{2i}{k}a^2 + C \right)^{\frac{1}{2}} + \frac{1}{2}\sqrt{C} \log \frac{\left(\frac{2i}{k}b^2 + C \right)^{\frac{1}{2}} - C^{\frac{1}{2}}}{\left(\frac{2i}{k}b^2 + C \right)^{\frac{1}{2}} + C^{\frac{1}{2}}} - \frac{1}{2}\sqrt{C} \log \frac{\left(\frac{2i}{k}a^2 - C \right)^{\frac{1}{2}} - C^{\frac{1}{2}}}{\left(\frac{2i}{k}a^2 + C \right)^{\frac{1}{2}} + C^{\frac{1}{2}}}$$

dove i è molto grande purché $2ib^2/k$ sia grande rispetto a C . Si ha approssimativamente

$$V' = \left(\frac{2ib^2}{k} \right)^{\frac{1}{2}} + \frac{1}{2} \sqrt{C} \log \frac{2C}{\frac{i}{k} a^2}$$

il secondo termine del membro di destra varia molto poco con i . Considerandolo come costante e indicandolo con α ,

$$\frac{2i}{k} b^2 = (V' - \alpha)^2 \quad (1)$$

Se V è la differenza di potenziale tra il filo e il cilindro, abbiamo visto che $V = V' + V_0$, essendo V_0 il più piccolo potenziale in grado di provocare una scarica (circa 351 V in aria). Abbiamo, dalla (1)

$$i = \frac{k}{2b^2} (V - V_0 - \alpha)^2 \quad (2)$$

per grandi valori di V , i varia quindi come V^2 . La corrente varia quindi come il quadrato della differenza di potenziale. Almy¹ trovò che la corrente era proporzionale a $V(V-\beta)$; così per valori di V grandi rispetto a β , è proporzionale a V^2 . La corrente, e ciò è in accordo con le esperienze di Almy, è piuttosto proporzionale all'inverso del cubo del raggio del cilindro che all'inverso del quadrato, come risulterebbe dalla (2). Bisogna notare che un difetto di simmetria, nello strumento tendente a concentrare la scarica su un raggio particolare, farà variare più rapidamente la corrente con il raggio rispetto al caso di una scarica perfettamente simmetrica. La (2) ci mostra che la corrente varia con k , mobilità dello ione; avendo gli ioni negativi mobilità maggiore di quelli positivi, la scarica per un potenziale dato sarà maggiore quando la punta sarà negativa. Le osservazioni di Tamm danno 1,44 come rapporto tra le correnti ottenute con una punta negativa e una positiva nell'aria secca alla pressione atmosferica. Questo valore è vicino a quello del rapporto tra le mobilità degli ioni nell'aria secca.

Poiché i è proporzionale a k , e k inversamente proporzionale alla pressione, la corrente varierà in ragione inversa di quest'ultima quando la differenza di potenziale sarà elevata. Se ci riferiamo all'ultima tabella, vediamo che questa, sebbene approssimativamente esatta alle pressioni elevate, cessa di esserlo quando la pressione è bassa; la corrente varia allora piuttosto come l'inverso del quadrato della pressione. A basse pressioni e con correnti intense, la scarica è accompagnata da una luminosità, a destra della placca. La figura 142, estratta da una Memoria di V. Obermayer², ne dà un esempio. L'aspetto presentato dalla scarica suggerisce l'ipotesi che la ionizzazione esiste sia vicino alla placca che ai bordi della punta; in questo caso, vi sono tra la placca e la punta ioni di entrambi i segni e il nostro studio, basato sull'ipotesi che la corrente è trasportata interamente da ioni di un solo segno, non è applicabile.

Anche alla pressione atmosferica, è certo che in qualche caso ci si trova in presenza di ioni di segno opposto a quello della punta.

Così C.T.R Wilson³ ha segnalato un caso nel quale una punta positiva si scaricava all'interno del suo dispositivo a espansione e dove una espansione sufficiente a trasportare gli ioni negativi e non quelli positivi provocava la formazione di una nebbia, mostrando così la presenza di ioni negativi. Campbell⁴ ha osservato un effetto analogo.

Abbiamo visto che una scarica emette raggi (Entladungstrahlen) che possono ionizzare un gas. La debole scarica che si produce all'estremità della punta emette tali raggi, che in certi casi contribuiscono a produrre una ionizzazione apprezzabile a una distanza considerevole da questo

1 Almy, *American Journal of Science*, quarta serie, t. XII, 1902, p. 175.

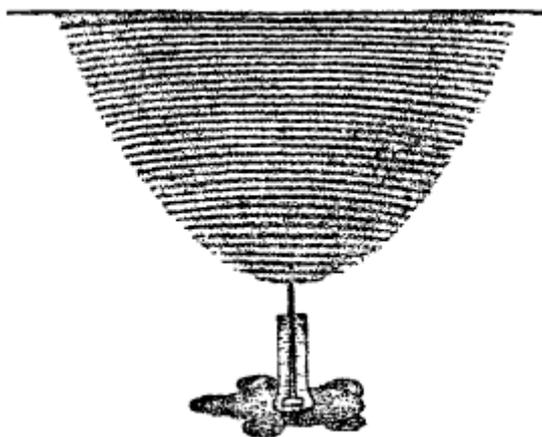
2 V. Obermayer, *Wien. Sitzungsberichte*, 1891, p. 127.

3 C.T.R Wilson, *Phil. Trans.*, A., vol. CXCII, 1899, p. 403.

4 Campbell, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. VI, 1903, p. 618.

punto. La scarica di una punta sembra possedere un potere attinico molto considerevole⁵.

Fig. 142.



243. Warburg¹ ha mostrato che la presenza nei gas come l'idrogeno e l'azoto di piccole tracce di ossigeno produce una grande diminuzione della corrente proveniente da una punta negativa. Si può considerare questo risultato come indicante che l'ossigeno possiede una tendenza marcata a riunirsi attorno a portatori negativi rendendoli meno adatti ad agire da ionizzanti, e meno mobili nel campo elettrico. È probabile, inoltre, che l'ossigeno aumenti la difficoltà che hanno i corpuscoli di passare dalla punta nel gas, producendo la sua presenza, come ha mostrato Warburg, un grande aumento della caduta catodica nei tubi a vuoto.

244. Warburg ha determinato il valore della corrente ricevuta dai diversi punti del piano opposto alla punta carica. Trovò che il valore ricevuto per unità d'area in un punto Q del piano era proporzionale a $\cos^m \theta$, essendo θ l'angolo QPO, essendo P il punto elettrizzato e O la normale innalzata da P alla placca. Il conduttore elettrizzato è supposto normale al piano. Trovò, per un punto elettrizzato negativamente un valore di m uguale a 4,65, e per una punta positiva il valore 4,82 e questo valore indipendente dall'acutezza della punta.

Vento elettrico

245. La corrente di ioni carichi che costituisce la scarica da una punta mette in movimento l'aria nelle sue vicinanze. Quando, infatti, gli ioni hanno raggiunto il regime per il quale la loro velocità è proporzionale alla forza elettrica agente su di essi, la forza meccanica alla quale sono sottoposti è trasmessa all'aria attraverso la quale si muovono; ne deriva una corrente d'aria che parte dalla punta e che costituisce ciò che si chiama il vento elettrico. Questo movimento dell'aria è accompagnato da una reazione sulla punta che tende a portarli indietro. Arrhénius² ha misurato questa reazione; trovò che, quando vi è elettricità positiva che sfugge dalla punta nell'aria, la reazione tende a portarla indietro ed è, mantenendo costante la corrente, proporzionale alla pressione; trovò pure che, per diversi gas alla stessa pressione (aria, idrogeno e acido carbonico), essa variava come la radice quadrata del peso molecolare del gas. Questa reazione è molto minore quando vi è una corrente di elettricità negativa che fuoriesce dalla punta. Il rapporto tra le due correnti nei due casi dipende dalla pressione del gas. Nell'aria, ad una pressione di 70cm, la reazione, sulla punta positiva, era uguale a 1,9 volte quella sulla punta negativa. Con una pressione di 40cm questo rapporto era uguale a 2,6; a 20cm a 3,2; con 10,3cm a 7; e con 5,1cm a 15. Questa reazione sulla punta ha per origine la repulsione che si esercita tra essa e gli ioni che trasportano la scarica. Possiamo facilmente calcolare la forza che interviene.

5 Cook, *Phil. Mag.*, quinta serie, t. XLVII, 1899, p. 40. - Leduc, *Éclair. élect.*, t. XXI, 1899, p. 144.

1 Warburg, *Wied. Ann.*, t. LXVII, 1899, p. 69.

2 Arrhénius, *Wied. Ann.*, t. LXIII, 1897, p. 305.

Supponiamo che l'ago che lascia scorrere l'elettricità sia diretto lungo l'asse z . Sia ρ la densità degli ioni in un punto del campo, Z la forza elettrica in questo punto. F , forza parallela a Z e agente sugli ioni, sarà uguale a

$$\int \int \int \rho Z dx dy dz$$

Ma se w è la velocità dello ione parallelo a z , $w=kZ$, essendo k la mobilità dello ione. Sostituendo questo valore di Z , viene

$$F = \int \int \int \frac{w}{k} \rho dx dy dz$$

Ma, se i è la corrente, abbiamo

$$i = \int \int w \rho dx dy$$

Se quindi k è costante in tutto questo campo,

$$F = \frac{i}{k} \int dz$$

La reazione sulla punta è uguale a F . Per una corrente costante F varia in ragione inversa di k . Questa conclusione è in accordo, nel caso di una punta positiva, con i risultati delle esperienze di Arrhénius. Consideriamo infatti, dapprima, l'azione della pressione. k è inversamente proporzionale a quest'ultima; F le sarà quindi proporzionale e ciò è in accordo con le esperienze di Arrhénius. Esaminiamo ora il valore della reazione nei diversi gas. Se ci riferiamo ai valori dati nel §30, vediamo che le mobilità degli ioni sono all'incirca inversamente proporzionali alle radici quadrate delle densità dei gas. F sarà quindi approssimativamente proporzionale alle radici quadrate di queste densità. La mobilità dello ione negativo essendo maggiore di quella dello ione positivo, la reazione sarà minore su una punta negativa che su una positiva. Il rapporto tra queste due reazioni è tuttavia molto più grande del rapporto tra le mobilità corrispondenti. Ma abbiamo motivi di credere che si produce sugli ioni negativi una rapida condensazione prima della loro formazione. La mobilità dello ione negativo sarà quindi innanzitutto maggiore che dopo una permanenza di qualche tempo nel gas. Noi conosciamo la mobilità di questi ultimi ioni. Nel caso di una punta, è agli ioni nuovamente formati che sarà dovuta in larga parte la reazione. La loro velocità nelle immediate vicinanze della punta è considerevole; il valore di F sarà quindi inferiore a quello determinato a partire dalla (1), sostituendo a k la velocità osservata per lo ione.

Scarica da una punta la cui elettrizzazione cambia rapidamente di segno

246. Se si considera una punta caricata a un potenziale elevato e rapidamente variabile, come quello prodotto dalle oscillazioni provocate dalla scarica di una bottiglia di Leyda, si osserva che un conduttore posto nelle vicinanze acquista nell'idrogeno, azoto, ammoniaca e acido carbonico, una carica negativa; nell'aria e nell'ossigeno, si carica al contrario positivamente¹.

Himstedt² trovò che, in questi gas, la distribuzione dell'elettricità differisce solo in grado. Trovò che nell'aria e nell'ossigeno, l'elettrizzazione, positiva vicino alla punta, cambiava di segno allontanandosi da essa e diveniva infine negativa. Nell'idrogeno, al contrario, e negli altri gas indicati prima, si aveva una elettrizzazione positiva vicino alla punta. La sola differenza esistente tra

¹ Harvey e Hird, *Phil. Mag.*, quinta serie, t. XXXVI, 1893, p. 45. - Himstedt, *Wied. Ann.*, t. LII, p. 473. - J.J. Thomson, *Phil. Mag.*, quinta serie, t. XL, 1895, p. 511.

² Himstedt, *Wied. Ann.*, t. LXVIII, 1899, p. 294.

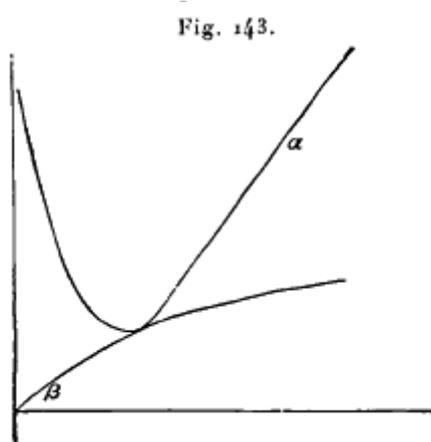
i diversi gas era che nell'aria, il punto in cui l'elettrizzazione cambia di segno si trovava a una certa distanza dalla punta, mentre nell'idrogeno ne era molto vicino. La mobilità maggiore degli ioni negativi ci doveva far prevedere questa zona esterna negativa. Con un campo alternato, infatti, l'ampiezza delle traiettorie degli ioni più mobili sarà maggiore di quelli più lenti e a una distanza dalla punta superiore all'ampiezza della traiettoria di questi ultimi, vi sarà soltanto elettricità negativa. Il calcolo della distanza a partire dalla quale l'elettrizzazione cambia di segno sarà molto complesso. Interverrebbero, infatti, oltre alle mobilità relative degli ioni positivi e negativi, i valori diversi delle correnti emesse dalla punta a seconda che essa sia positiva o negativa e i diversi valori del potenziale minimo per il quale la scarica inizia.

247. Lo stato di una punta che emette elettricità sembra modificarsi quando si prolunga la scarica e si produce di conseguenza una variazione del valore della corrente. Precht¹ osservò che una punta utilizzata per scaricare l'elettricità positiva durante un certo tempo mostrava dei piccoli crateri, come se avesse avuto delle lacerazioni del metallo. Trovò che non vi era alcuna variazione di acutezza per una punta negativa.

Teoria della scarica da una punta aguzza

248. Possiamo supporre che lo scorrimento dell'elettricità da una punta aguzza si produce nel modo seguente. Quando il campo elettrico all'estremità della punta raggiunge un certo valore, una corta scintilla va dalla punta all'aria circostante; si producono, lungo la sua traiettoria, ioni positivi e negativi. Se la punta è positiva, gli ioni positivi saranno respinti nel gas circostante e, sotto l'azione del campo elettrico, si dirigeranno verso la placca metallica contro la quale la punta si scarica. Se la punta è negativa, sono gli ioni negativi che saranno trasportati e porteranno l'elettricità. Applichiamo queste considerazioni alla spiegazione di alcune delle proprietà della scarica. Considereremo dapprima l'intensità del campo necessaria alla produzione della piccola scintilla che parte dalla punta.

La relazione tra la differenza di potenziale necessaria per provocare una scintilla e la lunghezza di questa è rappresentata da una curva analoga a α (fig. 143). Le sue ordinate rappresentano il potenziale esplosivo, le ascisse la lunghezza della scintilla.



Supponiamo la punta equivalente dal punto di vista elettrico a una piccola sfera di raggio a . Se V è il potenziale della sfera, la differenza di potenziale, tra quest'ultima e un punto posto a una distanza x dalla sua superficie, è $Vx/(a+x)$. Supponiamo che l'equazione della curva β (fig. 143) sia $y=Vxa/(a+x)$. Se la curva β interseca α , una scintilla partirà dalla punta; al contrario non passerà alcuna scintilla se le due curve non si intersecano. Il più piccolo valore di V che produce una scintilla è quello corrispondente al punto di tangenza della curva β e della curva α . Ma quando α è molto piccolo, dy/dx per la curva β è molto piccolo, rispetto a y/x . Per la curva α , ciò avviene

¹ Precht, *Wied. Ann.*, t. XLIX, 1893, p. 50.

soltanto vicino al potenziale esplosivo minimo. Possiamo concludere che, quando β interseca α , deve avvenire vicino ad A, punto corrispondente alla lunghezza critica di scintilla x_0 e a V_0 , potenziale minimo necessario alla produzione di una scintilla. Abbiamo quindi approssimativamente

$$V \frac{x_0}{a+x_0} = V_0 \quad V = \left(1 + \frac{a}{x_0}\right) V_0$$

V_0 è il valore del potenziale minimo necessario per produrre una scintilla. Vediamo che V diminuisce con a . Più aguzza è la punta, più piccolo è il potenziale di scarica. Il potenziale di scarica diminuisce pure quando la lunghezza di scintilla critica cresce e, essendo quest'ultima maggiore a bassa che ad alta pressione, il potenziale minimo diminuirà con la pressione. A causa della conducibilità del gas che circonda la punta, il raggio della sfera considerato come equivalente dal punto di vista elettrico può essere considerato come molto maggiore del raggio reale della punta e i rapporti tra queste quantità possono dipendere dalla pressione del gas.

Differenze tra i potenziali minimi per punte positive e negative

249. Il potenziale minimo necessario alla produzione della scarica dell'elettricità positiva da una punta è maggiore di quello per una punta negativa. Questo risultato è in accordo, secondo me, con le idee precedentemente esposte; la differenza di potenziale minima V_0 è determinata dalla condizione che il campo elettrico vicino all'elettrodo deve essere molto intenso perché gli ioni positivi possano produrre una quantità sufficiente di corpuscoli.

Quando la punta è negativa, gli ioni positivi possono produrre corpuscoli in due modi: 1° per il loro urto contro l'elettrodo; 2° per il loro urto contro le molecole del gas; quando, al contrario, la punta è positiva, gli è consentito solo il secondo metodo. Ne risulta che V_0 sarà maggiore per una punta positiva che per una negativa e il potenziale minimo necessario sarà così maggiore.

La condizione studiata indica semplicemente che l'elettricità potrà sfuggire dalla punta; ma non assicura che la scarica sarà luminosa. Le esperienze fatte sulla scarica si riferiscono esclusivamente al caso in cui una luminosità è visibile sulla punta. Abbiamo già visto che quando la luminosità compare, si produce un grande aumento della ionizzazione e della corrente; la corrente corrispondente al periodo oscuro può quindi essere sfuggita all'osservazione. Studieremo ora le condizioni da soddisfare perché una luminosità compaia sulla punta. Abbiamo esposto motivi che permettono di pensare che la comparsa della luminosità fosse dovuta al fatto che le molecole del gas acquistino una quantità di energia definita. Ora, l'energia acquisita da una molecola sarà proporzionale alla velocità con la quale l'energia si comunica al gas. Consideriamo il gas compreso tra la punta e lo spazio separato da essa da una distanza uguale alla lunghezza della scintilla critica. La differenza di potenziale tra la punta e il limite esterno di questa regione è V_0 , potenziale esplosivo minimo. Se i è la corrente che attraversa il gas, il lavoro compiuto ogni secondo in questa regione sarà $V_0 i$. Se d è la lunghezza della scintilla critica, a il raggio della punta, il volume di questa regione sarà, se d è piccolo rispetto ad a , uguale a $4\pi a^2 d n$. Il lavoro che vi sarà compiuto per molecola e per secondo sarà allora $V_0 i / 4\pi a^2 d n$. Abbiamo visto che ci sono motivi di credere che la condizione per la comparsa della luminosità sia il raggiungimento di un valore determinato. Essendo d proporzionale a λ , libero cammino medio, ed essendo λ proporzionale a $1/n$, $d n$ sarà indipendente dalla pressione.

Perché si produca una luminosità, basterà quindi che $V_0 i = c a^2$, essendo c una costante per un dato gas.

Abbiamo visto tuttavia che

$$i^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{k_0}{p} \right)^{\frac{1}{2}} C (V - V')$$

dove C è una costante, k_0 la mobilità dello ione con la pressione unitaria, V il potenziale della punta, V' una costante. La condizione $V_{0i} = ca^2$ è quindi equivalente a

$$V = V' + \frac{p^{\frac{1}{2}} c^{\frac{1}{2}} a}{k^{\frac{1}{2}} C V^{\frac{1}{2}}} \quad (1)$$

Se quindi V_A è il potenziale della punta nel momento della comparsa della luminosità a una pressione p_A e V_B lo stesso potenziale alla pressione p_B ,

$$V_A = V' + \sqrt{\frac{p_A}{p_B}} (V_B - V')$$

Questa è la relazione tra il potenziale e la pressione, verificata da Ewers nei limiti della pressione considerati.

Poiché la mobilità dello ione negativo è maggiore di quella dello ione positivo, il secondo membro della (1) deve, a parità di condizioni, avere un valore minore quando la punta è negativa. Questo è un motivo perché il potenziale necessario a provocare una scarica luminosa nel caso di una punta positiva sia superiore a quello da raggiungere per una punta negativa.

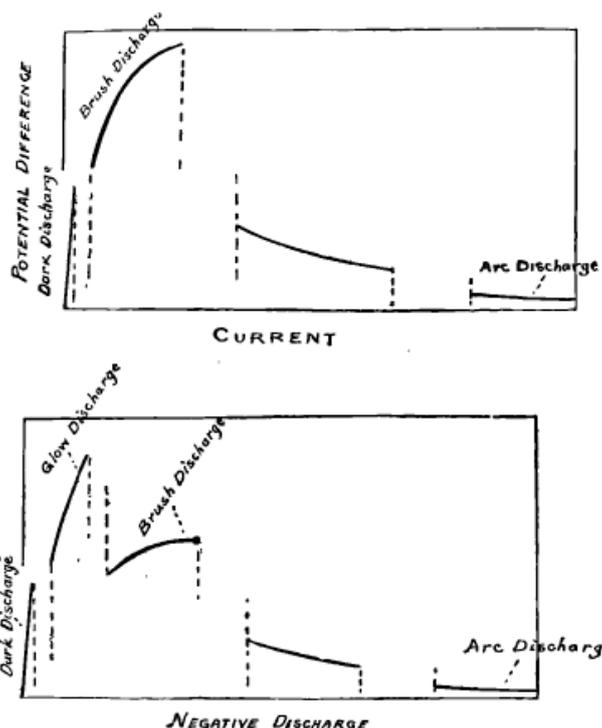
250. L'aspetto della scarica tra una punta e un piano presenta variazioni molto interessanti quando si fa crescere gradualmente la differenza di potenziale. Sia, per esempio, una punta negativa disposta di fronte a un piano; nel momento della prima scarica, la ionizzazione e la luminosità sono localizzate nella regione che circonda la punta, il campo elettrico è debole, tranne nelle sue vicinanze, e la corrente è trasportata interamente da ioni negativi. Questi ioni negativi danno una distribuzione di elettricità libera negativa tra la punta e la placca. Questa elettrizzazione modifica la distribuzione del campo elettrico e tende ad aumentare la forza elettrica vicino alla placca. Il campo diviene sempre più intenso al crescere della corrente e della densità dell'elettricità libera e ciò fino a poter provocare verso la placca una ionizzazione e una luminosità; un bagliore appare allora all'anodo.

La corrente non continua a lungo a essere trasportata interamente da ioni negativi, si produce all'anodo con ioni positivi, che si dirigono verso il catodo. La relazione tra la corrente e la differenza di potenziale è modificata a causa della partecipazione alla scarica degli ioni dei due segni.

L'elettricità positiva proveniente dall'anodo influisce sulla distribuzione della forza elettrica, tendendo ad aumentarla vicino al catodo. La forza vicino a quest'ultimo aumenta fino ad essere sufficiente a permettere ai corpuscoli di produrre ioni per collisioni vicino al catodo. Se questi ioni ne formano altri, la corrente e la luminosità aumentano rapidamente vicino al catodo e ci attendiamo un nuovo periodo della scarica. Questo stadio è molto nettamente marcato a bassa pressione e si manifesta molto bruscamente. La corrente cresce rapidamente e a bassa pressione raggiunge un valore sufficiente purché il catodo sia portato al rosso in seguito all'urto contro di esso degli ioni positivi. Il numero di corpuscoli al catodo allora cresce, emettendo il metallo incandescente per proprio conto. Ora, un aumento della corrente provoca un aumento del numero di corpuscoli emessi e un aumento del numero di corpuscoli comporta un aumento della corrente; ci troviamo quindi in una condizione instabile, la corrente aumenta rapidamente e passa una scarica ad arco. La differenza di potenziale cade a un valore molto basso, essendo i corpuscoli prodotti dal catodo incandescente e non dalla ionizzazione o collisione nel campo elettrico. La figura 144, estratta da una Memoria di Töpler¹, mostra il carattere generale delle variazioni che si osservano nella relazione tra la corrente e la differenza di potenziale.

¹ Töpler, *Ann. der Phys.*, t. VII, 1902, p. 477.

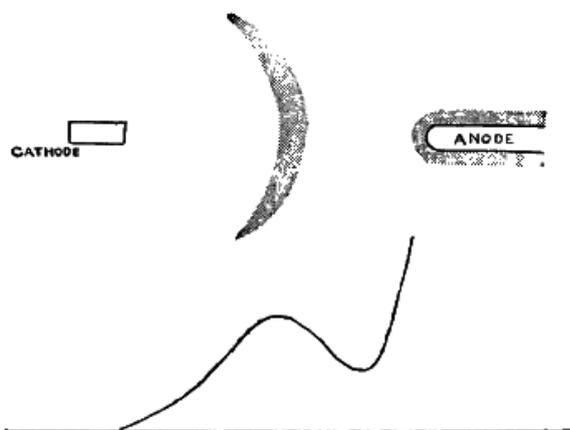
Fig. 144.



251. Si osservano modifiche analoghe, se si sostituisce la punta con un filo sottile di platino incandescente ricoperto di calce. Si può allora studiare molto più facilmente che nel caso di una punta la distribuzione della forza elettrica, poiché le variazioni si producono con differenze di potenziale molto più piccole. Ho potuto così studiare la transizione graduale dopo la prima comparsa della luminosità anodica fino allo sviluppo della luminosità attorno al catodo.

Si può ottenere in questo modo uno stato intermedio per il quale la scarica presenta l'aspetto della figura 145. Si ha allora un crescente luminoso tra l'anodo e il catodo. La determinazione della forza elettrica tra gli elettrodi mostra che l'elettricità libera produce la distribuzione rappresentata dalla curva inferiore della figura 145. La forza elettrica passa per un massimo, al passaggio della falce luminoso.

Fig. 145.



In questa regione, la forza elettrica dovuta all'elettricità libera raggiunge il valore per il quale si produce una ionizzazione e una luminosità, provocando la formazione di una falce luminosa isolata. Se la corrente aumenta, la falce si avvicina al catodo; quando è arrivata a una piccola distanza da questo, cambia forma e si trasforma in una luminosità negativa molto sviluppata. Ne risulta un

modifica molto grande nell'aspetto della scarica e nella distribuzione del campo elettrico.

image

La ionizzazione, esistente in questa parte della traiettoria (fig. 145), fa sì che questa parte del gas si comporti come un anodo, e l'elettricità libera dovuta agli ioni che ne derivano può permettere al campo elettrico esistente tra esso e il catodo di raggiungere il valore per il quale si produce la ionizzazione; si ha allora una seconda falce luminosa. Possiamo avere così una successione di stratificazioni che danno alla scarica l'aspetto della figura 142.

Gli esperimenti di Earhart sembrano indicare che, quando la forza elettrica raggiunge un certo valore elevato, degli ioni possano provenire dal metallo. Sarebbe interessante portare avanti questa idea e vedere se un potenziale moderato è capace di produrre una scarica nel caso di una punta estremamente aguzza in un vuoto spinto.

Pressione nella scarica

252. Gli ioni acquisiscono nel campo elettrico energia cinetica; essendo la pressione in un gas proporzionale all'energia cinetica per unità di volume, la pressione lungo la traiettoria della scintilla sarà aumentata. Questo aumento della pressione può essere molto grande. È facile mostrare che l'energia comunicata agli ioni quando una quantità di elettricità Q attraversa la scintilla è uguale a VQ , essendo V il potenziale esplosivo. Supponiamo per esempio una scintilla di 1cm di lunghezza attraverso l'aria alla pressione atmosferica; scarichiamo con questa scintilla un condensatore di 1000cm^2 di capacità, caricato alla differenza di potenziale necessaria a produrre questa scintilla. Questa differenza di potenziale è uguale a circa $30000V$, cioè $100u.e.s.$ In questo caso, $V=10^2$ e $Q=10^2 \times 10^3$.

L'energia trasferita al gas è di circa 10^7erg . Se questa energia fosse ripartita in un cm^3 di gas, essa aumenterebbe la pressione di $6,6\text{atm}$. Essa è localizzata nel volume molto più piccolo attraversato dalla scintilla. La pressione vi sarà quindi proporzionalmente maggiore. Prendere $1/100\text{cm}^3$ come volume del gas attraversato dalla scintilla sarebbe probabilmente una stima molto forte e, tuttavia, in queste condizioni, la pressione lungo la traiettoria della scintilla sarà di 660atm .

Questa alta pressione si propagherà come un'onda a partire dall'intervallo esplosivo, la pressione nell'onda quando si sarà sufficientemente allontanata da poter essere considerata come sferica variando in ragione inversa del quadrato della distanza nel punto dove la scarica ha illuminato.

Un esempio ben noto degli effetti della pressione è ciò che si chiama la *bomba elettrica*. Un tappo ben disposto a chiudere un recipiente è lanciato in aria quando la scarica passa all'interno del recipiente.

Si può facilmente osservare questo effetto, fissando su un tubo a scarica ordinaria un manometro indicante la pressione tramite il movimento di un liquido leggero. La pressione iniziale del gas più comoda per questa osservazione varia da 2mm a 10mmHg . Al passaggio di ogni scintilla, si produce un vivace movimento del liquido del manometro, come se subisse l'urto di una corrente gassosa proveniente dal tubo. Immediatamente dopo il passaggio della scintilla, il liquido ritorna rapidamente indietro fino a una piccola distanza dalla sua posizione di equilibrio, che riguadagna poi lentamente. Quest'ultimo effetto è dovuto probabilmente alla dissipazione lenta del calore provocato dal passaggio della scintilla. Il manometro si comporta come se nel momento in cui passa la scintilla un'onda di alta pressione si propagasse attraverso il gas. Meissner¹ e De la Rue e Muller² hanno descritto un aumento di pressione dovuto al passaggio della scarica.

Töpler³ ha dimostrato in modo molto elegante l'esistenza di un'onda derivante dalla scintilla. Egli la studiò osservando l'illuminazione istantanea della regione circostante quella dopo il passaggio della scarica. Siccome la densità dell'aria nell'onda differisce da quella del gas

1 Meissner, *Abhand. der könig. Gesellschaft Göttingen*, t. XVI, 1871, p. 98.

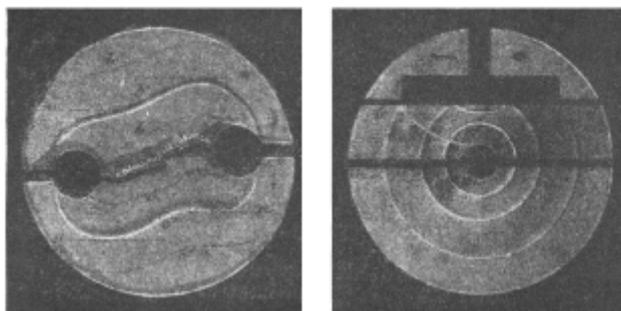
2 De la Rue e Muller, *Phil. Trans.*, 1880, p. 86.

3 Töpler, *Pogg. Ann.*, t. CXXXI, 1867, p. 33, 180; t. CXXXIV, 1868, p. 194.

circostante, quest'ultimo è otticamente differente dal resto del campo e può così essere reso visibile. La figura 146a, tratta dalla Memoria di Töpler, rappresenta l'aspetto del campo ottenuto esaminando la scintilla parallelamente alla sua direzione, la figura 146b, l'aspetto ottenuto esaminandolo perpendicolarmente.

Fig. 146 a.

Fig. 146 b.



Töpler osservò che la perturbazione iniziale, vicino all'intervallo esplosivo, presentava espansioni e contrazioni periodiche come se le regioni maggiormente perturbate fossero distribuite a intervalli uguali lungo la scarica. Si osserva una protuberanza particolarmente grande vicino al catodo.

In un'esperienza di Hertz¹ che illustra altrettanto bene gli effetti esplosivi della scintilla, l'esplosione sembrava più forte all'anodo che al catodo. L'anodo era posto sul fondo di un tubo di vetro ad apertura stretta, il catodo, al contrario, era disposto all'estremità aperta. Il tubo e gli elettrodi erano racchiusi in un recipiente a forma di campana riempito d'aria alla pressione da 40mm a 50mmHg. Quando si faceva passare attraverso il tubo la scarica di una bottiglia di Leyda caricata con una bobina di induzione, la fiamma che accompagnava la scarica era soffiata fuori dal tubo e superava l'apertura di parecchi centimetri. L'effetto non era così netto quando si invertivano gli elettrodi.

Haschek e Mache², misurando la pressione esistente alla superficie di un contenitore nel quale passavano scintille provenienti da un trasformatore ad alta tensione, calcolarono la pressione nella scintilla; con elettrodi di ottone e scintille lunghe 3mm, essi stimarono che la pressione dovuta alla scintilla nell'aria a una pressione di 704mmHg era di 51,7atm; nell'acido carbonico alla stessa pressione, di 52,2atm; nel gas per illuminazione di 72,7atm. Trovarono che la pressione nella scintilla era, come ci si poteva attendere a causa della diminuzione del potenziale esplosivo, minore quando la pressione del gas attraversato dalla scarica era basso. In una delle loro esperienze, essi stimarono a 27,2atm la pressione della scintilla, essendo quella dell'aria di 585mmHg. Riducendo quest'ultima a 96mm, la pressione nella scintilla diminuiva di una atmosfera. Trovarono pure che la pressione nella scintilla dipendeva dal tipo di elettrodi. A parità di condizioni, essi osservarono anche nell'aria, con elettrodi di carbone, di ferro e di ottone, le pressioni erano rispettivamente 124atm, 79atm, 64atm. Quando in queste esperienze le scariche si succedevano rapidamente, la scintilla è considerevolmente accresciuta dal vapore metallico proveniente dall'elettrodo.

Haschek e Exner³, così come Mohler⁴, hanno pubblicato misurazioni di valori della pressione nella scintilla in seguito a osservazioni dello spostamento delle righe nello spettro delle scintille dell'elettrodo. Humphreys⁵ ha mostrato che l'aumento di pressione produce uno spostamento delle righe spettrali verso il rosso e lo ha misurato a diverse pressioni. Se, quindi, supponiamo che lo spostamento delle righe nello spettro della scintilla sia dovuto alla pressione, possiamo determinare

1 Hertz, *Wied. Ann.*, t. XIX, 1893, p. 87.

2 Haschek e Mache, *Wied. Ann.*, t. LXVIII, 1899, p. 740.

3 Haschek e Exner, *Wien. Sitzungs.*, t. CVI, 1897, p. 1127.

4 Mohler, *Astrophysical Journal*, t. IV, 1896, p. 1127.

5 Humphreys, *Astrophysical Journal*, t. VI, 1897, p. 169.

quest'ultima misurandola. La grandezza delle pressioni provocate dalla scintilla spiega gli effetti meccanici da essa prodotti e come la perforazione dei fogli di cartone o di sottili lastre di vetro.

Effetti calorici prodotti dalle scintille

253. Una grande parte dell'energia comunicata agli ioni durante la scarica apparirà sotto forma di calore e innalzerà la temperatura del gas e del recipiente che lo contiene. Misure del calore prodotto da scintille sono state fatte da Riess¹, Paalzow², G. Wiedemann³, Naccari e Bellati⁴, Poggendorf⁵, Dewar⁶, Rollmann⁷, Naccari⁸, Villari⁹, Mugna¹⁰, Heydwiller¹¹ e Kauffmann¹² hanno fatto misure assolute. Queste esperienze si sono incentrate per la maggior parte sul calore liberato dalla scarica di bottiglie di Leyda. Tra i risultati ottenuti, il più sicuro è il seguente; il calore prodotto nell'intervallo esplosivo è solo una piccola parte dell'energia immagazzinata nella bottiglia prima della scarica.

Questa scarica è oscillante; si ha di conseguenza una serie di scintille che si succedono rapidamente attraverso l'intervallo esplosivo. La scintilla ha in queste condizioni una grande tendenza a trasformarsi in arco e in quest'ultimo la differenza di potenziale tra gli elettrodi e quindi il calore per una corrente data sono molto più piccoli. Vi sono in generale delle differenze così grandi tra le relazioni che esprimono la forza elettromotrice in funzione della corrente nel caso della scarica attraverso il gas e in quello di una corrente in un conduttore metallico, che è quasi commettere un errore parlare di resistenza dell'intervallo esplosivo. Si può, tuttavia, avere qualche idea della piccola quantità di energia dissipata sapendo che l'effetto calorico osservato con scintille lunghe 6 mm, in alcuni casi studiati da Miss Brools¹³, non era superiore a quello che si osserverebbe sostituendo l'intervallo esplosivo con un filo metallico con resistenza di circa 2 ohm.

254. Schuster e Hemsalech¹⁴ hanno eseguito alcune ricerche molto interessanti sulla struttura di scintille che si susseguivano rapidamente come quelle prodotte dalla scarica oscillante di una bottiglia di Leyda. Essi fotografarono le scintille su una pellicola dotata di moto rapido e montata sul cerchione di una ruota che faceva circa 30 giri al secondo. La pellicola si spostava perpendicolarmente alla lunghezza della scintilla. La linea tracciata sulla pellicola da una sorgente luminosa che si sposta lungo la scintilla con una velocità finita sarà inclinata sulla direzione della scintilla e tale inclinazione, nota la velocità della pellicola, permetterà di determinare la velocità della sorgente luminosa. Inviando la luce della scintilla sulla pellicola attraverso uno spettroscopio, si potranno determinare le velocità corrispondenti a una riga determinata dello spettro.

Gli autori arrivarono alla conclusione che la prima scintilla passa attraverso l'aria, ma che, se le scintille si susseguono rapidamente (come nella scarica oscillatoria di una bottiglia di Leyda) e non sono troppo lunghe, quelle che seguono passano attraverso il vapore del metallo, essendo gli elettrodi vaporizzati dal calore prodotto dalla prima scintilla. Un'esperienza molto interessante degli stessi autori conferma questa teoria. Essi trovarono che, se si introduce una autoinduzione nel circuito della scarica, le righe dell'aria scompaiono quasi tutte dallo spettro, mentre le righe

1 Riess, *Reibungselectricität*.

2 Paalzow, *Pogg. Ann.*, t. CXXVII, 1866, p. 126.

3 G. Wiedemann, *Pogg. Ann.*, t. CLVIII, 1876, p. 35.

4 Naccari e Bellati, *Beib.*, t. II, 1878, p. 720.

5 Poggendorf, *Pogg. Ann.*, t. XCIV, 1855, p. 632.

6 Dewar, *Proc. Roy. soc. Edin.*, t. VII, 1872, p. 699.

7 Rollmann, *Pogg. Ann.*, t. CXXXIV, 1868, p. 605.

8 Naccari, *Atti di Torino*, t. XVII, 1882, p. 1.

9 Villari, *Beib.*, t. III, p. 713; t. IV, p. 404; t. V, p. 460; t. VI, p. 699; t. VII, p. 782.

10 Mugna, *Beib.*, t. VI, 953.

11 Heydwiller, *Wied. Ann.*, t. XLIII, 1891, p. 310; t. LXI, 1897, p. 541.

12 Kauffmann, *Wied. Ann.*, t. LX, 1897, p. 653.

13 Miss Brools, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. II, 1901, p. 92.

14 Schuster e Hemsalech, *Phil. Trans.*, t. CXCIII, 1899, p. 189.

metalliche sono molto brillanti. L'autoinduzione aumenta la durata di oscillazione e permette al vapore del metallo di diffondere nell'intervallo esplosivo. La scarica passa quasi interamente nel vapore, e l'energia spesa serve a scaldare quello e non l'aria.

Essi trovarono che la velocità dei vapori metallici nella scintilla era maggiore con metalli di peso atomico poco elevato. Così la velocità del vapore di alluminio era $1890m/s$; quella dei vapori di zinco e di cadmio, di $545m$ soltanto. Ottennero il risultato molto interessante che per alcuni metalli, particolarmente il bismuto, le velocità indicate da alcune delle righe dello spettro non erano le stesse di quelle date da altre. Per il bismuto certe righe davano $1420m/s$, altre soltanto $550m/s$, mentre un'altra di $\lambda=3793$ dava una velocità ancora minore. Questo risultato solleva qualche questione interessante, come per esempio sapere se il bismuto è una mescolanza di numerosi elementi, essendo certe righe dello spettro dovute a uno di essi, le altre ad altri. È pure possibile che le stesse molecole di un corpo semplice non siano tutte della stessa specie e che le diverse righe nello spettro siano emesse da molecole differenti. Otterremo ugualmente un effetto simile se le intensità relative delle righe spettrali variassero molto con l'energia cinetica posseduta da una molecola, se per esempio l'intensità di una riga α fosse molto più grande di quella di una riga β per una molecola che si sposta rapidamente e molto minore per una molecola dotata di una velocità più bassa. Allora, se le molecole del vapore fossero emesse con diverse velocità, la riga α indicherebbe una velocità superiore a quella data dalla riga β . Vi è qualche motivo di credere che certe righe spettrali che si ottengono con gli archi e le scintille abbiano la loro origine nei sistemi formati durante il tempo di scarica e non negli atomi normali; se così è, possiamo facilmente comprendere perché righe diverse potrebbero indicare velocità diverse. Schenk¹ ha studiato i fenomeni che si osservano quando si esaminano allo specchio ruotante le oscillazioni prodotte dalla scarica di una bottiglia di Leyda attraverso un intervallo esplosivo; trovò che la scarica presentava tre tratti caratteristici: 1° una riga stretta brillante seguita in qualche caso ad un intervallo di un quarto di periodo della scarica da righe più deboli; 2° bande brillanti curve partenti dall'elettrodo negativo, diminuendo rapidamente la velocità delle particelle nelle bande quando esse si allontanavano dal polo; 3° un bagliore diffuso per un tempo più lungo tempo dei precedenti. Queste differenti parti danno spettri totalmente differenti.

Azione di un campo magnetico sulla scarica

255. Vedremo che un campo magnetico produce un effetto molto grande sulla scarica che attraversa un gas a bassa pressione. Alla pressione atmosferica, l'effetto prodotto è molto piccolo, sebbene tuttavia l'alone del gas luminoso che circonda le scintille quando si succedono rapidamente e in gran numero sia sbavato e formi una larga banda. Questo alone è, bisogna osservarlo, deviato da una corrente d'aria che non influisce sulla scintilla. Precht² ha osservato un'azione netta di una calamita su una scintilla alla pressione atmosferica quando essa passa tra una punta aguzza e un filo smussato.

La scintilla è deviata da un campo magnetico trasversale nella stessa direzione di un filo flessibile che trasporta una corrente nello stesso verso. Trovò pure che il campo magnetico aveva un'azione sul potenziale esplosivo. Così, essendo la distanza tra gli elettrodi di $8mm$ e la forza magnetica trasversale di 7017 , trovò che, quando l'elettrodo a punta era all'anodo, l'elettrodo arrotondato al catodo, il campo magnetico riduceva da 8670 a $7520V$ il potenziale esplosivo. Quando, al contrario, la punta era al catodo e l'elettrodo smussato all'anodo, lo stesso campo magnetico faceva crescere il potenziale esplosivo da 6250 a $6450V$.

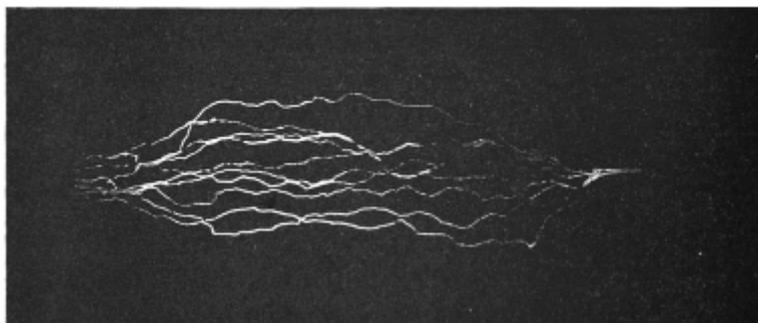
1 Schenk, *Astrophysical Journal*, t. XIV, 1901, p. 116.

2 Precht, *Wied. Ann.*, t. LXVI, 1896, p. 676.

Aspetto delle scintille lunghe

256. Quando le scintille hanno una grande lunghezza, esse presentano un aspetto ramificato, come mostra la figura 147, e le ramificazioni si dirigono verso l'elettrodo negativo. L'elettricità, seguendo questi rami che si interrompono bruscamente deve infine scorrere verso gli elettrodi mediante una scarica oscura.

Fig. 147.



La scintilla ha aspetti diversi dalla parte positiva e da quella negativa. Al polo positivo, si ha un solo ramo rettilineo, mentre al polo negativo si hanno numerose ramificazioni. La scintilla presenta sul suo percorso bruschi cambiamenti di direzione, come se andasse a salti e non in modo ininterrotto.

TABELLA I. AIR (CARR).

