

氣體分子運動論的に見たる火花放電の理論

後 藤 廉 平

- | | |
|---------------------|-------------------|
| I Townsend の衝突電離機構 | IV 放電系に起り得る種々なる過程 |
| II Paschen の法則 | V Townsend 式の修正 |
| III Townsend の理論の批判 | |

緒 言

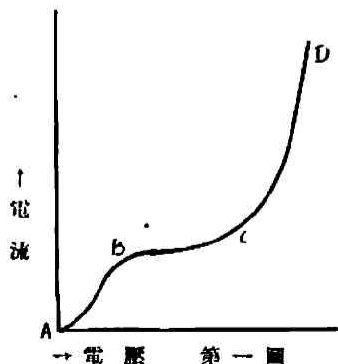
火花放電に関する研究は極めて多いが、その基礎的研究方面に於て主流となつて居るものとして少く共次の二つを擧げる事が出来る。即ち一つは、火花放電現象を氣體分子運動論的に取扱つて火花前現象を數量的に表現する理論を求め、これから火花發生の機構、條件を推論せんとするものであつて理論的明瞭さと云ふ意味に於て基礎的考察に有力な根據を與へるものであるが、理論的にも實驗的にも特殊な場合に於て始めて成立するものであるから、火花放電現象そのものに關しては幾分間接的になる事は免れない。今一つはこの現象に直接伴ふ二次的現象を利用してその全貌を圖形化し、その形の上からその機構を窺はんとするものであつて、その圖形は現象に就ては矢張二次的ではあるが、第一の方法では觸れる事の出来ない部分の把握が可能となるものであつて、近時その機械的操作法の進歩と共に一層その感度を高めつつある様子である。¹⁾²⁾

扨、この放電現象を概括的に見ると、これは金屬電極なる固相と、氣相とよりなる所謂不均一系に於て起る現象であつて、從て金屬内、氣體内及びその界面に於ける電氣現象を含むものである。而してその過程から云へば運動する氣體分子、イオン及び電子からなるものであつて、氣體分子の電離を化學變化の特殊な場合と見るならば、これは一種の氣體反應に相當し、特に、火花放電がイオンや電子の急激な増殖に依るものと考へると、これは正しく、その形式に於て一種の爆發反應に該當するものである。即ち火花放電は氣體の電氣化學的爆發反應であると考へる事が出来る。

この意味に於て、火花放電現象の分子運動論的取扱に興味を覺えたので少しくしらべて見た處を紹介し様と思ふ。

I. Townsend の衝突電離説

一般に電場内に一定量の陰陽イオンの發生する時、兩電極間の電壓を次第に高めて行くと極

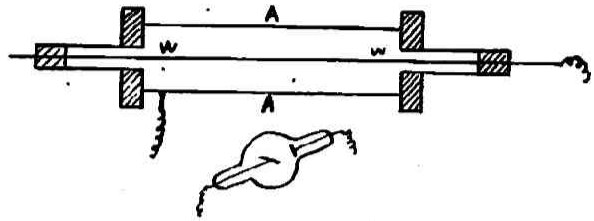


間電流は大體圖の様な経過をとつて増大する。即ち AB 間では V と共に兩極に集められるイオン數が増大し、發生するイオンが皆捕集される様になると BC の所謂飽和電流の形を示し、更に電壓を上げると急に電流が CD に沿つて増大する。これは電界に於て加速されたイオンに依る衝突電離が起る爲であると解釋される。

Townsend (1910) はこの CD 線に相當する電流増加曲線を J. J. Thomson (1900) の衝突電離理論から理論づけて、電流が ∞ になる極限の場合を火花放電の發生と解釋してその時の條件を求め様と試みたのである。それに就て述

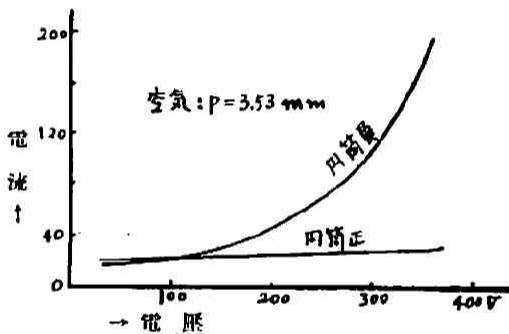
べる前に、上の様に陰陽兩イオンが共存する場合、衝突電離効果はイオンの符號に依て如何に異なるかを示す簡単な實驗に就て述べる。茲に云ふ陰イオンとは低電壓の場合を除き電子を指すものである。

電子及び陽イオンの電離効果の比較¹⁾ 今圖の如く、Wなる針金とAなるAlの圓筒の間電壓をかけ、その間の空気を外からX線に依て電離させた時、WとAとの間に流れる電流を測定する。この時兩電極間の電界の強さは一樣ではなく、針金の中心からの距離 r に逆比例するとされて居る。従て或電壓に於ては針金の附近だけ衝突イ