Lunghezza della scintilla

| 1 mm | | 2 mm | | 3 mm | | 5 mm | | 10 mm | |
|-----------------------------|------------------------------|-----------------------------|------------------------------|-----------------------------|------------------------------|-----------------------------|------------------------------|-----------------------------|------------------------------|
| Pressione in mm di mercurio | Potenziale esplosivo in volt | Pressione in mm di mercurio | Potenziale esplosivo in volt | Pressione in mm di mercurio | Potenziale esplosivo in volt | Pressione in mm di mercurio | Potenziale esplosivo in volt | Pressione in mm di mercurio | Potenziale esplosivo in volt |
| 150 | 1510 | 20 | 620 | 51 | 1480 | 7,34 | 600 | 7,09 | 831 |
| 120 | 1265 | 13,2 | 527 | 41,5 | 1275 | 4,61 | 504 | 4,12 | 645 |
| 90 | 1025 | 8,73 | 455 | 31,5 | 1015 | 2,95 | 418 | 2,39 | 504 |
| 61 | 784 | 5,52 | 400 | 21,4 | 790 | 1,85 | 368 | 1,39 | 420 |
| 40,8 | 634 | 4,11 | 373 | 14,1 | 630 | 1,57 | 356 | 0,982 | 372 |
| 21,6 | 489 | 3,16 | 355 | 9,31 | 526 | 1,34 | 359 | 0,805 | 355 |
| 19,4 | 477 | 2,71 | 351 | 5,99 | 452 | 1,14 | 352 | 0,679 | 348 |
| 12,4 | 417 | 2,32 | 357 | 3,84 | 405 | 0,982 | 359 | 0,562 | 351 |
| 7,77 | 367 | 2,02 | 371 | 2,51 | 371 | 0,839 | 370 | 0,466 | 359 |
| 6,66 | 357 | 1,75 | 389 | 2,18 | 361 | 0,714 | 388 | 0,384 | 377 |
| 5,80 | 352 | 1,52 | 419 | 1,89 | 356 | 0,607 | 427 | 0,312 | 425 |
| 4,98 | 349 | 1,30 | 460 | 1,64 | 358 | 0,517 | 484 | 0,259 | 504 |
| 4,27 | 355 | 1,13 | 534 | 1,42 | 364 | 0,440 | 575 | 0,219 | 605 |
| 3,67 | 368 | 0,982 | 654 | 1,22 | 375 | 0,375 | 705 | 0,180 | 757 |
| 3,15 | 392 | 0,857 | 826 | 1,06 | 397 | 0,321 | 935 | 0,152 | 1020 |
| 2,70 | 429 | 0,750 | 1042 | 0,928 | 441 | 0,276 | 1223 | 0,125 | 1315 |

| | | | | | | | | | |
|------|------|-------|------|-------|------|-------|------|-------|------|
| 2,35 | 481 | 0,643 | 1312 | 0,804 | 494 | 0,232 | 1585 | 0,105 | 1730 |
| 2,02 | 558 | 0,549 | 1695 | 0,710 | 576 | 0,216 | 1774 | | |
| 1,74 | 681 | 0,536 | 1829 | 0,616 | 691 | | | | |
| 1,51 | 855 | | | 0,536 | 863 | | | | |
| 1,29 | 1090 | | | 0,465 | 1092 | | | | |
| 1,12 | 1463 | | | 0,411 | 1395 | | | | |
| 1,05 | 1826 | | | 0,357 | 1786 | | | | |

TABELLA II. AIR (CARR).

Lunghezza della scintilla

| 1 mm | | 2 mm | | 3 mm | | 5 mm | | 10 mm | |
|-----------------------------|------------------------------|-----------------------------|------------------------------|-----------------------------|------------------------------|-----------------------------|------------------------------|-----------------------------|------------------------------|
| Pressione in mm di mercurio | Potenziale esplosivo in volt | Pressione in mm di mercurio | Potenziale esplosivo in volt | Pressione in mm di mercurio | Potenziale esplosivo in volt | Pressione in mm di mercurio | Potenziale esplosivo in volt | Pressione in mm di mercurio | Potenziale esplosivo in volt |
| 150 | 1510 | 40 | 620 | 153 | 1480 | 36,7 | 600 | 70,9 | 831 |
| 120 | 1265 | 26,4 | 527 | 124,5 | 1275 | 23,0 | 504 | 41,2 | 645 |
| 90 | 1025 | 17,4 | 455 | 94,5 | 1015 | 14,7 | 418 | 23,9 | 504 |
| 61 | 784 | 11,0 | 400 | 64,2 | 790 | 9,25 | 368 | 13,9 | 420 |
| 48,8 | 634 | 8,22 | 373 | 42,3 | 630 | 7,85 | 356 | 9,82 | 372 |
| 21,6 | 489 | 6,32 | 355 | 27,9 | 526 | 6,70 | 349 | 8,05 | 355 |
| 19,4 | 477 | 5,42 | 351 | 17,9 | 452 | 5,70 | 352 | 6,79 | 348 |
| 12,4 | 417 | 6,64 | 357 | 11,5 | 405 | 4,91 | 359 | 5,62 | 351 |
| 7,77 | 367 | 4,04 | 371 | 7,53 | 371 | 4,19 | 370 | 4,66 | 359 |
| 6,66 | 357 | 3,50 | 389 | 6,54 | 361 | 3,57 | 388 | 3,84 | 377 |
| 5,80 | 352 | 3,04 | 419 | 5,67 | 356 | 3,03 | 427 | 3,12 | 425 |
| 4,98 | 349 | 2,60 | 460 | 4,92 | 358 | 2,58 | 484 | 2,59 | 504 |
| 4,27 | 355 | 2,26 | 534 | 4,26 | 364 | 2,20 | 575 | 2,19 | 605 |
| 3,67 | 368 | 1,96 | 654 | 3,66 | 375 | 1,87 | 705 | 1,80 | 757 |
| 3,15 | 392 | 1,71 | 826 | 3,18 | 397 | 1,60 | 935 | 1,52 | 1020 |
| 2,70 | 429 | 1,50 | 1042 | 2,78 | 441 | 1,38 | 1223 | 1,25 | 1315 |
| 2,35 | 481 | 1,28 | 1312 | 2,41 | 494 | 1,16 | 1585 | 1,05 | 1730 |
| 2,02 | 558 | 1,09 | 1695 | 2,13 | 576 | 1,08 | 1794 | | |
| 1,74 | 681 | 1,07 | 1829 | 1,84 | 691 | | | | |
| 1,51 | 855 | | | 1,60 | 863 | | | | |
| 1,29 | 1090 | | | 1,39 | 1092 | | | | |
| 1,12 | 1463 | | | 1,23 | 1395 | | | | |
| 1,05 | 1826 | | | 1,07 | 1786 | | | | |

TABELLA III. AIR (CARR).

Lunghezza della scintilla

| 1 mm | | 2 mm | | 3 mm | | 5 mm | | 10 mm | |
|-----------------------------|------------------------------|-----------------------------|------------------------------|-----------------------------|------------------------------|-----------------------------|------------------------------|-----------------------------|------------------------------|
| Pressione in mm di mercurio | Potenziale esplosivo in volt | Pressione in mm di mercurio | Potenziale esplosivo in volt | Pressione in mm di mercurio | Potenziale esplosivo in volt | Pressione in mm di mercurio | Potenziale esplosivo in volt | Pressione in mm di mercurio | Potenziale esplosivo in volt |
| 19,8 | 516 | 42,6 | 802 | 26,2 | 674 | 45,5 | 790 | 72,7 | 993 |
| 12,6 | 480 | 27,6 | 645 | 16,7 | 563 | 28,8 | 674 | 42,6 | 790 |
| 9,41 | 443 | 17,5 | 519 | 10,6 | 477 | 18,2 | 579 | 24,3 | 656 |
| 6,83 | 425 | 10,8 | 464 | 6,75 | 427 | 11,6 | 498 | 14,4 | 533 |
| 5,86 | 421 | 8,04 | 439 | 5,73 | 420 | 7,25 | 438 | 8,60 | 473 |
| 5,02 | 419 | 6,92 | 426 | 4,89 | 419 | 6,25 | 423 | 6,12 | 428 |
| 4,31 | 420 | 5,90 | 421 | 4,23 | 425 | 5,35 | 421 | 5,10 | 423 |
| 3,73 | 427 | 5,04 | 419 | 3,60 | 432 | 4,59 | 428 | 4,09 | 440 |
| 3,18 | 443 | 4,30 | 420 | 3,06 | 449 | 3,93 | 441 | 3,40 | 470 |
| 2,73 | 475 | 3,68 | 427 | 2,62 | 487 | 3,39 | 464 | 2,80 | 56 |
| 2,34 | 503 | 3,16 | 443 | 2,27 | 542 | 2,86 | 495 | 2,39 | 563 |
| 2,00 | 559 | 2,68 | 473 | 1,95 | 599 | 2,46 | 533 | 1,96 | 639 |
| 1,72 | 636 | 2,32 | 525 | 1,67 | 699 | 2,09 | 599 | 1,62 | 761 |
| 1,47 | 763 | 1,96 | 605 | 1,44 | 815 | 1,80 | 704 | 1,34 | 973 |
| 1,26 | 916 | 1,69 | 702 | 1,26 | 971 | 1,55 | 820 | 1,11 | 1219 |
| 1,08 | 1127 | 1,45 | 847 | 1,08 | 1162 | 1,33 | 969 | 0,946 | 1550 |
| 0,946 | 1432 | 1,25 | 1026 | 0,942 | 1445 | 1,16 | 1159 | 0,892 | 1730 |
| 0,817 | 1801 | 1,07 | 1258 | 0,822 | 1756 | 0,98 | 1373 | | |
| | | 0,910 | 1574 | | | 0,845 | 1663 | | |
| | | 0,842 | 1762 | | | 0,820 | 1770 | | |

TABELLA IV. AIR (CARR).

Lunghezza della scintilla

| 1 mm | | 2 mm | | 3 mm | | 5 mm | | 10 mm | |
|-----------------------------|------------------------------|-----------------------------|------------------------------|-----------------------------|------------------------------|-----------------------------|------------------------------|-----------------------------|------------------------------|
| Pressione in mm di mercurio | Potenziale esplosivo in volt | Pressione in mm di mercurio | Potenziale esplosivo in volt | Pressione in mm di mercurio | Potenziale esplosivo in volt | Pressione in mm di mercurio | Potenziale esplosivo in volt | Pressione in mm di mercurio | Potenziale esplosivo in volt |
| 21,7 | 328 | 46 | 435 | 40,8 | 415 | 68 | 469 | 75,3 | 526 |
| 16,2 | 300 | 29,6 | 360 | 25,6 | 356 | 46,7 | 415 | 43,7 | 427 |
| 11,9 | 281 | 22,0 | 323 | 16,2 | 301 | 30,1 | 350 | 25,5 | 335 |
| 10,3 | 278 | 16,1 | 299 | 13,9 | 286 | 19,0 | 300 | 17,7 | 299 |
| 8,94 | 287 | 13,9 | 285 | 12,0 | 278 | 16,4 | 287 | 14,6 | 283 |

| | | | | | | | | | |
|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| 7,74 | 306 | 11,8 | 279 | 10,3 | 282 | 14,0 | 281 | 12,2 | 287 |
| 6,52 | 335 | 10,0 | 284 | 8,79 | 292 | 12,0 | 282 | 10,1 | 295 |
| 5,57 | 374 | 8,60 | 293 | 7,56 | 310 | 10,2 | 285 | 8,46 | 313 |
| 4,73 | 487 | 7,44 | 305 | 6,45 | 356 | 8,80 | 293 | 7,00 | 343 |
| 4,11 | 649 | 6,46 | 333 | 5,55 | 440 | 7,55 | 305 | 5,75 | 426 |
| 3,54 | 905 | 5,54 | 399 | 4,77 | 564 | 6,30 | 345 | 4,70 | 595 |
| 6,04 | 1275 | 4,72 | 523 | 4,05 | 780 | 5,45 | 410 | 3,90 | 850 |
| 2,60 | 1781 | 4,06 | 727 | 3,48 | 1054 | 4,64 | 539 | 3,30 | 1142 |
| | | 3,46 | 1010 | 3,00 | 1382 | 4,04 | 706 | 2,76 | 1477 |
| | | 2,96 | 1380 | 2,58 | 1789 | 3,50 | 975 | 2,64 | 1710 |
| | | 2,66 | 1746 | | | 3,00 | 1373 | | |
| | | | | | | 2,58 | 1775 | | |

Cap. XVI - Scarica attraverso i gas a bassa pressione

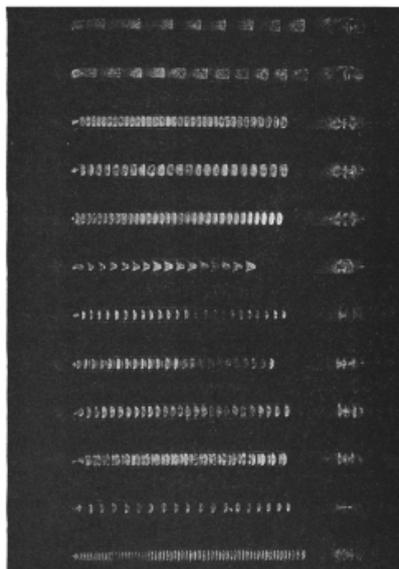
257. Quando una scarica elettrica passa attraverso un gas a bassa pressione, i diversi aspetti nei diversi punti della sua traiettoria appaiono molto nettamente. La scarica (fig. 148) presenta le seguenti caratteristiche. Partendo dal catodo I si incontra dapprima un sottile strato luminoso che si estende su tutta la sua superficie, poi viene immediatamente dopo uno spazio relativamente scuro, detto *spazio scuro di Crookes*; la sua larghezza dipende dalla pressione del gas e aumenta quando la pressione diminuisce. Essa dipende pure in una certa misura, come ha mostrato Schuster¹, dall'intensità della corrente; essa è infatti maggiore per correnti intense. Il limite di questo spazio scuro è approssimativamente la superficie generata dalle estremità delle normali di lunghezza costante tracciate alla superficie del catodo.

fig. 148



Al di là di questo spazio oscuro si estende una regione luminosa detta *luce negativa*, poi un'altra regione relativamente scura che certi autori chiamano *secondo spazio oscuro negativo* e altri *spazio oscuro di Faraday*; la sua lunghezza è molto variabile, anche quando la pressione è costante. Oltre si trova una nuova colonna luminosa che si estende fino all'anodo e detta *colonna positiva*. Quando la corrente e la pressione sono comprese entro certi limiti, questa colonna presenta alternanze notevoli di spazi scuri e brillanti detti *stratificazioni* e che sono rappresentati in figura 149.

Fig. 149.

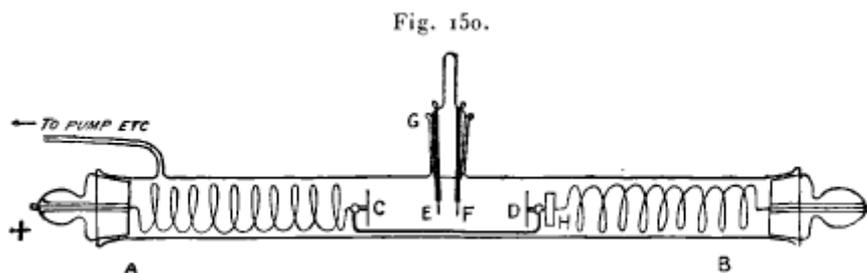


Questa figura è presa da una Memoria di De la Rue e Müller, *Phil. Trans.*, 1878, parte I, p. 155. Nei tubi lunghi, la colonna positiva forma la maggior parte della scarica. Lo spazio oscuro di Crookes, la luce negativa e lo spazio scuro di Faraday non dipendono significativamente dalla lunghezza del tubo; di conseguenza, quando la lunghezza della scarica aumenta, questo aumento si produce praticamente nella colonna positiva. Così, per esempio, in un tubo impiegato dall'autore e la cui lunghezza raggiungeva 15m, la colonna positiva occupava l'intero tubo, tranne 2 o 3cm vicino al catodo.

¹ Schuster, *Proc. Roy. Soc.*, t. XLVII, 1890. p., 557.

Distribuzione della forza elettrica lungo la scarica

258. La forza elettrica è molto variabile lungo la scarica. Misure sono state eseguite da Hittorf¹, Graham², A. Hertz³, Skinner⁴ e H.A. Wilson⁵. Il metodo impiegato da questi osservatori consisteva nel misurare il potenziale preso da un filo metallico posto in diversi punti del percorso della scarica. Se il potenziale del filo è lo stesso di quello del gas con il quale è a contatto, queste osservazioni ci permetteranno di determinare la distribuzione della forza elettrica lungo il tubo. Come esempio del modo in cui si applica praticamente questo metodo, considereremo lo strumento di cui si è servito H. A. Wilson che è rappresentato in figura 150.



La scarica passa tra due dischi di alluminio C e D sostenuti da sottili barrette di vetro che li mantengono a distanza costante. Delle spirali flessibili di fili collegano gli elettrodi a dei fili saldati alle estremità del tubo. Un pezzo di ferro H, fissato al sistema portante gli elettrodi, può essere spostato lungo il tubo per mezzo di una calamita. Due elettrodi E e F, distanti circa 1 mm, sono saldati su un tubo laterale G; essi sono collegati ai quadranti di un elettrometro la cui deviazione indica la differenza di potenziale tra E e F e, di conseguenza, la forza elettrica in questo punto. Spostando il sistema mobile, si può portare EF in un punto qualsiasi della scarica passante tra C e D e ciò consente di determinare la distribuzione della forza elettrica tra gli elettrodi. Un altro metodo consisteva nel mantenere gli elettrodi C e D fissi e di muovere E e F fissandoli a un supporto mobile sulla sommità di una colonna di mercurio di cui si poteva far variare l'altezza.

Affinché metodi analoghi a quelli descritti consentano di ottenere un risultato, è necessario che gli elettrodi secondari acquistino il potenziale del gas con il quale sono a contatto. Essi potranno prenderlo rapidamente se vi è nel gas un grande eccesso sia di ioni positivi che di negativi, che, abbandonando la loro carica al filo, potranno alzarne o ridurne il potenziale fino a farlo diventare uguale a quello del gas circostante. I risultati ottenuti sembrano giustificare questa ipotesi che per pressioni moderate gli elettrodi secondari devono, per la maggior parte della scarica, raggiungere il potenziale del gas; ma il metodo non è sicuro quando la pressione è molto bassa o quando gli elettrodi si trovano nello spazio oscuro di Crookes, dove la conducibilità è molto bassa.

Per porci in un caso estremo, supponiamo un elettrodo secondario posto in uno spazio in cui si trova un gran numero di ioni negativi, ma non di ioni positivi. Il filo riceverà elettricità negativa fino a che la sua carica diviene tanto grande da renderlo capace di respingere gli ioni negativi con una forza sufficiente a impedire loro di essere colpito. Quando si sarà raggiunta tale condizione, il suo potenziale non potrà essere inferiore a quello di nessun punto dello spazio prima della sua introduzione.

259. Ho proposto, per il caso delle scariche a bassa pressione, l'impiego di un metodo in cui la deviazione dei raggi catodici serve a misurare l'intensità del campo elettrico. La figura 151 rappresenta lo strumento impiegato a tale scopo. A e B sono elettrodi mantenuti a una distanza costante e collegati a molle che permettono loro di muoversi lungo il tubo. E e F sono tubi laterali

1 Hittorf, *Wied. Ann.*, t. XX, 1883, p. 705.

2 Graham, *Wied. Ann.*, t. LXIV, 1898, p. 49.

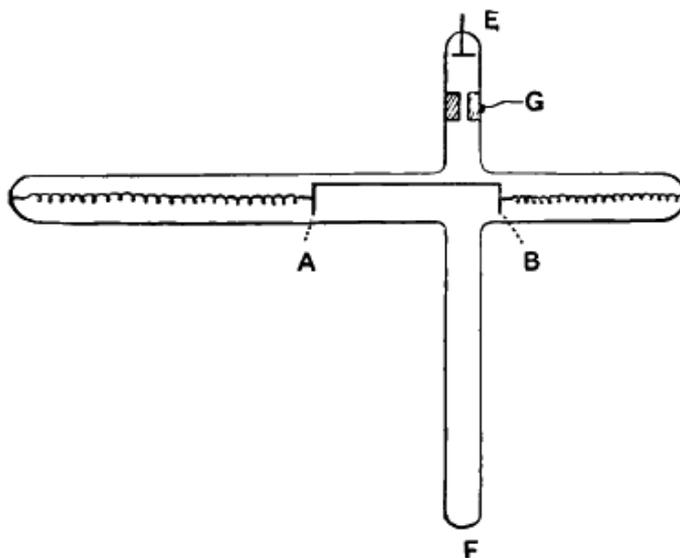
3 A. Hertz, *Wied. Ann.*, t. LIV, 1895, p. 246.

4 Skinner, *Wied. Ann.*, t. LXVIII, 1899, p. 752.

5 H.A. Wilson, *Phil. Mag.*, quinta serie, t. XLIX, 1900, p. 505.

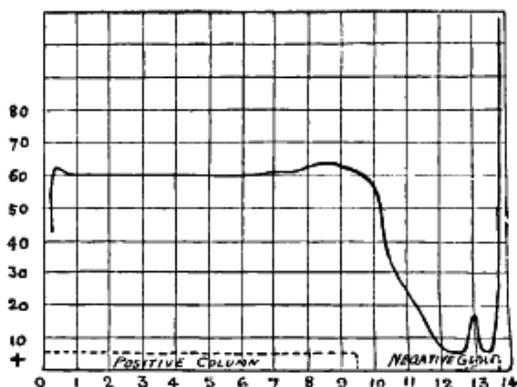
posto nel prolungamento l'uno dell'altro. Una macchina di Wimshurst produce in E raggi catodici un fascio dei quali passa attraverso un piccolo foro praticato nel disco G, attraversa la scarica elettrica che va da A a B, poi penetra nel tubo F e produce una macchia luminosa su uno schermo fosforescente posto alla sua estremità. Quando i raggi catodici sono deviati dalla forza elettrica esistente in un punto della scarica, la macchia sullo schermo è deviata dalla posizione in assenza di scarica. Misurando questa deviazione, si può determinare la forza elettrica nel punto in cui passano i raggi. Spostando gli elettrodi A e B lungo il tubo, si può determinare il campo elettrico in tutti i punti della scarica. M. Strachan, al Cavendish Laboratory, ha così ottenuto la distribuzione della forza elettrica nei gas a bassa pressione.

Fig. 151.



260. Le figure seguenti rappresentano la distribuzione della forza elettrica in una scarica attraverso un tubo per diversi valori di corrente e pressione. Le ordinate rappresentano la forza elettrica in un punto del tubo la cui posizione è data dall'ascissa. L'esame di queste curve ci mostra che la forza elettrica è molto grande nello spazio oscuro di Crookes, diminuisce rapidamente vicino alla luce negativa, all'interno della quale è molto debole. Essa passa per un minimo sia in questa stessa luce, sia nella parte dello spazio scuro di Faraday che gli è proprio contiguo, poi aumenta avvicinandosi alla colonna positiva. Quando quest'ultima è uniformemente luminosa (fig. 152), la forza elettrica è costante per tutta la sua lunghezza fino nelle vicinanze dell'elettrodo positivo.

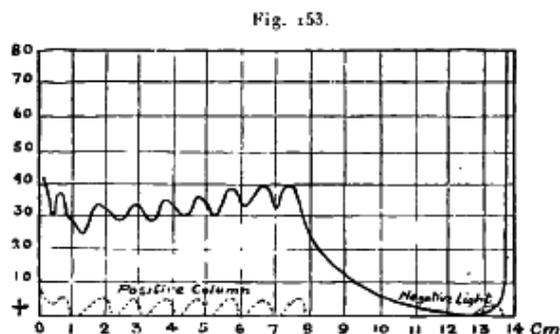
Fig. 152.



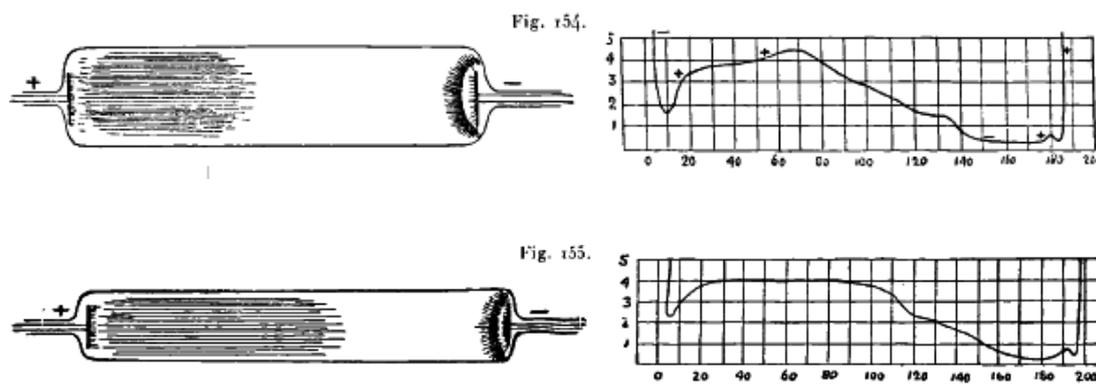
Una brusca caduta di potenziale, indicata con il nome di *caduta anodica di potenziale*, si produce vicino all'anodo; in numerose esperienze di Wilson, questa caduta era preceduta da una

diminuzione della forza elettrica fino a un valore estremamente basso. In qualche caso, il fenomeno era invertito. Non è tuttavia certo che questa inversione apparente non fosse dovuta a una perturbazione prodotta dai fili che servivano a misurare il potenziale.

Quando la colonna positiva presentava stratificazioni, come mostra la figura 153, le variazioni di luminosità corrispondevano a variazioni della forza elettrica, i massimi si osservavano nelle parti brillanti delle stratificazioni, i minimi nelle parti scure.



Graham ha mostrato che quando il gas non è puro, si hanno variazioni considerevoli della forza elettrica, anche nella colonna luminosa positiva. È quanto indicano le figure 154 e 155, che rappresentano la distribuzione della forza elettrica in gas non puro e in uno accuratamente purificato. Quando manca la colonna positiva, non vi è tra l'anodo e la luce negativa una regione in cui l'intensità elettrica sia costante.



Se x è la forza elettrica supposta parallela all'asse x e ρ la densità elettrica, l'equazione

$$\frac{dX}{dx} = 4\pi\rho$$

ci mostra che l'angolo che forma la tangente con l'asse delle x ci permette di determinare l'eccesso di ioni positivi sugli ioni negativi in ogni punto della scarica. Esaminando le curve, si vede la presenza di un grande eccesso di ioni positivi nello spazio oscuro di Crookes. Nella luce negativa, gli ioni positivi e negativi sono sensibilmente in numero uguale. Nello spazio oscuro di Faraday, vi è un eccesso di ioni negativi. Nella colonna positiva uniforme, i due tipi di ioni sono circa nello stesso numero; in un colonna positiva stratificata, al contrario, si osserva una carica negativa sul lato catodico di uno strato brillante e una carica positiva sulla parte anodica.

261. Distribuzione della forza elettrica vicino al catodo. Il campo elettrico, vicino al catodo, è stato sperimentato numerose volte. Hittorf¹ ha mostrato che la differenza di potenziale tra il catodo e un punto della luce negativa era indipendente dalla corrente, a condizione, tuttavia, che quest'ultima non fosse molto intensa affinché la luce negativa circondi interamente il catodo. In quest'ultimo caso, la differenza di potenziale tra il catodo e la luce negativa cresce con la corrente.

¹ Hittorf, *Wied. Ann.*, t. XX, 1883, p. 705.

Se il catodo è formato da un filo, quando la corrente sarà debole la luce negativa ne circonda solo l'estremità. Al crescere della corrente, la luce negativa circonda sempre più il filo fino a comprenderlo completamente quando la differenza di potenziale tra esso e il catodo inizierà a influenzare la corrente.

Si indica questa differenza di potenziale con il nome di *caduta catodica di potenziale*. Warburg¹ mostrò che essa era indipendente dalla pressione del gas e praticamente la stessa, sia che gli elettrodi siano in platino, in zinco, in rame, in argento o in ferro. Essa era, tuttavia, molto meno considerevole quando gli elettrodi erano in alluminio o in magnesio. Mey² ha mostrato recentemente che la caduta catodica di potenziale dipendeva più di quanto si pensasse dalla natura del catodo e raggiungeva valori molto bassi con i metalli alcalini fortemente elettropositivi (vedere anche Lyman, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. XII, 1902, p. 45). Con elettrodi di zinco, di rame o di ferro, la caduta catodica di potenziale è spesso anormalmente debole quando gli elettrodi sono nuovi; ma essa raggiunge il suo valore normale quando gli elettrodi sono stati usati per un certo tempo. Warburg attribuisce questo effetto alla presenza di uno strato sottile di ossido sull'elettrodo nuovo; questo strato scompare alla lunga a causa della disintegrazione che avviene quando il metallo è impiegato come catodo. Hittorf³ ha scoperto che la caduta di potenziale diveniva estremamente debole quando il catodo era portato al rosso.

Goldstein⁴ e Warburg trovarono che la diminuzione della caduta catodica diveniva minore quando si proseguiva a lungo il riscaldamento.

Si può notare in questa occasione che l'emissione di elettricità negativa da un filo incandescente diminuisce spesso molto dopo un riscaldamento prolungato. Warburg trovò che tracce di impurità nel gas producono sulla caduta catodica di potenziale effetti di dimensione sorprendente. Nell'azoto contenente tracce di umidità e di ossigeno la caduta catodica di potenziale raggiungeva 260V, mentre lo stesso gas accuratamente disseccato dava una caduta catodica di 343V. Una semplice traccia di umidità aveva diminuito del 25% la caduta catodica di potenziale. Fintanto che la quantità totale di vapore acqueo è piccola, la diminuzione della caduta catodica non sembra dipendere molto dalla quantità di vapore acqueo presente. Ma, quando ve ne è molto, essa è maggiore che nell'azoto puro. In una miscela di vapore acqueo e di azoto dove la pressione dovuta al vapore acqueo era di 2,3mm, quella dovuta all'azoto di 3,9mm, la caduta catodica di potenziale era di 396V, invece di 343 nell'azoto contenente tracce di ossigeno; l'aumento della caduta catodica non è tuttavia molto più grande di quella delle differenze di potenziale lungo la colonna positiva. Warburg trovò che nell'idrogeno una traccia di vapore acqueo aumentava la caduta catodica di potenziale.

Warburg⁵ cercò pure quali effetti produceva l'eliminazione di ogni traccia di ossigeno. Arrivò a questo risultato disponendo all'interno di un tubo un sottile strato di sodio ottenuto nel modo seguente. Il tubo era posto in un'amalgama di sodio, si scaldava il vetro e si faceva passare una corrente elettrica attraverso il vetro caldo dell'amalgama a un elettrodo interno. Il sodio così disposto si combinava all'ossigeno potendo restare nel tubo. La scomparsa dell'ossigeno aveva un'azione molto marcata sulla caduta di potenziale. Nell'azoto, con elettrodi di platino, la caduta catodica di potenziale era ridotta da 343 a 232V quando si eliminavano le tracce di ossigeno; con elettrodi di magnesio era, in questo caso, di 207V. Nell'idrogeno privo di ossigeno, la caduta catodica di potenziale era di 300V con elettrodi di platino, di 168 con elettrodi di magnesio. Pertanto, con elettrodi di platino, la caduta catodica di potenziale è maggiore nell'idrogeno che nell'azoto, mentre si osserva l'effetto contrario con elettrodi di magnesio.

I risultati dati nella tabella (Cap. XIV, §234) mostrano che la pressione dell'ossigeno diminuisce il potere ionizzante degli ioni positivi.

La tabella seguente contiene i risultati delle misure della caduta catodica di potenziale in diversi

1 Warburg, *Wied. Ann.*, t. XXXI, 1887, p. 545; t. XL, 1890, p. 1.

2 May, *Verhand. Deutschen Physikalischen Gesellschaft*, t. V, 1903, p. 72.

3 Hittorf, *Wied. Ann.*, t. XXI, 1884, p. 133.

4 Goldstein, *Wied. Ann.*, t. XXIV, 1885, p. 90.

5 Warburg, *Wied. Ann.*, t. XL, 1890, p. 1.

gas, da Warburg (*citato*), Capstick¹ e Strutt². Essa contiene pure le misure fatte da Strutt e relative alla più piccola differenza di potenziale capace di provocare una scintilla in diversi gas.

| Gas | Caduta catodica in volt | | | Caduta catodica di potenziale con elettrodi di alluminio | Differenza di potenziale minima necessaria per provocare una scarica |
|------------------|-------------------------|----------|--------|--|--|
| | Elettrodi di platino | | | | |
| | Warburg | Capstick | Strutt | Warburg | Strutt |
| Aria | 340-350 | | | | 341 |
| H ² | ~300 | 298 | | 168 | 302-308 |
| O ² | | 369 | | | |
| Az ² | 230 privo di ossigeno | 232 | | 207 | 251 |
| vapore Hg | 340 | | | | |
| Elio | | | 226 | | 261-326 |
| H ² O | | 469 | | | |
| AzH ³ | | 583 | | | |

Questi risultati mostrano che vi è una probabilità molto grande perché la differenza di potenziale minima richiesta per produrre una scintilla attraverso un gas sia uguale alla caduta catodica di potenziale in questo gas.

I risultati dati nella tabella seguente dovuta a Mey (*citato*) evidenziano l'influenza della natura dell'elettrodo.

| Gas | Elettrodi | | | | | | | | | | |
|-----------------|-----------|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|------|-----|
| | Pt | Hg | Ag | Cu | Fe | Zn | Al | Mg | Na | Na-K | K |
| O ² | 369 | | | | | | | | | | |
| H ² | 300 | | 295 | 280 | 230 | 213 | 190 | 168 | 185 | 169 | 172 |
| Az ² | 232 | 226 | | | | | | 207 | 178 | 125 | 170 |
| He | 226 | | | | | | | | 80 | 78,5 | 69 |
| Arg | 167 | | | | | | 100 | | | | |

Capstick trovò che, se nei gas secchi vi è una traccia di ossigeno, la caduta catodica è sensibilmente la stessa di quella nell'ossigeno puro. Le esperienze di Warburg già citate e relative all'influenza di una traccia di ossigeno in presenza di azoto lo mostrano nettamente. Sembrerebbe, da esse, che questa influenza dell'ossigeno sia in gran parte neutralizzata dalla presenza del vapore acqueo. Abbiamo già ricordato le esperienze di Warburg relative alla grande diminuzione della perdita negativa con una punta posta nell'azoto per la presenza di una traccia di ossigeno. È probabile che vi sia una relazione tra questo effetto e l'influenza di una traccia di ossigeno sulla caduta catodica. Si può attribuire solo con difficoltà quest'ultimo effetto a una certa ossidazione degli elettrodi, poiché Warburg ha mostrato che la caduta di potenziale era *minore* con superfici poco ossidate.

262. Per i gas composti H²O e AzH³, la caduta catodica sembra obbedire alla legge di addizione; è così che la caduta catodica nel vapore acqueo eguaglia quella in H²+1/2 della caduta catodica in O², mentre in AzH³ essa è uguale a 1/2 della caduta catodica in Az²+3/2 della caduta catodica in H².

Le esperienze di Matthies³ sulla caduta catodica di potenziale nei gas composti HgCl², HgI² non

1 Capstick, *Proc. Roy. Soc.*, t. LXIII, 1898, p. 356.

2 Strutt, *Phil. Trans.*, t. CXCI, 1900, p. 377.

3 Matthies, *Ann. der Phys.*, t. XVII, 1905, p. 675.

confermano la relazione tra la caduta catodica in un gas e la sua composizione chimica che sembrano far intravedere i due risultati precedenti. Per questi gas, infatti, la caduta catodica di potenziale nell'aria con un catodo di platino ha i valori rispettivi di 365,395 e 432V, mentre nel vapore di mercurio raggiunge 340V e nel vapore di iodio 377. D'altra parte, le difficoltà sperimentali sono molto grandi quando si opera con gas composti, poiché è estremamente difficile ottenere una scarica continua. Capstick trovò che, se si pone in serie con il tubo a scarica un circuito comprendente un telefono, è quasi impossibile ridurre quest'ultimo al silenzio quando il tubo contiene un gas composto, mentre lo si ottiene senza difficoltà se il gas è semplice. Il rumore al telefono indica che la scarica è intermittente; in questo caso non si può misurare la caduta di potenziale catodico. Carr giunse alla conclusione che la differenza di potenziale esplosiva minima segue una legge additiva.

263. Densità di corrente al catodo. H.A. Wilson¹ ha misurato la densità di corrente vicino a un catodo formati da un filo cilindrico, quando la luce negativa non lo circonda completamente. In queste condizioni, questa luce assume l'aspetto indicato nella figura 156; assomiglia a un tubo di prova che presenta una svasatura ben marcata all'estremità più lontana dall'anodo.

Fig. 156.



Quando l'intensità della corrente cresce, la colonna avanza lungo l'elettrodo, essendo la sua lunghezza proporzionale alla corrente. Wehnelt² ha mostrato che la scarica proveniente dal catodo è confinata nell'area ricoperta dalla luminosità e che la densità di corrente è costante su questa superficie. Ciò mostra che la densità di corrente sul catodo è indipendente dalla corrente totale che attraversa il tubo fintanto che l'intensità di quest'ultima non è abbastanza grande perché la luminosità circonda interamente il catodo. Wilson fece una serie di esperienze nell'aria a diverse pressioni, comprese tra 6,7mm e 0,23mm; trovò che se C rappresenta la corrente totale che attraversa il tubo, espressa in milliampère, l la lunghezza in centimetri del filo ricoperto dalla luce negativa, d il suo diametro in centimetri, p la pressione del gas in millimetri di mercurio, l'espressione $\frac{C}{l\pi(d+0,05)p}$ è sensibilmente costante e uguale a 0,4.

Ciò indica che la densità di corrente in un punto posto a una distanza dalla superficie del catodo uguale a 0,25mm è costante quando lo è pure la pressione, qualunque sia il diametro del filo e proporzionale ad essa quando varia. È significativo che la densità di corrente sia la stessa per elettrodi di alluminio o di platino, benché la caduta catodica di potenziale sia diversa. I valori dati da Wilson mostrano che, sebbene c/p sia approssimativamente costante, questa espressione tende a diminuire lentamente fino a un minimo per ricominciare poi a crescere leggermente.

264. Distribuzione della forza elettrica nello spazio oscuro e la luce negativa. Il valore della forza elettrica nello spazio oscuro è stato determinato per la prima volta da Schuster³. Mostrò che, se si indica con V la differenza di potenziale tra il catodo e un punto dello spazio scuro o della luce negativa posto a una distanza x dal catodo, si ha la relazione

$$V = V_0(1 - e^{-kx})$$

essendo V_0 la caduta catodica di potenziale e k una costante (essendo la pressione pure costante), che rappresenta molto approssimativamente i risultati di queste esperienze.

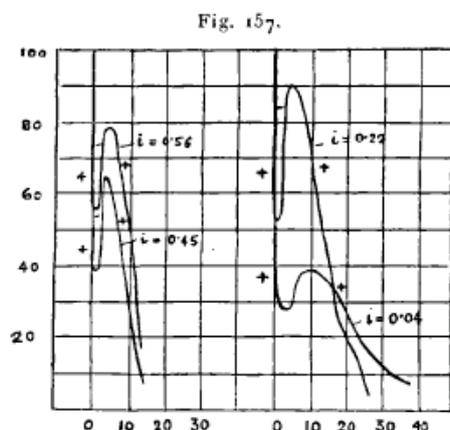
1 H.A. Wilson, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. IV, 1902, p. 608.

2 Wehnelt, *Ann. der Phys.*, t. VII, 1902, p. 237.

3 Schuster, *Proc. Roy. Soc.*, t. XLVII, 1890, p. 526.

Poiché $\frac{d^2V}{dx^2} = -4\pi\rho$, essendo ρ la densità dell'elettricità libera, la distribuzione del potenziale sopra implicherà l'esistenza nello spazio oscuro di una carica elettrica positiva la cui densità decrescerà in progressione geometrica al crescere in progressione aritmetica della distanza dal catodo.

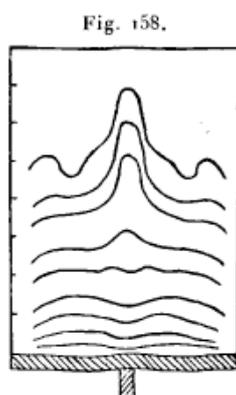
Graham¹, che misurò anche nell'azoto la distribuzione della forza elettrica nello spazio oscuro vicino al catodo, ottenne, per la distribuzione del potenziale, i risultati rappresentati dalle curve della figura 157.



Risulterebbe dall'esame di queste curve che, benché attraverso la maggior parte dello spazio oscuro la carica elettrica sia positiva, esiste una curva negativa nelle immediate vicinanze del catodo.

Wehnelt ha ripetuto le esperienze di Graham senza ritrovare queste forme a uncino vicino al catodo. Le attribuì al fatto che i due fili esploratori non si trovavano sulla traiettoria della corrente. Wehnelt dà le curve come rappresentanti la distribuzione delle superfici equipotenziali vicino al catodo.

Le pareti del tubo hanno probabilmente, fino a un certo punto, un'influenza su di esse.



Schuster e Graham trovarono entrambi che la forza elettrica cresceva molto rapidamente vicino al catodo; essa aveva tuttavia un valore molto apprezzabile in tutto lo spazio oscuro. Skinner², in seguito a esperienze recenti, giunse alla conclusione che la caduta catodica si produce nelle immediate vicinanze del catodo e che la forza elettrica in tutto il resto dello spazio scuro è eccessivamente debole. Strachan infatti, con il metodo descritto, trovò, in accordo con Schuster e Graham, che, benché crescesse rapidamente vicino al catodo, la forza elettrica aveva un valore del tutto apprezzabile nel resto dello spazio oscuro.

1 Graham, *Wied. Ann.*, t. LXIV, p. 49, 1898.

2 Skinner, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. II, 1902, p. 616.

265. La caduta catodica di potenziale cessa di essere costante quando la luce negativa ricopre interamente l'elettrodo o raggiunge le pareti del tubo. Il suo valore, in queste condizioni, è sempre più grande di quello della caduta normale e si può innalzare considerevolmente.

Stark¹ ha dato la formula seguente per collegare la caduta catodica di potenziale K all'intensità di corrente quando quest'ultima è abbastanza intensa perché la luce negativa circonda completamente il catodo:

$$K = K_n + \frac{k}{pf^2} (C - xpf)^{\frac{1}{2}}$$

essendo K_n la caduta catodica normale, p la pressione del gas, f la superficie del catodo, c la corrente attraverso il tubo, e k e x delle costanti.

266. Spessore dello spazio oscuro. Quando la pressione diminuisce, lo spazio oscuro si allarga sempre più. La relazione che collega la pressione del gas alla larghezza dello spazio oscuro è stata oggetto delle ricerche di Puluz², Crookes³ e più recentemente di Ebert⁴. Secondo quest'ultimo, la larghezza dello spazio oscuro non è in generale inversamente proporzionale alla pressione del gas, cioè proporzionale al libero cammino medio delle molecole. La legge trovata da Ebert, nel caso in cui il catodo è molto lontano dalle pareti del tubo in modo che queste non influiscano sull'aumento della lunghezza della luce negativa, si può esprimere nel modo seguente:

Siano d_1, d_2 gli spessori dello spazio oscuro nello stesso gas per pressioni rispettivamente uguali a p_1, p_2 ; si ha

$$\frac{d_1}{d_2} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^m$$

essendo m una quantità positiva, in genere inferiore all'unità. Trovò che per i gas da lui studiati, l'aria, l'ossigeno, l'idrogeno, l'azoto, l'ossido di carbonio e l'acido carbonico, vi era una discontinuità nella relazione tra d e p quando si raggiungeva una certa pressione Π diversa per ogni gas; il valore di m per pressioni superiori a Π era lo stesso solo per pressioni più basse. Con l'ossigeno, per esempio, Ebert trovò che per pressioni superiori a $0,7\text{mmHg}$, m aveva il valore $0,459$, mentre per pressioni inferiori raggiungeva $0,738$. Da notare che questa pressione di $0,7\text{mmHg}$ è quella per la quale Bohr⁵, Baly e Ramsay⁶ trovarono una discontinuità nella relazione che collega il volume alla pressione del gas.

Battelli⁷ giunse allo stesso risultato. Lord Rayleigh⁸, che studiò questa relazione con la massima cura, non poté evidenziare una tale discontinuità. Newall⁹ trovò che la scarica senza elettrodi nell'ossigeno si comportava in un modo del tutto diverso a seconda che la pressione fosse superiore o inferiore a una certa pressione critica uguale a circa $0,7\text{mm}$. Ebert¹⁰ dà i seguenti valori di Π , pressione per la quale si osservava il cambiamento nella legge che legava p a d , e di d , spessore dello spazio oscuro a una pressione di 1mmHg :

| Gas | Π mm | d mm |
|----------------|----------|--------|
| H ² | 2,0 | 3,8 |

1 Stark, *Physikalische Zeitschrift*, t. III, 1902, p. 274.

2 Puluz, *Wien. Sitz.*, t. LXXXI, 1880, p. 874.

3 Crookes, *Phil. Trans.*, t. CLXX, 1879, p. 138.

4 Ebert, *Wied. Ann.*, t. LXIX, 1899, p. 200, 372.

5 Bohr, *Wied. Ann.*, t. XXVII, 1886, p. 459.

6 Baly e Ramsay, *Phil. Mag.*, quinta serie, t. XXXVIII, 1894, p. 307.

7 Battelli, *Physikalische Zeitschrift*, t. III, 1901, p. 17.

8 Rayleigh, *Phil. Trans.*, A., t. CXCVI, 1901, p. 205.

9 Newall, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. IX, 1897, p. 295.

10 Ebert, *Verhand. Deutsch. Physik. Ges.*, t. II, 1900, p. 99.

| | | |
|-----------------|-----|-----|
| CO | 1,3 | 2,6 |
| Az ² | 1,0 | 2,2 |
| CO ² | 1,1 | 2,1 |
| Aria | 0,9 | 1,9 |
| O ² | 0,7 | 1,6 |

Egli constatò che H è approssimativamente proporzionale all'inverso delle dimensioni lineari del catodo.

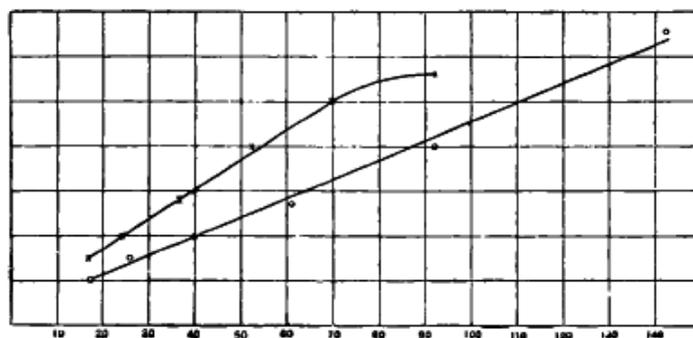
Se questo è il caso, sembra non esserci alcuna ragione per stabilire una relazione tra H e lo stato per il quale avviene un cambiamento nella relazione tra la pressione e il volume del gas.

267. I risultati seguenti, presi da una Memoria di Ebert, daranno un'idea dello spessore dello spazio oscuro d a differenti pressioni p in diversi gas.

| | | | | | | | | | |
|----------|------|------|----------|------|-------|-------|-------|-------|------|
| | | | Aria | | | | | | |
| p mmHg | | | 2,06 | 1,24 | 0,61 | 0,47 | 0,27 | 0,19 | |
| d mm | | | 1,2 | 1,8 | 2,4 | 3,1 | 4,6 | 7,0 | |
| | | | Ossigeno | | | | | | |
| p | 1,18 | 0,73 | 0,45 | 0,29 | 0,183 | 0,129 | 0,083 | 0,051 | |
| d | 1,64 | 2,09 | 2,93 | 4,16 | 5,48 | 7,69 | 10,43 | 14,3 | |
| | | | Idrogeno | | | | | | |
| p | | | 3,05 | 2,04 | 1,37 | 0,95 | 0,72 | 0,54 | 0,40 |
| d | | | 1,5 | 2,0 | 2,8 | 4,0 | 5,0 | 5,6 | 7,0 |
| | | | Azoto | | | | | | |
| p | | | 2,85 | 1,91 | 1,25 | 0,82 | 0,54 | 0,35 | 0,26 |
| d | | | 1,0 | 1,5 | 2,0 | 2,7 | 4,0 | 6,5 | 8,0 |

I risultati per l'idrogeno e l'azoto sono riuniti sotto forma di curve (fig. 159). Le ordinate rappresentano lo spessore dello spazio oscuro e le ascisse gli inversi delle pressioni.

Fig. 159.



Si può vedere che i punti che rappresentano le esperienze fatte a pressioni elevate stanno all'incirca su una retta, mentre a bassa pressione non lo sono più. Le pressioni nel momento in cui la curvatura inizia a farsi sentire sono vicine a quelle alle quali Ebert ha dato il nome di "pressioni critiche". Trovò che quando la pressione diminuiva, la differenza tra le estremità diminuiva finché si raggiungeva questa pressione critica. Se si riduceva ancora la pressione, la differenza di potenziale cresceva quando la pressione diminuiva.

Trovò che la pressione critica dipendeva dalle dimensioni del tubo: più grande era, più piccola la pressione critica. La pressione critica segna il momento in cui le pareti del contenitore iniziano a disturbare la formazione della luce negativa e a complicare il fenomeno. Nello studio delle leggi che amministrano la formazione dello spazio oscuro, sarà preferibile limitarci alle pressioni superiori a quella critica e per le quali le pareti del tubo sono senza effetto. Esaminando solo tali pressioni tendo a interpretare le esperienze di Ebert in un modo un poco differente. Esse mostrano, secondo me, che si può mettere lo spessore d dello spazio oscuro nella forma

$$d = a + \frac{b}{p}$$

essendo p la pressione e a, b delle costanti.

Se λ è il libero cammino medio di una molecola, esso è proporzionale a $1/p$ e l'equazione precedente diviene

$$d = a + \beta \lambda \quad (1)$$

cioè, la lunghezza dello spazio oscuro misurata a partire da un punto posto a una distanza a davanti al catodo è proporzionale al libero cammino medio di una molecola di gas. Se tracciamo la curva avente per ordinate lo spessore dello spazio oscuro e per ascisse il libero cammino medio di una molecola, prendendo per λ nell'azoto alla pressione atmosferica il valore $9,86 \cdot 10^{-3}$ e nell'idrogeno il valore $1,85 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$ (si veda, Meyer, *Kinetische Theorie der Gase*), troviamo che le curve sono quasi identiche per entrambi i gas. Ciò indica che nella (16-1) le costanti a e β sono le stesse per i due gas, cioè che, se invece di misurare lo spazio oscuro a partire dal catodo stesso, lo si conta a partire da un punto situato a una distanza costante da quest'ultimo, il rapporto tra il suo spessore e il libero cammino medio delle molecole è lo stesso per tutti i gas. Infatti, la scarica si comporta come se i portatori di elettricità negativa provenissero da una regione posta un poco avanti al catodo e non dal catodo stesso. Le esperienze di H.A. Wilson sulla densità di corrente alla superficie del catodo suggeriscono la stessa idea. Il valore di a , costante della (1) come è dato dalle curve della figura 159, è di circa $0,4 \text{ mm}$. Lo spessore dello strato superficiale, per il quale Wilson trovò una densità di corrente costante, è di $0,25 \text{ mm}$ nell'aria. Queste due quantità sono dello stesso ordine di grandezza, e non possiamo pretendere una grande precisione per il valore di a determinato a partire dalla curva della figura 159. Un piccolo errore sperimentale può, infatti, portare a un errore considerevole su a . Per questo penso che l'identità dei valori di a nell'idrogeno e nell'azoto è parzialmente accidentale, e servirebbero esperienze più numerose perché si possa considerare come stabilita l'identità dei valori di a in tutti i gas. Sarebbe interessante vedere se lo spessore della luminosità violetta che ricopre la superficie del catodo è uguale ad a . Quando la luce negativa ricopre interamente il catodo, lo spessore dello spazio oscuro dipende dalla corrente che passa attraverso il tubo così come dalla pressione del gas; di conseguenza, per avere una relazione semplice tra lo spessore dello spazio oscuro e la pressione, la corrente che attraversa il tubo deve essere piccola, perché la densità di corrente al catodo possa essere costante. Le esperienze di Ebert sono state fatte con correnti intense.

Relazione tra lo spessore dello spazio oscuro e il libero cammino medio di un corpuscolo

268. Il libero cammino medio di una molecola di idrogeno a 0° e a una pressione di 760 mm è di $1,85 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$. Il libero cammino medio di un corpuscolo sarà ancora maggiore, poiché il corpuscolo è più piccolo della molecola. Se, per precisare, supponiamo che le collisioni tra due molecole e tra un corpuscolo e una molecola sono analoghe a quelle che possono avvenire tra due sfere elastiche, vediamo, trascurando il raggio del corpuscolo rispetto a quello della molecola, che la distanza tra i loro centri nel momento della collisione sarà la metà della distanza tra i centri di 2 molecole che vengono a contatto. Il libero cammino medio è inversamente proporzionale al quadrato della distanza tra i centri delle sfere che collidono; il libero cammino medio di un corpuscolo sarà quindi uguale a 4 volte quello della molecola. Inoltre, sotto l'azione del campo elettrico, i corpuscoli si muovono con una velocità molto grande rispetto alla velocità media di traslazione delle molecole; queste ultime potranno quindi essere considerate come a riposo. Maxwell ha mostrato che la traiettoria libera di un corpo che si sposta in mezzo a un insieme di molecole a riposo è uguale a $\sqrt{2}$ volte quella che si osserverebbe se le molecole fossero dotate di un moto la cui velocità sarebbe

uguale alla velocità media di traslazione del corpo in movimento. Così la traiettoria libera media di un corpuscolo che si muove attraverso l'idrogeno a 0° e con una pressione di 760mm , sarà uguale a $4\sqrt{2} \times 1,85 \cdot 10^{-3} \text{cm}$; la traiettoria libera media con una pressione di 1mm , sarà uguale a $4\sqrt{2} \times 760 \times 1,85 \cdot 10^{-3} \text{cm}$ cioè circa $0,8\text{mm}$. Lo spessore dello spazio oscuro nell'idrogeno a questa pressione, misurato a partire da un punto posto a $0,4\text{mm}$ prima del catodo, è di circa $3,3\text{mm}$, cioè approssimativamente 4 volte il libero cammino medio di un corpuscolo.

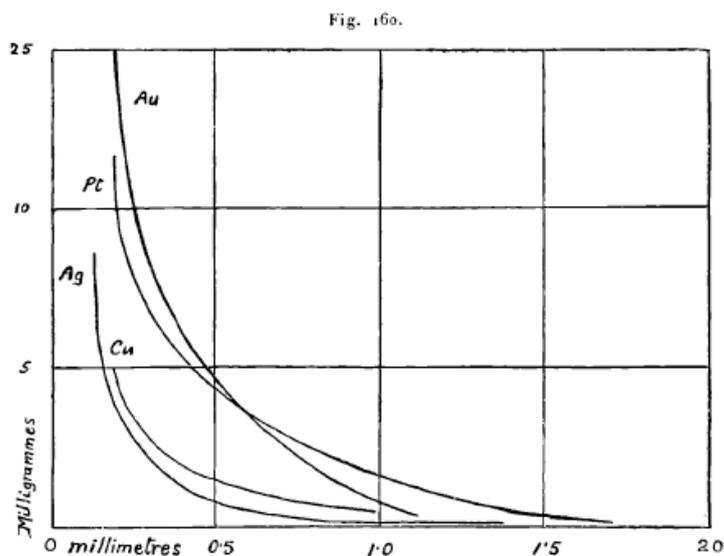
Lo spessore dello spazio oscuro è quindi dello stesso ordine di grandezza del libero cammino medio di un corpuscolo calcolato nell'ipotesi molto speciale che abbiamo prima fatto.

Schuster¹ trovò che lo spessore dello spazio scuro dipendeva fino a un certo punto dalla corrente che attraversava il gas; esso cresceva leggermente all'aumentare della corrente.

Wehnelt² d'altra parte trova che lo spazio oscuro diminuisce al crescere della corrente. Ciò sembra indicare che lo spazio scuro può avere un valore stazionario per una data intensità di corrente e che cresce o decresce con quest'ultima a seconda che si trova da una parte o dall'altra di questo valore particolare. L'impiego di un catodo in calce incandescente mostra in modo molto netto questo aumento di spessore dello spazio oscuro quando la corrente diminuisce. Se si parte da una corrente intensa e la si fa diminuire gradualmente, si può vedere lo spazio oscuro raggiungere uno spessore parecchie volte uguale al suo spessore iniziale prima che la corrente raggiunga un valore troppo piccolo perché la scarica luminosa non possa più passare.

269. Disintegrazione del catodo. Quando la scarica attraversa un tubo, frammenti del metallo sfuggono normalmente dal catodo e formano una sottile pellicola metallica sulle pareti del tubo o un altro corpo posto nelle vicinanze. In tal modo si ottengono frequentemente pellicole metalliche sottili che formano specchi semi trasparenti disponendo una piastra di vetro in un tubo a vuoto vicino a un catodo formato dal metallo che si vuole deporre e facendo passare la corrente attraverso il tubo. La quantità di metallo espulso a partire dal catodo dipende dalla pressione del gas nel tubo.

Essa è molto più grande alle basse pressioni e dipende pure dalla natura del gas. Vi è solo una piccola disgregazione con elettrodi di alluminio nell'aria; essa è, al contrario, molto grande nei gas monoatomici, come l'elio, l'argon e il vapore di mercurio. Essa dipende molto pure dal metallo. Secondo Crookes³, si possono classificare i metalli dal punto di vista di una disgregazione decrescente nel seguente ordine, Pd, Au, Ag, Pb, Sn, Pt, Cu, Cd, Ni, In, Fe.



Granqvist⁴ trovò che questo ordine dipende dalla pressione del gas. Trovò che ad alte pressioni il

1 Schuster, *Proc. Roy. Soc.*, t. XLVII, 1890, p. 556.

2 Wehnelt, *Physikalische Zeit.*, t. II, 1901, p. 518.

3 Crookes, *Proc. Roy. Soc.*, t. I, 1891, p. 88.

4 Granqvist, *Oefversigt Kgl. Vetensk. Akad. Forh, Stockholm*, 1898, p. 709.

Pt si disgrega meno dell' Au e che avviene il contrario alle basse pressioni. I risultati che mostrano la relazione tra il valore della disgregazione e la pressione sono rappresentati dalle curve della figura 160. Le ordinate rappresentano la perdita di peso in milligrammi per ora per elettrodi lunghi 12mm, larghi 4,8mm e spessi 0,6mm, con una corrente di 2,46mA; le ascisse rappresentano le pressioni.

Granqvist trovò pure che la perdita di peso in un tempo dato è proporzionale al quadrato della corrente quando la pressione è costante. Crookes trovò che, se il catodo è formato dalla lega di oro e alluminio scoperta da Robert-Austen, vi era un deposito di oro, mentre l'alluminio non si depositava. La composizione del catodo era quindi modificata dal passaggio della scarica. La quantità di metallo volatilizzata a partire dal catodo è molto maggiore di quella che sfugge dallo stesso filo portato all'incandescenza. In tal modo Granqvist trovò che se ne otteneva tanto da un catodo in qualche minuto che da un filo incandescente e neutro o impiegato come anodo per 12 ore. Le correnti di metallo provenienti dal catodo sono deviate da una calamita come i raggi catodici, benché con un grado differente.

Holborn e Austin¹ fecero esperienze molto interessanti sulle perdite che subirebbero per disgregazione dei catodi formati da metalli diversi e posti in condizioni elettriche identiche. Essi impiegarono una corrente di densità costante, cioè circa 1mA/cm² del catodo. Questa densità di corrente è sufficiente, con le pressioni utilizzate, a far dipendere la caduta di potenziale catodico dalla pressione; facendo variare quest'ultima, si può quindi, in questo caso, ottenere variazioni importanti del valore di quella. Essendo il tubo riempito d'aria, essi trovarono che y , perdita di peso in 30 minuti subita dai catodi circolari di 1cm di diametro e formati con platino, argento (primo campione), rame e nickel, poteva essere rappresentata dalla formula

$$y=0,0016 \frac{A}{n} (V-495) \quad (1)$$

con argento (2° campione), bismuto, palladio, antimonio e rodio, la stessa relazione era data da

$$y=0,0018 \frac{A}{n} (V-495) \quad (2)$$

V è la caduta di potenziale catodico in volt, A il peso atomico del metallo e n la sua valenza; altri metalli, come il ferro, l'alluminio e il magnesio, non seguono queste leggi. La caduta catodica normale era di circa 360V; di conseguenza, la disintegrazione del catodo non deve avere un valore apprezzabile se la caduta catodica non supera di molto il suo valore minimo.

Con i metalli che seguono le leggi (1) e (2) vediamo che, con la stessa corrente e la stessa caduta di potenziale, il peso del metallo strappato dal catodo è proporzionale al peso dello stesso metallo che sarebbe depositato nei voltometri posti in serie con il tubo a scarica. Solo per un valore particolare della caduta catodica il peso espulso è uguale a quello che sarebbe depositato in un voltmetro. Nelle esperienze di Holborn e Austin, questo valore era di circa 1000V; per valori inferiori della caduta catodica, la proporzione del metallo disgregato era molto minore della quantità depositata e per valori ancora maggiori era molto più grande.

Ciò mostra che la corrente attraverso il tubo non è trasmessa interamente dal catodo al gas dal metallo fornito da quest'ultimo; non vi è alcun motivo di pensare che la disintegrazione del catodo giochi un ruolo importante o anche apprezzabile nella trasmissione della corrente.

Nell'idrogeno, la disintegrazione è minore che nell'aria, e Holborn e Austin non poterono trovare alcuna traccia di una legge analoga a quella espressa dalle equazioni (1) e (2).

Il caso dell'idrogeno è interessante, poiché è evidente che la presenza di questo gas nel metallo impiegato come catodo e la sua espulsione nel momento del passaggio della scarica hanno una grande influenza su di esso. Il catodo, soprattutto quando la pressione non è troppo bassa perché la densità di corrente sia piccola, emette quantità considerevoli di idrogeno. Questo punto è stato

1 Holborn e Austin, *Wissenschaft, Abhand, der Physik, Tech. Reichenstadt*, Bd. IV, 1903, p. 101.

studiato da Skinner¹. Nelle sue esperienze, il tubo a scarica era riempito di elio alla pressione relativamente elevata di 3mmHg ; la densità della corrente non era abbastanza grande per avere un'azione sulla caduta catodica, che era normale; l'elio era accuratamente purificato, e, quando la scarica iniziava a passare, lo spettro non presentava le linee dell'idrogeno; se si continuava a far passare la scarica, queste linee comparivano e la pressione nel tubo cresceva a causa dell'emissione dell'idrogeno.

Si poté misurare con quale rapidità l'idrogeno era liberato, e si trovò che questa diminuiva al crescere del tempo durante il quale si faceva passare la scarica.

Se si interrompe la corrente e si lascia l'elettrodo a riposo per un giorno o due, si osserva, facendo passare nuovamente la scarica, che la velocità iniziale di emissione dell'idrogeno è grande come quando il catodo è impiegato per la prima volta, benché questo, durante l'interruzione, non sia stato a contatto con l'idrogeno. La quantità di idrogeno che può fornire il catodo è molto grande. Con elettrodi di argento di $0,15\text{cm}^3$ di volume, Skinner ottenne circa 2cm^3 di idrogeno alla pressione atmosferica e nulla sembrava indicare che l'emissione di idrogeno raggiungesse la sua fine.

In certi momenti, la velocità con la quale il catodo liberava idrogeno era uguale alla velocità con la quale si sarebbe liberato in un voltmetro in serie con il tubo. Skinner ne concluse che l'idrogeno trasporta l'elettricità negativa dal catodo nel gas. Non penso che ciò sia più esatto che nel caso analogo della disintegrazione del catodo. Infatti, l'emissione di idrogeno e la disintegrazione del metallo sembrano fenomeni analoghi. Il primo predomina quando la caduta di potenziale è piccola, il secondo quando è grande.

Credo che si possa collegare strettamente l'effetto dell'idrogeno sulla scarica a quello che esso produce sull'emissione dei corpuscoli negativi da un metallo caldo. H.A. Wilson ha mostrato che la presenza di idrogeno in un filo di platino scaldato aumenta molto la velocità di emissione dei corpuscoli. Ne possiamo concludere che è molto più facile ottenere corpuscoli con un catodo contenente idrogeno che con un altro da cui è stato espulso. La caduta catodica di potenziale dipende dall'energia che uno ione positivo deve comunicare al catodo per fargli emettere un corpuscolo. Se il catodo contiene idrogeno, la caduta catodica sarà minore. Il catodo carico di idrogeno può essere considerato come formato da due sostanze: una, il metallo con una forte caduta catodica di potenziale, l'altra l'idrogeno, dove questa è molto piccola. Esso si comporterà all'incirca come un catodo di idrogeno. Questo fornisce i corpuscoli necessari al trasporto della corrente. Gli atomi di idrogeno ionizzati per collisione con gli ioni positivi vanno ad urtare il catodo e accrescono di molto la loro energia per potersene allontanare di nuovo. Solo quando la caduta catodica diviene molto grande che il metallo del catodo si ionizza e si libera.

L'emissione di idrogeno sotto piccole cadute catodiche può essere considerato come una disgregazione del catodo idrogenato.

Quando la caduta di potenziale diviene più grande, vi si sovrappone quella della parte metallica del catodo. Sarebbe interessante misurare la caduta catodica con metalli privi di idrogeno, ma essi sono molto difficili da ottenere in questa condizione. Ho descritto qualche tempo fa (*Phil. Mag.*, ottobre 1897) esperienze che mostrano che l'assorbimento del gas ha un grande effetto sulla caduta catodica.

La presenza dell'idrogeno nei metalli non è stata finora spiegata in modo soddisfacente e le quantità trovate sono a volte estremamente considerevoli. Skinner² trovò per esempio che la lega di sodio e di potassio anche distillata nel vuoto emetteva idrogeno a velocità costante e ho osservato effetti simili con il sodio. Questi metalli sono ben noti come assorbitori di idrogeno. Ma questa affinità deve essere molto più grande di quanto si suppone comunemente, poiché essi possono assorbirne grandi quantità in condizioni piuttosto sfavorevoli. Skinner ha mostrato che elettrodi di carbone impiegati come catodi emettevano azoto.

1 Skinner, *Physik. Review*, t. XXI, 1905, p. 1.

2 Skinner, *Phys. Review*, t. XXI, 1905, p. 169.

Cunningham¹ ha studiato l'emissione e l'assorbimento di azoto da elettrodi di carbone. Ha trovato che l'azoto che viene liberato conduce meglio la scarica elettrica di quello comune.

270. *Assorbimento del gas prodotto dalla scarica.* Quando la scarica attraversa un tubo contenente un gas a bassa pressione, quest'ultima diminuisce continuamente in molti casi. Questo effetto è ben noto con i tubi che servono a produrre i raggi di Röntgen. La pressione del gas in questi tubi diminuisce con il tempo di impiego fino a divenire così bassa che la scarica rifiuta di passare e bisogna frequentemente introdurre nuovo gas, sia facendolo diffondere attraverso del platino caldo, sia scaldando le pareti del tubo per evitare che il vuoto non divenga troppo elevato. La quantità di gas che entra in gioco in questo modo è notevole. In un caso, ho trovato che parecchi centimetri cubici di gas alla pressione atmosferica erano stati così assorbiti senza che nulla sembrasse indicare che la velocità di assorbimento diminuisse. L'assorbimento di gas durante la scarica è stato studiato da Willows, Riecke e Skinner. Le esperienze di Skinner suggeriscono l'idea che una grande parte dell'assorbimento è dovuta a una combinazione chimica prodotta tra le pareti del tubo e una sostanza prodotta quando la scarica passa attraverso il gas. Trovò che con un vetro di soda fusibile, l'idrogeno, l'aria e l'azoto erano assorbiti con uguale rapidità. Con un vetro al piombo l'assorbimento dell'idrogeno era al contrario così basso che svaniva rispetto all'emissione del gas dal catodo. Per l'aria e l'azoto, l'assorbimento era solo ridotto del 10%. Scaldando il tubo nel quale avveniva l'assorbimento, il tubo emetteva una piccola quantità di gas; ma la quantità che si ritrovava era solo una piccola parte di quella che era stata assorbita. L'azione prodotta sulla velocità di assorbimento dall'argentato dell'interno di un tubo di vetro al piombo era molto bassa. L'assorbimento si produce pure, sebbene più lentamente, nel caso della scarica senza elettrodi. Questo effetto non può quindi essere interamente dovuto all'assorbimento di questo. Non è dovuto nemmeno a una diffusione del gas attraverso le pareti del tubo. Ho trovato infatti che, quando si introduce del gas in un tubo dove è assorbito, l'aumento del peso del tubo è pari al peso del gas introdotto.

La quantità di gas così assorbita è solo una frazione molto piccola di quella che sarebbe liberata in un voltmetro dalla stessa corrente.

Mey ha mostrato che la lega liquida di sodio e potassio impiegata come catodo assorbe tutto il gas, salvo l'argon, l'elio e gli altri gas inerti. Si ha pure un mezzo comodo di purificare questi gas.

271. *Spazio scuro di Faraday e colonna positiva.* Hittorf² effettuò per primo le misure della forza elettrica nello spazio scuro di Faraday.

Graham³ e H.A. Wilson⁴ fecero pure numerose misure di questa forza nella stessa regione, così come in altre parti della scarica. Skinner ha analizzato recentemente l'influenza della pressione e dell'intensità della corrente sulla forza elettrica nello spazio scuro e sulla lunghezza di tale spazio. I risultati delle esperienze di Skinner, fatte con azoto accuratamente purificato ed elettrodi di superficie considerevole, sono rappresentati nella figura 161. L'esame di queste curve mostra che a una pressione costante lo spessore dello spazio scuro aumenta nello stesso tempo della corrente. [Skinner⁵ trovò che i limiti dello spazio scuro si trovavano alle intersezioni della retta *ll* con le curve che danno la forza elettrica]. La corrente respinge per così dire la colonna positiva sull'anodo finché, con la corrente più intensa impiegata, essa sia ridotta a zero. Con la stessa corrente la larghezza dello spazio scuro è più grande alle basse pressioni.

Skinner eseguì un'esperienza interessante, nella quale il gas racchiuso nel tubo era protetto contro ogni perturbazione proveniente normalmente dal catodo.

Quest'ultimo era formato da un disco il cui piano era nell'asse del tubo. Esso era circondato da un pezzo di vetro tubolare ad angolo retto sul disco; ogni perturbazione proveniente normalmente dal catodo poteva così raggiungere solo una piccola parte del gas posto tra gli elettrodi. Con un tale

1 Cunningham, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. IX, 1905, p. 193.

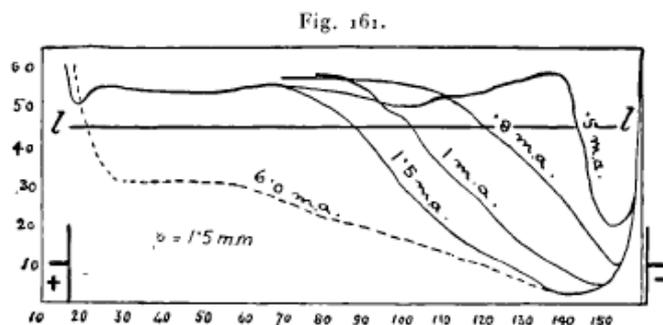
2 Hittorf, *Wied. Ann.*, t. XX, 1883, p. 705.

3 Graham, *Wied. Ann.*, t. LXIV, 1898, p. 49.

4 H.A. Wilson, *Phil. Mag.*, quinta serie, t. XLIX, 1900, p. 505.

5 Skinner, *Phil. Mag.*, quinta serie, t. L, 1900, p. 563.

dispositivo, trovò che la colonna luminosa positiva occupava quasi tutto lo spazio fino al catodo; lo spazio scuro era molto ridotto e cresceva solo di poco aumentando la corrente.



Skinner osservò (con un tubo di tipo normale, cioè con elettrodi che si opponevano) che, quando si aveva, con una forte corrente, respinto la colonna luminosa positiva fino dietro l'anodo, serviva al gas un tempo considerevole prima di ritrovare il potere di lasciar passare una scarica luminosa. Il tempo necessario per recuperare questa proprietà dipendeva da quello durante il quale la corrente intensa impiegata era circolata attraverso il tubo. Skinner indica che fosse necessario attendere un'ora o due in alcune delle sue esperienze. Sarebbe interessante vedere se questo effetto si manifesta in un tubo immerso in aria liquida, mentre ci si può attendere che i gas complessi formati dalla scarica siano condensati.

Poiché, ad eccezione dello spazio scuro catodico, la sola parte oscura della scarica è quella in cui la curva rappresentante la forza elettrica è posta al di sotto della linea *II* (fig. 161), risulta dalle esperienze di Skinner che non si osserva una luminosità nell'intero tubo (salvo tuttavia nello spazio oscuro catodico) se non quando la forza elettrica supera un certo valore funzione della pressione.

Colonna positiva

272. Il gradiente di potenziale lungo una colonna positiva uniforme non stratificata è uniforme. Il suo valore è stato studiato da Hittorf¹, A. Herz², Graham³, Wilson⁴, Skinner⁵, Heuse⁶, Matthies⁷ e nell'aria alla pressione atmosferica da Kaufmann⁸, Stark⁹, Stuchtey¹⁰. Il gradiente di potenziale nella colonna positiva dipende: 1° dal diametro del tubo a scarica; 2° dalla pressione e dal tipo di gas attraverso il quale la scarica passa, e 3° dalla corrente che attraversa il gas.

Il gradiente di potenziale diminuisce se il diametro del tubo a scarica aumenta, come mostra la tabella seguente data da Herz. L'influenza del diametro del tubo non è limitata a quelli che sono sufficientemente stretti affinché il loro diametro sia confrontabile al libero cammino medio delle molecole e dei corpuscoli che vi si trovano; essa si fa sentire pure nei casi in cui il diametro del tubo è uguale a numerose centinaia di volte il libero cammino.

I risultati dati nella tabella si riferiscono all'azoto puro; v è il gradiente di potenziale in V/cm , $2R$ il diametro del tubo (la corrente che attraversava il tubo era in tutti i casi di $1,2mA$), p è la pressione del gas in $mmHg$ e b una costante.

1 Hittorf, *Wied. Ann.*, t. XX, 1883, p. 726.

2 Herz, *Wied. Ann.*, t. LIV, 1895, p. 244.

3 Graham, *Wied. Ann.*, t. LXIV, 1898, p. 49.

4 Wilson, *Phil. Mag.*, quinta serie, t. XLIX, 1900, p. 505; *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. XI, 1902, p. 249, 391.

5 Skinner, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. XI, 1901, p. 616.

6 Heuse, *Ann. der Phys.*, t. V, 1901, p. 678.

7 Matthies, *Ann. der Phys.*, t. XVII, 1905, p. 675; t. XVIII, 1905, p. 473.

8 Kaufmann, *Phys. Zeit.*, t. IV, 1903, p. 578.

9 Stark, *Phys. Zeit.*, t. IV, 1903, p. 535.

10 Stuchtey, *Inaug. Disst.*, Bonn, 1901.

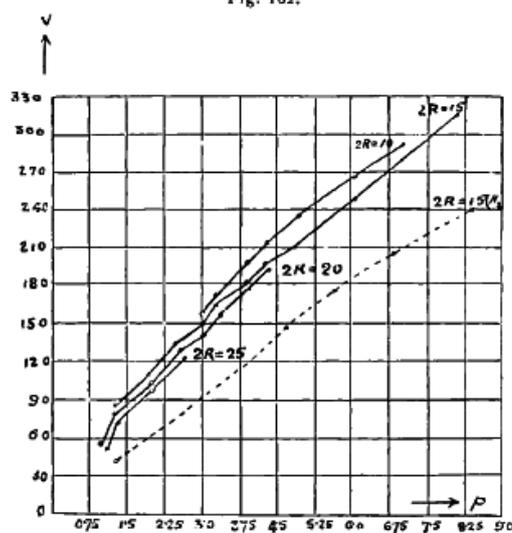
$$v - v_0 = -b(i - i_0)$$

esprime secondo Herz la relazione tra i gradienti v e v_0 corrispondenti alle correnti i e i_0 ; i e i_0 sono espressi in mA in questa equazione.

| p | v | | | |
|-----|---------|---------|---------|---------|
| | 2R=10mm | 2R=15mm | 2R=20mm | 2R=25mm |
| 8,0 | | 156,8 | | |
| 7,5 | | 148,4 | | |
| 7,0 | 144,4 | 140,1 | | |
| 6,5 | 139,2 | 131,9 | | |
| 6,0 | 132,6 | 123,8 | | |
| 5,5 | 126,1 | 115,8 | | |
| 5,0 | 118,2 | 107,8 | | |
| 4,5 | 109,4 | 99,9 | 97,7 | |
| 4,0 | 99,7 | 92,2 | 89,3 | |
| 3,5 | 89,2 | 84,5 | 80,5 | |
| 3,0 | 77,7 | 76,1 | 71,2 | |
| 2,5 | | 66,2 | 61,5 | 60,2 |
| 2,0 | | 55,4 | 51,4 | 48,7 |
| 1,5 | | 43,6 | 40,8 | 37,5 |
| 1,0 | | | 29,8 | 26,9 |
| b. | 10,0 | 8,5 | 3,5 | 3,4 |

Il gradiente di potenziale nella colonna positiva cresce con la pressione. I risultati delle esperienze di Herz sono rappresentati dalle curve della figura 162. Le ordinate rappresentano il gradiente di potenziale e le ascisse la pressione. La curva a puntini dà i risultati relativi all'idrogeno, le altre all'azoto nei tubi di diverse dimensioni. Esse appaiono approssimativamente rettilinee. H. A. Wilson¹ conclude dalle sue esperienze che il gradiente di potenziale nella colonna positiva è proporzionale alla radice quadrata della pressione. La relazione lineare $v = a + bp$, dove v è il gradiente di potenziale, p la pressione e a, b costanti, rappresenta pure abbastanza bene i risultati di queste esperienze.

Fig. 162.



1 H. A. Wilson, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. XI, 1902, p. 249, 391.

Herz mostrò che in condizioni simili di pressione e corrente, il gradiente di potenziale nell'azoto era 1,4 volte quello che si osserva nell'idrogeno. Trovò che una traccia di vapore acqueo non influiva sul gradiente di potenziale nella colonna positiva, mentre la presenza di una traccia di ossigeno l'aumentava.

Le tabelle seguenti danno i valori dei gradienti di potenziale nella colonna positiva per diversi gas. La prima è dovuta a Matthies¹ e la seconda a Heuse².

Tabella I (Matthies)

Corrente di 0,25 mA – Ddiametro tubo 3,5 cm

Gradiente di potenziale in V/cm

| p mmHg | Cl ² | HgCl ² | Br ² | HgBr ² | P | HgI ² | N ² |
|--------|-----------------|-------------------|-----------------|-------------------|-----|------------------|----------------|
| 0,1 | 25 | 38 | | 73 | | 29 | |
| 0,4 | 40 | 66 | 45 | 139 | 50 | 53 | 17 |
| 0,9 | 72 | 127 | 98 | 227 | 64 | 114 | 32 |
| 1,4 | 120 | 150 | 145 | 259,5 | 75 | 147 | 43 |
| 1,9 | 139 | 202 | 170 | | 110 | 165 | 54 |
| 2,35 | 175 | 222 | 195 | | 142 | 188 | 62 |
| 3,0 | 200 | 263 | 221 | | 200 | 251 | 77 |

Tabella I (Matthies)

Corrente di 0,52 mA

| | Hg | He | He | H | Az |
|-------------------------|------|------|------|------|-------|
| Pressione | 13,1 | 12,5 | 8 | 8,37 | 8,0 |
| Diametro tubo | 24 | 25 | 25 | 15 | 15 |
| Gradiente di potenziale | 16,9 | 34 | 22,7 | 112 | 156,8 |

Il gradiente nei gas monoatomici, vapore di mercurio ed elio, è molto piccolo rispetto a quello che si osserva nell'idrogeno e nell'azoto. Le esperienze di Bouty mostrano pure che è piccolo nell'argon; le condizioni nelle quali tubi riempiti di neon divengono luminosi fanno pensare che è ancora inferiore rispetto all'elio.

Relazione tra il gradiente di potenziale e la corrente

273. Dalla relazione $v-v_0=-b(i-i_0)$ data da Herz, seguirebbe che il gradiente di potenziale nella colonna positiva crescerebbe continuamente al diminuire della corrente. H.A. Wilson ha tuttavia mostrato recentemente che il gradiente di potenziale raggiunge un valore massimo per un valore determinato di corrente e che quando la corrente supera questo valore esso diminuisce rapidamente. Matthies, studiando la scarica nei gas alogeni, trovò casi in cui il gradiente di potenziale cresceva con la corrente.

Quando la colonna positiva è stratificata, le variazioni di luminosità sono accompagnate da variazioni dell'intensità elettrica. I punti in cui la luminosità è massima corrispondono ai massimi del gradiente di potenziale. La curva della figura 153 mette chiaramente in evidenza questo aspetto; essa è stata data da Wilson e si riferisce a una scarica stratificata nell'idrogeno.

1 Matthies, *Ann. der Phys.*, t. XVIII, 1905, p. 473.

2 Heuse, *Ann. der Phys.*, t. V, 1901, p. 678.

Caduta anodica di potenziale

274. Skinner¹ ha mostrato che vi è una differenza di potenziale finita tra l'anodo stesso e un punto del gas posto nelle sue vicinanze. Fece ricerche per determinare il valore di questa caduta di potenziale nel caso della scarica nell'azoto puro, nell'idrogeno e nell'ossigeno. Trovò che era indipendente dalla densità di corrente. Per l'idrogeno e l'ossigeno essa era pure indipendente dalla pressione, mentre per l'azoto sembrava crescere lentamente con la pressione, ma è possibile tuttavia che questo aumento sia dovuto a effetti secondari. La caduta anodica dipende molto dal metallo che costituisce l'anodo; essa è molto elevata per l'alluminio e il magnesio, metalli per i quali la caduta catodica è minima. Le tabelle successive danno valori della caduta anodica in diversi gas e per diversi metalli, e pure le misure di Skinner relative alla caduta catodica. Si osserva che la caduta anodica è molto più piccola di quella catodica, essa è anche molto più brusca. Non sembra che vi sia una regione di dimensioni confrontabili con quelle dello spazio scuro catodico, nel quale si produce la caduta del potenziale. In alcune esperienze fatte finora non è stato possibile avvicinarsi troppo all'anodo perché il potenziale del filo esploratore differisce dal potenziale di questo di una quantità inferiore alla caduta anodica.

Le differenze di cadute anodiche che si osservano con metalli diversi sono estremamente piccole, appena più grandi delle differenze di potenziale di contatto tra metalli diversi. Nel cloro, bromo, iodio e nei vapori di HgCl², HgBr², HgI² la caduta anodica di potenziale raggiunge, secondo Matthies, valori molto grandi.

Esiste spesso, proprio andando incontro all'anodo, una regione nella quale l'intensità elettrica è molto piccola; in alcune esperienze di Wilson² sembrava pure negativa. Non dobbiamo dimenticare che l'introduzione del filo esploratore apporta perturbazioni nel campo e che è forse a questo che è dovuto questo cambiamento di segno.

Numero di ioni nei diversi punti della scarica

275. H. A. Wilson³ ha eseguito una serie di ricerche su questo punto. Il suo metodo consisteva nel determinare la corrente passante tra due piccole placche di platino parallele i cui piani erano essi stessi paralleli alla corrente che attraversava il tubo.

Tabella I. - Caduta anodica in volt

| Gas | Pressione del gas in mmHg | Pt | Ag | Au | Cu | Fe | Ni | Bi | Sb | Sn | Pb | Cd | Zn | Al |
|----------|---------------------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| | 1,73 | 18,0 | 18,4 | 20,1 | 18,9 | 22,1 | | 19,9 | 20,6 | 20,8 | | 20,7 | 20,4 | |
| Idrogeno | 1,70 | 18,4 | 18,8 | 19,5 | 19,7 | 18,5 | 19,9 | | | | 20,3 | | 20,2 | 20,1 |
| | 1,70 | 17,3 | 17,7 | 20,7 | 20,0 | | 19,3 | 18,0 | | | | 19,9 | 19,1 | 19,7 |
| Azoto | 1,39 | 18,8 | 19,1 | 21,1 | 19,7 | 19,7 | 20,3 | | | | 20,6 | 19,7 | 19,6 | 22,2 |
| | 1,37 | 18,5 | 18,6 | 19,9 | 19,4 | 19,4 | 19,4 | | | | 20,0 | 19,1 | 18,5 | 21,9 |
| Ossigeno | 1,20 | 22,2 | | 24,3 | 23,8 | 23,8 | 23,5 | | 23,5 | 24,2 | | 24,2 | | 23,9 |

1 Skinner, *Wied. Ann.*, t. LXVIII, 1899, p. 752; *Phil. Mag.*, sesta serie, t. VIII, p. 387.

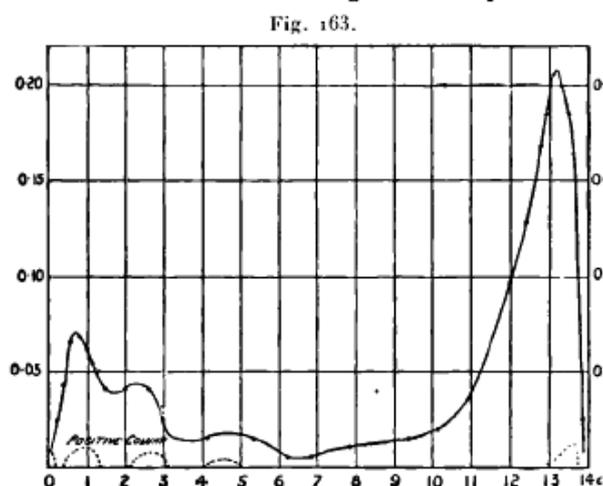
2 Wilson, *Phil. Mag.*, quinta serie, t. XLIX, 1900, p. 505.

3 H. A. Wilson, *Phil. Mag.*, 5^a serie, t. XLIX, 1900, p. 505.

Tabella II. - Caduta anodica in volt

| Gas | Pressione del gas | Pt | Ag | Au | Cu | Fe | Ni | Bi | Sb | Sn | Pb | Cd | Zn | Al |
|----------|-------------------|-----|-----|-----|-----|-----|-----|----|----|-----|-----|-----|-----|-----|
| Idrogeno | 2,03 | 399 | 406 | 386 | | | 397 | | | 389 | 382 | 359 | 326 | 269 |
| Azoto | 1,23 | 252 | 258 | 258 | 258 | 255 | 237 | | | | 243 | 266 | 265 | 217 |
| Ossigeno | 1,21 | 362 | 371 | 364 | 350 | 339 | 331 | | | 360 | 360 | 349 | 347 | 302 |

Si manteneva tra le placche una piccola differenza di potenziale (quella di un elemento di Clark); esperienze preliminari avevano mostrato che con differenze di potenziale di questo ordine, la corrente era proporzionale alla differenza di potenziale e che la presenza di un campo di questa intensità non riduceva per nulla il numero di ioni liberi. In queste condizioni, se si indica con n_1, n_2 il rispettivo numero di ioni positivi e negativi, k_1, k_2 le loro mobilità, la corrente tra le placche era proporzionale a $k_1 n_1 + k_2 n_2$. La figura 163 rappresenta i risultati delle esperienze di Wilson. Si noterà che la corrente è molto piccola nello spazio oscuro catodico, che raggiunge il suo valore massimo nella luce negativa, diminuisce di nuovo nello spazio scuro di Faraday e aumenta nella colonna positiva. Nella scarica stratificata la corrente è massima nelle parti luminose e minima in quelle scure.



276. È interessante confrontare la distribuzione dell'intensità elettrica lungo il tubo con queste correnti trasversali. Se X è la forza elettrica lungo l'asse del tubo, i la corrente attraverso l'area unitaria, e se la mobilità degli ioni è proporzionale alla forza elettrica in questo punto, abbiamo

$$X(k_1 n_1 + k_2 n_2) = i$$

Siccome i è costante lungo il tubo, $k_1 n_1 + k_2 n_2$ sarà inversamente proporzionale a X ; siccome $k_1 n_1 + k_2 n_2$ è proporzionale alla corrente trasversale, ci dovremo attendere che i massimi delle correnti trasversali coincidano con i minimi di X . L'esame delle curve mostra che non è così. Nello spazio scuro di Faraday, l'intensità elettrica è minore che nella colonna positiva; la corrente trasversale y è pure minore invece di essere superiore come indicherebbe il ragionamento precedente. Anche l'intensità elettrica e la corrente trasversale sono entrambe più grandi nelle parti brillanti delle stratificazioni che in quelle scure; infatti la luminosità sembra corrispondere a correnti trasversali di intensità anomala; i fatti avevano portato H.A. Wilson a pensare che la corrente trasversale nelle parti luminose fosse accresciuta da un'ionizzazione secondaria dovuta alla illuminazione degli elettrodi di prova dalla luce della scarica. Skinner ha proposto come altra spiegazione della differenza tra i valori di X e della corrente trasversale che la mobilità degli ioni non può essere proporzionale alla forza elettrica; che, per esempio, sebbene nello spazio scuro di

Faraday la forza elettrica sia molto piccola, gli ioni potevano muoversi con velocità notevoli, acquisite attraversando il campo elettrico intenso regnante nello spazio oscuro catodico.

Il numero di ioni liberi necessari al trasporto della corrente potrebbe essere di molto inferiore a quello calcolato nell'ipotesi che la velocità sarebbe dovuta alla forza elettrica regnante nello spazio scuro di Faraday.

Se tale è la spiegazione della distribuzione della forza trasversale, la velocità degli ioni nello spazio scuro di Faraday deve essere più grande che nella colonna uniforme positiva.

Possiamo ora avere un'idea sulla distribuzione delle velocità degli ioni nelle diverse parti del tubi misurando l'*effetto Hall*. H.A. Wilson¹ ha mostrato che quando una forza magnetica agisce ad angolo retto sulla corrente che attraversa un tubo a vuoto, si stabilisce tra i due elettrodi posti in modo tale che la linea che li unisce sia perpendicolare alla corrente e alla forza magnetica, una differenza di potenziale proporzionale a quest'ultima. Si è data nel §127 la teoria di questo *effetto Hall*. Abbiamo mostrato che quando si trova in presenza di un numero uguale di ioni dei due segni, la differenza di potenziale Z tra due elettrodi distanti 1 cm e provocata da una forza magnetica H è

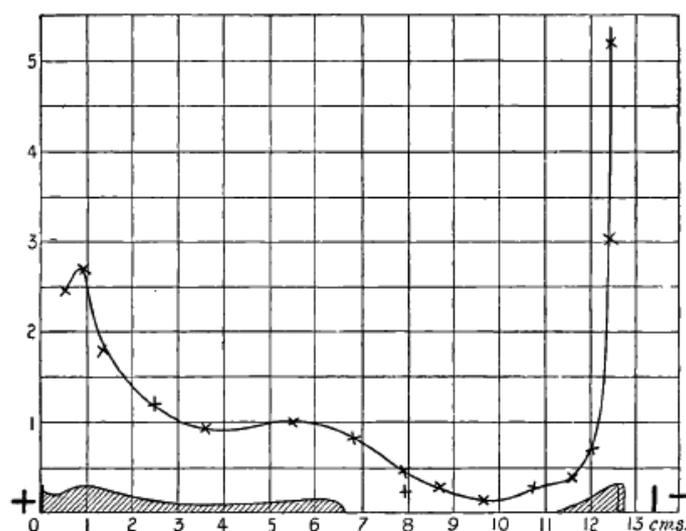
$$\frac{Z}{H} = \frac{1}{2}(u-v)$$

essendo u, v le rispettive velocità degli ioni positivi e negativi. Una serie di misure di Z lungo il tubo ci permetterà di dedurne la distribuzione delle velocità.

Tali misure sono state eseguite da H.A. Wilson e le curve (fig. 164 e 165) ne danno i risultati.

Si può vedere che queste curve presentano le stesse caratteristiche di quelle che danno la distribuzione della forza elettrica. Così, il valore di Z , nello spazio scuro di Faraday, è minore che nella colonna positiva, e in una scarica stratificata, Z è, come X , massimo nelle parti brillanti delle stratificazioni e minimo nelle parti scure. Questi risultati sembrano indicare che malgrado un certo disaccordo probabile tra i valori di X e della velocità degli ioni, soprattutto alle basse pressioni, quest'ultima non raggiungerà un valore sufficiente a spiegare le differenze rilevabili tra le curve che danno i valori di X e quelle delle correnti trasversali. Non bisogna tuttavia dimenticare che l'interpretazione dell'*effetto Hall*, nel caso in cui il campo elettrico non è uniforme, è piena di difficoltà e spesso ambigua.

Fig. 164.

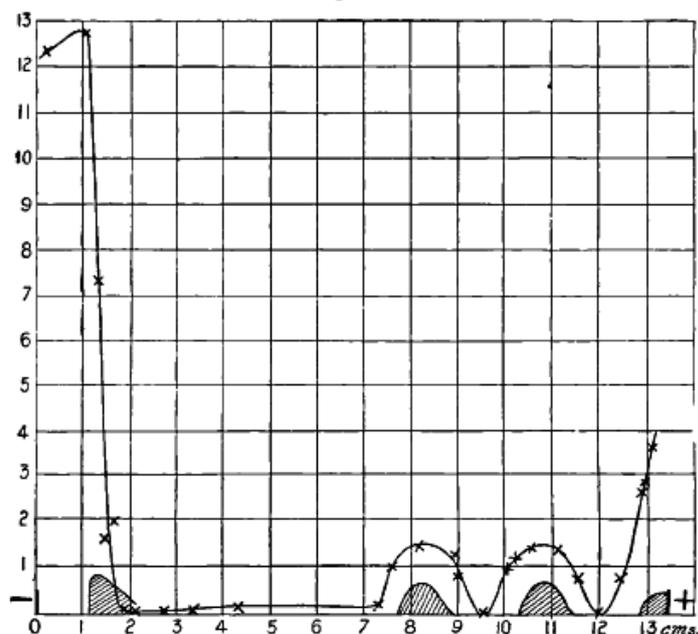


Nell'ipotesi di Wilson, secondo la quale vi sarebbe una ionizzazione considerevole dovuta all'incidenza della luce della scarica sul metallo degli elettrodi, ci si dovrebbe aspettare che la corrente tra gli elettrodi di rete metallica sia minore di quella osservabili con elettrodi pieni, essendo

¹ H.A. Wilson, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. XI, 1902, p. 249, 391.

l'area del metallo esposta alla luce molto minore nel primo caso che nel secondo.

Fig. 165



Scarica stratificata

277. Questa forma di scarica, un esempio della quale è dato in figura 149, tratta da una Memoria di De la Rue e Muller¹, ha molto attirato l'attenzione per il suo carattere molto sorprendente e bello. Essa non si produce, o, in ogni caso, si sviluppa completamente, quando la pressione del gas e la corrente attraverso il tubo sono compresi entro certi limiti. Essa non dipende tuttavia dai procedimenti impiegati per produrre la scarica. Si osservano, infatti, stratificazioni nelle scariche prodotte dalle bobine di induzione, dalle macchine statiche o dalle grandi batterie di carica formate da elementi voltaici o accumulatori.

Le stratificazioni sono particolarmente ben sviluppate nelle miscele gassose, soprattutto quando queste contengono vapori organici come i vapori di terebentina; alcuni fisici stimano che esse possano prodursi nei gas perfettamente puri². È tuttavia certo che le si possono ottenere nei gas purificati con la massima cura. Secondo Morren esse non si produrranno nell'ossigeno. Crookes³ ha osservato in un tubo contenente idrogeno tre gruppi di stratificazioni: uno rosso, l'altro blu e il terzo grigio; l'esame spettroscopico mostrò che la luminosità nel primo gruppo di stratificazioni era dovuto all'idrogeno, nel secondo al vapore di mercurio e nel terzo agli idrocarburi. Si può osservare sulla figura 149 che in qualche caso gli strati sembrano formati da due o tre striature individuali quasi contigue tra loro. Si può vedere che le parti luminose di queste striature sono curve, essendo le concavità sempre dirette dalla parte dell'elettrodo positivo. Quando il tubo non ha un diametro uniforme, le stratificazioni sono più compresse nelle parti strette.

278. Goldstein⁴ e R.S. Willows⁵ ricercarono le condizioni che determinano le distanze tra le stratificazioni successive. Goldstein trovò che se d e d_0 rappresentano le distanze che separano le stratificazioni alle pressioni p e p_0 , si ha

1 De la Rue e Muller, *Phil. Trans.*, Parte I, 1878, p. 155.

2 E.C. Baly, *Phil. Mag.*, t. XXXV, 1893, p. 200.

3 Sir W. Crookes, *Proc. Roy. Soc.*, t. LXIX, 1902, p. 399.

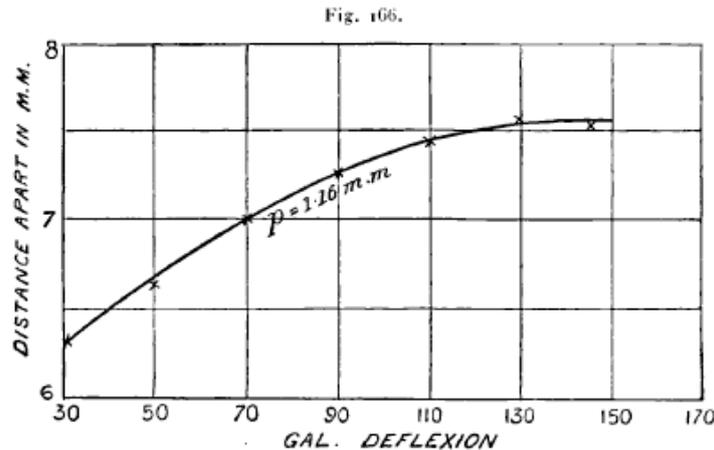
4 Goldstein, *Wied. Ann.*, t. XV, 1882, p. 277.

5 Willows, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. X, 1900, p. 302.

$$\frac{d}{d_0} = \left(\frac{p_0}{p} \right)^m$$

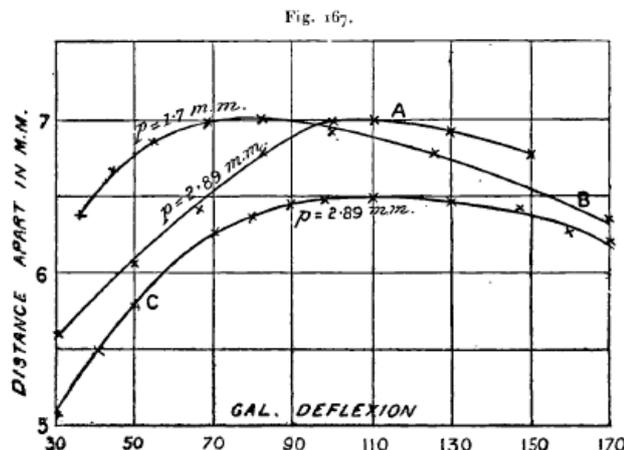
essendo m inferiore a 1 (confrontare §266). La distanza tra le stratificazioni cresce quando la pressione diminuisce, ma la variazione relativa della distanza è inferiore di quella relativa della pressione.

Willows trovò che, nell'azoto, la distanza tra le striature cresceva con la corrente. Se si inizia con la corrente più piccola capace di mantenere la scarica, la distanza tra le striature aumenta dapprima molto rapidamente con essa; ma quando la corrente cresce ancora, lo fa meno velocemente; la figura 166 mostra la relazione tra la distanza delle striature nell'azoto e la corrente.



Nell'idrogeno la distanza tra le stratificazioni aumenta dapprima con la corrente, passa per un massimo, poi un aumento di corrente ne provoca la diminuzione; più bassa è la pressione, minore è la corrente che rende la distanza tra le striature massima. Per pressioni molto basse questa corrente può essere molto poco superiore alla più piccola corrente compatibile con una scarica continua; con tali pressioni, il periodo per il quale un aumento di corrente provoca la formazione delle stratificazioni può quindi essere appena visibile. La figura 167 dà, per un tubo del diametro di 12mm riempito di idrogeno, la relazione tra la corrente e la distanza delle stratificazioni. Gli elettrodi erano costituiti nel caso delle curve A e B da fili di alluminio, nel caso C da dischi dello stesso metallo.

Se si confrontano questi risultati con quelli relativi allo spessore dello spazio oscuro, vediamo che nelle stesse condizioni di pressione e corrente, la distanza tra gli strati è considerevolmente più grande dello spessore dello spazio oscuro.



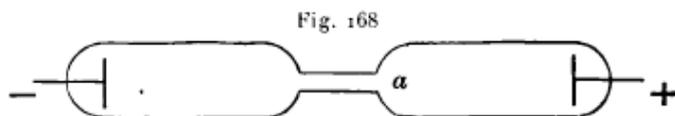
Influenza della natura del gas

280. Secondo Willows, le distanze tra le stratificazioni nei diversi gas e nelle stesse condizioni di pressione e di corrente non sono molto diverse. Per pressioni di 1 mm e $0,5\text{ mm}$, esse sono tuttavia un poco più grandi nell'idrogeno che nell'aria o nell'azoto. La variazione di distanza sotto l'influenza della pressione è tuttavia più grande nei gas densi che nell'idrogeno. L'intervallo di pressione per il quale si ottengono stratificazioni è più esteso in quest'ultimo gas che nell'aria.

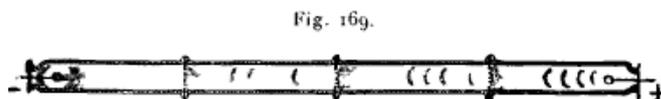
281. Le stratificazioni si producono molto più facilmente all'estremità negativa della colonna positiva. Così, se si riduce gradualmente la pressione in modo da provocarne la formazione, la prima apparenza stratificata che si otterrà consisterà nella formazione di un solo strato all'estremità della colonna positiva; poi stratificazioni successive si formeranno fino a che l'intera colonna sia stratificata. Le stratificazioni all'estremità negativa della colonna positiva restano sempre isolate. Le loro distanze tra gli strati vicini sono sempre superiori alla distanza media; esse sono pure più brillanti.

Effetto prodotto da una strozzatura brusca del tubo a scarica

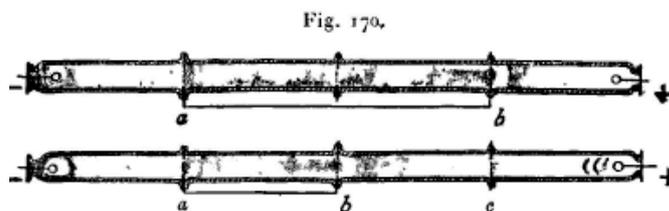
282. Goldstein¹ trovò che in un tubo che presenta una strozzatura come quella mostrata (fig. 168), l'estremità di quest'ultima vicino all'anodo, si comporta come un catodo; si può osservare, in a , uno spazio oscuro, una luce negativa e uno spazio scuro di Faraday; questi elementi sono influenzati da un campo magnetico esattamente come se fossero dovuti a un catodo metallico.



Lehmann² fece una serie di esperienze disponendo nel tubo a scarica diaframmi perforati. Trovò sul lato del diaframma vicino all'anodo, la luce negativa e lo spazio scuro di Faraday. Lo spazio oscuro catodico era tuttavia assente. Nelle esperienze rappresentate (fig. 169) il diaframma era in porcellana.



Fece pure altre esperienze con tubi muniti di parecchi diaframmi metallici perforati. Questi diaframmi erano collegati a fili saldati attraverso le pareti del tubo e collegabili pure tra loro in diversi modi. La figura 169 rappresenta l'aspetto della scarica quando tutti i diaframmi sono isolati. Dalla parte di ogni diaframma girati verso l'anodo si osserva una luce negativa e uno spazio scuro di Faraday, ma non uno spazio oscuro catodico.



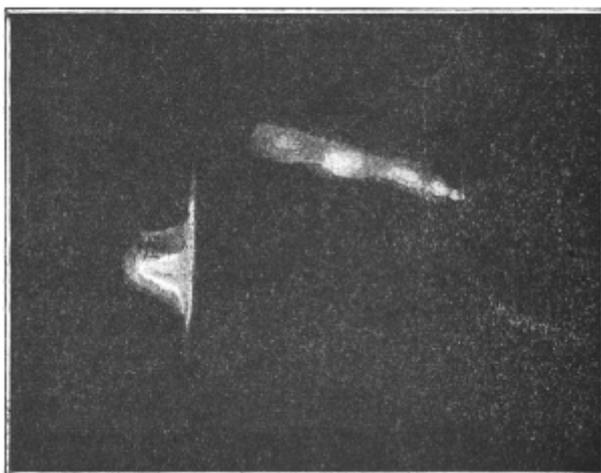
Tuttavia, se si uniscono due dei diaframmi collegandoli con un filo metallico esterno al tubo, come mostra la figura 170, vi è sempre luce negativa ma nessuno spazio oscuro alla destra dei diaframmi a e c , vi è uno spazio oscuro ben definito alla destra di b . In questo caso, una parte di

1 Goldstein, *Wied. Ann.*, t. XI, 1880, p. 832.

2 Lehmann, *Ann. der Phys.*, t. VII, 1902, p. 1

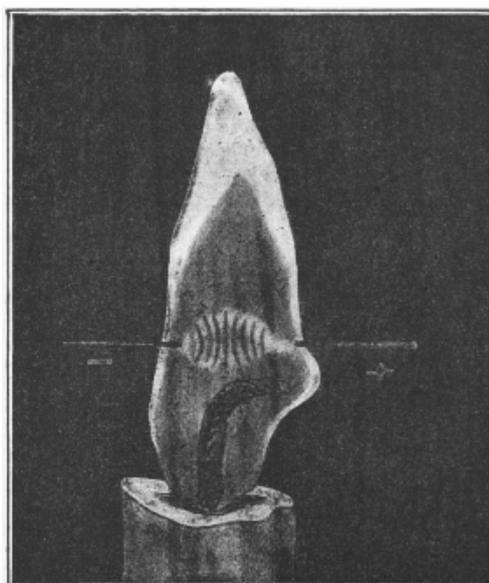
corrente, invece di attraversare il tubo passa all'esterno per il filo e in *b* ripassa nel gas come fa al catodo *k*. Per l'altro diaframma, possiamo supporre che la corrente passi attraverso i fori.

Fig. 171.



283. Alternanze nella luminosità della scarica, simili in apparenza a quelle osservate nella colonna positiva stratificata a bassa pressione, si presentano in certi casi di scarica attraverso gas a pressione atmosferica. Così Tüpler¹ ha trovato che se si scaricano parecchie grandi bottiglie di Leyda attraverso un intervallo esplosivo, ponendo tra le estremità una sostanza semi isolante come il basalto, la parte della scarica compresa tra l'elettrodo negativo e la placca presenta stratificazioni distinte. La figura 171 riproduce una figura di Tüpler. La scarica di una bobina di induzione attraverso la fiamma di una candela produce una scarica brillante attraversata da spazi oscuri, come rappresentato in figura 172.

Fig. 172.



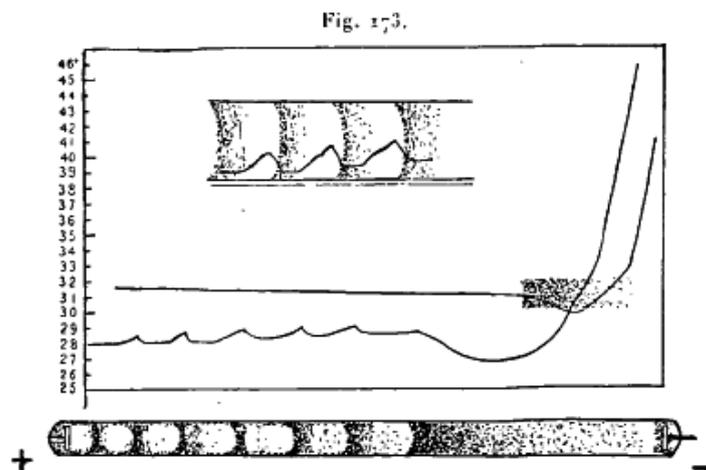
Distribuzione della temperatura lungo la scarica

284. La temperatura media del gas in un tubo attraverso il quale passa una scarica luminosa è frequentemente inferiore a 100°. Così E. Wiedemann² mostrò che la temperatura media dell'aria a

1 Tüpler, *Wied. Ann.*, t. LXIII, 1897, p. 109.

2 E. Wiedemann, *Wied. Ann.*, t. VI, 1879, p. 298.

una pressione di 3mm in un tubo attraversato da una scarica luminosa era inferiore a 100° . Hittorf¹ misurò la temperatura in un tubo a scarica in tre punti: (1) nella colonna positiva, (2) nella luce negativa e (3) nello spazio oscuro di Crookes. Trovò che in (3) essa era la più elevata e in (1) era la più bassa. E. Wiedemann² mostrò che la distribuzione della temperatura lungo il tubo dipendeva essenzialmente dalla pressione e a bassa pressione la temperatura del catodo era superiore a quella dell'anodo, si osservava l'inverso a pressioni superiori a 26mm . Wood³ fece uno studio molto completo delle temperature in un tubo a scarica per mezzo del bolometro che, fluttuando su una colonna di mercurio, poteva essere portato in una posizione qualunque nel tubo. Trovò che in una scarica priva di stratificazioni, la temperatura è costante nella colonna positiva, diminuisce nello spazio scuro di Faraday, passa per un minimo all'estremità anodica della luce negativa, poi cresce rapidamente nello spazio oscuro vicino al catodo. Nella scarica stratificata, la temperatura è più grande nelle parti luminose che in quelle scure. In nessun caso il bolometro indicò temperature superiori a 100° . La temperatura del bolometro è naturalmente la temperatura media di tutte le molecole comprese nello spazio significativo, e il fatto che la temperatura media è piccola non deve impedire a un certo numero di molecole di avere un'energia cinetica molto superiore a quella che corrisponde alla temperatura così data. Le curve della figura 173 danno la distribuzione delle temperature lungo un tubo, in una scarica e senza stratificazioni. Si può vedere, confrontando queste curve con quelle che rappresentano la distribuzione della forza elettrica, che esse sono molto simili. Il lavoro effettuato dalla corrente in ogni punto del suo percorso è proporzionale al prodotto della corrente per la forza elettrica; o essendo la corrente costante, se tutto il lavoro è convertito in calore, le curve che rappresentano la temperatura saranno simile a quelle che descrivono le forze elettriche. Siccome ciò è approssimativamente esatto, ne concluderemo che nei tubi dove la pressione è moderata, la maggior parte del lavoro elettrico appare sotto forma di calore nel gas e in punti vicini a quelli dove è prodotto.



Azione di un campo magnetico sulla scarica

285. Bisogna considerare separatamente l'azione di una forza magnetica sulle diverse parti della scarica. Inizieremo dalla luce negativa. Plücker⁴ mostrò che sotto l'azione di un campo magnetico la luminosità si distribuisce come un insieme di fili di ferro il cui movimento sarebbe interamente libero; così, il limite brillante della luce negativa coincide con le linee di forza magnetiche passanti per l'estremità dell'elettrodo negativo.

Le figure 174, 175 e 176, tratte dalle Memorie di Plücker, mostrano questo fenomeno. Nelle figure 174 e 175, le linee di forza magnetiche sono dirette trasversalmente rispetto alla corrente;

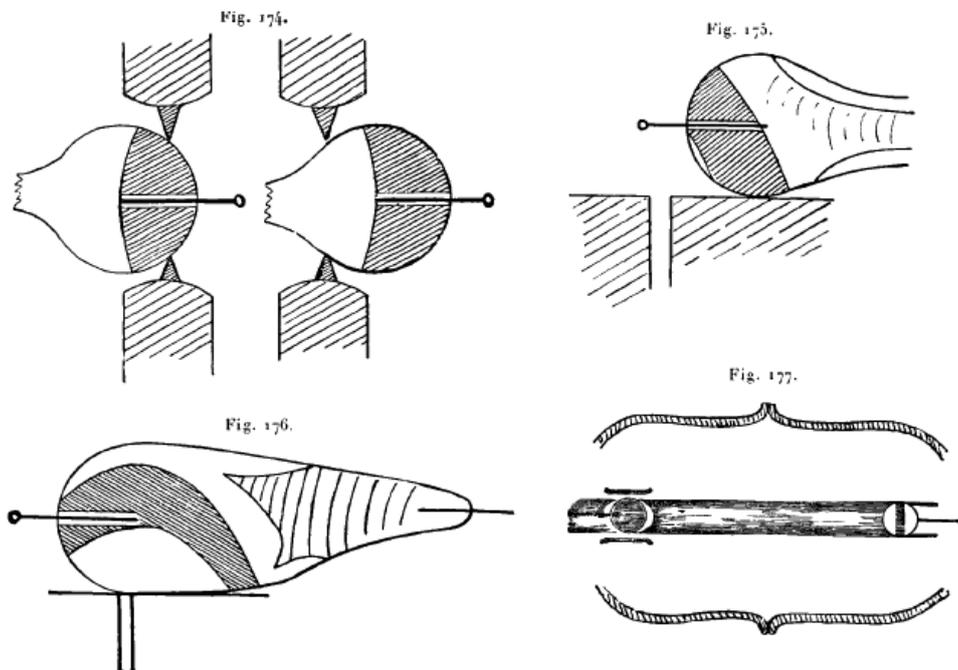
1 Hittorf, *Wied. Ann.*, t. XXI, 1884, p. 128.

2 E. Wiedemann, *Wied. Ann.*, t. X, 1880, p. 202.

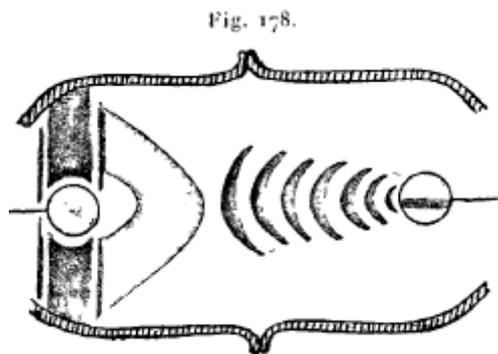
3 Wood, *Wied. Ann.*, t. LIX, 1896, p. 238.

4 Plücker, *Pogg. Ann.*, t. CIII, 1858, p. 88.

nella figura 176 esse sono più o meno nella sua direzione. La luce negativa si comporta come se fosse dovuta a qualcosa che si sposterebbe lungo le linee di forza magnetiche. Se la direzione della forza magnetica è la stessa di quella delle linee della scarica, la luce negativa si estende più lontano nel tubo e la colonna positiva è respinta; se la forza magnetica è ad angolo retto sul tubo, la luce negativa segue le linee di forza attraverso il tubo e non si estende così lontano come in assenza di un campo magnetico; la colonna positiva si estende più lontano nel tubo dalla parte del catodo, e se essa è striata, appariranno nuove stratificazioni.



Le figure 177 e 178, dovute a Lehmann¹, rappresentano questi fenomeni, la figura 177 corrisponde al caso in cui la forza magnetica è diretta lungo il tubo e la figura 178 al caso in cui è trasversale.



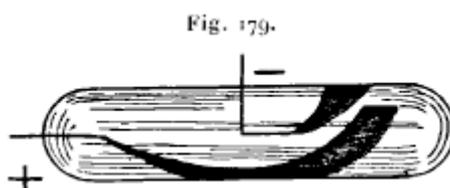
286. La forza magnetica influisce sulla disposizione della luminosità alla superficie del catodo così come sulla traiettoria attraverso il gas. Così Hittorf² trovò che quando l'elettrodo negativo è formato da un disco piano e verticale e il tubo a scarica disposto in modo tale che l'asse del disco sia situato tra i poli di una potente elettrocalamita, il disco non è luminoso, salvo nel punto più basso dalla parte più vicina, conformemente alla direzione della forza magnetica. In un'altra esperienza Hittorf, utilizzando come catodo un tubo metallico del diametro di 1 cm circa, trovò che quando il suo asse era perpendicolare alla linea congiungente i poli di un'elettrocalamita, era privato della luminosità vicino ai punti in cui la normale era perpendicolare alle linee di forza

1 Lehmann, *Ann. der Phys.*, t. VII, 1902, p. 1.

2 Hittorf, *Pogg. Ann.*, t. CXXXVI, 1869, p. 221.

magnetiche. Questi due risultati sono quelli che si potevano prevedere supponendo che la luminosità è dovuta alle particelle emesse normalmente al catodo. Schuster¹ ha pure studiato l'effetto di un campo magnetico sulla disposizione della luminosità alla superficie del catodo.

287. La colonna positiva è pure influenzata dal campo magnetico; l'effetto è di incurvarla secondo una curva che richiama la traiettoria di una particella positiva sottoposta al campo magnetico e al campo elettrico che esiste nel tubo (vedere §51). Quando la luminosità negativa è deviata, la colonna positiva si ricurva dalla parte in cui raggiunge le pareti del tubo. La figura 179, dovuta a Lehmann, rappresenta questo fenomeno. Spesso uno spazio scuro separa le estremità della luminosità negativa e della colonna positiva come se i punti in cui la prima incontra le pareti del contenitore si comportassero come un catodo secondario.



Influenza di una forza magnetica sulle stratificazioni

288. Spottiswoode, Moulton² e Goldstein³ hanno studiato con molta cura l'influenza di un campo magnetico sulle stratificazioni; essi giunsero a questa conclusione che le parti brillanti delle stratificazioni si orientano come la luce negativa secondo le linee di forza magnetiche. Ogni parte brillante prende la direzione di quella che la attraversa ed è separata dalle sue vicine da uno spazio scuro. Siccome si sono ricavate da questo fenomeno importanti deduzioni, riprodurremo le descrizioni date da Spottiswoode, Moulton e Goldstein.

I primi si esprimono così: “Se si fa agire una calamita su una colonna che presenta stratificazioni, non si osserva un semplice spostamento in blocco della colonna, come avverrebbe se la scarica passasse in linea retta da un elettrodo all'altro, infilando gli strati al suo passaggio. Al contrario, ognuna di esse subisce una rotazione o una deformazione. Tutto avviene come se le striature marcassero il limite di correnti flessibili che si originano nella parte anteriore brillante della striatura precedente per terminare nella parte scura interiore della striatura considerata”.

Il fenomeno è molto caratteristico quando, in assenza del campo magnetico, la luce negativa penetra già profondamente nella luce positiva al di là della prima stratificazione.

L'estremità della luminosità negativa è allora più lontana dal catodo della prima stratificazione, o come se il vuoto è più elevato della seconda o della terza.

Sotto l'azione della forza magnetica, l'estremità della luce negativa si ricurva fino al catodo, seguendo l'ultima curva magnetica che passa per esso, poi separata da esso da un intervallo scuro si osserva una curva seguendo la quale di ricurvano tutti i raggi della prima stratificazione e così di seguito per la seconda, ecc.

289. Paalzow e Neesen⁴, che studiarono l'azione di un campo magnetico sull'anticipo o il ritardo della scarica, trovarono che quando le linee di forza sono parallele alla direzione di questa, la natura dell'effetto prodotto dipende dalla pressione. Se p_0 è la pressione per la quale la scarica inizia a passare, p_m la pressione per la quale la corrente nel tubo è massima, e p_n la più piccola pressione per la quale passa la scarica, la forza magnetica per pressioni comprese tra p_0 e p_m ritarda la scarica, mentre per pressioni comprese tra p_m e p_n la favorisce. Il campo magnetico produce in questo caso lo stesso effetto di un aumento di pressione. Si ottengono risultati analoghi se è l'anodo ad essere soggetto alla forza magnetica. Se lo è solo il catodo, i risultati precedenti sono validi solo se il

1 Schuster, *Proc. Roy. Soc.*, t. XXXVII, 1884, p. 317.

2 Spottiswoode e Moulton, *Phil. Trans.*, parte I, 1879, p. 205.

3 Goldstein, *Wied. Ann.*, t. XI, 1880, p. 850.

4 Paalzow e Neesen, *Wied. Ann.*, t. LXIII, 1897, p. 209.

campo è debole. Se il campo è intenso, si hanno proprio i risultati inversi. Il campo magnetico produce lo stesso effetto di una diminuzione di pressione.

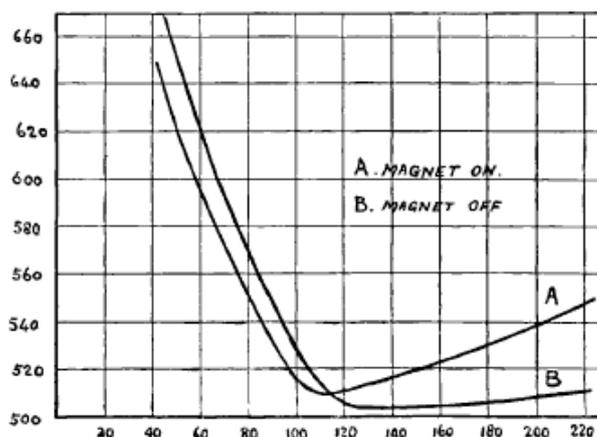
Quando le linee di forza magnetiche sono perpendicolari alla scarica, il campo magnetico la ritarda, qualunque sia la pressione. Questi fisici trovarono che l'azione del campo magnetico non è istantanea e che richiede parecchi secondi prima di produrre il suo effetto normale. Questo ritardo si presenta molto spesso nei tubi a scarica. Lo si può in genere spiegare con gli effetti prodotti dalle scariche precedenti. Siccome è più facile a una scarica passare dopo un'altra che attraversare per prima il tubo, il campo magnetico può essere incapace a impedirne il passaggio, se una scarica intensa ha attraversato il tubo, qualche istante prima, essendo in grado di impedire la produzione della prima.

L'autore ha mostrato, parecchi anni fa, che un campo magnetico trasversale rendeva difficile la scarica in un tubo senza elettrodi, mentre un campo longitudinale la facilitava.

290. Willows¹, che studiò l'azione prodotta da un campo magnetico trasversale sulla differenza di potenziale tra le estremità di un tubo a scarica contenente un gas a bassa pressione, trovò i seguenti risultati.

Se la forza magnetica è localizzata vicino al catodo, la differenza di potenziale necessaria al passaggio della scarica è diminuita dal campo magnetico quando la pressione è bassa e aumentata quando è più elevata. Le curve della figura 180 rappresentano questo effetto. La scala delle pressioni è tale che 223 rappresenta una pressione di 1mmHg, la pressione per la quale la curva corrispondente a quanto si ottiene con campo magnetico taglia quella che corrisponde all'assenza del campo, cresce quando la forza magnetica aumenta e diminuisce quando la corrente che attraversa il tubo decresce. Quando il campo magnetico è localizzato in un punto del tubo, salvo al catodo, esso aumenta sempre la differenza di potenziale.

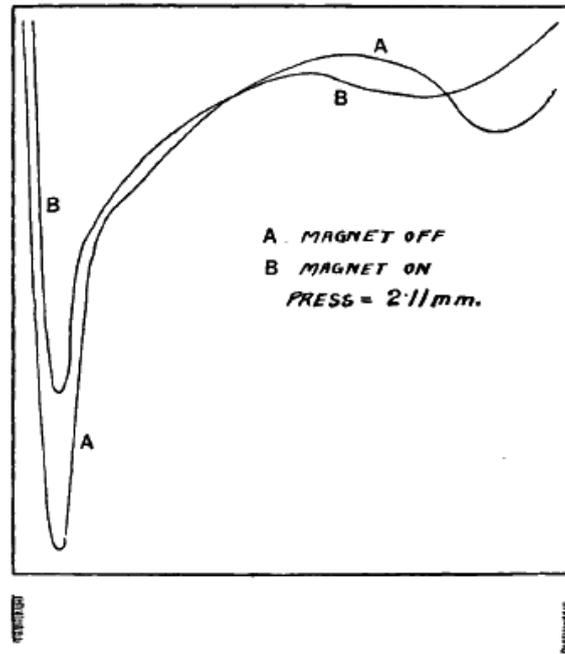
Fig. 180.



Willows studiò pure l'azione di un campo magnetico trasversale e uniforme sulla distribuzione della forza elettrica tra i poli. Le curve (fig. 181) rappresentano i risultati di queste esperienze. Il campo magnetico diminuisce in una proporzione considerevole la caduta della forza elettrica che si osserva nella luce negativa.

¹ Willows, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. I, 1901, p. 250.

Fig. 181.

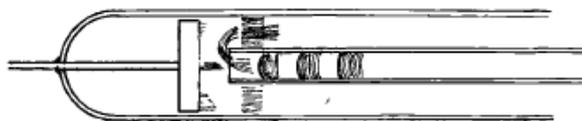


291. Birkeland¹ trovò che con un tubo contenente un gas a pressione molto bassa, una forza magnetica intensa parallela alle linee della scarica diminuisce in una proporzione considerevole la differenza di potenziale necessaria al passaggio della scarica. Questo, quando la forza magnetica vicina al catodo raggiungeva un valore critico, era dieci volte più piccola del previsto. Almy² mostrò che questo effetto è prodotto sia da una forza magnetica longitudinale sia da una forza magnetica trasversale, e che la diminuzione brusca di potenziale si accompagna a un cambiamento di aspetto della scarica.

Il campo magnetico modifica la forma della scarica, che, invece di ricoprire tutto il catodo, dà uno o più fasci brillanti. Si può provocare questa modifica, così come la diminuzione della differenza di potenziale tra gli elettrodi, senza impiegare calamite, ricoprendo l'esterno del tubo vicino al catodo con un foglio di stagno collegato a quest'ultimo. Almy fece vedere che l'effetto prodotto dalla calamita non è dovuto alle cariche statiche che si accumulano sulle pareti di vetro del tubo, mostrando che lo si osserva pure quando il catodo è disposto all'interno di un cilindro metallico che si impiega come anodo.

292. Abbiamo già descritto le forme presentate dalla scarica quando gli elettrodi sono vicini. La figura 182, che rappresenta un'esperienza fatta da Wiedemann³, ne dà una modifica interessante. L'anodo è racchiuso in un tubo di vetro stretto penetrante nello spazio oscuro catodico. Si può osservare che la luminosità positiva si ricurva uscendo dal tubo e riunendosi alla luce negativa.

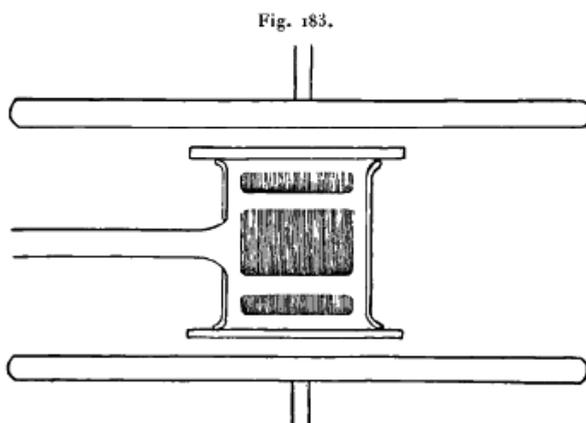
Fig. 182.



1 Birkeland, *Comptes rendus*, t. CXXVI, 1898, p. 586.
 2 Almy, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. XI, 1901, p. 183.
 3 Wiedemann, *Wied. Ann.*, t. LXIII, 1897, p. 242.

Scarica prodotta da forze elettromotrici di alta frequenza

293. E. Wiedemann ed Ebert¹, così come Himstedt² hanno fatto esperienze molto interessanti sulle scariche prodotte dalle forze elettromotrici molto rapidamente variabili attraverso la scarica di un condensatore. Nelle esperienze di Wiedemann ed Ebert gli elettrodi erano collegati alle estremità di un sistema di Lecher producente oscillazioni con periodo di circa 10^{-8} s. Nelle esperienze di Himstedt si impiegava un trasformatore di Tesla. La figura 183 mostra l'aspetto del tubo. Si può vedere che i due elettrodi presentano unicamente i fenomeni che si osservano al catodo; cioè lo spazio oscuro, la luminosità negativa e lo spazio scuro di Faraday, ma non la luce positiva. A quest'ultima corrisponde la luminosità che si può osservare nel mezzo del tubo e che scompare a pressione molto bassa. Lo spessore dello spazio oscuro vicino agli elettrodi diminuisce al crescere della frequenza di oscillazione.



294. La descrizione data in precedenza della scarica stabile attraverso i gas a bassa pressione mostra quanto complicata sia la sua struttura.

Noi abbiamo: lo spazio oscuro catodico, la luminosità negativa, lo spazio scuro di Faraday e la colonna positiva; in queste diverse regioni la forza elettrica ha valori molto diversi. Le variazioni di X , forza elettrica lungo le linee di scarica, implicano una distribuzione dell'elettricità libera corrispondente a una densità proporzionale a dX/dx : infatti l'elettricità libera deve, per accumulare gli ioni, andare da un punto del tubo a un altro, e questo processo richiede un intervallo di tempo finito. Se l'elettricità arriva agli elettrodi del tubo con una grande rapidità, come per esempio nel momento della scarica di una potente batteria di bottiglie di Leyda, la differenza di potenziale tra gli elettrodi potrà raggiungere un valore molto alto prima che gli ioni abbiano avuto il tempo di prendere la distribuzione che corrisponde a una corrente permanente. In un tale caso, l'intero tubo potrà essere soggetto a un campo elettrico molto intenso e approssimativamente uniforme, sufficientemente intenso per permettere agli ioni positivi di produrre altri ioni per collisione. La corrente raggiungerà rapidamente valori molto grandi e la scarica presenterà l'aspetto di una colonna luminosa uniforme che va da un elettrodo all'altro e senza alcuna struttura di una scarica stabile.

Relazione tra la corrente e la differenza di potenziale. Curve caratteristiche

295. La relazione tra la corrente che passa attraverso il tubo e la differenza di potenziale tra gli elettrodi è spesso molto complessa. Essa dipende dalla pressione, dalle dimensioni e dalla forma del tubo.

Ecco ciò che si deve osservare: un aumento di corrente aumenta la caduta catodica e diminuisce

1 E. Wiedemann ed Ebert, *Wied. Ann.*, t. L, 1893, pp.1, 221.

2 Himstedt, *Wied. Ann.*, t. LII, 1894, p. 473.

il gradiente di potenziale lungo la colonna positiva.

La differenza di potenziale totale tra gli elettrodi crescerà o diminuirà secondo l'importanza relativa di questi effetti. Per certi valori della corrente, un aumento di quest'ultima implicherà un aumento della differenza di potenziale; per altri, per esempio, quando la corrente è intensa e passa come in un arco, a un aumento di corrente corrisponderà una riduzione della differenza di potenziale. Si indica spesso con il nome di *curva caratteristica* quella avente per ordinate la differenza di potenziale tra gli elettrodi e per ascisse la corrente corrispondente. Quando essa è nota, si può calcolare il valore della corrente al quale darà luogo una forza elettromotrice esterna nota.

Così, sia E_0 il valore della forza elettromotrice della batteria, R la resistenza dei conduttori, i la corrente nel tubo. La forza elettromotrice tra gli elettrodi è $E_0 - Ri$, e se $E = f(i)$ è l'equazione della curva caratteristica, abbiamo

$$E_0 - Ri = f(i)$$

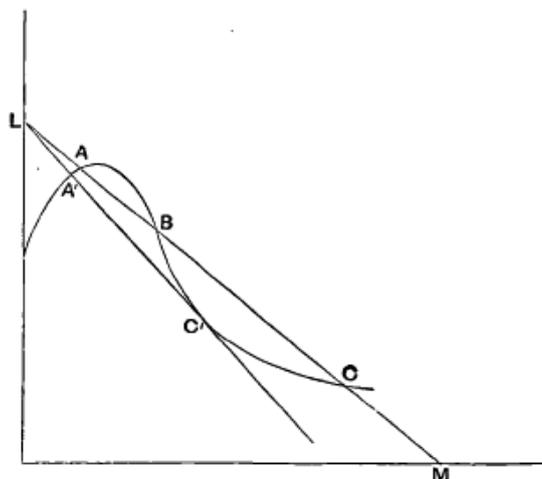
che determina i e di conseguenza E , differenza di potenziale tra gli elettrodi. Siccome non si conosce l'espressione algebrica di $f(i)$ comprendente tutti i valori di corrente, si impiega una soluzione grafica.

Sia ABC la curva caratteristica; tracciamo la retta LM avente per equazione

$$E = E_0 - Ri$$

i punti dove essa interseca la curva danno i valori possibili di i e di E , corrente attraverso il tubo e differenza di potenziale tra le sue estremità. Alcuni di questi valori possono corrispondere a valori instabili e non essere realizzabili. Per trovare i punti che corrispondono a valori stabili o instabili, possiamo procedere così. Se la corrente aumenta di δi , l'aumento della forza elettromotrice che deve superare la batteria è $R\delta i + \frac{dE}{di}\delta i$ o $(R + \frac{dE}{di})\delta i$, se $R + \frac{dE}{di}$ è positivo, abbiamo una forza elettromotrice non compensata nel circuito e tendente a diminuire la corrente, che, di conseguenza, vedrà bloccato il suo aumento; saremo quindi in una regione stabile. Se al contrario $R + \frac{dE}{di}$ è negativo, abbiamo una forza elettromotrice tendente ad aumentare ancora la corrente e le condizioni di funzionamento saranno instabili. Così, affinché la scarica sia stabile, $R + \frac{dE}{di}$ deve essere positivo. Questa condizione è stata data per la prima volta da Kaufmann¹. Vediamo così che quando la scarica è stabile, la retta $E = E_0 - Ri$ deve essere nel punto in cui taglia la curva caratteristica più inclinata della tangente a quest'ultima. Tra i punti A, B, C dove taglia la curva (fig. 184), A e C sono stabili e B instabile.

Fig. 184.



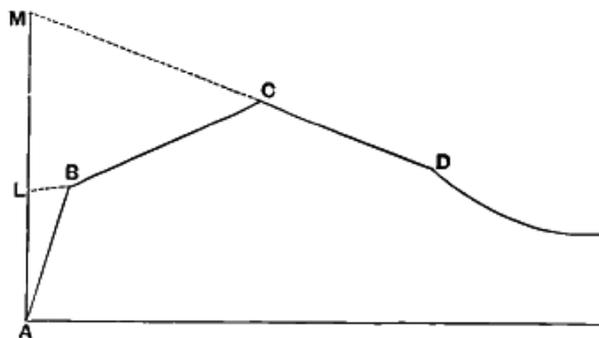
¹ Kaufmann, *Ann. der Phys.*, t. II 1900, p. 158.

Lo stato delle cose rappresentato da un punto P della curva caratteristica dove la tangente è inclinata verso il basso, non può esistere se non vi è nel circuito esterno una resistenza superiore a quella rappresentata dalla tangente dell'angolo che la tangente alla curva forma in P con l'asse orizzontale.

Se la forza elettromotrice esterna è data e se si fa crescere gradualmente la resistenza esterna, la retta LM si inclinerà sempre più, C si sposterà verso sinistra e la corrente, di conseguenza, diminuirà. Quando la sua inclinazione diverrà sufficiente perché essa divenga tangente alla curva in C', si raggiungeranno le condizioni limite. Nessun aumento di corrente permetterà di ottenere le condizioni alle quali corrisponde A', le sole possibili perché si ottenga l'equilibrio. Quando si passa per la posizione per la quale la retta è tangente alla curva, si osserva un cambiamento brusco di corrente e della natura della scarica. Così, se la parte BC della curva corrisponde a una scarica luminosa, la parte A a una scarica oscura, vediamo che nel caso di una scarica luminosa vi è, per un valore dato della forza elettromotrice esterna, un valore minimo della corrente. Se si riduce questa al di sotto di questo valore, la scarica cesserà di essere brillante.

Se la curva caratteristica è della forma data (fig. 185), che nelle parti non rettilinee non differisce molto da quella che corrisponde alla scarica ottenuta con un catodo di calce incandescente, AB corrisponde alla scarica oscura, BC alla scarica che presenta una luminosità anodica senza luminosità catodica, CD alla scarica con luminosità catodica e infine DE alla scarica da arco. Vediamo che si può ottenere la parte AB per non importa quale valore di E_0 dando a R dei valori opportuni e per tutti i valori di R dando pure a E_0 valori corrispondenti. La parte BC può essere ottenuta con tutti i valori di E_0 superiori a AL e dando a R valori determinati e per qualsiasi valore di R se si dà a E_0 un valore corrispondente. Quanto alla parte CD, si può soltanto ottenerlo quando la resistenza esterna è superiore alla tangente dell'angolo che CD forma con l'orizzontale e quando la forza elettromotrice esterna è superiore a AM.

Fig. 185.



Rieke ha dato negli *Annalen der Physik*, t. IV, 1901, p. 592 alcuni esempi interessanti di curve caratteristiche corrispondenti a scariche nei gas a bassa pressione.

Cap. 17. - Teoria della scarica attraverso i tubi a bassa pressione

296. Applichiamo ora la teoria della scarica distruttiva alla spiegazione di alcuni dei fenomeni che si osservano quando la scarica passa attraverso un tubo contenente un gas a bassa pressione. Abbiamo considerato la scarica distruttiva come avente per origine la ionizzazione del gas provocata dal moto degli ioni; i piccoli ioni negativi, *i corpuscoli*, aventi un potere ionizzante più considerevole dei positivi la cui massa è più grande. Tuttavia, se la ionizzazione, in un campo elettrico che non è esposto a un agente ionizzante esterno, come i raggi di Röntgen, era dovuta solo alle collisioni tra i corpuscoli e le molecole, non potremo avere una corrente continua attraverso il gas. Supponiamo che all'inizio vi siano alcuni corpuscoli tra gli elettrodi; se l'elettrodo negativo è a destra, il campo elettrico sposterà i corpuscoli verso sinistra e se è abbastanza intenso, vi sarà ionizzazione tra l'elettrodo positivo e il punto da cui sono partiti i primi corpuscoli. I nuovi corpuscoli prodotti in seguito alle collisioni dei primi con le molecole del gas, produrranno a loro volta nuovi ioni, ma tutti si formeranno a sinistra del punto da cui si sono originati i primi. Vi sarà così un trasporto graduale di corpuscoli verso l'elettrodo positivo, mentre il gas attorno all'elettrodo negativo si impoverirà un poco alla volta in corpuscoli e finirà per non essere più conduttore. Non sarà più ionizzato quando tutti gli ioni negativi avranno raggiunto l'elettrodo positivo.

Abbiamo visto che in un gas qualunque si produce una ionizzazione spontanea e si può ammettere che questo processo fornisce una certa quantità di ioni negativi che si moltiplicano rapidamente a causa dei loro urti contro le molecole del gas fornendo così un numero di portatori sufficiente a permettere il passaggio di corrente. Se le cose stanno così, la differenza di potenziale tra gli elettrodi dovrà variare rapidamente; in realtà la variazione è molto piccola.

Così pure per la corrente, sotto una differenza di potenziale data, dipenderà dal valore della ionizzazione spontanea, cioè sarà indipendente dal campo elettrico: ora, possiamo aumentare quella di parecchie centinaia di volte il suo valore esponendo il tubo a scarica all'azione dei raggi di Röntgen senza produrre alcun aumento apprezzabile della corrente attraverso il gas. Per rendere conto dei fenomeni della scarica, dobbiamo ammettere una ionizzazione dovuta al campo elettrico stesso e confinata vicino al catodo. Possiamo supporre che questa ionizzazione sia prodotta dagli ioni positivi e che, sebbene questi necessitino di una maggiore quantità di energia dei corpuscoli per divenire capaci di ionizzare, il campo molto intenso che esiste vicino al catodo basta a comunicare loro, quando sotto la sua azione si avvicinano, tutta l'energia di cui hanno bisogno.

Gli ioni positivi dotati di un moto rapido possono produrre nuovi ioni negativi in numerosi modi. I due seguenti sovengono naturalmente: 1° gli ioni positivi ionizzano per collisione le molecole del gas vicino al catodo; 2° gli ioni positivi, urtando la superficie di questo, gli comunicano un'energia sufficiente affinché i corpuscoli compresi nello strato di metallo vicino alla sua superficie possano liberarsi come potrebbero fare se il metallo fosse portato all'incandescenza.

Le conseguenze saranno le stesse, qualunque sia l'ipotesi ammessa. A causa dell'aumento considerevole dell'intensità del campo elettrico nella immediata vicinanza della superficie del catodo, l'energia cinetica che possiedono allora gli ioni positivi quando si avvicinano è di molto superiore a quelle che essi hanno quando si trovano ancora a una piccola distanza; di conseguenza, la ionizzazione risultante dalle collisioni di ioni positivi contro le molecole del gas sarà confinata praticamente in uno strato di gas localizzato alla superficie del catodo. La luminosità che si estende sul catodo indica la sede di questa ionizzazione. Così quindi, supponendo che gli ioni positivi producano l'uno o l'altro di questi due effetti, abbiamo ioni negativi che partono dalla regione vicina alla superficie del catodo.

Questi ultimi sono trasportati lontano da esso dal campo elettrico e acquistano rapidamente velocità tali da ionizzare il gas che attraversano; essi provocano così la formazione di un

supplemento di ioni positivi che sono attratti verso il catodo dal campo elettrico e che producono a loro volta nuovi ioni negativi.

In questa ipotesi, gli ioni positivi e negativi sono, in questo spazio contiguo al catodo, in una dipendenza reciproca. Se si sopprimono gli uni, gli altri diminuiscono. L'esperienza, rappresentata in figura 140, ne dà un esempio evidente: un ostacolo disposto nello spazio oscuro porta ombra in avanti e indietro; arresta infatti il movimento degli ioni positivi verso una parte del catodo (la parte sulla quale fa ombra); questa porzione non può più emettere ioni negativi e cessa infatti di agire come elettrodo.

La scarica si può produrre quando gli ioni positivi si comportano come ionizzanti nella regione vicina al catodo, anche se essi fossero incapaci di provocare la formazione di nuovi ioni nelle altre parti del campo.

Il campo elettrico non ha quindi bisogno di essere intenso se non nelle vicinanze del catodo; nelle altre parti del tubo non è utile che raggiunga il valore necessario perché i corpuscoli producano nuovi ioni. Questa concentrazione del campo elettrico al catodo comporta una grande concentrazione di ioni e questo accumulo richiede un certo tempo per prodursi. Se il gas, all'inizio, contiene solo un piccolo numero di ioni e se il campo elettrico è applicato per un breve intervallo, questo accumulo di ioni non ha avuto il tempo di prodursi e il campo è approssimativamente uniforme da un elettrodo all'altro; se la scarica avviene in queste condizioni, la forza elettrica deve essere sufficiente lungo l'intera scarica perché gli ioni positivi possano provocare la formazione di nuovi ioni. In questo caso la scarica non presenterà le differenziazioni caratteristiche che si osservano nello stato stazionario. Una volta che la scarica è passata, può lasciare dietro di sé sufficienti ioni perché si possa produrre una nuova scarica qualche tempo dopo con una differenza di potenziale di molto inferiore. Siccome gli ioni positivi si muovono verso catodo, può succedere che il campo superi il valore medio nel resto del tubo.

Condizioni perché la scarica sia luminosa

297. Essendo la luminosità una delle caratteristiche più salienti della scarica, le condizioni che ne permettono la produzione presentano il massimo interesse. Abbiamo presentato in precedenza argomenti che permettono di credere che la produzione di luce non dipende unicamente dall'energia cinetica dei corpuscoli in movimento nel gas. Questa energia cinetica è indipendente dalla corrente fintanto che la forza elettrica rimane costante. Ora, la corrente, così come la differenza di potenziale, influisce sulla luminosità e, raddoppiando la densità di corrente, cioè il flusso dei corpuscoli che attraversano il gas, possiamo più che raddoppiare la luminosità. La sua brusca apparizione permette di supporre che il periodo della luminosità è raggiunto quando l'energia dell'atomo è giunta a un certo valore critico. Questo valore critico può essere ottenuto in seguito a una collisione contro un corpuscolo; se l'atomo, d'altra parte, può accumulare energia, può raggiungere questo valore critico aggiungendo i guadagni successivi di energia che ha potuto fare a causa delle collisioni di corpuscoli, sia con esso, sia con gli atomi vicini, all'apporto di energia che riceve proprio nel momento di divenire luminoso.

La spettroscopia fornisce numerosi esempi per i quali la densità di corrente di corpuscoli non modifica solo l'intensità, ma le caratteristiche stesse della radiazione. Questo fenomeno è soprattutto presentato dall'argon e da altri gas inerti. Se si diminuisce gradualmente la densità di corrente in un tubo a scarica contenente argon, la colorazione passa dal blu brillante al rosso brillante, e gli spettri sono interamente diversi. La forza elettrica varia molto poco durante questo tempo. Ho osservato che per una densità di corrente intermedia tra quella che dà una luce rossa e quella che dà una luce blu, si ha una diminuzione marcata della luminosità. Con una tale densità di corrente serve, per ottenere una fotografia dello spettro, una posa più lunga di quando la densità di corrente è minore o più considerevole.

In molti altri gas o vapori, si osservano variazioni analoghe dello spettro con la densità di corrente.

298. Un aumento della densità di corrente diminuisce spesso il valore della forza elettrica

necessaria alla produzione della luminosità. A un aumento della densità di corrente corrisponde un aumento del lavoro speso per unità di volume e per unità di tempo nel tubo a scarica e, di conseguenza, un aumento della temperatura del gas. Si può quindi tendere a credere che è la temperatura del gas che aumenta la luminosità. Credo questa opinione erronea. L'aumento della temperatura media è in effetti piccolo, inferiore a 200° C o 300° C, e possiamo con un bruciatore innalzare il tubo a una temperatura più elevata senza coinvolgere la luminosità. Quando il gas è così riscaldato, l'energia gli è fornita sotto forma di energia di traslazione delle molecole e benché secondo la legge di Boltzmann una certa frazione di questa sia trasformata in energia interna, la proporzione così trasformata sarà molto piccola se si confronta a quella da raggiungere per rendere il gas luminoso.

Le condizioni sono del tutto diverse quando il gas è scaldato da una scarica elettrica. In questo caso, a causa delle collisioni dei corpuscoli contro gli atomi del gas, la maggior parte dell'energia che è trasmessa all'atomo è dall'inizio sotto forma di energia interna, e sebbene quest'ultima sia infine trasformata in calore, l'energia interna media dell'atomo è per la stessa temperatura finale più grande che se l'energia venisse fornita al gas sotto forma calorifica e trasformata poi in energia interna. Se quindi la luminosità dipende dall'energia interna, lo stesso aumento di temperatura avrà un effetto maggiore quando esso sarà dovuto a una scarica elettrica che quando sarà ottenuto direttamente con metodi termici.

Il grande e subitaneo aumento che si osserva nel momento in cui si produce la luminosità, mostra che il gas, divenendo luminoso, emette ioni liberi. In un gas luminoso il numero di molecole che diventano luminose ed emettono ioni sia molto più grande di quelli che sono urtati dai corpuscoli.

La molecola può acquistare energia interna assorbendo la radiazione emessa nel momento dell'urto dei corpuscoli contro le molecole vicine, e questa energia si accumula fino a raggiungere il valore critico necessario per la luminosità e la ionizzazione. La ionizzazione di queste molecole è allora solo un effetto indiretto delle collisioni.

Origine dello spazio oscuro

299. Consideriamo ora più da vicino la ionizzazione prodotta dagli ioni negativi partiti dal catodo. I primi, che partono dalla superficie o vicino ad essa, sono, a causa del campo molto intenso che regna in questa regione, proiettati con una grande velocità. Sono raggi catodici con potere di penetrazione molto grande. Tali raggi non devono, su una lunghezza data dal loro percorso, produrre tanta ionizzazione pari a quelli che si muovono con una velocità minore. Consideriamo ora un corpuscolo formato in seguito alla collisione di uno dei precedenti contro una molecola vicina al catodo.

Questo corpuscolo secondario ha origine in un campo molto meno intenso di quello da cui il primo era partito; non raggiungerà quindi una velocità molto grande e corrisponderà a una specie di raggi catodici più facilmente assorbibili. Produrrà così molti più ioni per unità di lunghezza della sua traiettoria. Anche i corpuscoli prodotti da quelli primari o secondari a una distanza maggiore dal catodo saranno, a causa della loro velocità inferiore, più facilmente assorbibili e produrranno ancora un maggior numero di ioni per unità di lunghezza della loro traiettoria. La ionizzazione sarà quindi piccola nelle regioni dove il campo è intenso, vicino al catodo, ma essa crescerà rapidamente con l'avvicinarsi ai punti dove il campo è più debole.

Così, se la ionizzazione fosse accompagnata da luminosità, i punti vicini del catodo dove il campo elettrico è intenso saranno scuri, mentre la luminosità aumenterà con grande rapidità nei punti più lontani dal catodo dove il campo è meno intenso.

L'aumento sarà anche così rapido che il contrasto e la linea di demarcazione tra le parti scure e luminose saranno molto nette.

Questo contrasto netto che si può osservare tra l'illuminamento molto debole dello spazio scuro e quella della luce negativa, è un esempio della subitaneità con la quale la scarica diviene luminosa,

fenomeno al quale abbiamo già fatto allusione. Un debole aumento del campo elettrico o della corrente basta a segnare la differenza tra una scarica molto luminosa e una appena visibile.

La demarcazione tra una scarica oscura e una che non lo è dipende dalla densità della corrente nel flusso di corpuscoli così come dall'intensità del campo elettrico. Il limite della luce negativa verso il catodo sarà una superficie dove la densità della corrente è costante così come il potenziale. Per lungo tempo non vi sarà, quindi, davanti al catodo uno spazio non ricoperto dalla luce negativa, la densità di corrente rimarrà costante in tutta l'estensione di quest'ultima e ogni aumento della corrente totale attraverso il tubo sarà accompagnato da un aumento della parte del catodo ricoperta dalla luminosità negativa. Quando quest'ultima ricopre interamente il catodo, un aumento di corrente deve forzatamente corrispondere a un aumento della densità di corrente, il tutto accompagnato da un aumento considerevole della caduta catodica di potenziale. Una delle cause di questo aumento è la crescita della densità dell'elettricità libera nella regione che circonda il catodo. Questo aumento renderebbe più rapide le variazioni del potenziale elettrico quando ci si avvicina al catodo. La densità di corrente al catodo quando la luminosità negativa lo ricopre interamente è costante, e, come ha mostrato Stark¹, dipende dalla pressione. Essa cresce con questa per tutti i gas e H.A. Wilson² e Stark hanno mostrato che, per l'aria, essa le è proporzionale. Supponiamo che la scarica si produca tra due piastre parallele, perpendicolari all'asse x ; sia V il valore del potenziale a una distanza x dal catodo, ρ la densità dell'elettricità libera

$$\frac{d^2 V}{d x^2} = -4 \pi \rho$$

La struttura della regione che circonda il catodo dipende in prima approssimazione da λ , libero cammino medio degli ioni nel gas. Abbiamo quindi $V=f(x/\lambda)$, essendo f indipendente dalla pressione. Poiché $1/\lambda$ è proporzionale a p , possiamo scrivere

$$V = F(x p) = F(\xi)$$

da cui

$$\frac{d^2 V}{d x^2} = p^2 \frac{d^2 F}{d \xi^2} = -4 \pi \rho$$

Pertanto, per gli stessi valori di ξ , cioè nei punti corrispondenti, ρ è proporzionale al quadrato della pressione; la densità degli ioni vicino al catodo cresce quindi rapidamente con la pressione; la corrente è tuttavia proporzionale al prodotto della densità degli ioni per la loro velocità: abbiamo visto che un aumento di pressione provoca un grande aumento della densità.

Se l'intensità del campo elettrico resta sempre la stessa, un aumento di pressione diminuirà la velocità. Il più grande effetto che si possa produrre è di far variare quella in ragione inversa del suo valore. Ciò si produrrà soltanto se il campo è intenso sia alle basse che alle alte pressioni, ciò che non avviene, e se la diminuzione di mobilità provocata dall'aumento di pressione non è sufficiente a controbilanciare l'aumento della densità degli ioni. La corrente aumenterà quindi con la densità.

300. Alcune esperienze dell'autore mostrano in modo evidente la scarsità di ioni negativi nel campo intenso vicino al catodo e il rapido aumento del loro numero nei posti dove il campo è più debole, vicino alla luce negativa³. In queste esperienze si impiegava un tubo a scarica analogo a quello rappresentato in figura 186.

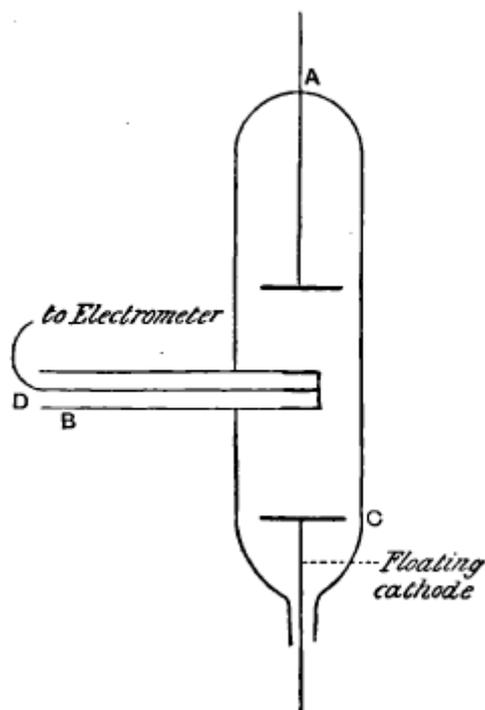
Vi è un catodo flottante che può essere sollevato o abbassato nel tubo, A è l'anodo e B un tubo metallico chiuso dotato di una finestra ricoperta da un sottile foglio di alluminio.

1 Stark, *Physikalische Zeitsch.*, t. III, 1902, p. 274.

2 H.A. Wilson, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. IV, 1902, p. 602.

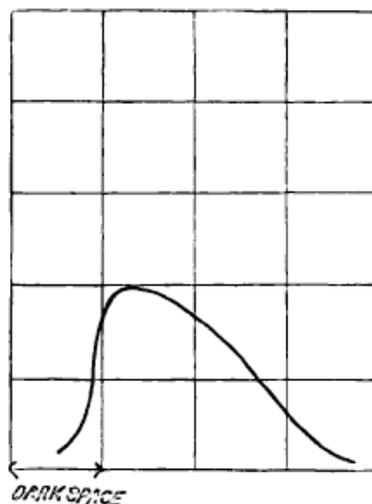
3 J.J. Thomson, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. I, 1901, p. 361.

Fig. 186.



L'urto degli ioni negativi contro questa finestra produce raggi che attraversano il sottile foglio di alluminio e ionizzano il gas nel tubo chiuso. Questo gas diviene conduttore e se l'elettrodo *D* fosse caricato e collegato a un elettrometro, esso perderebbe la sua carica e la velocità di dispersione indicherebbe il valore della ionizzazione nel gas. Si ebbe cura di caricare l'elettrodo a un potenziale sufficientemente elevato per produrre la corrente di saturazione. I raggi erano molto facilmente assorbiti; ci si poteva rendere conto facilmente di ciò diminuendo la pressione nel tubo *B* e osservando la velocità di dispersione a pressioni differenti. Fintanto che i raggi erano interamente assorbiti passando attraverso il gas del tubo, il numero di ioni e , di conseguenza, la corrente di saturazione erano indipendenti dalla pressione. Ma presto, quando questa diveniva tanto bassa perché i raggi potessero attraversare il tubo senza subire un notevole assorbimento, la corrente di saturazione diveniva proporzionale alla pressione.

Fig. 187.



La tabella seguente, che dà la variazione della corrente di saturazione con la pressione, mostra che non è così solo quando quest'ultima è bassa e la corrente di saturazione è influenzata dalla pressione; ne possiamo concludere che la radiazione prodotta dall'urto degli ioni negativi contro la finestra di alluminio può solo attraversare qualche millimetro d'aria a pressione atmosferica.

| Pressione nel tubo D (spessore del contenitore <i>lcm</i>) | Corrente di saturazione |
|---|-------------------------|
| 770 | 87 |
| 270 | 90 |
| 100 | 64 |
| 45 | 37 |
| 10 | 11 |
| 5 | 3 |

L'intensità dei raggi prodotti da questi ioni negativi dipende molto dalla distanza tra la finestra e il catodo. La tabella seguente lo mostra nettamente, la figura 187 ne mostra i risultati, le ordinate indicano il valore della ionizzazione nel tubo e le ascisse la distanza dal catodo.

| Pressione nel tubo a scarica 0,6mm Distanza tra la finestra e il catodo | Spessore dello spazio oscuro 6mm. Ionizzazione nel tubo D (unità arbitrarie) |
|---|--|
| 3 | 21 |
| 4 | 54 |
| 5 | 106 |
| 6 | 195 |
| 8 | 150? |
| 10 | 180 |
| 20 | 66 |
| 30 | 40 |
| 40 | 25 |

Si può vedere che l'azione dei raggi prodotti dall'urto degli ioni negativi è piccola vicino al catodo; cresce molto rapidamente quando ci si avvicina alla luce negativa, passa allora per un massimo e quando lo raggiunge, poi ritorna rapidamente a un valore piccolo. Infatti, l'effetto prodotto dall'urto degli ioni negativi contro la finestra del tubo varia nello stesso verso della ionizzazione prodotta per collisione dei corpuscoli contro le molecole del gas, ciò che è in accordo con la teoria presentata.

Il fatto che la ionizzazione all'interno del tubo D cresca e decresca con la luminosità, può far credere che la ionizzazione nel tubo D non sia dovuta ai raggi generati dall'urto degli ioni negativi contro la finestra, ma alla luce emessa dal gas. L'esperienza seguente mostra che essi sono ben dovuti alla prima causa. Si pone il tubo in un campo magnetico le cui linee di forza sono parallele alla finestra. Il campo magnetico concentra la luce negativa e accresce la luminosità; se quindi la ionizzazione nel tubo era dovuta a quello e non all'urto degli ioni, il campo magnetico la dovrà aumentare; d'altra parte, poiché gli ioni negativi si muovono parallelamente alle linee di forza magnetiche e, di conseguenza, parallelamente alla finestra, il campo magnetico impedisce di urtarlo e deve, di conseguenza, diminuire in proporzioni considerevoli la ionizzazione all'interno del tubo. Esaminando e analizzando criticamente le esperienze, si trova che il campo magnetico impedisce quasi interamente la ionizzazione.

301. Abbiamo considerato in questa teoria la luce negativa come dovuta alla ionizzazione prodotta dalle collisioni tra le molecole del gas e i corpuscoli il cui punto di partenza è vicino al catodo; questi corpuscoli derivano da quelle parti della regione contigua al catodo e che si muovono con una velocità molto più grande di quelli ai quali è dovuta la luminosità e che partono da punti

dove il campo è molto più debole. Lo spessore dello spazio scuro è evidentemente più grande del libero cammino medio; esso gli sarà approssimativamente uguale se la luminosità negativa fosse dovuta alle collisioni dei corpuscoli provenienti dal catodo. Più grande sarà il libero cammino medio, più la luce negativa sarà lontana dal catodo e la teoria precedente ci fa prevedere una relazione lineare tra lo spessore dello spazio oscuro e la traiettoria libera media.

I corpuscoli che provengono dalle immediate vicinanze del catodo essendo solo poco assorbiti possono passare qualche volta attraverso la luce negativa come nel caso della scarica studiata da E. Wiedemann e rappresentata in figura 148. Questi corpuscoli sono i raggi catodici, che studieremo nel Capitolo XIX.

302. Quando la ionizzazione avviene nella regione che circonda il catodo, gli ioni positivi si muovono verso quest'ultimo, mentre gli ioni negativi se ne allontanano. Si produce così un eccesso di elettricità positiva nel gas vicino al catodo e, quindi, la forza elettrica diminuisce allontanandosene. Quando il campo elettrico scende al di sotto di un certo valore, non può più comunicare ai corpuscoli una energia sufficiente per renderli ionizzanti. Quando il campo ha raggiunto questo valore, la ionizzazione cessa. Sarebbe più esatto dire che la ionizzazione cessa appena dopo che il campo ha raggiunto questo valore, poiché i corpuscoli possono conservare su un certo percorso l'energia che hanno acquisito nelle parti in cui il campo è più intenso ed essi continuano così in un campo più debole a ionizzare per un certo tempo. Il limite della luce negativa più lontano dal catodo segna, se si considerano le cose sotto questo aspetto, i punti dove la corrente e la velocità dei corpuscoli hanno un valore inferiore a quello che è necessario per produrre la luminosità.

303. Esaminiamo ora ciò che avviene nel gas tra l'anodo e la luce negativa *g*. Supponiamo per un istante che non vi sia alcuna ionizzazione tra *g* e l'anodo. Essendo la corrente trasportata da ioni che il campo elettrico estrae da regioni ionizzate comprese tra *g* e il catodo, tutti gli ioni tra *g* e l'anodo saranno negativi; il gas alla sinistra di *g* avrà quindi una carica negativa. Ma una carica negativa implicherà un aumento della forza elettrica quando si va da *g* verso l'anodo. Se quest'ultimo è assai lontano, il campo elettrico potrà aumentare e raggiungere un valore sufficiente a comunicare ai corpuscoli negativi un'energia cinetica rendendoli capaci di ionizzare a loro volta. Quando ciò avviene, il gas ridiviene luminoso e abbiamo infatti la ripetizione dei fenomeni osservati nella luce negativa. L'aumento della ionizzazione nei punti in cui la scarica è luminosa provoca una diminuzione del campo che diviene molto debole perché la ionizzazione non si produce più; la luminosità scompare allora e la corrente è, come nello spazio scuro di Faraday, trasportata da ioni che sono stati prodotti altrove; si trova allora un eccesso di ioni negativi, ne risulta un aumento della forza elettrica; una ionizzazione accompagnata da luminosità appare di nuovo e questo processo si ripete fino all'anodo.

Avremo così parti brillanti e parti scure, come nella colonna stratificata positiva. Con questo modo di vedere, le parti luminose delle stratificazioni corrispondono alla luce negativa, le parti oscure allo spazio scuro di Faraday. ciò che avviene lungo la colonna positiva è la ripetizione di quanto si osserva vicino al catodo. Diversi osservatori come, in particolare, Spottiswoode e Moulton¹, Goldstein² e Lehmann³ hanno fatto notare le analogie tra la colonna striata positiva e i fenomeni che avvengono al catodo. Goldstein⁴ in particolare è molto netto ed esplicito quando scrive: "Ogni singolo strato di luce positiva è una struttura corrispondente a quella che era precedentemente nota come luce negativa o catodica e la luce positiva storica in realtà consiste in una successione di complessi di luce negativa." Alcuni osservatori hanno considerato che la struttura della colonna positiva implicava necessariamente discontinuità nella scarica. Così Spottiswoode e Moulton, a causa di questo aspetto striato, considerano la trasmissione

1 Spottiswoode e Moulton, *Phil. Trans.*, parte I, 1879, p. 205.

2 Goldstein, *Wied. Ann.*, t. XI, 1880, p. 831; t. XII, 1881, pp. 90, 249.

3 Lehmann, *Die elektrische Entladungen*.

4 Goldstein, *Berlin. Monatsber.*, 4 marzo 1876.

dell'elettricità lungo la colonna positiva come consistente in scariche indipendenti che vanno da una stria alla successiva.

Si può illustrare questo modo di vedere dicendo che le cose avvengono come quando una fila di bambini attraversa un ruscello su delle pietre, ognuno saltando su una e lasciando la precedente. Secondo la teoria esposta in precedenza, una scarica stratificata non è forzatamente discontinua.

304. Abbiamo mostrato al §43, che se la velocità degli ioni è proporzionale alla forza elettrica che agisce su di essi, la curva che rappresenta la relazione tra la forza elettrica in un punto e la distanza di questo punto da uno degli elettrodi, è convessa verso l'asse quando la ionizzazione nel gas è maggiore della ricombinazione degli ioni e concava quando è minore. La curva che rappresenta la distribuzione della forza elettrica lungo una colonna stratificata positiva è tuttavia (si veda la fig. 153) concava nelle parti brillanti degli strati dove abbiamo supposto la ionizzazione più intensa e convessa nelle parti scure dove essa è minore. Ma nel caso di una scarica stratificata, quando la pressione del gas è piccola e, quindi, il libero cammino medio di un corpuscolo considerevole, la velocità di un corpuscolo in un punto non dipende solo dall'intensità della forza elettrica in questo punto, ma anche da forze che hanno agito su di esso in precedenza; di conseguenza, le condizioni che servono da base al ragionamento del §43 non sono applicabili in questo caso.

Caso di una scarica non stratificata e di una colonna positiva di intensità uniforme

305. I corpuscoli si ricombinano continuamente tra loro; se non vi è nuova ionizzazione, il loro numero deve continuamente diminuire. Se la velocità di ionizzazione uguaglia quella di ricombinazione, il loro numero rimarrà costante. Se quindi, quando la ionizzazione inizia all'estremità anodica dello spazio scuro di Faraday, l'intensità del campo è tale che il numero di ioni prodotti nell'unità di tempo sia proprio uguale al numero di quelli che si ricombinano nello stesso tempo, il numero di ioni, l'intensità del campo e, di conseguenza, la ionizzazione e la luminosità rimarranno costanti lungo la linea di scarica e avremo una colonna positiva uniforme. La diminuzione dell'intensità elettrica prodotta nel momento di un aumento della corrente risulta dal principio formulato e secondo il quale la ionizzazione si produce più facilmente quando la densità di corrente è grande.

Caduta catodica di potenziale

306. Consideriamo un punto P vicino all'anodo A. La corrente in P è trasportata dai corpuscoli negativi prodotti in punti più lontani di P dall'anodo e dagli ioni positivi provenienti da quest'ultimo o dal gas compreso tra P e A. Il fatto che una quantità notevole di ioni positivi è prodotta a una piccola distanza dall'anodo è provato dal fatto che nella colonna positiva uniforme l'intensità del campo è costante fino nelle vicinanze dell'anodo e quando questo è il caso vi sono per unità di volume tanti ioni positivi quanto negativi.

Se vi è una produzione di ioni nel gas, la ionizzazione vicino all'anodo deve essere molto intensa perché il numero di ioni positivi prodotti in uno strato di spessore estremamente piccolo basti a neutralizzare l'effetto elettrostatico degli ioni negativi che vanno verso l'anodo.

In queste condizioni, se i è la corrente, k_1 , k_2 le rispettive mobilità degli ioni positivi e negativi, il numero di ioni positivi che incontrano l'area unitaria della colonna positiva nell'unità di tempo sarà $\frac{k_1 i}{(k_1 + k_2) e}$, essendo e la carica di uno ione. Sia w il lavoro necessario per la ionizzazione di una molecola di gas, basta impiegare un lavoro $\frac{w k_1 i}{(k_1 + k_2) e}$ nello strato sottile considerato e questo lavoro deve essere fornito dal campo elettrico nell'unità di tempo. Se quindi W rappresenta la differenza di potenziale tra i due fogli dello strato (essendo uno di essi costituito dall'anodo), il lavoro elettrico

speso nell'unità di tempo è $\frac{V k_2 i}{(k_1 + k_2)}$ poiché la quantità di elettricità negativa penetrante nello strato per unità di tempo è $\frac{k_2 i}{(k_1 + k_2)}$. Se si suppone che tutto il lavoro elettrico è speso per ionizzare il gas, si ha

$$\frac{V k_2 i}{(k_1 + k_2)} = \frac{w k_1 i}{(k_1 + k_2) e}$$

o

$$V e = \frac{k_1}{k_2} w$$

È questo un limite inferiore di V , poiché si ottiene supponendo che tutto il lavoro è speso per ionizzare il gas. Abbiamo così una caduta finita di potenziale all'anodo. Se facciamo un'ipotesi differente, cioè che gli ioni positivi vengono dall'anodo, e abbiamo visto che il metallo o il gas assorbito da questo emetteva ioni positivi quando la loro temperatura raggiunge il rosso, lo studio precedente si applica ancora; w rappresenta allora l'energia richiesta per l'espulsione di uno ione fuori dal metallo, vi è pure una caduta finita di potenziale all'anodo. Se provochiamo, indipendentemente dal campo elettrico, una scarica di ioni positivi a partire dall'anodo, diminuiremo la caduta anodica di potenziale. Ho trovato che ciò si verifica. Il fosfato di alluminio emette, quando lo si porta al rosso, una grande quantità di ioni positivi.

Ho trovato che quando l'anodo di un tubo a scarica è costituito da un filo ricoperto di fosfato di alluminio e scaldato al rosso, la caduta di potenziale all'anodo è considerevolmente diminuita.

Non bisogna dimenticare che, salvo nel caso in cui gli ioni positivi vengono dall'anodo, il metodo che serve a determinare la caduta anodica di potenziale misurando il potenziale di un filo posto nel gas vicino all'anodo, non è applicabile; in questo caso, infatti, vi sono attorno al filo solo ioni negativi e il potenziale che esso assume non può essere quello del gas.

Influenza di una forza magnetica sulla scarica

307. Abbiamo visto (§57) che se una particella carica si muove attraverso un gas essendo sottoposta contemporaneamente a una forza elettrica e a una forza magnetica, essa segue le linee di forze magnetiche e non quelle elettriche, purché tuttavia RH sia grande, essendo H la forza magnetica e R la mobilità dello ione. Si può mettere questa condizione sotto un'altra forma dicendo che una particella carica, dotata di velocità v , segue le linee di forza magnetiche se mv/e , raggio del cerchio, traiettoria della particella libera quando essa si muove ad angolo retto sulla forza magnetica, è piccolo rispetto al libero cammino medio. Questo risultato messo sotto questa forma è evidente poiché le traiettorie libere delle particelle sono spirali aventi per asse le linee di forza magnetica e i raggi di queste spirali sono piccoli rispetto al libero cammino medio. La sola direzione secondo la quale le particelle avanzano in modo apprezzabile è quella delle linee di forza magnetiche. Le particelle negative seguono più facilmente delle positive le linee di forza magnetiche; infatti innanzitutto il loro libero cammino medio è più grande e inoltre il valore di m/e è più piccolo per esse; ci dovremo attendere che le particelle negative seguano le linee di forza magnetiche mentre il moto delle positive ne sarà poco influenzato. Il modo in cui si comporta la luminosità negativa in un campo magnetico intenso quando, come ha mostrato Plücker, il limite della luminosità coincide con una linea di forza magnetica, mostra nettamente la tendenza che hanno le particelle negative a seguire le linee di forza magnetiche.

308. Il campo magnetico influisce maggiormente sulle particelle negativa che positive, se la porzione di corrente trasportata dagli ioni negativi varia in diversi punti, la corrente sarà più deviata dal campo magnetico in certi luoghi che in altri. È esattamente quanto si osserva con una scarica stratificata. Siano A, B le parti brillanti di due strie consecutive; poiché per ipotesi vi è ionizzazione in A, più particelle negative abbandonano A dalla parte anodica e meno quelle che penetrano dal lato catodico. La parte di corrente trasportata dagli ioni negativi sarà nelle parti brillanti più grande

dalla parte dell'anodo che da quella del catodo; la parte di corrente dal lato anodico delle stratificazioni brillanti sarà quindi più influenzata dal campo magnetico che dalla parte del catodo. L'effetto generale prodotto è quindi lo stesso di una corrente discontinua e tali sono, come visto, i fenomeni che presenta la colonna stratificata in un campo magnetico.

Effetto prodotto da una diminuzione del diametro del tubo

309. Goldstein ha mostrato che dalla parte anodica di un restringimento si osserva una luce negativa.

È quanto ci possiamo attendere in base alla teoria precedente, poiché la forza elettrica è più intensa nelle parti ristrette che in quelle più larghe del tubo. Lo possiamo mostrare in parecchi modi. Innanzitutto la densità di corrente è più grande nelle parti ristrette. Se quindi il numero di ioni per centimetro cubo è lo stesso delle altre parti, la loro velocità sarà maggiore; di conseguenza, la forza elettrica sarà più intensa. D'altra parte, se la densità degli ioni è maggiore nella parte ristretta, siccome questi sono prodotti dal campo elettrico, un numero di ioni maggiore comporterà l'esistenza di un campo elettrico più intenso. Così quindi, se la forza elettrica nella parte stretta è maggiore che nel resto del tubo, i corpuscoli che provengono dal lato anodico del restringimento hanno acquistato un'energia cinetica considerevole, e siccome i corpuscoli esistenti nella luminosità negativa, producono una ionizzazione molto grande accompagnata dalla luce.

Un'altra ragione per la quale la forza elettrica in un tubo stretto è maggiore che in uno largo è che la perdita di ioni per diffusione verso le pareti è maggiore. Quando la scarica è nella condizione stazionaria, la velocità di produzione degli ioni deve essere uguale alla velocità con la quale essi scompaiono. In un contenitore aperto gli ioni svaniscono ricombinandosi con altri ioni o con le molecole del gas, ma nei tubi qualche ione diffonde verso le pareti e sono neutralizzati. Questa perdita è tanto maggiore quanto il tubo è più stretto. Essendo la rapidità con la quale gli ioni svaniscono più grande nei tubi di piccolo diametro, la velocità con la quale essi si formano deve ugualmente essere più elevata e più grande pure la forza elettrica. Se possiamo trascurare la diffusione, abbiamo quando è raggiunto lo stato stazionario

$$F(Xe\lambda, i) = \gamma$$

Se vi è diffusione, possiamo mostrare facilmente che dobbiamo così modificare questa equazione

$$F(Xe\lambda, i) = \gamma + A \frac{\lambda^2}{d^2} \frac{1}{k_0 X}$$

essendo k_0 la mobilità dello ione negativo, λ il suo libero cammino medio, d il diametro del tubo e A una costante. Se $F(Xe\lambda)$ è una funzione lineare di $Xe\lambda$, questa equazione si può scrivere

$$\frac{X}{p} = C + \frac{D}{d^2 p X}$$

dove C e D sono costanti. In tubi larghi e per piccole correnti, X è approssimativamente proporzionale alla pressione.

Entladungstrahlen

310. E. Wiedemann¹ ha trovato che una scarica elettrica emette certi raggi che si propagano in linea retta, fermati da tutti i solidi o liquidi e capaci di eccitare la termoluminescenza in un certo numero di corpi. Egli indica questa emissione con il nome di *Entladungstrahlen*. Hoffmann², che

¹ E. Wiedemann, *Zeitschr. f. Electrochemie*, 1895, p. 159.

² Hoffmann, *Wied. Ann.*, t. LX, 1897, p. 269.

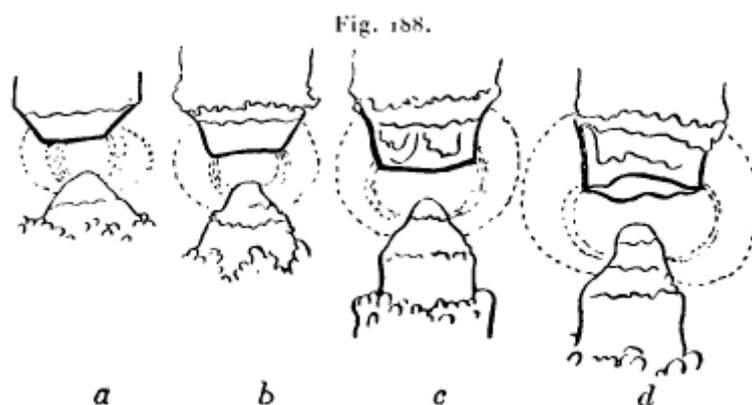
più tardi studiò questa questione mostrò che le *Entladungstrahlen* sono emesse dalle scariche nei tubi a vuoto così come dalle scintille e non sono deviati dal campo magnetico. Trovò che essi sono molto più assorbiti dall'acido carbonico che dall'ossigeno. L'autore¹ ha mostrato che queste *Entladungstrahlen* possono ionizzare i gas che attraversano; di conseguenza, una parte della ionizzazione nel tubo, veramente una piccola parte, è loro dovuta. Questi raggi sono emessi dalle parti luminose della scarica, cioè dalla colonna positiva luminosa e particolarmente dalle parti brillanti vicine al catodo. Lo spazio scuro di Faraday non ne emette. Essendo questi raggi capaci di ionizzare i gas, la ionizzazione allora non è interamente dovuta alle collisioni e l'intensità del campo necessario per produrre la scarica è inferiore a quella calcolata nell'ipotesi delle collisioni. La differenza deve crescere con l'intensità della corrente e , di conseguenza, dell'esistenza delle *Entladungstrahlen*; il gradiente di potenziale nel tubo tenderà a diminuire al crescere dell'intensità della corrente.

311. Vedremo che quando la velocità di uno ione carico aumenta, quest'ultimo emette una radiazione analoga ai raggi di Röntgen; l'energia così emessa per unità di tempo è $\frac{2e^2f^2}{3V}$, essendo e la carica dello ione, f la sua accelerazione e V la velocità della luce. Gli ioni che trasportano la corrente nel tubo a scarica hanno il loro moto continuamente accelerato dalla forza elettrica; hanno inoltre frequentemente la loro velocità modificata bruscamente dalle collisioni contro le molecole del gas; l'accelerazione che ne deriva è considerevole, essi emettono allora una radiazione tanto più intensa quanto lo è la forza elettrica. Tale è, penso, l'origine degli *Entladungstrahlen* di Wiedemann.

¹ J.J. Thomson., *Proc. Camb, Phil. Soc.*, t. X, 1899, p. 74.

Cap. 18. - Arco elettrico

312. Nel caso della scintilla e della scarica da una punta, la differenza di potenziale tra gli elettrodi raggiunge parecchie centinaia di volt, mentre la corrente non supera una frazione di milliampere. Con l'arco elettrico che ora considereremo, e per il quale gli elettrodi sono portati all'incandescenza, la differenza di potenziale è molto minore, mentre la corrente ha un'intensità considerevole, potendo raggiungere parecchi ampere. Possiamo produrre la scarica d'arco con una batteria di accumulatori di piccola resistenza, in numero sufficiente a fornire una differenza di potenziale da 60 a 80V; ne collegheremo i poli a due carboncini portati innanzitutto a contatto; una corrente elettrica li attraverserà e riscalderà il punto in cui essi si toccano; se, quando la corrente sarà stabilita, li si separa, una scarica brillante che trasporta una corrente di parecchi ampere passerà da un carbone all'altro. Questa scarica, indicata con il nome di *arco elettrico*, è caratterizzata da una intensa emissione di calore e di luce; essa ha, di conseguenza, un'importanza pratica considerevole.



La luce è emessa dalle estremità dei carboni che sono portati a una viva incandescenza. La temperatura dell'estremità positiva è molto più elevata di quella dell'estremità negativa. Secondo Violle¹ la temperatura della prima sarebbe di 3500° C, quella della seconda di 2700° C. Quanto alla temperatura dell'arco luminoso, essa sarà secondo lui superiore a quella degli elettrodi. I due carboni, simili inizialmente, presentano presto differenze di aspetto molto marcate. Nel carbone positivo si scava un cratere, mentre quello negativo conserva la forma appuntita che aveva all'inizio. I due carboni perdono in generale peso, più il positivo del negativo. La figura 188 rappresenta la forma che essi presentano; essa è dovuta a Mrs Ayrton²; *a, b* mostrano l'aspetto dell'arco quando è silenzioso; *d* quello che si osserva quando fischia. Qualche volta un fungo si forma sulla punta dell'elettrodo negativo.

La temperatura del cratere positivo resta praticamente costante al variare della corrente; Waidner e Burgess³ hanno trovato che quando la corrente passa da 15 a 30A, la temperatura dell'anodo aumenta solo di 70°. Un aumento di corrente provoca infatti un aumento della superficie del cratere luminoso e la quantità di luce emessa per unità di superficie rimane costante. La temperatura del cratere è probabilmente quella della volatilizzazione del carbone. E.W. Wilson⁴ ha mostrato che quando si produce l'arco in un gas a pressione elevata, per esempio a 20atm, la luminosità del cratere positivo è alquanto minore che alla pressione atmosferica; in uno studio posteriore egli ha attribuito questo effetto a un aumento dell'assorbimento della luce da parte del gas circostante.

1 Violle, *Comptes rendus*, t. CXV, 1892, p. 1273.

2 Mrs Ayrton, *Proc. Inst. Electrical Engineers*, t. XXVIII, 1899, p. 400.

3 Waidner e Burgess, *Phys. Rev.*, t. XIX, 1904, p. 241.

4 E.W. Wilson, *Proc. Roy. Soc.*, t. LVIII, 1895, p. 174; t. LX, 1897, p. 377.

Relazione tra la differenza di potenziale, la lunghezza dell'arco e la corrente

313. Sia V la differenza di potenziale tra gli elettrodi, l la lunghezza dell'arco. Frölich¹ ha mostrato che si ha la relazione lineare

$$V = m + nl$$

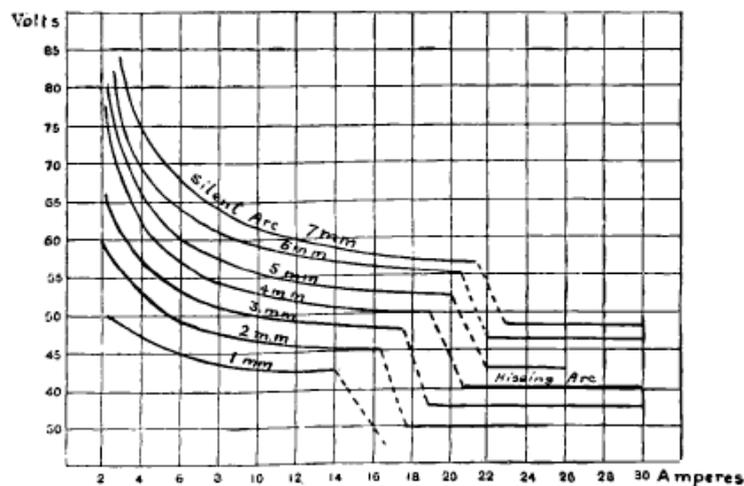
dove m e n sono costanti, cioè indipendenti da l . Mrs Ayrton² mostrò che m e n sono funzioni della corrente i passante per l'arco e che si ha

$$V = \alpha + \frac{\beta}{i} + \left(\gamma + \frac{\delta}{i} \right) l$$

dove α , β , δ , γ sono costanti.

Ayrton³ fece una lunga serie di esperienze per determinare la relazione che collega la differenza di potenziale e la corrente attraverso l'arco. La figura 189 mostra alcune delle curve che rappresentano i risultati di queste esperienze. Le ordinate corrispondono alla differenza di potenziale e le ascisse alla corrente. Vediamo da esse che, nel caso di un arco silenzioso, a un aumento della corrente corrisponde una diminuzione della differenza di potenziale, mentre quando l'arco sibila, la differenza di potenziale è indipendente dalla corrente.

Fig. 189.



Le costanti m , n della formula di Frölich sono state misurate da numerosi sperimentatori; dallo stesso Frölich, da Edlund⁴, Peukert⁵, von Lang⁶, Gross e Shephardt⁷, Nebel⁸, Arons⁹, Luggin¹⁰. Per elettrodi di carbone nell'aria alla pressione atmosferica m è uguale a circa $39V$, e varia un poco con la dimensione e la purezza dei carboni. Il suo valore diminuisce quando lo si immerge in una soluzione salina; i valori di n dati dai diversi sperimentatori sono molto variabili. Ciò deriva dal fatto che hanno impiegato correnti di diversa intensità poiché, come ha mostrato Mrs Ayrton, questo coefficiente dipende dalla corrente e diminuisce al crescere della stessa. Se si sostituiscono i

1 Frölich, *Elektrotechnische Zeitschrift*, t. IV, 1883, p. 150.

2 Mrs Ayrton, *The Electric Arc*, cap. IV.

3 W.E Ayrton, Mrs Ayrton, *The Electric Arc*.

4 Edlund, *Pogg. Ann.*, t. CXXXIV, 1868, p. 251, 337.

5 Peukert, *Zeitschrift für Electrotechnik*, Wien, t. III, 1885, p. 111.

6 Von Lang, *Wied. Ann.*, t. XXVI, 1885, p. 145; t. XXXI, 1887, p. 384.

7 Gross e Shephardt, *Proc. Amer. Acad. of Science*, 1886, p. 2.

8 Nebel, *Centralblatt für Electrotechnik*, t. VIII, 1886, p. 517, 619.

9 Arons, *Wied. Ann.*, t. LVIII, 1896, p. 73.

10 Luggin, *Wien. Ber.*, t. XCVIII, 1889, p. 1192.

carboncini con elettrodi metallici, il valore di m dipende dalla natura del metallo ed è in generale tanto più grande quanto la temperatura di volatilizzazione di questo è più elevata. Ecco in volt i valori di m dati da von Lang¹ per elettrodi di diverse sostanze: C=35, Pt=27,4, Fe=25, Ni=26,18, Cu=23,86, Ag=15,23, Zn=19,86, Cd=10,8. Lecher² dà i seguenti valori: Pt=28, Fe=20, Ag=8. Arons³ trovò per Hg=12,8; in questo caso, la caduta di potenziale nell'arco è normalmente piccola.

Bisogna notare per interpretare questi risultati che con certi elettrodi l'arco è intermittente. Lecher ha mostrato che così è con elettrodi di platino e di ferro, e Arons anche con il mercurio. Non si è potuto rivelare intermittenza con il carbone, l'argento o il rame. Le differenze di potenziale date prima sono valori medi; se l'arco è intermittente, esse possono differire molto dai valori istantanei corrispondenti al passaggio dell'arco.

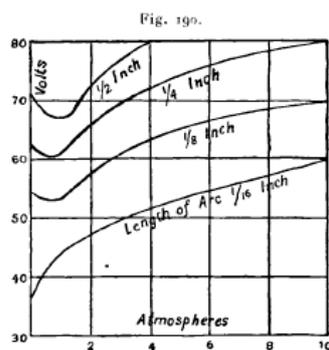
Se due elettrodi sono costituiti da sostanze diverse la differenza di potenziale può dipendere dal verso della corrente. Questo caso si osserva particolarmente con un elettrodo di carbone e uno metallico. L'arco si produce molto più facilmente quando il carbone è all'elettrodo negativo e il metallo al polo positivo che nel caso contrario. Questo effetto è sufficientemente marcato perché, se si collegano i due poli a quelli di una forza elettromotrice alternata, l'arco passa soltanto nel verso per il quale il carbone è negativo, essendo la differenza di potenziale insufficiente a provocarlo nella direzione opposta. Rinviamo per esperienze su questo tema alle Memorie di Blondel⁴, Buddel e Marchant⁵, Eichberg e Kallir⁶.

Metalli che non mantengono l'arco

314. Con certi metalli l'arco ha una grande tendenza a spegnersi e si mantiene solo con difficoltà. È il caso per esempio dell'ottone, del cadmio e del bismuto. Questa proprietà molto impiegata in certi casi è studiata da Wurtz⁷. Essa dipende molto dalle dimensioni e dalla forma degli elettrodi, così come dalla sostanza di cui sono formati. Le condizioni che permettono un raffreddamento rapido delle estremità degli elettrodi favoriscono l'estinzione.

Influenza della pressione sulla differenza di potenziale

315. La differenza di potenziale non è indipendente dalla pressione del gas attraverso il quale l'arco si produce. Duncan, Rowland e Todd⁸ hanno eseguito serie estese di esperienze su questo punto. La figura 190 rappresenta graficamente i risultati delle loro esperienze.



1 V. Lang, *Wied. Ann.*, t. XXXI, 1887, p. 384

2 Lecher, *Wied. Ann.*, t. XXXIII, 1888, p. 609.

3 Arons, *Wied. Ann.*, t. LVIII, 1896, p. 73.

4 Blondel, *Comptes rendus*, t. CXXVII, 1898, p. 1016; t. CXXVIII, 1898, p. 727.

5 Buddel e Marchant, *Inst. Elect. Eng.*, t. XXVIII, 1899, p. 1.

6 Eichberg e Kallir, *Wien. Sitz.*, t. CVII, 1898, p. 657.

7 Wurtz, *Lum. elect.*, t. XLV, 1892, p. 79.

8 Duncan, Rowland e Todd, *Electrician*, t. XXXI, p. 60.

Si può vedere che per archi brevi la differenza di potenziale cresce costantemente con la pressione, mentre per archi più lunghi esiste una pressione critica alla quale corrisponde un minimo della differenza di potenziale.

Questa pressione critica sembra crescere con la lunghezza dell'arco.

Hoerburger¹ ha pure determinato l'influenza della pressione sulla differenza di potenziale. Trovò che la differenza di potenziale diminuiva con la pressione del gas circostante fino a raggiungere un certo valore, 1mmHg nelle sue esperienze, a partire dal quale la differenza di potenziale diveniva indipendente dalla pressione.

Influenza della natura del gas sulla differenza di potenziale

316. La natura del gas influisce sull'arco; per questo è difficile ottenere dei buoni archi nell'idrogeno puro; ciò è dovuto in parte almeno al raffreddamento per convezione degli elettrodi, più grande in questo gas. Arons² misurò la differenza di potenziale necessaria per produrre un arco lungo $1,5\text{mm}$, trasportante una corrente di $4,5A$ tra gli elettrodi formati da metalli diversi nell'aria e nell'azoto. I suoi risultati sono riportati nella tabella seguente:

| Tipo di elettrodi | Differenza di potenziale | | Tipo di elettrodi | Differenza di potenziale | |
|-------------------|--------------------------|-------|-------------------|--------------------------|-------|
| | Aria | Azoto | | Aria | Azoto |
| Ag | 21 | ? | Pt | 36 | 30 |
| Zn | 23 | 21 | Al | 39 | 27 |
| Cd | 25 | 21 | Pb | | 18 |
| Cu | 27 | 30 | Mg | | 22 |
| Fe | 29 | 20 | | | |

Il caso dell'argento è interessante; dà buoni archi nell'aria, ma Arons non ne poté ottenere nell'azoto puro. Egli attribuì questo fatto all'assenza di combinazioni chimiche tra l'argento e l'azoto. Si può negli altri casi mettere in evidenza la formazione di azoturi; tranne per il rame, che fa eccezione, la differenza di potenziale nell'idrogeno è minore che nell'aria: la differenza non è sensibile con il ferro e l'alluminio.

Arons fece pure esperienze nell'idrogeno, ma incontrò una difficoltà molto grande nel mantenere l'arco in questo gas e poté solo ottenerlo utilizzando correnti intense e mantenendo il gas a bassa pressione. Il cadmio, lo zinco e il magnesio sono i metalli che danno i migliori archi nell'idrogeno.

Non bisogna dimenticare che in questi casi, poiché il metallo o il carbone sono volatili, l'arco passa attraverso una miscela di vapori del metallo e d'aria, d'azoto o idrogeno, secondo il gas nel quale gli elettrodi sono immersi. Le condizioni sperimentali sono molto complesse. La presenza del vapore metallico complica l'interpretazione dell'influenza di una variazione di pressione del gas circostante, poiché non conosciamo la pressione di questo vapore.

317. La distribuzione del potenziale tra gli elettrodi presenta in generale qualche aspetto caratteristico; si osserva una caduta considerevole di potenziale vicino all'anodo, una più piccola vicino al catodo e un gradiente di potenziale molto piccolo nello spazio che li separa. La curva (fig. 191) ne mostra i tratti generali.

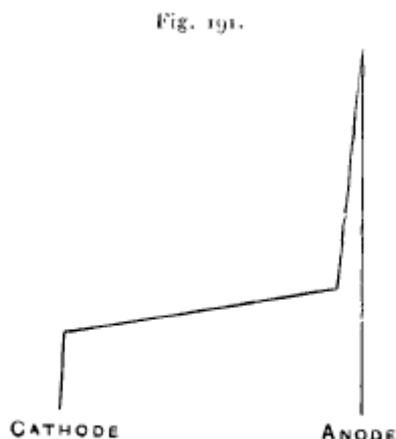
Essa presenta numerosi punti comuni con quella della distribuzione del potenziale tra due elettrodi portati a temperature elevate nelle fiamme. Luggin³ trovò che con elettrodi di carbone e una corrente di $15A$, si aveva una caduta di potenziale di $33,7V$ vicino all'anodo e una di $8,7V$

1 Hoerburger, *Baiblatter*, t. XXIX, 1905, p. 883.

2 Arons, *Ann. der Phys.*, t. I, 1900, p. 700.

3 Luggin, *Centralblatt für Electrotechnik*, t. X, 1888, p. 567.

vicino al catodo. La differenza tra queste due cadute di potenziale non è molto considerevole con elettrodi di ferro o di rame rispetto agli elettrodi di carbone. Con elettrodi di mercurio, Arons trovò una caduta catodica di $5,4V$, e una caduta anodica di $7,4V$. Quando si fa crescere la corrente abbastanza perché la scarica passi da regime dell'arco tranquillo a quello dell'arco sibilante si osserva una caduta brusca di potenziale. Luggin¹ e Mrs Ayrton² hanno mostrato che questa caduta di potenziale si produce quasi interamente vicino all'anodo; il gradiente di potenziale nelle altre parti dell'arco è poco modificato.



318. Fleming³ ha eseguito alcune esperienze molto dimostrative sul ruolo giocato nella scarica ad arco per ognuno degli elettrodi. In queste esperienze impiegava un terzo elettrodo esplorativo in carbonio, che introduceva nell'arco, o meglio, che disponeva al di fuori nella parte non confusa; dirigeva allora l'arco su di esso per mezzo di una calamita. Fleming trovò che quando si collega il terzo elettrodo al polo negativo dell'arco di un circuito contenente una batteria di parecchi elementi e un galvanometro, si osserva una corrente nel circuito con un forza elettromotrice molto debole quando la corrente va dall'elettrodo freddo disposto nell'arco all'elettrodo negativo attraverso quest'ultimo, allora non passa nulla nella direzione opposta. Sebbene negli archi comuni l'elettrodo positivo sia il più caldo, questa esperienza mostra che un'alta temperatura dell'elettrodo negativo è una condizione essenziale della scarica ad arco; se possiamo mantenere la temperatura dell'elettrodo negativo con altri metodi, possiamo ottenere una scarica, sebbene la temperatura dell'elettrodo positivo sia relativamente bassa. Ma nessun arco passa se l'elettrodo negativo è freddo.

Fleming trovò che se si collega l'elettrodo esploratore all'elettrodo positivo, senza introdurre alcuna batteria nel circuito, passa una corrente sufficiente a far squillare una suoneria elettrica o portare all'incandescenza una lampada elettrica disposta tra l'elettrodo e il carbone positivo: non passa al contrario alcuna corrente apprezzabile se l'elettrodo è collegato al carbone negativo. Questo risultato mostra che il potenziale dell'elettrodo esploratore è quasi uguale a quello del catodo. Da queste esperienze Fleming concluse che la scarica ad arco consiste in un torrente di particelle di carbone cariche negativamente e liberate dal catodo; queste particelle trasportano la corrente e, urtando l'anodo con grande violenza, lo scavano come farebbe un getto di sabbia.

319. I fenomeni che accompagnano l'emissione di elettricità dai corpi incandescenti (si veda Cap. VIII) sembrano proporre una spiegazione un poco diversa della scarica ad arco. Sappiamo che un corpo incandescente, come un frammento di carbone, anche a una temperatura molto inferiore a quella che raggiungono gli elettrodi nell'arco, emette corpuscoli negativi in quantità corrispondente a una corrente dell'ordine di un ampere per centimetro quadrato di superficie incandescente; sappiamo inoltre che questa quantità di corpuscoli cresce molto rapidamente con la temperatura.

1 Luggin, *Wien. Sitz.*, t. XCVIII, 1889, p. 1192.

2 Mrs Ayrton, *The electric Arc*.

3 Fleming, *Proc. Roy. Soc.*, t. XLVII, 1890, p. 123.

Nell'arco alla temperatura del carbone negativo l'emissione corrisponde probabilmente a una corrente di un grande numero di ampere per centimetro quadrato di superficie calda. Se si potesse mantenere in modo indipendente un pezzo di carbone a una temperatura così alta, e utilizzarlo come elettrodo negativo, si potrebbe far passare una corrente attraverso il gas, qualunque sia la temperatura del secondo elettrodo.

Supponiamo dapprima l'anodo freddo, la corrente sarà allora trasportata interamente dagli ioni negativi; vi saranno quindi ioni negativi liberi nell'intervallo tra gli elettrodi. La forza elettrica aumenterebbe quando andiamo dal catodo all'anodo e la corrente crescerebbe rapidamente con la differenza di potenziale. Supponiamo ora che l'anodo si scaldi e che una parte del gas a contatto con esso e che può essere ionizzato fornisca un supplemento di ioni positivi. La corrente non sarà più allora trasportata interamente dagli ioni negativi; tuttavia, siccome la mobilità di questi ultimi è molto maggiore a queste alte temperature di quella degli ioni positivi, sono questi che trasportano la maggior parte della corrente. La presenza degli ioni positivi modifica considerevolmente la distribuzione del potenziale tra gli elettrodi; questi diffondono nella regione dove si produce la scarica fino ad essere praticamente uguali in numero agli ioni negativi; la forza elettrica è allora sensibilmente uniforme tra gli elettrodi, salvo nella loro vicinanza, e abbiamo una distribuzione analoga a quella data (fig. 56) tratta da una Memoria di M. H.A. Wilson sulla conducibilità attraverso il gas caldo e che dà la distribuzione del potenziale tra due elettrodi caldi. Se la si confronta alla fig. 191, si può vedere che essa presenta una grande analogia con la distribuzione del potenziale tra gli elettrodi nella scarica ad arco. Considereremo la scarica ad arco come analoga a quella che si produce tra elettrodi incandescenti; la sola differenza tra esse è che in quest'ultimo caso si mantiene la temperatura degli elettrodi con mezzi esterni, mentre nell'arco è l'energia messa in gioco dalla scarica stessa che vi sopperisce; bisogna perciò che la differenza di potenziale e la corrente non siano inferiori a un valore determinato. Se si mantiene la temperatura grazie a una sorgente esterna, la più piccola differenza di potenziale basta a far passare la corrente.

Secondo questa concezione, il catodo è bombardato da ioni positivi che mantengono la sua temperatura a un valore sufficientemente elevato perché emetta corpuscoli negativi. Questi, che sono trasportati dalla scarica in numero molto maggiore degli altri, vanno ad urtare l'anodo e lo portano all'incandescenza; essi formano altri ioni direttamente per collisione o indirettamente innalzando la temperatura dell'anodo; il gas o il vapore del metallo che costituisce l'anodo produce il supplemento di ioni positivi che portano il catodo all'incandescenza. Si vede da ciò che il carattere essenziale è la temperatura elevata del catodo, poiché è esso che fornisce la maggior parte dei portatori di corrente; l'anodo deve in generale essere caldo, altrimenti non può fornire il supplemento di ioni positivi che urtano il catodo e lo riscaldano. Quando, per esempio, si dispone un terzo elettrodo nell'arco e lo si utilizza come anodo, si può considerare l'arco come avente due anodi. Se uno di essi basta a mantenere la temperatura del catodo, si può ottenere un arco tra quest'ultimo e l'altro, anche quando quello è freddo¹.

Possiamo mostrare la transizione tra la luminosità e la scarica ad arco in un modo molto preciso impiegando un catodo di platino ricoperto di calce e portato al rosso da una corrente elettrica. Una coppia termoelettrica è saldata a un foglio di platino e misura la sua temperatura, l'anodo è costituito da una placca metallica fredda e il gas nel tubo a scarico è a bassa pressione. Gli elettrodi sono collegati ai poli di una batteria, di cui si fa crescere gradualmente il numero di elementi. Si è già descritto ciò che avviene quando il numero di elementi è piccolo. La temperatura del catodo non è allora particolarmente aumentata dalla corrente. Se si continua ad aumentare il numero di elementi si raggiunge un momento in cui la temperatura del catodo comincia a crescere; l'aumento di corrente che attraversa il tubo non è molto grande, poiché la differenza di potenziale tra l'anodo e il catodo cade molto rapidamente malgrado l'aumento della forza elettromotrice applicata al resto del

¹ Stark, in una Memoria (*Ann. der Phys.*, t. XII, 1903, p. 673.) pubblicata in contemporanea con la prima edizione di questa opera, presenta una teoria dell'arco che su molti punti concorda con quelle esposta qui (si veda Stark e Cassuto, *Phys. Zeit*, t. V, 1904, p. 264.)

circuito. Poi la temperatura del catodo e la corrente che attraversa il tubo aumentano con grande rapidità, il catodo diviene molto caldo e la corrente passa da qualche milliamperere a parecchi ampere e la differenza di potenziale tra l'anodo e il catodo cade allora a circa 30 V. La temperatura elevata del catodo è dovuta all'urto degli ioni positivi; possiamo allora sopprimere la corrente utilizzata per scaldare il catodo, quest'ultimo rimane caldo e l'arco continua a passare.

Se facendo passare la corrente possiamo innalzare fino al bianco la temperatura del catodo prima di far agire il campo elettrico, l'arco si innesca quasi immediatamente; l'esperienza in questa forma è difficile da realizzare, poiché la lamina catodica deve essere sottile per essere sufficientemente scaldata dalla corrente e in genere fonde dopo che l'arco è passato per qualche secondo.

320. Le condizioni che determinano la corrente quando una forza elettromotrice data è applicata al circuito comprendente l'arco sono che l'energia fornita al catodo e all'anodo sia sufficiente a mantenere quest'ultimo all'incandescenza. Non conosciamo i valori che ci permetteranno di fare un calcolo numerico, ma la messa sotto forma analitica delle condizioni enunciate ci permetterà tuttavia di chiarire e precisare questa teoria.

Abbiamo visto che il numero di corpuscoli che emette un corpo caldo al secondo e per area unitaria cresce molto rapidamente con la temperatura e può essere con un'approssimazione molto grande rappresentato dalla formula $A \theta^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{w}{\theta}}$, essendo θ la temperatura assoluta. Indicheremo questa funzione con $f(\theta)$, dove θ rappresenta la temperatura e ω_1 la superficie della parte luminosa del catodo. Il numero di corpuscoli che sono emessi per secondo è allora uguale a $\omega_1 f(\theta)$. Se i indica la corrente, R_1 e R_2 le mobilità degli ioni positivi e negativi, la frazione di corrente trasportata dagli ioni negativi è

$$\frac{R_2 i}{R_1 + R_2}$$

e questa espressione divisa per e , carica di uno ione, è uguale al numero di ioni negativi che attraversano ogni secondo una sezione dell'arco. Abbiamo quindi

$$\frac{R_2 i}{R_1 + R_2} \frac{i}{e} = \omega_1 f(\theta) \quad (1)$$

Consideriamo ora le condizioni di equilibrio di temperatura del catodo. Sia $\omega_1 \Phi(\theta)$ la velocità con la quale esso perde calore per irraggiamento e conduzione, w il lavoro speso quando emette un corpuscolo; per mantenere l'equilibrio di temperatura bisogna fornire al catodo ogni secondo

$$\frac{w}{e} \frac{R_2}{R_1 + R_2} i + \omega_1 \Phi(\theta)$$

Questa energia è fornita dagli ioni positivi che lo urtano nell'unità di tempo; il loro numero è

$$\frac{R_1}{R_1 + R_2} \frac{i}{e}$$

Supporremo che l'energia che essi possiedono è stata fornita loro dal passaggio attraverso la differenza di potenziale che esiste tra l'anodo e il catodo. Indichiamola con E_0 . Uguagliando la perdita di energia al guadagno in un secondo, si ha

$$E_0 \frac{R_2 i}{R_1 + R_2} = w \frac{R_2}{R_1 + R_2} \frac{i}{e} + \omega_1 \Phi(\theta)$$

o

$$E_0 = \frac{w}{e} \frac{R_2}{R_1 + \omega_1} \frac{R_1 + R_2}{R_1} \frac{\Phi(\theta)}{i} \quad (2)$$

Siano θ_1 la temperatura e ω_2 la superficie della parte calda dell'anodo, $\omega_2\psi(\theta_1)$ l'energia spesa in un secondo per irraggiamento, conduzione e vaporizzazione, W il lavoro necessario a produrre uno ione positivo.

Il numero di ioni positivi prodotti nell'unità di tempo è

$$\frac{R_1}{R_1+R_2} \frac{i}{e}$$

Il lavoro assorbito per secondo al catodo è

$$\omega_2\psi(\theta_1) + \frac{R_1}{R_1+R_2} \frac{W i}{e}$$

Il numero di ioni negativi che urtano l'anodo per secondo è

$$\frac{R_2}{R_1+R_2} \frac{i}{e}$$

Supponiamo che l'energia con la quale essi colpiscono l'anodo provenga dal loro passaggio attraverso la caduta anodica di potenziale E_1 . Uguagliamo l'energia persa al secondo dall'anodo all'energia acquistata durante lo stesso tempo, abbiamo

$$E_1 \frac{R_2}{R_1+R_2} i = W \frac{R_1}{R_1+R_2} \frac{i}{e + \omega_2} \psi(\theta_1)$$

o

$$E_1 = \frac{W}{e} \frac{R_1}{R_2} = \omega_2 \frac{\psi(\theta_1)(R_1+R_2)}{i R_2} \quad (3)$$

θ_1 , come abbiamo visto, non dipende dalla corrente, ma solo dalla sostanza che costituisce l'anodo.

Se E è la forza elettromotrice esterna che agisce nel circuito, R la resistenza dei conduttori, $E - Ri$ è la differenza di potenziale tra gli elettrodi. Quando l'arco è molto breve perché si possano trascurare le variazioni di potenziale lungo il suo asse, considerando solo quelle che avvengono all'anodo e al catodo, questa differenza di potenziale è uguale a $E_0 + E_1$; di conseguenza abbiamo

$$E - Ri = E_0 + E_1 \quad (4)$$

Abbiamo così quattro equazioni per determinare le quattro quantità θ , i , E_0 , E .

Mrs Ayrton ha mostrato che ω_2 , superficie del cratere, è una funzione lineare della corrente e può essere rappresentata da un'equazione del tipo $\omega_2 = a + bi$; se ω_1 segue la stessa legge, le equazioni (2) e (3) possono far supporre che $E_0 + E_1$ è del tipo $\alpha + \beta/i$, dove α e β sono indipendenti da i . Questo risultato è in accordo con i risultati delle esperienze fatte sulla relazione tra la corrente attraverso l'arco e la differenza di potenziale tra gli elettrodi.

321. Ponendo

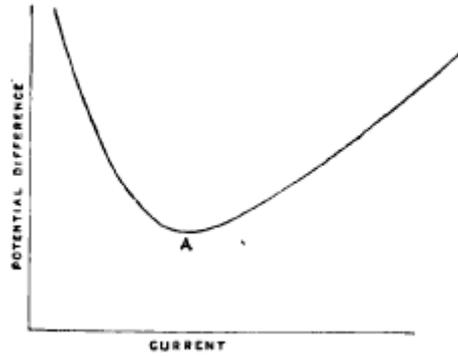
$$E = Ri + \alpha + \frac{\beta}{i} \quad (5)$$

vediamo che la curva che rappresenta questa relazione è un'iperbole, E è minima nel punto A, il suo valore in questo punto è uguale a

$$2\sqrt{\beta R} + \alpha$$

La parte di curva a sinistra di A corrisponde a un funzionamento instabile.

Fig. 192.



Supponiamo che la corrente passi dal valore i_0 al valore i_0+x e che si abbia una autoinduzione L nel circuito esterno; sia E' la forza elettromotrice costante della batteria. Abbiamo in questo circuito, dalla (5)

$$E' - L \frac{dx}{dt} = R(i_0+x) + \alpha + \frac{\beta}{i_0+x}$$

o, poiché x è piccolo,

$$-L \frac{dx}{dt} = x \left(R - \frac{\beta}{i_0^2} \right)$$

o

$$x = C e^{\frac{t}{L} \left(\frac{\beta}{i_0^2} - R \right)}$$

A sinistra di A, $\beta/i_0^2 - R$ è positivo, x cresce quindi indefinitamente con t e la corrente è instabile; a destra questa stessa quantità è negativa e x tende a zero quando il tempo cresce, la corrente è quindi stabile in queste condizioni. Così, affinché l'arco sia stabile, la corrente deve essere inferiore al valore corrispondente ad A, cioè a $\left(\frac{\beta}{R}\right)^{\frac{1}{2}}$; di conseguenza, se i_m è la corrente minima, E_m la forza elettromotrice esterna minima, abbiamo

$$i_m = \left(\frac{\beta}{R} \right)^{\frac{1}{2}}$$

$$E_m = 2(\beta R)^{\frac{1}{2+\alpha}}$$

ossia, se la forza elettromotrice esterna è E , l'arco si estinguerà se la resistenza esterna R è maggiore di

$$\frac{(E-\alpha)^2}{4\beta}$$

Prendiamo un esempio numerico; consideriamo il caso di un arco lungo 6 mm e per il quale la curva che rappresenta la relazione tra la corrente e la differenza di potenziale tra gli elettrodi è data dalla fig. 189. Da questa curva, troviamo che $b=3,4 \cdot 10^8$ in unità assolute; possiamo prendere $\alpha=40V$ o in unità assolute a $4 \cdot 10^9$, se E forza elettromotrice nel circuito esterno è pari a $80V$, cioè $8 \cdot 10^9$ unità assolute. Troviamo che l'arco si estinguerà se la resistenza del circuito è maggiore di

$$\frac{16 \cdot 10^{18}}{4 \times 3,4 \cdot 10^8} = 1,2 \cdot 10^{10} = 12 \Omega$$

322. Si può trattare graficamente il problema tracciando la curva

$$y = F(i)$$

e la retta

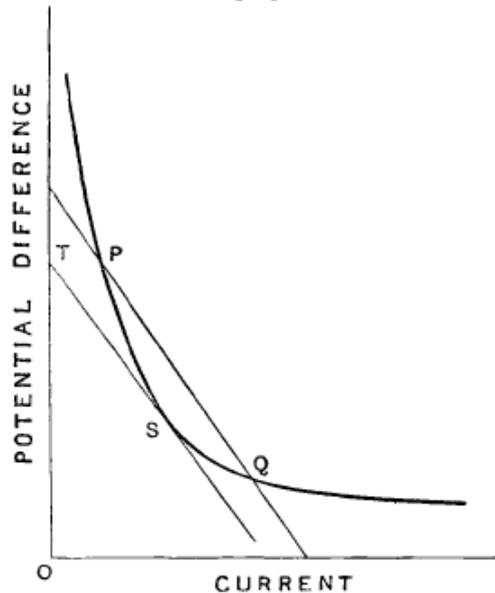
$$y = E - Ri$$

invece della curva

$$E = Ri + F(i)$$

Se la retta incontra la curva in due punti P e Q (fig. 193), possiamo mostrare come in precedenza che il funzionamento corrispondente a P è instabile e che la corrente per la differenza di potenziale esterna e la resistenza data è rappresentata dall'ascissa del punto Q. Se la resistenza è troppo grande, la retta non incontra la curva; se essa è troppo piccola, il punto Q è così lontano che il valore corrispondente della corrente è troppo grande per un arco silenzioso e che si forma necessariamente un arco sibilante.

Fig. 193.



La corrente minima corrispondente a una resistenza esterna data corrisponde al punto S dove la tangente alla curva è parallela alla linea $u = -Ri$. La corrente corrispondente a S è la corrente minima e il valore di OT, essendo T il punto in cui la tangente in S interseca l'asse $i=0$, è quello della forza elettromotrice minima.

Per trovare il valore massimo di R per il quale un arco può ancora mantenersi, con una forza elettromotrice E_1 , prendiamo $ON = E_1$ e tracciamo a partire da N una tangente alla curva. Se questa tangente incontra l'asse $y=0$ in M, ON/OM dà la resistenza cercata.

Arco sifflant

323. Quando si fa crescere la corrente oltre un certo valore, la differenza di potenziale tra gli elettrodi cade nel caso dell'elettrodo di carbone a circa 8-10V e non varia quando la corrente cresce; quando si raggiunge questo tempo, l'arco emette un sibilo. Mrs Ayrton che ha studiato l'arco sibilante ha mostrato che esso si produce quando l'incandescenza dell'anodo si propaga al di là del cratere e raggiunge le estremità degli elettrodi (vedere fig. 188). *c* e *a* rappresentano le forme presentate da un arco sibilante e da uno tranquillo. Il sibilo dell'arco è in stretto legame con l'ossidazione degli elettrodi da parte dell'aria; quando, infatti, l'incandescenza si estende attorno alle estremità degli elettrodi, il carbone incandescente non è più protetto dall'ossidazione da parte del vapore di carbonio. In tale caso l'arco sibila. Mrs Ayrton ha mostrato che se l'arco è prodotto in

un recipiente chiuso, un aumento di corrente non lo fa più sibilare se l'ossigeno racchiuso è stato interamente bruciato; il sibilo, al contrario, si riproduce quando si introduce nuovo ossigeno.

Possiamo vedere perché una combinazione chimica tende a far diminuire la differenza di potenziale tra gli elettrodi dell'arco. Il calore liberato dalla combustione degli elettrodi tende, infatti, a mantenere questi ultimi all'incandescenza; la totalità dell'energia che ciò richiede non deve essere interamente fornita dal campo elettrico. Trotter¹ ha mostrato che certe parti dell'arco variano rapidamente nel periodo instabile tra l'arco tranquillo e quello sibilante.

Azione di un campo magnetico sull'arco

324. L'arco è deviato da un campo magnetico nello stesso verso di un conduttore flessibile trasportante una corrente nello stesso verso di quella che vi circola. La traiettoria curva corrisponde a un percorso più lungo e l'influenza del campo magnetico sulla differenza di potenziale presenta la stessa caratteristica di un aumento di lunghezza; così come si può estinguere un arco allungandolo, lo si può estinguere con un campo magnetico intenso.

¹ Trotter, *Proc. Roy. Soc.*, t. LVI, 1894, p. 262.

Cap. 19. - Raggi catodici

325. Su questi raggi sono state fatte osservazioni così numerose e tratte dal loro studio conclusioni così importanti che è indispensabile dedicare loro un Capitolo speciale. Abbiamo già (Cap. XII) studiato la loro riflessione e il loro assorbimento, esamineremo ora le altre proprietà e il modo di produrle.

Essi furono scoperti da Plücker¹ nel 1859. Questo fisico osservò, vicino al catodo, in un tubo di vetro con un vuoto molto spinto, una fosforescenza giallo verdastra e notò che le macchie fosforescenti cambiavano posizione quando si avvicinava una calamita. Ma questa deviazione non era dello stesso tipo di quella del resto della scarica come abbiamo già studiato.

Plücker attribuì questa fosforescenza a correnti che andavano dal catodo alle pareti del tubo e che lasciavano per un motivo o per un altro una traccia del loro passaggio.

Hittorf², allievo di Plücker, riprese la questione. A lui dobbiamo la scoperta che un corpo solido posto tra un catodo a forma di punta e le pareti del contenitore proietta su queste un'ombra precisa, la cui forma dipende solo da quella del corpo, che sia opaco, trasparente, isolante o conduttore. Goldstein³ confermò ed estese queste osservazioni. Trovò che un piccolo oggetto posto vicino al catodo proiettava un'ombra netta sebbene non ben delimitata e la cui superficie era superiore a quella del corpo.

Questa osservazione aveva una grande importanza. Essa mostrava infatti che i raggi provocano la fosforescenza partendo dal catodo, in una direzione ben determinata. Se si sostituiva il catodo con un disco luminoso delle stesse dimensioni, lo stesso oggetto posto nelle sue vicinanze non proiettava ombra. Poteva, infatti, intercettare solo i raggi emessi normalmente dal disco e la luce emessa dalle altre parti impediva all'ombra di essere distinta. Goldstein che introdusse l'espressione *raggi catodici* li considerava come onde dell'etere e questo modo di vedere trovò in Germania numerosi sostenitori. Varley⁴, poi Crookes⁵ proposero un'altra spiegazione della loro origine. Essi avanzarono numerosi e solidi argomenti in appoggio alla loro ipotesi che i raggi catodici erano formati da particelle elettrizzate emesse dal catodo perpendicolarmente alla sua superficie, con una grande velocità, e che originavano la fosforescenza e una liberazione di calore dal loro urto contro le pareti del tubo; sottoposti all'azione di un campo magnetico, essi subirebbero una deviazione per la carica che trasportano. Si suppose in questa teoria che le particelle avessero le dimensioni delle comuni molecole. La scoperta fatta da Hertz⁶ che i raggi catodici potevano attraversare un sottile foglio d'oro o di alluminio si conciliava difficilmente con questo modo di vedere. Può essere, tuttavia, che il metallo esposto a un torrente di particelle elettrizzate negativamente si comporti come un catodo e provochi la fosforescenza sulle pareti del vetro dietro di esso. Le misure descritte al Cap. V che danno la massa dei portatori di carica, mostrano che le particelle avendo tutte una carica negativa non hanno dimensioni uguale a quelle delle più piccole molecole. La loro massa è infatti circa la millesima parte di quella di una molecola di idrogeno.

Studieremo ora in dettaglio le proprietà dei raggi catodici cominciando da quelle che li ha fatti scoprire, dalla fosforescenza che producono urtando dei solidi.

326. Il colore della fosforescenza che essi provocano urtando il vetro dipende dalla composizione di quest'ultimo. Con del vetro al sodio essa è verde giallastra, mentre con il vetro al piombo è blu. Un grande numero di corpi divengono fosforescenti quando li si espone a questi raggi; si ha così un metodo comodo per rivelarli. Essi eccitano molto facilmente la fosforescenza

1 Plücker, *Pogg. Ann.*, t. CVII, 1859, p. 77; t. CXVI, 1862, p. 45.

2 Hittorf, *Pogg. Ann.*, t. CXXXVI, 1869, p. 8.

3 Goldstein, *Berl. Monat.*, 1876, p. 284.

4 Varley, *Proc. Roy. Soc.*, t. XIX, 1871, p. 236.

5 Crookes, *Phil. Trans.*, parte I, 1879, p. 135; parte II, 1879, p. 641.

6 Hertz, *Wied. Ann.*, t. XLV, 1892, p. 28.

del platinocianuro di potassio; si usa per metterli in evidenza uno schermo formato da questa sostanza. Lo spettro della luce emessa da questi corpi quando divengono fosforescenti sotto l'influsso del bombardamento di questi raggi è in genere continuo. Sir Willam Crookes¹ ha mostrato che se i raggi catodici cadono su certe terre rare come l'ittrio, essi danno uno spettro a righe brillanti. Si è basato su questa proprietà un metodo spettroscopico della massima importanza per lo studio delle terre rare². Queste terre divengono luminose quando le si porta a una temperatura elevata come nei manicotti dei bruciatori Auer. Vi è tuttavia una differenza tra l'incandescenza prodotta così e quella ottenuta con i raggi catodici. Nei manicotti di Auer, l'aggiunta dell'1% di cerina alla torina la rende 11 volte più luminosa della torina pura. Campbell Swinton³ ha mostrato che questa miscela non ha alcuna influenza sulla luminosità provocata dai raggi catodici. Inoltre, nella fiamma, la cerina pura dà tanta luce quanto la torina pura, mentre sotto l'azione dei raggi catodici dà una luce brillante e la cerina non dà praticamente nulla.

327. L'urto dei raggi catodici provoca in alcuni casi modifiche chimiche ben definite. Goldstein⁴ ha mostrato che i sali aloidi di metalli alcalini cambiano colore quando sono esposti a questi raggi. Per esempio, i cristalli di salgemma acquistano una bella tinta violetta. Questa colorazione non è permanente, benché tuttavia in certi casi la decolorazione sia molto lenta. Vi è al Cavendish Laboratory qualche cristallo che in un tubo di prova tappato e conservato alla luce ha ancora dopo più di sette anni una colorazione intensa. Esposti all'umidità essi si decolorano molto facilmente. Se con una calamita si fa spostare lentamente un fascio di raggi catodici alla superficie di un cristallo di questo sale, la traccia del percorso dei raggi rimane indicata da una banda colorata. Si può produrre chimicamente tale variazione di colore; se si scalda il cloruro di sodio con vapore di sodio, questo sale si colora come se fosse stato esposto ai raggi catodici; il sale colorato si ottiene pure al catodo quando si elettrolizzano dei sali aloidi; lo si trova pure allo stato nativo. Secondo Wiedemann e Schmidt⁵ la colorazione sarebbe dovuta alla formazione di un sotto cloruro. Elster e Geitel⁶ trovarono che questo sale colorato è molto fotoelettrico, emettendo elettricità negativa quando è esposto alla luce; si comporta infatti come se contenesse tracce di metallo libero. Il vetro dei tubi a vuoto si colora pure di violetto quando sono stati a lungo usati.

328. Il vetro perde la proprietà di divenire fosforescente quando lo si espone a lungo ai raggi catodici. Ciò è mostrato chiaramente da una bella esperienza di Crookes⁷. Si proietta sulle pareti del tubo l'ombra di una croce di mica; quando la scarica è passata per un certo tempo, si fa cadere la croce, oppure si impiega un nuovo catodo posto in un diverso punto del tubo. Si distingue ancora l'immagine della croce, ma essa è più brillante delle altre parti del vetro mentre prima era l'inverso. Le parti esterne all'immagine iniziale provano una specie di fatica in seguito al bombardamento catodico e sono meno fosforescenti nella seconda parte dell'esperienza delle parti esterne che non hanno subito il primo bombardamento. Crookes trovò che questa modifica della fosforescenza del vetro persisteva dopo la fusione e il raffreddamento.

329. Villard⁸ trovò che i raggi catodici esercitavano un'azione riduttrice; se essi urtano una placca di rame ossidato, la parte colpita ridiviene brillante. Studiando gli effetti chimici ai quali danno luogo, non bisogna dimenticare che il loro urto è spesso accompagnato da un forte aumento della temperatura e che alcune delle modificazioni chimiche che essi provocano possono essere effetti secondari dovuti al calore che producono. Del platino esposto a lungo alla loro azione si ricopre di nero del platino.

1 Crookes, *Phil. Trans.*, parte II, 1879, p. 661.

2 *Ibid.*, parte III; 1883; parte II, 1885.

3 Campbell Swinton, *Proc. Roy. Soc.*, t. LXV, 1900, p. 115.

4 Goldstein, *Wied. Ann.*, t. LXIV, 1898, p. 371.

5 Wiedemann e Schmidt, *Wied. Ann.*, t. LIV, 1895, p. 262; t. LXIV, 1898, p. 78.

6 Elster e Geitel, *Wied. Ann.*, t. LIX, 1896, p. 487.

7 Crookes, *Phil. Trans.*, parte II, 1879, p. 645.

8 Villard, *Journal de Physique*, terza serie, t. VIII, 1899, p. 140.

Termoluminescenza

330. In qualche caso, anche quando non vi è alcuna colorazione visibile, il modo in cui si comporta il corpo che è stato esposto ai raggi catodici mostra di aver subito modifiche. Il caso indicato da Wiedemann¹ con il nome di *Termoluminescenza* ne è un esempio lampante. Alcuni corpi, dopo essere stati esposti ai raggi catodici, possiedono per un certo tempo il potere di divenire luminosi quando si innalza la loro temperatura ben al di sotto di quella che si richiede comunemente. Essi conservano tale proprietà per settimane e mesi dopo l'esposizione ai raggi.

Le sostanze che presentano questa proprietà al massimo livello appartengono a quella classe di corpi che Van't Hoff² ha chiamato *soluzioni solide*. Esse sono ottenute dalla precipitazione simultanea di due sali, uno dei quali è in grande eccesso rispetto all'altro. La tabella seguente dovuta a Wiedemann e Schmidt³ fornisce il ruolo di una debole traccia di una sostanza determinata sulla fosforescenza prodotta dall'urto dei raggi, sulla persistenza più o meno grande della fosforescenza e sulla termoluminescenza. L'espressione $\text{CaSO}_4 + x\text{MnSO}_4$ significa: soluzione solida di una traccia di MnSO_4 nel CaSO_4 .

Le *Entladungstrahlen* provocano pure la termoluminescenza; Wiedemann ha infatti mostrato che alcune delle sostanze precedenti la manifestano quando si producono scintille nelle loro vicinanze.

| Sostanza | Fosforescenza catodica | Luminescenza restante | Termoluminescenza |
|--|-------------------------|-----------------------|-------------------|
| MnSO_4 | rosso debolmente giallo | nulla | nulla |
| $\text{CaSO}_4 + x\text{MnSO}_4$ | verde intenso | verde scuro | verde intenso |
| SrSO_4 | nulla | nulla | nulla |
| $\text{SrSO}_4 + x\text{MnSO}_4$ | rosso brillante | percettibile | percettibile |
| BaSO_4 | violetto scuro | nulla | |
| $\text{BaSO}_4 + x\text{MnSO}_4$ | blu scuro | debole | molto debole |
| MgSO_4 | rosso | percettibile | debole |
| $\text{MgSO}_4 + 1\%x\text{MnSO}_4$ | rosso scuro | persistente | rosso intenso |
| ZnSO_4 | bianco brillante | persistente | bianco |
| $\text{ZnSO}_4 + 1\%x\text{MnSO}_4$ | rosso intenso | molto persistente | rosso intenso |
| Na_2SO_4 | bluastro | debole | brillante |
| $\text{Na}_2\text{SO}_4 + 0,5\%x\text{MnSO}_4$ | giallo scuro intenso | intensa | giallo brillante |
| CdSO_4 | giallo | persistente | giallo brillante |
| $\text{CdSO}_4 + 1\%x\text{MnSO}_4$ | giallo intenso | molto persistente | giallo intenso |
| CaFl^2 | leggermente bluastro | molto debole | debole |
| $\text{CaFl}^2 + x\text{MnFl}^2$ | verde intenso | persistente | verde intenso |

321. Possiamo confrontare la luminosità rimanente che si osserva con questi solidi a quella che si ottiene nel momento del passaggio della scarica elettrica attraverso certi gas, che rimangono luminosi per un tempo considerevole dopo il passaggio della scarica. Non è necessario che questa consista di raggi catodici, la maggior parte dei tipi di scarica produrrà una luminosità residua se la pressione ha un valore opportuno. Questa luminosità residua è eccezionalmente osservabile nelle scariche senza elettrodi e si manifesta in particolare nell'ossigeno e nel cianogeno, gas che si polimerizzano facilmente. Stimo che vi siano forti motivi per credere che la luminosità rimanente sia collegata molto intimamente alla proprietà che possiedono certi gas di polimerizzarsi e di formare molecole complesse, essendo il ritorno graduale del gas dallo stato polimerizzato allo stato normale accompagnato da un'emissione di luce.

322. Come la termoluminescenza dei solidi, la luminosità residua nei gas sembra accresciuta dalla presenza di piccole tracce di impurità; essa è più brillante nell'ossigeno contenente tracce di

¹ Wiedemann e Schmidt, *Wied. Ann.*, t. LIV, 1895, p. 604.

² Van't Hoff, *Zeitsch. f. phys. Chem.*, t. V, 1890, p. 201.

³ Wiedemann e Schmidt, *Wied. Ann.*, t. LVI, 1895, p. 201.

azoto che nell'ossigeno puro. Newall¹ scoprì un effetto assai notevole legato alla luminosità residua nell'ossigeno. Trovò che, nel caso della scarica senza elettrodi, la luce residua si manifestava solamente quando la pressione era compresa tra 0,6mm e 0,01mm. Se la scarica attraversa il gas a una pressione che non rientra in questi limiti, non si osserva alcuna luminosità. Ma se allora, dopo il passaggio della scarica, si modifica la pressione fino a riportarla entro questi limiti, il gas comincia a divenire luminoso. Ciò fa pensare che la forma polimerizzata è stabile, cioè che il gas ritorna al suo stato normale solo con una pressione tra 0,6mm e 0,01mm. Si può osservare che è precisamente entro questi limiti che si trova la regione dove alcuni osservatori, non tutti tuttavia, hanno osservato notevoli differenze con la legge di Mariotte-Boyle.

Nel caso dei solidi e dei liquidi possiamo attribuire alla fosforescenza l'origine seguente. I raggi catodici o gli *Entladungstrahlen* ionizzano la sostanza, producendo corpi complessi che divengono fosforescenti ritornando al loro stato iniziale. Alcune di queste molecole complesse sono instabili alla temperatura ordinaria e si scompongono immediatamente, dando così origine a una fosforescenza residua come quella del vetro. Altri sono stabili alla temperatura ordinaria, ma sono instabili e si scompongono alle temperature elevate; essi danno luogo alla termoluminescenza.

333. Mac Clennan² ha mostrato che certi sali, particolarmente i solfati di potassio, stronzio, bario e calcio, dopo l'esposizione ai raggi catodici o alle radiazioni emesse da una scintilla, possono scaricare un corpo elettrizzato positivamente e posto vicino ad essi in un gas a bassa pressione. Essi si comportano infatti come corpi fotoelettrici esposti alla luce ultravioletta, cioè emettono lentamente corpuscoli carichi negativamente.

Mac Clennan fece esperienze per mostrare che i sali scaldati non emettono alcuna radiazione ultravioletta; non sembra esservi rapporto tra la proprietà dei sali di produrre l'effetto scoperto da Mac Clennan e quella di dare luogo a fenomeni di termoluminescenza. Questo fisico trovò, infatti, che numerosi sali che si illuminano fortemente quando li si riscalda non presentavano questo effetto che era al contrario prodotto da altri dando solo a mala pena una debole termoluminescenza.

Effetti termici prodotti dai raggi

334. I raggi catodici scaldano i corpi che colpiscono e se li si concentra utilizzando come catodo una porzione di cilindro cavo o una calotta sferica, si può portare il platino all'incandescenza, fondere frammenti di vetri e carbonizzare la superficie del diamante.

E. Wiedemann e Ebert³, E. Wiedemann⁴ e Ewers⁵ hanno misurato il calore sviluppato e un semplice esempio ci può offrire un'idea della quantità di energia trasportata dai raggi. Se n è il numero di corpuscoli che urtano il corpo nell'unità di tempo, m la massa di uno di essi, v la sua velocità, l'energia E posseduta dai corpuscoli che raggiungono il corpo nell'unità di tempo è $\frac{1}{2}nmv^2$; se tutti i corpuscoli che lo urtano provengono dal catodo e se e è la carica di uno di essi $ne=I$, corrente trasportata dai corpuscoli; allora $E=\frac{1}{2}I\frac{m}{e}v^2$; ora $10^{-3}A$ non è un valore particolarmente grande per I ; se $v=5\cdot 10^9cm/s$, abbiamo, poiché $m/e=6\cdot 10^{-8}$, $E=12,5\cdot 10^5$; l'energia posseduta dai corpuscoli che raggiungono il corpo in un minuto è quindi circa una caloria.

335. L'urto di corpuscoli non scalda solo i corpi colpiti, provoca loro fosforescenza e fa emettere loro raggi di Röntgen e raggi catodici. Risultati interessanti sono forniti dalla misura del calore prodotto dai raggi catodici e dalla carica elettrica che essi comunicano al corpo che incontrano.

Tali misure sono state fatte dall'autore⁶, poi, più tardi e con grande dettaglio, da Cady⁷. Il metodo

1 Newall, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. IX, 1897, p. 295.

2 Mac Clennan, *Phil. Mag.*, sesta serie, t. III, 1902, p. 195.

3 E. Wiedemann e Ebert, *Sitz. der phys. med. Soc.*, Erlangen, dicembre 1891.

4 E. Wiedemann, *Wied. Ann.*, t. LXVI, 1898, p. 61.

5 Ewers, *Wied. Ann.*, t. LXIX, 1899, p. 167.

6 J.J. Thomson, *Phil. Mag.*, quinta serie, t. XLIV, 1893, p. 293.

7 Cady, *Drude's Annalen*, t. I, 1900, p. 678.

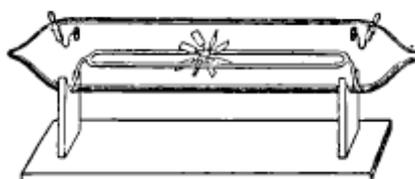
impiegato da Cady consisteva nel misurare: 1° il calore prodotto su una banda bolometrica urtata dai raggi; 2° la carica negativa ricevuta ogni secondo dal bolometro. Quest'ultima, cosa importante da notare, non è necessariamente uguale a quella che è trasportata dai corpuscoli che urtano il corpo in un secondo; alcuni di loro rimbalzano su di esso portando con sé la loro carica, ossia l'urto fa emettere al corpo raggi catodici che portano con loro una carica negativa, o atomi positivi che gli fanno prendere al contrario una carica negativa supplementare. Così se T è la carica trasportata dai corpuscoli, i quella presa dal bolometro in un secondo, I non è necessariamente uguale a i . Se V è la differenza di potenziale tra gli elettrodi del tubo, l'energia trasportata dai corpuscoli è VI . Cady misurò il rapporto Vi/Q , essendo Q l'equivalente meccanico del calore sviluppato nell'unità di tempo. Trovò che questo rapporto dipendeva molto da i ; fintanto che i è grande, è superiore all'unità, diminuisce poi con i ; quando i è molto piccolo (inferiore a 10^{-7}), diviene costante e uguale a 0,83. Se il rapporto è inferiore all'unità, cioè vi è una emissione di elettricità negativa dal bolometro, sia per riflessione dei raggi catodici, sia per emissione dalla sua superficie di raggi catodici secondari. Abbiamo visto che le misure di i e di V non danno l'energia dei raggi catodici che urtano la superficie. Basterebbe tuttavia modificare leggermente le esperienze per ottenere dati che permettano di calcolare questa energia: bisognerebbe semplicemente circondare il bolometro con un cilindro di Faraday isolato, immettervi i raggi attraverso una stretta apertura e misurare la carica che riceve nell'unità di tempo.

E. Wiedemann ha mostrato che l'energia spesa per produrre la fosforescenza è soltanto una piccola frazione dell'energia incidente.

Effetti meccanici prodotti dai raggi

336. Un risultato accessorio degli effetti termici prodotti dai raggi è fornito dagli effetti meccanici molto interessanti studiati soprattutto da Crookes¹ e Puluz². L'esperienza ben nota di Crookes e rappresentata in figura 194 ne è un esempio sorprendente. All'interno di un tubo a vuoto è disposto su delle rotaie di vetro l'asse di un piccolo mulinello ad alette. Quando la scarica passa attraverso il tubo, i raggi catodici raggiungono le alette superiori e la ruota inizia a girare dirigendosi dall'estremità negativa verso la positiva.

Fig. 194.



Un calcolo semplice mostra che non possiamo attribuire la rotazione alla coppia comunicata alle alette dall'urto; supponiamo che i raggi siano tanto potenti da trasportare la corrente molto intensa di 10^{-5} e dotati della considerevole velocità di 1010cm/s . Siano N il numero di corpuscoli che urtano la superficie nell'unità di tempo, m la loro massa; supponiamo che i corpuscoli rimbalzino sulla superficie e abbiano dopo l'urto una velocità uguale a quella di prima; il momento comunicato alla superficie nell'unità di tempo è $2Nm \cdot 10^{10}$; se e è la carica trasportata da un corpuscolo, Ne è la corrente trasportata dai raggi: nel caso che consideriamo 10^{-6} in unità assolute; il momento comunicato alla superficie al secondo è uguale a $2m/e \cdot 10^4 \text{dyne}$, o, siccome $m/e = 6 \cdot 10^{-8}$ a $2,2 \cdot 10^{-3} \text{dyne}$. Ciò equivale a una differenza di pressione di un cinquecento milionesimi di atmosfera sulle due facce del mulinello di 1cm^2 di superficie, azione troppo debole per spiegare il movimento di un corpo come quello rappresentato in figura. Questo movimento è probabilmente dovuto a un effetto analogo a quello che si osserva in un radiometro. L'urto dei raggi aumenta la temperatura di una

1 Crookes, *Phil. Trans.*, 1879, parte I, p. 152.

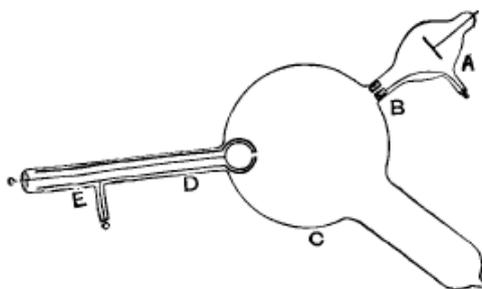
2 Puluz, *Radiant Elecrod Matter. Physical Society's Reprint of Memoirs*, p. 275.

delle facce dell'aletta. Starke¹ ha mostrato che quando le alette sono disposte in modo da eliminare l'effetto radiometrico, l'effetto meccanico osservato è estremamente piccolo; in queste esperienze dove la corrente trasportata dai raggi catodici era uguale a $10^{-7}A$ e la differenza di potenziale di $10000V$, era certamente inferiore a 10^{-4} dyne.

Carica elettrica trasportata dai raggi catodici

337. Perrin² ha mostrato direttamente che i raggi catodici trasportano una carica negativa. La figura 195 rappresenta una modifica di questa esperienza. I raggi partono dal catodo A e attraversano una fenditura disposta in un tubo di ottone B fissato all'estremità di un collettore del tubo a vuoto. Questo tubo di ottone è collegato a terra e serve da anodo. I raggi, dopo essere passati attraverso la fenditura, penetrano nella parte sferica C. In essa sono disposti due cilindri metallici coassiali; uno dei due, l'esterno D, è messo a terra, l'interno E è accuratamente isolato e collegato a un elettrometro. I cilindri sono disposti al di fuori della traiettoria diretta dei raggi. Quando la scarica passa attraverso il tubo, e quando i raggi catodici attraversano orizzontalmente il recipiente C, il cilindro interno E riceve una carica negativa molto piccola.

Fig. 195.



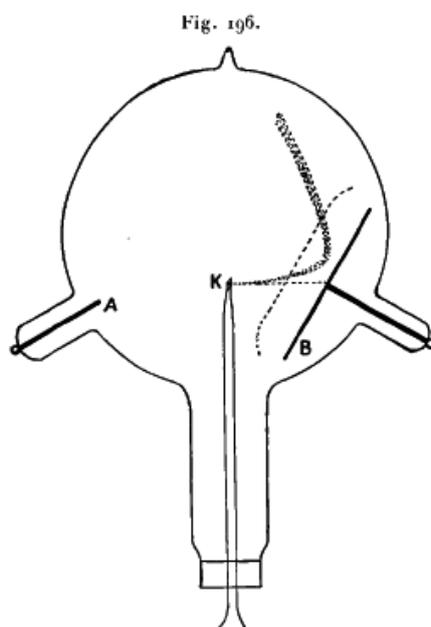
Si deviano i raggi catodici con un magnete; si deduce la loro traiettoria dalla posizione della macchia fosforescente che producono sulle pareti di C; quando la deviazione è molto grande tanto che la posizione della macchia mostra che i raggi cadono sull'apertura, si osserva un aumento considerevole della carica negativa ricevuta da E. Quando la deviazione aumenta ancora, la fosforescenza cade al di sotto della fenditura e la carica negativa del cilindro E scompare. Questa esperienza mostra che i raggi trasportano una carica negativa, seguendo l'elettrizzazione negativa esattamente la stessa traiettoria dei raggi che producono la fosforescenza del vetro.

Questa esperienza mostra pure che i raggi catodici rendono conduttore il gas che attraversano; se infatti si lascia passare la scarica e se si dà ai raggi una deviazione tale da farli penetrare all'interno del cilindro, la carica di quest'ultimo raggiungerà un certo valore, oltre il quale non aumenterà più, qualunque sia il tempo durante il quale si prolunga l'esperienza; ciò mostra che il gas che circonda il cilindro è conduttore e si raggiunge lo stato stazionario quando quello perde per conduzione attraverso il gas quanto guadagna sotto l'azione dei raggi catodici. Si osserva lo stesso effetto se il cilindro è stato prima di tutto caricato negativamente prima dell'inizio della scarica: se questa carica è inferiore a un certo valore i raggi catodici la aumentano, se essa gli è superiore la diminuiscono fino al valore critico. Un modo interessante di mostrare la deviazione dei raggi catodici sotto l'azione di un campo elettrico consiste nel produrre un fascio stretto di questi raggi per mezzo di una macchia di calce posta su un foglio di platino scaldato al rosso da una corrente elettrica. Se si impiega questo foglio come catodo, un fascio di raggi sottile e ben definito parte dalla macchia di calce; se, come indicato nella figura 196, una placca metallica B è posta non lontano dalla traiettoria dei raggi, questi ultimi saranno deviati e si allontaneranno dalla placca quando questa sarà carica negativamente e si potrà seguire facilmente la curva che essi descrivono grazie alla luminosità che

1 Starke, *Ann. der Phys.*, t. III, 1900, p.101.

2 Perrin, *Comptes rendus*, t. CXXI, 1895, p. 1130.

producono nel gas. La calce a temperatura elevata permette di produrre i raggi con una differenza di potenziale inferiore a quella necessaria quando il catodo è freddo; la velocità dei raggi è allora minore e la deviazione che essi subiscono in un campo elettrico è maggiore di quella che si può ottenere con un tubo a vuoto comune. Il fascio di raggi è molto sensibile all'azione delle forze magnetiche e disegna curve e spire molto belle quando gli si avvicina un magnete.



Spettro magnetico dei raggi catodici

338. Birkeland¹ trovò che quando si producono raggi catodici con una bobina di induzione, la macchia fosforescente che essi producono non si sposta interamente sotto l'azione di un campo magnetico, ma è scissa in numerose parti. Per esempio, se si ha all'inizio una banda rettilinea fosforescente, si osservano sotto l'influsso di un campo magnetico numerose bande parallele separate da intervalli relativamente scuri.

Questo fenomeno è detto *spettro magnetico*. Ho ottenuto effetti analoghi deviando i raggi con un campo elettrico. Questa dispersione dei raggi mostra che il fascio originario di raggi catodici non è omogeneo, ma è formato da gruppi dotati di velocità diverse, che presentano tra loro differenze finite. Ogni gruppo subisce una deviazione differente, essendo i più lenti più deviati di quelli dotati di una velocità assai maggiore.

Strutt ha mostrato² che lo spettro magnetico è dovuto alla mancanza di uniformità forzosamente legata all'impiego di una bobina di induzione che produce una scarica discontinua; se si producono i raggi catodici con una potente macchina elettrica o con una batteria formata da un grande numero di elementi che producono una scarica continua, un campo elettrico o un campo magnetico non separano la fosforescenza in bande separate.

Traiettoria dei raggi catodici in un tubo a scarica

339. I raggi catodici sono deviati dalle forze elettriche; se il campo elettrico è molto intenso nello spazio oscuro di Crookes, i raggi che lo attraversano, a meno tuttavia che le linee di forza non siano rettilinee (caso presentato approssimativamente da un catodo costituito da un grande disco piano), saranno deviati e la loro traiettoria non coinciderà con quella normale, corrispondente al punto di proiezione dal catodo. La grandezza della deviazione contata a partire dalla normale dipende dal

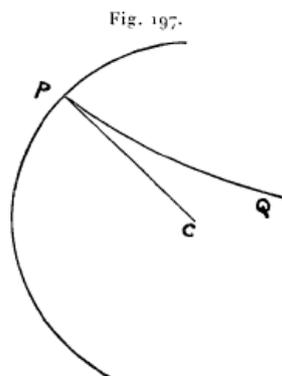
¹ Birkeland, *Comptes rendus*, t. CXXIII, 1897, p. 92.

² Strutt, *Phil. Mag.*, quinta serie, t. XLVIII, 1899, p. 478.

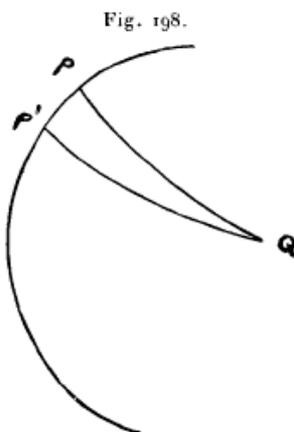
gradiente dell'intensità del campo elettrico quando ci si allontana dal catodo; se come è il caso, quando la pressione non è molto bassa, il campo vicino al catodo è molto più intenso che a una certa distanza da questo, i corpuscoli acquisteranno quindi un'energia notevole mentre saranno vicini al catodo, e saranno solo poco deviati dal campo comparativamente debole che essi poi attraverseranno.

Le traiettorie dei raggi saranno in questo caso all'incirca normali al catodo; se questo è formato da una parte di sfera, i raggi catodici ne seguiranno i raggi e formeranno un fuoco nel suo centro. Ma se l'intensità del campo varia poco allontanandosi dal catodo, avremo una deviazione più grande che nell'ultimo caso; poiché non solo la velocità acquisita dai raggi vicino al catodo sarà più piccola, ma anche perché la forza deviante diverrà più grande quando si allontaneranno. Le traiettorie dei raggi non saranno più allora delle normali a causa dell'esistenza di una forza deviante, non saranno più linee di forza a causa dell'inerzia dei corpuscoli, salvo tuttavia se queste ultime sono rettilinee.

Le traiettorie dei corpuscoli saranno comprese tra la normale e linee di forza. Così per esempio nel caso di una sfera cava la traiettoria sarà compresa tra la normale CP e la linea di forza PQ (fig. 197).



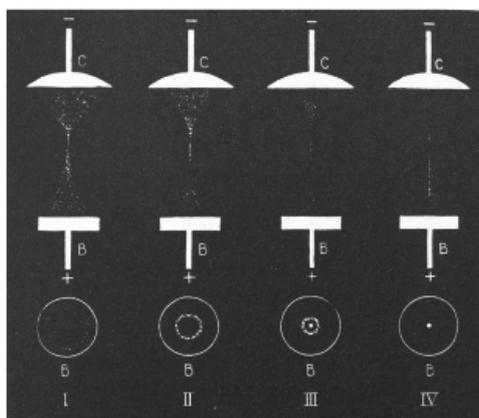
Se le traiettorie intersecano l'asse, esse lo faranno oltre il centro. È un fatto ben noto che quando si impiegano nei tubi destinati alla produzione di raggi di Röntgen un catodo di questa forma, il fuoco è tanto più lontano da esso quanto più il vuoto è maggiore. Goldstein, che fece una serie di esperienze molto belle sulle macchie fosforescenti prodotte dai catodi curvi di forme differenti, mostrò servendosi di un catodo asimmetrico che i raggi attraversavano l'asse per pressioni relativamente alte e che ciò non avveniva più quando la pressione era molto bassa. L'aspetto offerto dai raggi catodici emessi da un catodo curvato è dato dal disegno della figura 198, tratto dalla Memoria di Campbell Swinton. Si può vedere che il loro aspetto è molto diverso da quello che si avrebbe se i raggi si propagassero normalmente al catodo.



340. Il moto dei corpuscoli nel tubo a vuoto offre un ricco campo di applicazione al principio di Hamilton. Essendo il catodo una superficie equipotenziale e avendo i corpuscoli che se ne allontanano normalmente in questo momento la stessa quantità di energia, le traiettorie saranno, secondo il principio di Hamilton, ortogani a un sistema di superfici.

341. Abbiamo considerato i raggi catodici come dovuti a ioni positivi formati dai raggi catodici stessi a qualche distanza dal catodo. Se la traiettoria PQ di un raggio catodico è incurvata e se gli ioni positivi hanno la loro origine in un punto Q, siccome la loro massa è diversa da quella degli ioni negativi, la traiettoria di uno ione positivo che si dirige verso il catodo non sarà QP, ma qualche altra curva QP'. Raggi catodici prodotti in P e le cui traiettorie non saranno rettilinee, produrranno ioni positivi che provocheranno l'emissione di nuovi raggi catodici non in P, ma in un altro punto P'. La distanza tra i punti dove gli ioni positivi colpiranno il catodo e quello da cui sono partiti i raggi catodici iniziali sarà massima per i raggi che provengono dai bordi del catodo, poiché questi ultimi dovranno attraversare le parti del campo elettrico dove le linee di forza sono più incurvate. Vi saranno quindi solo molto pochi ioni che colpiranno i bordi esterni del catodo; i raggi catodici devono, di conseguenza, essere emessi in maggior numero quando si avvicinano al centro. Ma d'altra parte con un catodo curvo la forza elettrica nelle sue vicinanze è minima nel suo centro e i raggi dovranno essere poco numerosi lungo l'asse. Se si tiene conto di queste due considerazioni ci si deve aspettare di trovare un massimo di emissione in un punto intermedio. Le osservazioni di Campbell Swinton¹ stabiliscono proprio così. Egli trovò con elettrodi concavi che quando la pressione era compresa tra certi limiti i raggi catodici non formavano un fascio pieno, ma presentavano la forma di un cono cavo. Lo mostrò grazie alla fosforescenza che producevano su una lastra di carbone il cui piano era perpendicolare al catodo. La macchia fosforescente era un anello circolare avente qualche volta nel suo centro un punto luminoso. La figura 199 lo rappresenta.

Fig. 199.



Campbell Swinton trovò che questa forma conica cava che assumeva il fascio dipendeva dalla curvatura del catodo e non si produceva con un catodo piano.

Repulsione dei fasci catodici

342. Goldstein² trovò che quando in un tubo a scarica si dispongono due catodi collegati tra loro, il fascio dei raggi catodici che proviene da uno è deviato quando passa nello spazio oscuro che circonda l'altro.

Ecco una delle esperienze di Goldstein. Egli impiegò due catodi, uno formato da un cilindro cavo metallico *a*, che produceva una certa luminosità nel gas che attraversava, l'altro *b* costituito da un filo perpendicolare all'asse del fascio proveniente da *a*. Finché *b* non era collegato ad *a*, la traiettoria dei raggi emessi da *a* era rettilinea; ma se *b* e *a* erano collegati assieme, i raggi catodici

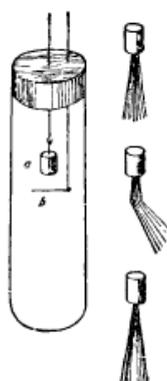
¹ Campbell Swinton, *Proc. Roy. Soc.*, t. LXI, 1897, p. 79.

² Goldstein, *Eine neue Form der elektrischen Abstossung*.

emessi da a si flettevano avvicinandosi a b . Goldstein trovò la deviazione indipendente dalla sostanza che formava il catodo, così come dal tipo di gas attraversato dai raggi.

La deviazione non avveniva più se si circondava il catodo deviante con uno schermo formato da una sostanza solida qualunque.

Fig. 200.



Un'esperienza di Crookes mostra pure le deviazioni subite dai due fasci catodici, a, b (fig. 201) sono due dischi metallici; uno dei due o entrambi possono essere impiegati come catodi; di fronte ad essi, si dispone un diaframma con due aperture. La traiettoria dei raggi nel tubo è denotata dalla fosforescenza che essi eccitano su uno schermo ricoperto di calce leggermente inclinato sulla loro traiettoria. Se a è il catodo e b neutro i raggi seguono la traiettoria df , al contrario essi seguono ef quando a è neutro e b il catodo. Ma quando a e b sono entrambi catodi le traiettorie dei raggi sono rispettivamente dg e eh , essendo le due correnti visibilmente respinte una dall'altra. Crookes¹ attribuisce questa divergenza alla repulsione delle cariche negative che essi trasportano. E. Wiedemann e Ebert² modificando le condizioni sperimentali hanno mostrato che questa non è la causa della repulsione osservata.

Fig. 201.



Essi dotarono di alette le aperture d ed e e trovarono che quando a e b erano nello stesso tempo catodi, la traiettoria dei raggi essendo passato attraverso e era eh , sia che l'aletta che ricopriva d fosse tolta o abbassata; quando essa era chiusa non vi erano raggi catodici lungo il cammino dg per deviare quelli che erano passati da d . Ciò mostra che la deviazione dei raggi ha la propria origine nell'intervallo compreso tra a e d .

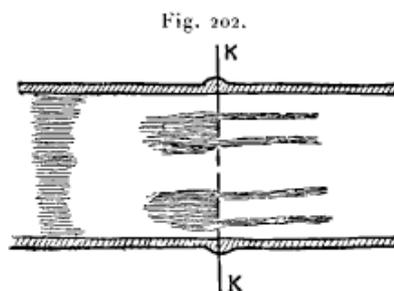
Si possono spiegare tutti gli effetti descritti con una repulsione elettrostatica dell'elettricità negativa trasportata dai raggi catodici nel campo elettrico intenso che circonda il catodo. Questa repulsione è solo apprezzabile quando i raggi emessi da uno dei catodi passano attraverso lo spazio scuro dell'altro e ciò perché, come abbiamo visto, il campo elettrico è molto più intenso che in tutte le alte parti della scarica. Abbiamo in precedenza discusso un metodo che utilizza la deviazione dei raggi catodici per misurare l'intensità del campo elettrico nel tubo.

Raggi canale o raggi positivi

343. Quando si impiega un catodo forato, si possono, se la pressione è compresa entro certi limiti, osservare correnti luminose passanti attraverso i fori del catodi e partenti dalla parte opposta all'anodo seguendo un cammino rettilineo (fig. 202).

¹ Sir W. Crookes, *Phil. Trans.*, 1879, parte II, p. 652.

² E. Wiedemann e Ebert, *Wied. Ann.*, t. XLVI, 1891, p. 158.



Goldstein¹ le osservò per primo e le chiamò *Raggi canale*. Essi eccitano la fosforescenza delle parti del vetro che colpiscono e se quest'ultimo è un vetro al sodio le parti luminose presentano allo spettroscopio righe del sodio. Wehnelt² ha mostrato che quando essi urtano una placca di rame, la ossidano, mentre i raggi catodici, come visto, riducono una placca ossidata. Schmidt³, d'altra parte, ha fatto vedere che questa ossidazione del metallo, da parte dei raggi canale non è dovuta al loro urto ma a un'azione indiretta poiché i raggi producono ossigeno attivo passando attraverso il gas. Egli lo evidenzia producendo un'ombra su una lastra di rame interponendo tra essa e il punto di partenza dei raggi un ostacolo solido. La parte scoperta dell'ombra presentava un'ossidazione grande quanto quella che era soggetta all'urto diretto dei raggi. Schmidt osservò che nell'idrogeno i raggi canale producevano gli effetti di riduzione.

Benché meno facilmente deviati dei raggi catodici da un campo elettrico o da un campo magnetico, i raggi canale subiscono tuttavia una deviazione valutabile e W. Wien ha mostrato che il verso di questa deviazione indica che essi sono costituiti da particelle cariche positivamente. Misurò con il metodo del Capitolo V il rapporto tra la loro carica e la loro massa e trovò 10^4 come valore massimo; è il valore del rapporto tra la carica e la massa per lo ione idrogeno nell'elettrolisi. Wien trovò che a fianco di questi raggi che danno questo valore limite di e/m , ve ne sono altri per i quali questa quantità è inferiore e nulla prova che le sue variazioni siano discontinue, cosa che avverrebbe se la carica variasse per multipli di e e la massa per multipli di m . Ho osservato variazioni simili con gli ioni positivi emessi dai fili incandescenti.

Crede che queste variazioni siano probabilmente dovute al fatto che gli ioni positivi perdono la loro carica prima di raggiungere il vetro di cui provocano la fosforescenza, o hanno la loro massa aumentata durante il percorso dall'attrazione di una o più molecole che si fissano su di essi. Ciò che si misura in queste esperienze è il rapporto del valore medio di e/m . Se gli ioni positivi sono neutralizzati da cariche negative o vedono la loro massa aumentata prima di raggiungere il vetro, il valore medio di e sarà inferiore nel momento dell'urto rispetto a quello che corrisponderebbe alla carica e alla massa originarie. Non dobbiamo dimenticare che il gas attraverso il quale passano i raggi canale è ionizzato e riempito di corpuscoli capaci di neutralizzare una carica positiva. Si può pensare che se gli ioni hanno perso la loro carica prima di colpire il vetro, non saranno capaci di provocare la fosforescenza, poiché l'urto di molecole neutre non la può produrre.

Dalle esperienze di Wien, gli ioni positivi dei raggi canale si muovono con velocità superiori a 10^8 cm/s.

Non conosciamo molecole dotate di simili velocità. L'urto risultante dalla collisione può bastare a ionizzare una carica positiva e a provocare vicino al punto dell'urto effetti analoghi a quelli prodotti da ioni carichi.

344. W. Wien⁴, Ewers⁵ e Villard⁶ hanno eseguito numerose esperienze allo scopo di rivelare la carica positiva trasportata dai raggi canale ricevendo questi ultimi come nelle esperienze di Perrin

1 Goldstein, Berlin Sitz., t. XXXIX, 1886, p. 691. - *Wied. Ann.*, t. LXIV, 1898, p. 45.

2 Wehnelt, *Wied. Ann.*, t. LXVII, 1899, p. 421.

3 Schmidt, *Ann. der Phys.*, t. IX, 1902, p. 703.

4 W. Wien, *Wied. Ann.*, t. XV, 1898, p. 445.

5 Ewers, *Wied. Ann.*, t. LXIX, 1899, p. 167.

6 Villard, *Journal de Physique*, terza serie, t. VIII, 1899, pp. 5 e 140.

sui raggi catodici in un cilindro di Faraday e osservando la carica da esso acquistata. Questi fisici non sono in accordo sull'interpretazione da dare ai risultati ottenuti. Concordano sul fatto che in certe circostanze il cilindro di Faraday disposto dietro a un catodo forato assume una carica positiva; ma mentre Wien e Ewers pensano che questa carica sia trasportata dai raggi canale, Villard crede che si tratti di un effetto secondario dovuto alla diffusione lenta nel cilindro di ioni che si eccitano in altre parti del tubo. Trovò nelle sue esperienze che i raggi canale potevano penetrare per qualche tempo nel cilindro senza che questo acquisti una carica positiva; trovò pure che se si lasciava passare la scarica solo per poco tempo, il cilindro prendeva una carica positiva qualche tempo dopo l'arresto della scarica stessa.

Sembra possibile che quando la scarica passa, il gas nel tubo divenga conduttore per permettere alla carica di accumularsi sul cilindro. In tal modo nell'esperienza di Perrin la conducibilità del gas impediva alla carica negativa del cilindro di superare un certo valore fino alla durata dell'azione dei raggi catodici.

Quando la scarica si ferma, il gas ritrova il proprio potere isolante e il cilindro può trattenere una carica elettrica. Se questa ipotesi è esatta, la carica positiva osservata sul cilindro è dovuta interamente alla diffusione e non alla convezione dei raggi canale.

A dispetto dei risultati indecisi ottenuti da questi sperimentatori, sembrano risultare in modo evidente dalle deviazioni magnetiche ed elettriche ottenute da W. Wien che i raggi canale trasportano una carica positiva.

Secondo la teoria che abbiamo dato della scarica (Cap. XV) vi è una corrente di particelle cariche positivamente che si dirige verso il catodo e che gli fanno emettere raggi catodici. Se questo è forata una parte di queste particelle passerà attraverso il foro, producendo così dietro di esso una luminosità che costituisce i raggi canale o i raggi positivi come li si può chiamare, se supponiamo che l'ipotesi fatta sulla loro natura sia sufficientemente stabilita.

Luminosità prodotta dai raggi catodici e dai raggi canale

345. I raggi catodici e canale producono effetti luminosi che presentano differenze molto nette. Li si può studiare facilmente con un tubo analogo a quello presentato in fig. 137. Con questo dispositivo, la placca inferiore M è colpita dai raggi canale quando C è catodo e dai raggi catodici quando C è anodo. Se la si ricopre di cloruro di litio, essa emette quando è colpita dai raggi canale una brillante luce rossa e i raggi del litio sono molto intensi nel suo spettro. Se si inverte il verso della scarica, in modo che il cloruro di litio sia colpito dai raggi catodici, la luce cambia colore, passando dal rosso brillante al blu acciaio e dà uno spettro continuo privo di righe del litio. Il cloruro di litio annerisce dopo un lungo bombardamento da parte dei raggi canale, e le righe del litio si indeboliscono; questo annerimento avviene sia che il tubo sia riempito d'aria che di idrogeno.

Goldstein ha mostrato che numerosi metalli impiegati come catodo danno, sotto il bombardamento di raggi canale, uno spettro di righe che diviene particolarmente brillante quando si raffredda il tubo con aria liquida.

In qualche caso i raggi canale eccitano le righe metalliche in modo più intenso con i composti del metallo che con il metallo stesso; così, se si bombarda la superficie di una lega di sodio e di potassio con raggi canale, le macchie di ossido che fluttuano sulla superficie brillando dando una luce gialla brillante che presenta le righe del sodio in modo intenso; le parti della superficie che sono pulite sono al contrario appena luminose e non ho mai osservato le righe D in questi punti. Queste differenze possono essere dovute in parte al fatto che il sodio è molto più volatile dell'ossido; di conseguenza, quando un atomo di sodio è colpito dai raggi canale, può essere volatilizzato e allontanarsi dalla superficie, mentre una molecola di ossido sarà trattenuta; la luce sarà molto più intensa quando la superficie colpita non è volatile.

Stark¹ ha mostrato che le righe spettrali eccitate dai raggi canale nell'idrogeno a bassa pressione

¹ Stark, *Phys. Zeitsch.*, t. VI, 1905, p. 892.

presentano l'effetto Doppler, cioè sono spostate a causa del moto della sorgente. La velocità calcolata dallo spostamento delle righe concorda con la velocità dei raggi canale calcolata dopo la caduta catodica di potenziale. Il Professor Hull, in esperienze recenti fatte al Cavendish Laboratory, ha trovato che questo effetto è molto più marcato nell'idrogeno che nell'elio o nel vapore di mercurio dove è estremamente debole, pur esistendo tuttavia.

Cap. 20. - Raggi di Röntgen

346. Röntgen trovò nel 1895 che quando la pressione in un tubo a scarica è tanto bassa che le sue pareti presentano una viva fosforescenza, esso emette raggi che si propagano in linea retta. Questi raggi fanno brillare uno schermo formato da una sostanza fosforescente e impressionano una lastra fotografica posta sulla loro traiettoria. Röntgen mostrò che questi raggi non erano interamente assorbiti dalle sostanze opache alla luce ordinaria, come la carne della mano; se, pertanto, la si frappone tra il tubo e lo schermo fosforescente, l'ombra prodotta dalla carne non è così intensa come quella delle ossa e le due parti possono essere distinte. Questi raggi furono detti *raggi di Röntgen*. Il loro carattere dipende molto dallo stato del tubo che li produce. Se la pressione è molto bassa e di conseguenza la differenza di potenziale tra gli elettrodi molto elevata, essi sono più penetranti di quando la pressione del gas è più elevata e la differenza di potenziale tra gli elettrodi minore.

Si indicano i raggi molto penetranti con il nome di *raggi duri*, i più assorbibili come *raggi molli*. Abbiamo già visto che un tubo dato emette nello stesso tempo parecchi tipi di radiazione.

Abbiamo studiato la maggior parte delle proprietà dei raggi di Röntgen quando ci siamo occupati del loro potere di ionizzare i gas che attraversano. Esamineremo ora le altre loro proprietà.

Röntgen ha mostrato per primo, e altri osservatori l'hanno confermato, che questi raggi non rifrangono passando da un mezzo ad un altro e, di conseguenza, non subiscono alcuna deviazione passando attraverso un prisma solido.

Abbiamo visto che i raggi di Röntgen producono, quando colpiscono un liquido, un solido o anche un gas, raggi secondari che nel caso di un solido o di liquido sono meno penetranti dei raggi incidenti. L'incidenza dei raggi di Röntgen su un solido provoca l'emissione di una radiazione dalla sua superficie. La maggior parte di questa radiazione riflessa è diffusa, cioè che i raggi incidenti hanno una direzione determinata, mentre quelli riflessi sono distribuiti in tutte le direzioni. Vi è disaccordo tra gli osservatori se la riflessione diffusa è accompagnata da una riflessione speculare o, in altre parole, se si ha un eccesso di raggi riflessi in una direzione per la quale l'angolo di riflessione è uguale a quello di incidenza. Lord Blythwood¹ e Rood² hanno ottenuto fotografie presentanti questo effetto, altri sperimentatori non le hanno potute ottenere. La riflessione speculare deve essere in ogni caso modesta, poiché la trasparenza di una sostanza è la stessa in polvere e allo stato compatto.

Non sembra che si sia potuto ottenere una qualche polarizzazione dei raggi primari; la trasparenza di due cristalli di tormalina o di erapatite posti uno dietro l'altro è la stessa sia che i loro assi siano paralleli o incrociati.

I raggi di Röntgen aumentano la conducibilità elettrica dei liquidi isolanti così come quella dei gas³; essi aumentano pure l'assorbimento elettrico dei solidi.

Curie⁴ ha recentemente mostrato che i raggi del radio producono lo stesso effetto sui liquidi.

Sorgente dei raggi

347. Se si fotografano schermi forati di pinnule e se si tracciano le rette che uniscono le fenditure alle loro immagini, il loro punto di intersezione mostra che i raggi di Röntgen hanno la loro origine nel punto colpito dai raggi catodici. Se questi colpiscono le pareti del tubo, è dalla parte fosforescente che partono i raggi.

Se si impiega un tubo messo a fuoco, cioè avente un catodo concavo e un frammento di una

1 Lord Blythwood, *Proc. Roy. Soc.*, t. LIX, 1896, p. 330.

2 Rood, *Sillimans Journal*, quarta serie, t. II, 1896, p. 173.

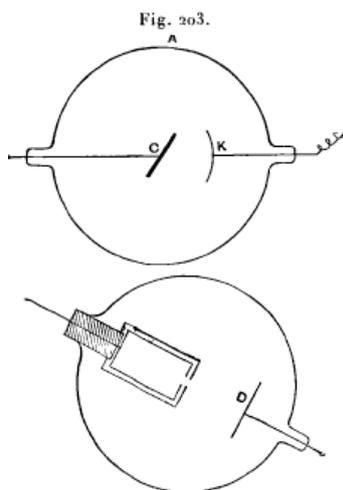
3 J.J. Thomson, *Nature*, t. LV, 1897, p. 606.

4 Curie, *Comptes rendus*, t. CXXXIV, 1902, p. 420.

sostanza infusibile nel punto di convergenza dei raggi catodici, è dal punto colpito dai raggi stessi che partono i raggi di Röntgen. Campbell Swinton ha mostrato che i raggi catodici che colpiscono normalmente la placca sono più idonei a produrre raggi di Röntgen di quelli che la incontrano obliquamente. I raggi di Röntgen prodotti dall'urto dei raggi catodici che colpiscono una superficie piana sono emessi quasi uniformemente in tutte le direzioni. L'esperienza seguente lo mostra. Si dispone una pellicola fotografica emisferica tale che il suo centro sia C, punto della placca metallica colpito dai raggi catodici che vanno in una direzione assegnata. I raggi di Röntgen prodotti impressionano la pellicola e quando la si sviluppa la si trova uniformemente impressionata fin nelle vicinanze della linea dove il piano della placca interseca la superficie della pellicola. Quando i raggi sono prodotti dall'urto dei raggi catodici contro le pareti di vetro del tubo, i raggi X sembrano più numerosi nella direzione normale. Questo è un effetto secondario dovuto all'assorbimento da parte del vetro. I raggi che hanno direzioni oblique attraversano uno spessore di vetro maggiore di quelli che sono normali e, quindi, più indeboliti dall'assorbimento del vetro.

Velocità di propagazione dei raggi di Röntgen

348. Bruhnes¹ e Blondot² hanno determinato sperimentalmente la velocità dei raggi di Röntgen. Marx³ ha recentemente determinato questa velocità con un metodo basato sul seguente principio. Sia A (fig. 203) un tubo per raggi di Röntgen. Uno dei suoi elettrodi K è collegato a un sistema vibrante il cui periodo di oscillazione è noto, per esempio a un sistema di Lecher. Quando K è il catodo, l'anticatodo C emette raggi di Röntgen ed essi cadono su una lastra metallica che emette come abbiamo visto una corrente di corpuscoli. Se la lastra ha una carica positiva, l'emissione dei corpuscoli sarà ritardata.



D è una lastra metallica disposta sulla traiettoria dei raggi provenienti da C; un cilindro di Faraday F è posto di fronte e collegato a un elettrometro che misura la carica negativa che riceve. D è collegata allo stesso sistema di Lecher di K, vi è quindi una differenza di potenziale definita tra i loro potenziali. La carica negativa ricevuta dal cilindro sarà massima se D è carico negativamente quando i raggi di Röntgen la colpiscono, essa sarà minima nel caso contrario. Per fissare le idee supponiamo che K e D abbiano entrambi lo stesso potenziale. Quando K è catodo, i raggi di Röntgen partono da C e qualche tempo dopo colpiscono D; durante il tempo che i raggi impiegano per andare da C a D, la fase del sistema è variata e quando i raggi raggiungono D, essa ha una carica positiva e l'emissione dei corpuscoli è ritardata; ma se il tempo impiegato dai raggi per andare da C a D è uguale al periodo del sistema elettrico o a un suo multiplo, D può essere negativo quando i

1 Bruhnes, *Comptes rendus*, t. CXXX, 1900, p. 169.

2 Blondot, *Comptes rendus*, t. CXXXV, 1902, p. 666.

3 Marx, *Ann. d. Phys.*, t. XX, 1906, p. 677.

raggi lo colpiscono e la carica ricevuta dal cilindro sarà massima. Se quindi regoliamo la distanza CD in modo tale che la carica ricevuta dall'elettrometro in un tempo dato sia massima e se conosciamo il periodo di vibrazione del sistema possiamo calcolare la velocità dei raggi di Röntgen.

Questo metodo richiede numerose precauzioni per le quali bisogna riferirsi alla Memoria di Marx.

Il risultato delle sue ricerche fu che i raggi di Röntgen si propagano nell'aria con la velocità della luce.

Diffrazione dei raggi di Röntgen

349. Si sono fatte numerose esperienze per sapere se, come nel caso della luce, si aveva oppure no interiormente ed esteriormente all'ombra prodotta dagli oggetti di piccole dimensioni variazioni di intensità corrispondenti alle frange di diffrazione. Röntgen¹ che studiò questa questione non poté assicurare in modo incontestabile che questi effetti erano dovuti alla diffrazione. Fomm² osservò nella fotografia di una stretta fenditura luminosa bande nere che considerò come analoghe a frange di diffrazione; ma esperienze fatte con fenditure di dimensioni diverse mostrarono che non era quella la loro origine. Haga e Wind³ le hanno spiegate con effetti di contrasto. Questi osservatori che hanno a lungo studiato questa questione hanno ottenuto con una fenditura stretta a forma di V, avente solo qualche centesimo di millimetro alla sua estremità più larga e inserite in un foglio di platino spesso circa mezzo millimetro, effetti che sarebbero prodotti dalla diffrazione e che non si possono spiegare altrimenti. La figura 204 mostra considerevolmente ingrandita l'immagine di una di tali fenditure.

Fig. 204.



In questa figura le dimensioni orizzontali sono semplicemente raddoppiate, quelle verticali sono 200 volte più grandi. L'ingrandimento della parte stretta mostra l'azione della diffrazione.

Per ottenere lo stesso allargamento con luce di lunghezza d'onda determinata bisognerebbe che questa fosse dell'ordine di $2 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$.

Se ammettiamo che i raggi di Röntgen sono dovuti a delle pulsazioni discontinue, questo sarebbe per i raggi utilizzati nelle esperienze lo spessore della pulsazione.

350. Nulla mostra che i raggi di Röntgen siano deviati attraverso un campo magnetico sufficientemente intenso, per imprimere a dei raggi catodici una deviazione molto grande.

1 Röntgen, *Wied. Ann.*, t. LXIV, 1898, p. 18.

2 Fomm, *Wied. Ann.*, t. LIX, 1896, p. 350.

3 Haga e Wind, *Wied. Ann.*, t. XVIII, 1899, p. 884.

Cap. 21. - Proprietà dei corpi carichi in movimento

351. Se i raggi di Röntgen si producono quando raggi catodici colpiscono un ostacolo e se questi ultimi sono costituiti da particelle cariche negativamente, è interessante esaminare ciò che avviene quando una particella carica in moto è bruscamente arrestata.

Se una particella avente una carica elettrica e che si muove uniformemente lungo la direzione dell'asse z con una velocità w , essa produce in un punto le cui coordinate relative a essa sono x, y, z una polarizzazione elettrica radiale uguale a

$$\frac{e}{4\pi} \frac{V}{(V^2 - w^2)^{\frac{1}{2}}} \left[\frac{x^2 + y^2 + z^2}{\left(x^2 + y^2 + \frac{V^2}{V^2 - w^2} z^2 \right)^3} \right]^{\frac{1}{2}}$$

e una forza magnetica le cui componenti α, β, γ parallele rispettivamente agli assi x, y, z sono rispettivamente date dalle equazioni

$$\alpha = - \frac{e V w}{(V^2 - w^2)^{\frac{1}{2}}} \frac{y}{\left(x^2 + y^2 + \frac{V^2}{V^2 - w^2} z^2 \right)^{\frac{3}{2}}}$$

$$\beta = \frac{e V w}{(V^2 - w^2)^{\frac{1}{2}}} \frac{x}{\left(x^2 + y^2 + \frac{V^2}{V^2 - w^2} z^2 \right)^{\frac{3}{2}}}$$

$$\gamma = 0$$

essendo V la velocità di propagazione di una perturbazione elettrodinamica nel mezzo che circonda la sfera (si veda *Recent Research in Electricity and Magnetism*, p. 18-19).

Se w velocità con la quale si muove la particella è piccola rispetto a V , la polarizzazione radiale diviene

$$\frac{e}{4\pi} \frac{1}{(x^2 + y^2 + z^2)}$$

la stessa che se la particella fosse a riposo e le componenti della forza magnetica sono date da

$$\alpha = -e w \frac{y}{(x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}}$$

$$\beta = e w \frac{x}{(x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}}$$

$$\gamma = 0$$

352. In un campo elettrico per il quale le componenti della polarizzazione elettrica sono f, g, h , quelle dell'induzione magnetica a, b, c , esiste un momento meccanico le cui componenti U, V, W per unità di volume sono date dalle equazioni

Sostituendo le espressioni trovate per la polarizzazione e la forza magnetica dovuta al moto della particella carica, e integrando esternamente a una piccola sfera di raggio a avente il punto elettrizzato come centro, troviamo, se P, Q, R sono le componenti in questa direzione del momento

$$\begin{aligned} U &= c g - b h \\ V &= a h - c f \\ W &= b f - a g \end{aligned}$$

risultante proveniente dal mezzo esterno alla sfera,

$$P=0 \quad Q=0$$

$$R = \frac{1}{2} \frac{\mu e^2}{a} \frac{V^2}{(V^2 - w^2)^{\frac{1}{2}}} \left[\vartheta \left(1 - \frac{1}{4} \frac{V^2}{w^2} \right) + \frac{1}{2} \sin 2\vartheta \left(1 - \frac{1}{2} \frac{V^2}{w^2} \cos 2\vartheta \right) \right] \quad (1)$$

dove μ è la permeabilità magnetica del mezzo e

$$\sin \vartheta = \frac{w}{V}$$

Se w è piccolo rispetto a V , il valore di R si riduce a

$$\frac{2}{3} \frac{\mu e^2}{a} w$$

Se quindi m' è la massa della particella, il momento dovuto al suo moto non sarà $m'w$, ma a causa del momento del campo elettromagnetico

$$m w' + R$$

o, se w è piccolo

$$\left(m' + \frac{2}{3} \frac{\mu e^2}{a} \right) w$$

La particella si comporta quindi come se la massa fosse aumentata di $\frac{2}{3} \frac{\mu e^2}{a}$.

353. Nel caso generale, se w non è piccolo, cioè $X = mw + R$, supponiamo che un campo magnetico H agisca sulla particella, perpendicolarmente alla direzione del suo moto; la forza meccanica agente su di esso è Hew ; se, quindi, nell'intervallo di tempo δt la direzione del moto è deviata di un angolo $\delta\theta$, abbiamo

$$\chi \delta\theta = Hew \delta t$$

se δs è un elemento della traiettoria, ρ il suo raggio di curvatura,

$$\delta\theta = \frac{\delta s}{\rho} = \frac{w \delta t}{\rho} \quad \rho = \frac{X}{He}$$

ma se e/m è il rapporto tra la carica e la massa effettiva

$$\rho = \frac{m w}{H e}$$

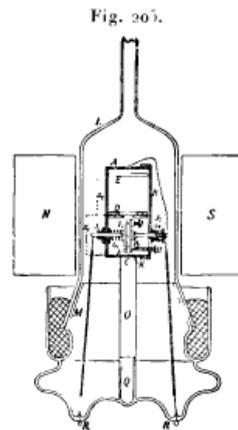
di conseguenza

$$m = \frac{X}{w} = m' + \frac{R}{w}$$

La (1) di R ci mostra che quando w si avvicina a V , R/V aumenta rapidamente; di conseguenza, se ciò che chiamiamo *massa elettrica* è confrontabile alla massa meccanica, ci possiamo attendere che m/e varia con la velocità della particella, aumentando se questa aumenta. L'espressione data per R ci mostra che è solo con particelle dotate di velocità confrontabili a quelle della luce che possiamo sperare di misurare questa variazione; il radio fortunatamente ci fornisce tali particelle e la determinazione del valore di m/e per queste molecole dotate di alte velocità è stato l'oggetto delle interessanti ricerche di Kaufmann.

354. La figura 205 rappresenta il metodo impiegato da Kaufmann¹.

Una piccola quantità di radio è disposta in C in un recipiente in cui si è fatto il vuoto; i raggi che esso emette attraversano un campo elettrico intenso nello spazio compreso tra le piastre parallele P_1P_2 distanti $0,1525\text{cm}$ e tra le quali è mantenuta una differenza di potenziale di 6750V ; essi passano attraverso un piccolo foro D praticato in un diaframma, poi colpiscono una lastra fotografica E .



Durante tutto il loro percorso da C a E , i raggi sono sottoposti a un campo magnetico prodotto da una elettrocalamita NS . La deviazione dovuta al campo magnetico è perpendicolare a quella dovuta al campo elettrico. Se il campo elettrico e magnetico non agiscono, tutti i raggi emessi dal radio colpiscono la lastra fotografica nello stesso punto; quando essi agiscono, la deviazione subita dipende dalla loro velocità; i raggi dotati di velocità diverse non urtano la lastra fotografica negli stessi punti e l'immagine prodotta è una linea curva. Si può misurare sul cliché la deviazione dovuta al campo magnetico e quella dovuta al campo elettrico. Queste deviazioni ci permettono di determinare i valori di v , velocità delle particelle e i valori corrispondenti di e/m . Kaufmann trovò dopo un'esposizione di numerosi giorni una curva ben definita che gli permise di determinare i valori seguenti di e/m e di v :

| $v \cdot 10^{-10}$ | $e/m \cdot 10^{-7}$ |
|--------------------|---------------------|
| 2,83 | 0,63 |
| 2,72 | 0,77 |
| 2,59 | 0,975 |
| 2,48 | 1,17 |
| 2,36 | 1,31 |

Questi numeri mostrano chiaramente che e/m diminuisce al crescere della velocità della particella; se e rimane invariato, il valore di m cresce con la velocità. Siccome questo aumento deve

¹ Kaufmann, *Göttingen Nach.*, 8 novembre 1901.

essere dovuto alla *massa elettrica*, ne segue che quest'ultima deve essere confrontabile a quella meccanica. Per trovare il rapporto tra le due, bisogna fare qualche ipotesi sulla distribuzione dell'elettricità sul corpuscolo. Kaufmann suppose che la distribuzione è la stessa di una sfera conduttrice. Searle¹ ha determinato e studiato in dettaglio il campo elettrico prodotto da una sfera conduttrice elettrizzata in movimento. In questa ipotesi Kaufmann calcolò dalle sue esperienze che la massa elettrica di un corpuscolo dotato di una piccola velocità era circa la metà della massa meccanica.

Mostrò che questa proporzione dipendeva dall'ipotesi avanzata relativa alla distribuzione elettrica su di essa, per esempio, elettrizzazione distribuita su una superficie sferica o nel volume di una sfera o di un ellissoide. In una Memoria posteriore mostrò che le sue esperienze erano in accordo con l'ipotesi che l'intera massa era di origine elettrica.

Non mi sembra che questo sia un motivo per attribuire una conducibilità al corpuscolo stesso, e se la carica che esso possiede è la più piccola che possa esistere, non sembrerebbe logico comporla di cariche più piccole e determinare l'effetto totale con una integrazione. Preferisco considerare altrimenti il campo elettrico prodotto dal corpuscolo e supporre che esso coincide con la parte del campo dovuta a un punto carico, esterno a una piccola sfera di raggio a , avente questo punto carico come centro.

In questa ipotesi la massa elettrica è R/w , essendo R dato dalla (1). A partire da questa formula, ho calcolato, supponendo che l'intera massa del corpuscolo sia di origine elettrica, il rapporto tra le masse dei corpuscoli dotati di velocità che si ottengono nelle esperienze di Kaufmann, e le masse di corpuscoli le cui velocità sarebbero molto piccole. La tabella seguente dà i valori di questo rapporto (ρ), essendo ρ' i valori osservati da Kaufmann:

| $v \cdot 10^{-10}$ | ρ' | ρ |
|--------------------|---------|--------|
| 2,85 | 3,1 | 3,09 |
| 2,72 | 2,42 | 2,43 |
| 2,59 | 2,0 | 2,04 |
| 2,48 | 1,66 | 1,83 |
| 2,36 | 1,5 | 1,65 |

Le differenze tra i valori di ρ osservate e calcolate non differiscono più del 10%, ciò fa pensare che l'intera massa del corpuscolo è di origine elettrica. In questa ipotesi, la massa di un corpuscolo lento è $\frac{2}{3} \frac{\mu e^2}{a}$ o $\frac{m}{e} = \frac{2}{3} \frac{\mu e}{a}$. Tenendo conto dei valori noti di m/e e di e , troviamo a circa uguale a 10^{-13} cm . Se la massa del corpuscolo è interamente di origine elettrica, si pone la questione seguente: la massa di tutti i corpi ha la stessa origine?

355. I fenomeni che abbiamo descritto nella prima parte di questa Opera mostrano che i corpuscoli sono un costituente di tutti i corpi; una parte della loro massa è quindi dovuta ai corpuscoli e ha, di conseguenza, un'origine elettrica. Si immagina facilmente un atomo la cui massa sarebbe interamente elettrica.

Supponiamo che l'atomo sia formato da un gran numero di corpuscoli negativi, essendo ognuno associato a una corrispondente carica positiva, e che queste cariche positive occupino un volume maggiore dei corpuscoli. L'insieme così formato si compone di una distribuzione di elettricità positiva in una sfera, essendo i corpuscoli distribuiti nella sfera in modo da essere in equilibrio sotto l'azione delle loro reciproche repulsioni e della forza attrattiva che si esercita al centro della sfera e che proviene dalla carica positiva.

Abbiamo infatti un atomo simile a quello descritto da Lord Kelvin nella sua Memoria *Æpinus Atomized* (*Phil. Mag.*, marzo 1902). Se il raggio della sfera occupata dall'elettrizzazione positiva è grande rispetto al raggio di un corpuscolo, si vede facilmente che la massa dell'atomo differirà poco dalla somma delle masse dei corpuscoli singoli considerati come sistemi distinti. Di conseguenza,

¹ Searle, *Phil. Mag.*, quinta serie, t. XLIV, 1897, p. 340.

non importa in quale trasformazione, aggregazione o dissociazione di un sistema di atomi, le variazioni di massa saranno estremamente piccole rispetto alla massa totale degli atomi in un momento dato poiché il numero di corpuscoli non varia. Se tuttavia la massa intera è dovuta ai corpuscoli, il numero di questi nell'atomo sarà molto maggiore di quanto si supposto nelle ricerche dei paragrafi 161 e 162.

356. Possiamo esaminare da un altro punto di vista questo problema della massa elettrica, che si può più facilmente studiare considerando il caso semplice di una particella carica in movimento.

Se a, b, c sono le componenti dell'induzione magnetica; f, g, h le componenti della polarizzazione, cioè il numero di tubi di Faraday che attraversano l'unità di area perpendicolare alla loro direzione, le componenti del moto nel campo sono

$$cg - bh \quad ah - cf \quad bf - ag$$

Il campo magnetico è dovuto al moto dei di Faraday, e se il punto si muove parallelamente all'asse z con una velocità w , abbiamo

$$\begin{aligned} a &= -4\pi\mu w g \\ b &= 4\pi\mu w f \\ c &= 0 \end{aligned}$$

dove μ è la permeabilità magnetica del mezzo attraverso il quale si spostano i tubi di Faraday. Sostituendo questi valori di a, b, c nelle componenti del momento, queste divengono

$$-4\pi\mu w f \quad -4\pi\mu w g \quad 4\pi\mu(f^2 + g^2 + h^2)w - 4\pi\mu h^2 w$$

Il momento risultante è ad angolo retto sulla direzione dei tubi di Faraday e nel piano passante per quest'ultimo e la direzione del moto della particella. Questo momento risultante vale

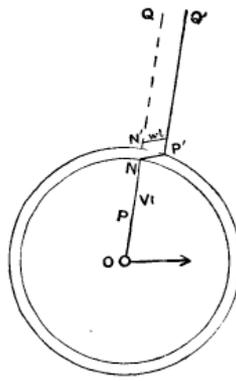
$$\pi\mu(f^2 + g^2 + h^2)ws\theta$$

essendo θ l'angolo tra il tubo di Faraday e la direzione del suo moto. $ws\theta$ è quindi la componente della velocità del tubo secondo la sua lunghezza. Vediamo che il momento nel campo è lo stesso di quando i tubi di Faraday trasportano spostandosi perpendicolarmente alla loro direzione una massa di etere uguale a $4\pi\mu(f^2 + g^2 + h^2)$ per unità di volume. Il momento nel campo è il momento di questa parte di etere. In questa ipotesi la massa elettrica di un corpo carico corrisponderebbe alla massa dell'etere portato o imprigionato nei tubi di Faraday che l'accompagnano. Ho a lungo discusso questo punto in *Electricity and Matter*.

Effetto prodotto da un arresto brusco di una particelle carica in movimento

357. L'autore ha studiato analiticamente questa questione nel *Philosophical Magazine* del febbraio 1897. Lo studio geometrico si basa sul metodo dei tubi di Faraday. Consideriamo il caso di un punto carico che si sposta assai lentamente perché i tubi siano distribuiti uniformemente e supponiamo che esso si fermi bruscamente. Ciò avrà come conseguenza l'emissione di una pulsazione che si allontanerà con una velocità V ; ma se i tubi di Faraday hanno inerzia, essi continueranno a muoversi con una certa velocità uniforme e parallelamente all'asse z fino a che la pulsazione li raggiunge, cioè continueranno il loro moto come prima dell'arresto del punto.

Fig. 206.



Esaminiamo ciò che farà un tubo che nel momento dell'arresto della carica ha la posizione P. Q, e vediamo quale sarà il suo stato un istante t dopo l'arresto; una pulsazione il cui spessore δ dipende dal tempo che la particella ha impiegato a fermarsi ha percorso una distanza Vt . Sul fronte di questa pulsazione il moto dei tubi non è stato coinvolto, cioè essi hanno percorso un cammino wt parallelo a se stessi, essendo wt contato lungo l'asse z . Dietro ad essa essi conservano la direzione che avevano prima dell'arresto. Avanti e dietro la pulsazione esso possono essere rappresentati da ON, P', Q' e, di conseguenza, per conservare la sua continuità, il tubo sarà curvato nella pulsazione e avrà una componente tangenziale di un valore notevole.

L'arresto del punto produrrà una componente tangenziale della forza elettrica che calcoliamo supponendo la pulsazione assai piccola perché si possa considerare il tubo come approssimativamente rettilineo. Abbiamo

$$\frac{\text{Polarizzazione elettrica tangenziale}}{\text{Polarizzazione elettrica normale}} = \frac{P'N}{N'N} = \frac{ws\theta t}{\delta} \quad (1)$$

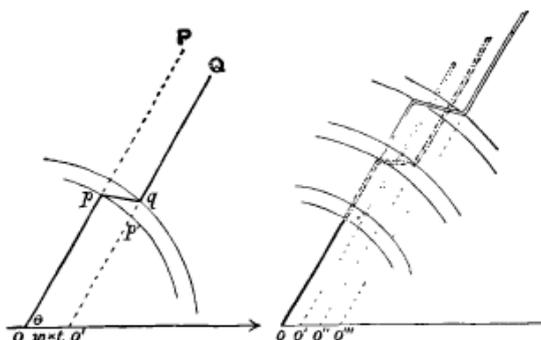
essendo t il tempo trascorso dopo l'arresto della particella e δ lo spessore della pulsazione. Il diagramma di destra della figura 2017 mostra gli aspetti del tubo in istanti contati a partire dall'arresto, rappresentati da o', o'', o''' , se la particella non era stata fermata.

Essendo la polarizzazione elettrica normale a una distanza r dalla particella uguale a $e/(4\pi r^2)$ ed essendo V la velocità di propagazione della perturbazione $Ut=r$, abbiamo a partire dalla (1)

$$\text{Polarizzazione elettrica tangenziale} = \frac{e}{4\pi r\delta} \frac{w \sin \theta}{V}$$

Siccome questa polarizzazione elettrica si sposta perpendicolarmente a se stessa con un velocità V , essa produrrà una forza magnetica uguale a $4\pi\delta V$ volte la polarizzazione, cioè a $\frac{e}{r\delta} w \sin \theta$; la direzione di questa forza è perpendicolare alla polarizzazione e alla velocità dei tubi. La forza è così diretta in senso inverso della forza magnetica prima dell'arresto della particella. Di conseguenza, nella pulsazione abbiamo (1) una polarizzazione elettrica tangenziale uguale a $\frac{ew \sin \theta}{4\pi r\delta V}$ e (2) una forza magnetica uguale a $\frac{ews\theta}{r\delta}$.

Fig. 207.



Siccome queste variano semplicemente in ragione inversa della distanza dalla particella mentre la polarizzazione e la forza magnetica prima dell'arresto variano in ragione inversa del quadrato di questa distanza, le loro grandezze nella pulsazione saranno, salvo vicino alla particella, molto grandi rispetto ai loro valori esterni alla pulsazione. Così l'arresto di una particella carica è accompagnato dalla propagazione di una pulsazione sottile di forza elettrica e magnetica molto intense; le pulsazioni così prodotte costituiscono, credo, i raggi di Röntgen. Si vede, secondo la teoria elettromagnetica della luce, che queste pulsazioni che supponiamo costituire i raggi di Röntgen sono identiche per molti punti alle ondulazioni della luce; esse consistono infatti di forze elettriche e magnetiche perpendicolari tra loro e alla direzione di propagazione. La differenza che esiste tra i raggi di Röntgen e un raggio di luce del sodio è che lo spessore della pulsazione che costituisce il raggio di Röntgen è molto piccolo in confronto alla lunghezza d'onda della luce del sodio e che nei raggi di Röntgen non si trova questo carattere periodico che esiste in un treno d'onde di lunghezza d'onda costante.

Sir Georges Stockes, in occasione della Wilde Lecture davanti alla Società filosofica di Manchester, ha mostrato che la maggior parte delle differenze tra i raggi di Röntgen e luce ordinaria, come per esempio l'assenza di rifrazione, si possono spiegare supponendo i raggi di Röntgen costituiti da pulsazioni il cui spessore è molto piccolo rispetto alla lunghezza della luce visibile.

Sommerfeld¹ ha studiato completamente da questo punto di vista la loro diffrazione.

358. Se H è la forza magnetica nella pulsazione, l'energia per unità di volume è $\frac{\mu}{4\pi} H$ (la metà è dovuta al campo elettrico, la metà al campo magnetico); sostituendo il valore di H e integrando nel volume della pulsazione troviamo che l'energia è

$$\frac{2}{3} \frac{\mu e^2 w^2}{\delta}$$

La quantità di energia irraggiata dalla pulsazione varia in ragione inversa dello spessore e lo spessore dipende dalla rapidità con la quale la particella è arrestata. Se l'arresto è molto brusco la pulsazione è piccola, se è progressivo essa è più spessa. Il rapporto tra l'energia irraggiata e l'energia del campo è $2/\delta \frac{2a}{\delta}$, essendo a il raggio del corpuscolo. Se δ è uguale a $2a$, l'energia totale (supponendo che l'intera massa è di origine elettrica) è irraggiata. Con pulsazioni più spesse una parte soltanto dell'energia è irraggiata, il resto è assorbito nel momento dell'arresto.

359. Nelle ricerche precedenti, abbiamo supposto che la velocità della particella fosse piccola rispetto alla velocità della luce. Si può applicare lo stesso metodo se si elimina questa restrizione.

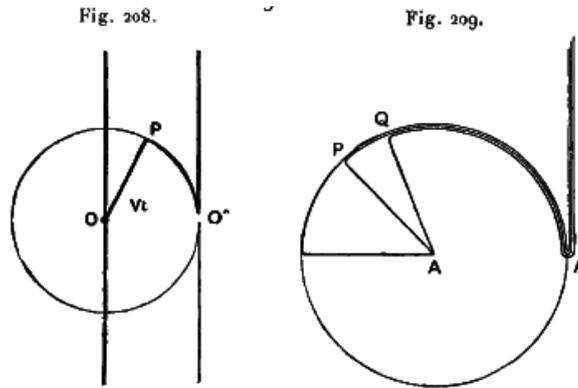
M. Searle ha mostrato che in questo caso la polarizzazione elettrica tangenziale era uguale a

$$\frac{e}{4\pi r \delta} \frac{w \sin \theta}{V - w \cos \theta}$$

¹ Sommerfeld, *Physik. Zeits.*, 1900, I, p. 105; 2, p. 55.

risultato ottenuto già dal Dr. Heaviside con un altro metodo (*Electrician*, ottobre 1901).

360. Se le particelle si muovono con la velocità della luce, le forze elettriche e magnetiche prima dell'arresto sono localizzate in un piano passante per il centro della sfera e ad angolo retto sulla direzione del moto.



Per trovare ciò che avviene in un tempo t dopo l'arresto di una tale particella, possiamo applicare gli stessi principi precedenti, cioè che il campo, all'esterno della pulsazione di raggio Vt , è lo stesso del caso in cui la particella ha continuato a muoversi uniformemente con la velocità posseduta prima dell'arresto, e che tra la particella carica e la pulsazione la distribuzione dei tubi di Faraday è uniforme. Abbiamo quindi una deformazione dei tubi di Faraday come quella in figura 209. Il piano della forza elettrica e magnetica si sposta come se la particella non fosse stata fermata poiché si sposta sempre all'esterno della sfera di raggio Vt e si ha inoltre una pulsazione sferica formata dalle parte che congiungono i tubi di Faraday interni alla sfera a quelli esterni.

361. Per trovare il valore della polarizzazione tangenziale T , possiamo procedere così: sia un elemento della pulsazione ABCDEFGH formato dall'intersezione di due piani meridiani ABFE, DCGH, formanti tra loro un angolo $\delta\phi$, e due coni BCGF, ADHE, i cui semi angoli al vertice sono θ e $\theta + \delta\theta$ con le sfere limitanti all'interno e all'esterno la pulsazione. Poiché all'interno di questo elemento non vi è elettricità libera il numero di linee di forza che lasciano la faccia BCGH deve essere uguale alla somma di quelle che penetrano nelle facce ADHE e EFGH; di conseguenza, se δ è lo spessore della pulsazione, T la polarizzazione tangenziale, abbiamo

$$\frac{d}{d\theta}(T\delta r \sin\theta d\Phi) d\theta = \frac{e}{4\pi r^2} r d\theta r \sin\theta d\Phi$$

o

$$\frac{d}{d\theta}(T\delta r \sin\theta) = \frac{e}{4\pi} \sin\theta$$

o

$$T = \frac{e}{4\pi r \delta} \frac{1 - \cos\theta}{\sin\theta}$$

H , forza magnetica nella pulsazione sferica, è data dall'equazione

$$H = \frac{eV}{r\delta} \frac{1 - \cos\theta}{\sin\theta}$$

Forze magnetiche ed elettriche aventi per origine l'accelerazione del movimento delle particelle cariche

362. Abbiamo supposto nello studio fatto al §357, che la particella ritornava a riposo. Si può

$$T = \frac{eV \sin\theta}{4\pi r \delta V} \quad H = \frac{eV \sin\theta}{r\delta}$$

impiegare lo stesso metodo per studiare gli effetti prodotti dalle variazioni di velocità meno grandi, quando quest'ultima varia senza annullarsi. Abbiamo visto che quando una particella dotata di una velocità w si ferma, cioè quando la sua velocità varia di w , una polarizzazione elettrica tangenziale T e una forza magnetica tangenziale H si originano e a una distanza r dalla particella, un tempo r/V dopo l'arresto, esse hanno i valori dati dalle equazioni

$$T = \frac{ew \sin \theta}{4 \pi V^2 r \tau} \quad H = \frac{ew \sin \theta}{r V \tau}$$

Se τ è il tempo impiegato dalla particella per fermarsi, δ spessore della pulsazione è uguale a $V\tau$; possiamo quindi scrivere

Se ora la velocità della particella, invece di diminuire di w nel tempo τ , cresce di δw nello stesso tempo, possiamo mostrare con lo stesso metodo che si una polarizzazione elettrica tangenziale T' e una forza magnetica H' date dalle equazioni

$$T' = -e \delta w \sin \theta 4 \pi V^2 r \tau \quad H' = \frac{-e \delta w \sin \theta}{r V \tau}$$

essendo δw l'aumento della velocità nel tempo τ , $\delta w = f\tau$, essendo f l'accelerazione della particella.

Sostituendo questo valore di δw , viene

$$T' = -ef \sin \theta 4 \pi V^2 r \tau \quad H' = \frac{-ef \sin \theta}{r V \tau}$$

Una particella carica la cui velocità cresce produce un campo circostante di forze tangenziali elettriche e magnetiche che variano in ragione inversa della distanza dalla particella.

Dal teorema di Poynting, la velocità con la quale l'energia è irraggiata radialmente per unità di superficie è $V^2 T' H'$; integrando questa espressione sulla superficie di una sfera avente per centro la particella, si trova che la velocità con la quale l'energia attraversa la superficie è $\frac{2e^2 f^2}{3V}$, risultato dato da Larmor (*Phil. Mag.*, quinta serie, t, XLIV, 1897, p. 503).

363. Per il fatto che essa irraggia energia, la particella subisce una variazione nel suo moto. Supponiamo che la particella abbia una massa m e sia soggetta a una forza uniforme X ; se v è la sua velocità, la sua energia cinetica è $\frac{1}{2}mv^2$ e la sua accelerazione dv/dt . Supponiamo che nel tempo δt , la particella abbia percorso una distanza δx , il lavoro delle forze esterne è $Xe\delta x$, deve essere uguale alla somma dell'aumento di energia cinetica e dell'energia irraggiata nel tempo δt

$$Xe \delta x = \delta \left(\frac{1}{2} m v^2 \right) + \frac{2e^2}{3V} \left(\frac{dv}{dt} \right)^2 \delta t$$

o

$$X e v = m v \frac{dv}{dt} + \frac{2e^2}{3V} \left(\frac{dv}{dt} \right)^2 \quad (1)$$

Questa equazione ci mostra che se la particella è inizialmente a riposo, la sua accelerazione è nulla all'inizio invece di essere Xe/m .

Se si risolve l'equazione (21-3) si trova

$$t = \frac{2e^2}{3V} \frac{1}{m} \left(\log \frac{Xe}{Xe - m \frac{dv}{dt}} + \frac{m \frac{dv}{dt}}{Xe - m \frac{dv}{dt}} \right)$$

Così, se T è il tempo che impiega l'accelerazione a raggiungere la metà del suo valore finale Xe/m , abbiamo

$$T = \frac{2e^2}{3V} \frac{1}{m} (\ln 2 + 1) \dot{v}$$

La tabella seguente presenta una serie di valori corrispondenti di $\frac{t}{\frac{2e^2}{3Vm}}$ e di $\frac{m \frac{dv}{dt}}{Xe}$

| $\frac{t}{\frac{2e^2}{3Vm}}$ | $\frac{m \frac{dv}{dt}}{Xe}$ |
|------------------------------|------------------------------|
| 0 | 0 |
| 0,217 | 0,1 |
| 0,473 | 0,2 |
| 0,783 | 0,3 |
| 1,177 | 0,4 |
| 1,693 | 0,5 |
| 2,416 | 0,6 |
| 3,537 | 0,7 |
| 56,611 | 0,8 |
| 11,302 | 0,9 |
| ∞ | 1,0 |

A meno che non sia trascorso un tempo paragonabile a e^2/Vm , l'accelerazione della particella e di conseguenza la velocità con la quale essa perde l'energia per radiazione saranno piccole se confrontate ai loro valori finali; se quindi una pulsazione di forza elettrica passa su una particella carica, la proporzione di energia irraggiata sarà molto più piccola quando la pulsazione sarà così sottile che il tempo che essa impiega a superare la particella sia confrontabile a T , così come così spessa perché questo tempo sia molto più lungo. Di conseguenza, le pulsazioni saranno tanto più penetranti quanto esse saranno sottili. L'espressione del coefficiente di assorbimento dei raggi di Röntgen data al §161 si applica soltanto al caso in cui la pulsazione è così spessa che il tempo impiegato a oltrepassare la particella carica sia grande rispetto a e^2/Vm ; il coefficiente di assorbimento della pulsazione più sottili è molto più piccolo.

Indice generale

| | |
|---|-----|
| PREFAZIONE..... | 1 |
| PREFAZIONE ALLA SECONDA EDIZIONE..... | 1 |
| CAPITOLO PRIMO - Conducibilità elettrica dei gas in condizione normale..... | 3 |
| CAPITOLO 2 - Proprietà di un gas conduttore..... | 8 |
| Diffusione degli ioni..... | 20 |
| Velocità degli ioni in un campo elettrico..... | 29 |
| Metodo di misura delle mobilità per determinazione del numero di ioni trasportati da un campo elettrico radiale sulle pareti di un tubo di lunghezza data attraversato da una corrente di gas..... | 39 |
| Determinazione delle mobilità degli ioni per mezzo di un campo alternato..... | 40 |
| Metodo di Langevin per la misura delle mobilità degli ioni..... | 42 |
| Metodo di Chattock per la misura delle mobilità degli ioni prodotti nel caso della scarica da una punta..... | 45 |
| Determinazione del coefficiente di ricombinazione quando le mobilità degli ioni sono note..... | 47 |
| Argomenti relativi alla natura degli ioni dotati di mobilità in un campo elettrico..... | 48 |
| Cariche degli ioni..... | 50 |
| Correnti prodotte nei gas dal moto degli ioni nel suo attraversamento..... | 52 |
| Gradiente di potenziale tra due piastre parallele immerse in un gas ionizzato e mantenute a potenziali differenti..... | 53 |
| Cap.3 - Teoria matematica del passaggio dell'elettricità attraverso un gas contenente ioni..... | 55 |
| Relazione tra la differenza di potenziale tra le piastre e la corrente..... | 61 |
| Caso in cui la mobilità di uno degli ioni è molto grande rispetto a quella dell'altro..... | 63 |
| Caso in cui la ionizzazione è localizzata in uno strato sottile..... | 67 |
| Cap. 4 - Effetto prodotto da un campo magnetico sul moto degli ioni..... | 71 |
| Moto di uno ione libero in un campo magnetico..... | 72 |
| Moto di uno ione sotto l'influenza simultanea di un campo elettrico e di un campo magnetico. . | 76 |
| Cap. 5 - Determinazione del rapporto tra la carica e la massa di uno ione..... | 81 |
| Ioni nei raggi di Lenard..... | 85 |
| Metodo di determinazione dei valori di e e di m con la misura dell'energia trasportata dai raggi catodici..... | 86 |
| Metodo di determinazione dei valori di e/m e di v per la deviazione magnetica e la differenza di potenziale tra gli elettrodi di un tubo a scarica..... | 87 |
| Determinazione di e/m per gli ioni negativi prodotti quando la luce ultravioletta cade su una piastra metallica, essendo il gas attraverso il quale gli ioni passano a pressione molto bassa..... | 92 |
| Valori di e/m nel caso di ioni negativi emessi da un filo incandescente..... | 94 |
| Valore di e/m per gli ioni emessi dalle sostanze radioattive..... | 94 |
| Valore di e/m nel caso di ioni positivi..... | 99 |
| Cap. 6 - Determinazione della carica trasportata dallo ione negativo..... | 103 |
| Cap. 7 - Alcune proprietà fisiche degli ioni gassosi..... | 111 |
| Efficienza relativa degli ioni positivi e negativi per la produzione di fenomeni di condensazione delle nebbie..... | 117 |
| Teoria dell'azione degli ioni sulla condensazione..... | 120 |
| Supersaturazione necessaria all'ingrossamento di una goccia carica..... | 121 |
| Effetto prodotto sulla condensazione dalle variazioni della tensione superficiale in funzione del raggio..... | 122 |
| Differenza tra le azioni degli ioni positivi e negativi sulla condensazione..... | 124 |
| Cap. 8 - Ionizzazione dai solidi incandescenti..... | 126 |
| Velocità con la quale i corpuscoli sfuggono dal metallo..... | 132 |
| Relazione tra la corrente e la differenza di potenziale..... | 137 |

| | |
|---|-----|
| Emissione di elettricità positiva dai metalli caldi..... | 141 |
| Influenza del gas sul valore dell'emissione..... | 148 |
| Distribuzione del potenziale vicino agli elettrodi incandescenti..... | 148 |
| Cap. 9 - Ionizzazione nei gas delle fiamme..... | 151 |
| Passaggio dell'elettricità attraverso le fiamme..... | 153 |
| Distribuzione dell'intensità elettrica tra gli elettrodi..... | 153 |
| Conducibilità del gas contenente vapori salini..... | 156 |
| Conducibilità data alla fiamma dai sali di diversi metalli nelle stesse condizioni di temperatura, di differenza di potenziale e di concentrazione..... | 157 |
| Variazione della conducibilità con la concentrazione della soluzione..... | 158 |
| Mobilità degli ioni..... | 158 |
| Forza elettromotrice trasversale prodotta da un campo magnetico agente su una fiamma che trasporta una corrente..... | 161 |
| Corrente massima che può essere trasportata da un vapore salino..... | 164 |
| Cap. 10. - Ionizzazione dalla luce - Effetto Fotoelettrico..... | 165 |
| Proprietà fotoelettriche dei gas..... | 166 |
| Effetti fotoelettrici implicanti assorbimento di luce..... | 168 |
| Relazione tra la velocità di perdita e l'intensità del campo elettrico..... | 169 |
| Considerazioni teoriche relative alla relazione tra la corrente e l'intensità del campo elettrico..... | 175 |
| L'effetto fotoelettrico dipende dall'orientazione del piano di polarizzazione della luce..... | 182 |
| Influenza della temperatura sull'effetto fotoelettrico..... | 185 |
| Natura degli ioni prodotti dall'azione della luce ultravioletta sui metalli..... | 187 |
| Fatica fotoelettrica..... | 187 |
| Relazione tra gli effetti fotoelettrici, la fluorescenza e la ionizzazione delle soluzioni..... | 188 |
| Cap. 11 - Ionizzazione dai raggi di Röntgen..... | 190 |
| Ruolo della pressione..... | 191 |
| Influenza della temperatura del gas sulla ionizzazione..... | 191 |
| Ionizzazione in gas diversi..... | 194 |
| Relazione tra l'assorbimento dei raggi da un gas e la ionizzazione che vi producono..... | 196 |
| Raggi di Röntgen secondari..... | 200 |
| Teoria della radiazione secondaria..... | 208 |
| Cap. 12 - Raggi emessi dalle sostanze radioattive..... | 216 |
| Radiazione del torio..... | 218 |
| Scoperta dell'emanazione del torio..... | 218 |
| Radioattività indotta provocata dall'emanazione del torio..... | 220 |
| Durata della radioattività indotta..... | 221 |
| Tempo necessario alla produzione della radioattività..... | 222 |
| Potere di penetrazione della radioattività indotta..... | 223 |
| Radioattività del radio, del polonio, dell'attinio..... | 225 |
| Emanazione del radio e radioattività indotta che essa provoca..... | 227 |
| Peso molecolare dell'emanazione del radio..... | 227 |
| Polonio..... | 228 |
| Attinio ed emanio..... | 228 |
| Disintegrazione atomica..... | 228 |
| Proprietà dei raggi..... | 229 |
| Raggi α | 229 |
| Assorbimento dei raggi α in diverse sostanze..... | 236 |
| Messa in evidenza dell'elettrizzazione positiva dei raggi α e dell'emissione dalle sostanze radioattive di particelle elettrizzate negativamente e dotate di bassa velocità..... | 241 |
| Calcolo del coefficiente di assorbimento delle particelle catodiche..... | 243 |

| | |
|---|-----|
| Relazione tra il coefficiente di assorbimento e la densità di una sostanza assorbente..... | 247 |
| Assorbimento dell'energia cinetica dei corpuscoli..... | 251 |
| Dispersione dei raggi catodici dal gas all'interno del tubo..... | 262 |
| Raggi γ | 263 |
| Cap. 13 - Potere ionizzante degli elementi in generale..... | 267 |
| Variazione della ionizzazione all'interno di un contenitore chiuso..... | 271 |
| Cap. 14 - Ionizzazione dovuta a un'azione chimica, al gorgogliamento dell'aria attraverso l'acqua e alla ricaduta di gocce..... | 273 |
| Elettrizzazione dovuta a un'azione chimica..... | 273 |
| Ionizzazione prodotta dall'ossidazione del fosforo..... | 274 |
| Conducibilità prodotta da idratazione..... | 275 |
| Elettrizzazione prodotta dal gorgogliamento dell'aria in acqua e dal formarsi delle gocce..... | 276 |
| Cap. 15 - Scarica distruttiva..... | 278 |
| Azione di variazioni rapide del potenziale dei poli sul passaggio della scarica..... | 280 |
| Variazioni del potenziale esplosivo con la lunghezza della scintilla e della pressione del gas..... | 281 |
| Variazione del potenziale esplosivo con la pressione..... | 286 |
| Legge di Paschen..... | 290 |
| Differenza di potenziale necessaria per la produzione di scintille molto corte..... | 292 |
| Scarica in un campo elettrico non uniforme..... | 294 |
| Potenziale esplosivo in diversi gas..... | 299 |
| Teoria della scarica elettrica attraverso i gas..... | 302 |
| Scarica dell'elettricità da punte..... | 319 |
| Valore del potenziale minimo..... | 320 |
| Relazione tra la differenza di potenziale e la corrente..... | 321 |
| Relazione tra la corrente emessa da una punta e la differenza di potenziale tra la punta e il piano contro il quale avviene la scarica..... | 322 |
| Vento elettrico..... | 325 |
| Scarica da una punta la cui elettrizzazione cambia rapidamente di segno..... | 326 |
| Teoria della scarica da una punta aguzza..... | 327 |
| Differenze tra i potenziali minimi per punte positive e negative..... | 328 |
| Pressione nella scarica..... | 331 |
| Effetti calorici prodotti dalle scintille..... | 333 |
| Azione di un campo magnetico sulla scarica..... | 334 |
| Aspetto delle scintille lunghe..... | 335 |
| Cap. XVI - Scarica attraverso i gas a bassa pressione..... | 339 |
| Distribuzione della forza elettrica lungo la scarica..... | 340 |
| Relazione tra lo spessore dello spazio oscuro e il libero cammino medio di un corpuscolo..... | 349 |
| Colonna positiva..... | 354 |
| Relazione tra il gradiente di potenziale e la corrente..... | 356 |
| Caduta anodica di potenziale..... | 357 |
| Numero di ioni nei diversi punti della scarica..... | 357 |
| Scarica stratificata..... | 360 |
| Influenza della natura del gas..... | 362 |
| Effetto prodotto da una strozzatura brusca del tubo a scarica..... | 362 |
| Distribuzione della temperatura lungo la scarica..... | 363 |
| Azione di un campo magnetico sulla scarica..... | 364 |
| Influenza di una forza magnetica sulle stratificazioni..... | 366 |
| Scarica prodotta da forze elettromotrici di alta frequenza..... | 369 |
| Relazione tra la corrente e la differenza di potenziale. Curve caratteristiche..... | 369 |
| Cap. 17. - Teoria della scarica attraverso i tubi a bassa pressione..... | 372 |

| | |
|---|-----|
| Condizioni perché la scarica sia luminosa..... | 373 |
| Origine dello spazio oscuro..... | 374 |
| Caso di una scarica non stratificata e di una colonna positiva di intensità uniforme..... | 379 |
| Caduta catodica di potenziale..... | 379 |
| Influenza di una forza magnetica sulla scarica..... | 380 |
| Effetto prodotto da una diminuzione del diametro del tubo..... | 381 |
| Entladungstrahlen..... | 381 |
| Cap. 18. - Arco elettrico..... | 383 |
| Relazione tra la differenza di potenziale, la lunghezza dell'arco e la corrente..... | 384 |
| Metalli che non mantengono l'arco..... | 385 |
| Influenza della pressione sulla differenza di potenziale..... | 385 |
| Influenza della natura del gas sulla differenza di potenziale..... | 386 |
| Arco sifflant..... | 392 |
| Azione di un campo magnetico sull'arco..... | 393 |
| Cap. 19. - Raggi catodici..... | 394 |
| Termoluminescenza..... | 396 |
| Effetti termici prodotti dai raggi..... | 397 |
| Effetti meccanici prodotti dai raggi..... | 398 |
| Carica elettrica trasportata dai raggi catodici..... | 399 |
| Spettro magnetico dei raggi catodici..... | 400 |
| Traiettoria dei raggi catodici in un tubo a scarica..... | 400 |
| Repulsione dei fasci catodici..... | 402 |
| Raggi canale o raggi positivi..... | 403 |
| Luminosità prodotta dai raggi catodici e dai raggi canale..... | 405 |
| Cap. 20. - Raggi di Röntgen..... | 407 |
| Sorgente dei raggi..... | 407 |
| Velocità di propagazione dei raggi di Röntgen..... | 408 |
| Diffrazione dei raggi di Röntgen..... | 409 |
| Cap. 21. - Proprietà dei corpi carichi in movimento..... | 410 |
| Effetto prodotto da un arresto brusco di una particelle carica in movimento..... | 414 |
| Forze magnetiche ed elettriche aventi per origine l'accelerazione del movimento delle particelle cariche..... | 417 |