第二圖

オン化を起すに充分な電界となり、他の場所では起らない様にする事が出来る。而して、A及Wの極の陰陽に依て、電子か陽イオンの何れか一方の大部分はこの電離層を通過するし、一方の大部分はこの層を通らずに各電極に達する事になる。それでAとWの極を變へた時の電流の比較に依て、この電離層に於ける電子とイオンの衝突電離効果の大體の比較が出来るわけである。この實驗結果を圖示すると第三圖の様になる。即ち陽イオンに比して電子の電離効果が遙に大きい事がこれからわかるのである。



第三圖

そこで今度は電子のみに就て衝突電離効果を考へる。

電子の衝突電離効果 今、條件を簡単にする爲に陰極のみに紫外線を投射して、光電子を單位時間 n_0 の割合で放出するものとし、この電子が陽極に達する迄に、起し得る衝突電離数を求めて見る。但しこの場合、電極間の電界は均一であるとする。

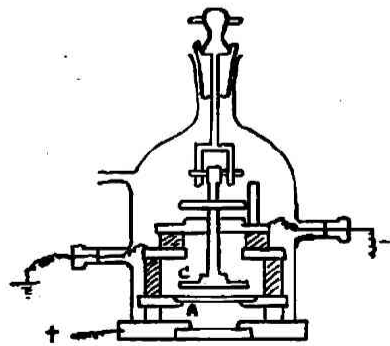
採、今この電子一個が 1 cm 進行する間に平均 α 回の衝突電離をするものとして、之を電子の電離係數と呼ぶ事にすると、陰極を出發した電子は次第に増加して、陽極に達する時には $n_0 e^{\alpha l}$ 個になる。但し l は電極間の距離である。従て陽極に流れる電流 i は電子の荷電を e とすれば

$$i = n_0 e e^{\alpha l} \dots \dots \dots (1)$$

となる。従て一定の n_0 の下に l を適當に變化させて測定すると

$$\frac{n_2}{n_1} = e^{\alpha(l_2 - l_1)}$$

に依て α を精密に求める事が出来る。その實驗には第四圖の様な装置が用ひられる。即ち C は陰極 A は石英に鍍銀した陽極で、A の中央の細い間隙から紫外線が投射される様になつて



第四圖

居る。この實驗の結果少く共氣壓及間隙の或小さい範圍内では上の關係が充たされる事がわかつた。

α の意義 α は上述の如く一個の電子が 1 cm 進む間に起し得る衝突電離の數であるが、これは明かにその時の氣壓 $p(\text{mm})$ と、電界の強さ $X \left(\frac{\text{Volt}}{\text{cm}} \right)$ の函數である。實際 α と p の關係を圖示すると第五圖のようになる。これは低壓では衝突數が減る爲に電離數が減じ、氣壓が高くなれば衝突數は増加するが、平均自由行程が減じて電離に必要な電子の加速が行はれ難い事を意味するものであると解釋される。

今、氣壓 p に於て、 X なる電界の下に、電子が電離に必要な加速を受けるのには自由行程が x 以上でなければならぬとすれば、平均自由行程 L , 1 cm 進む間に起る衝突數を n とし、次の様な關係が成立する。³⁾

$$\alpha = ne^{-\frac{x}{L}}$$

次に、氣壓 760 mm の時の n を n_0 , L を λ_0 とすれば、次の關係がある。

$$n = \frac{1}{L} = \frac{p}{760\lambda_0} = \frac{p}{760} n_0$$

而して氣體の平均の(見かけ上の)電離電壓を V_i とすれば、

$$V_i = Xx$$

從て

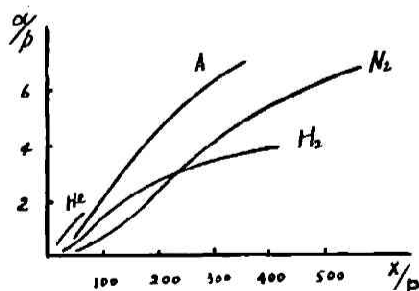
$$\frac{x}{L} = \frac{V_i}{X} = \frac{pn_0}{760X}$$

$$\therefore \alpha = \frac{pn_0}{760} e^{-\frac{AV_i}{p}} \quad \left(A = \frac{n_0}{760} \right)$$

或は

$$\frac{\alpha}{p} = A \cdot e^{-\frac{AV_i}{p}} = f\left(\frac{X}{p}\right)$$

この關係式から、 $\frac{\alpha}{p}$ と $\frac{X}{p}$ との關係を示す曲線が豫想されるが、實測の結果はこの豫想と



第六圖

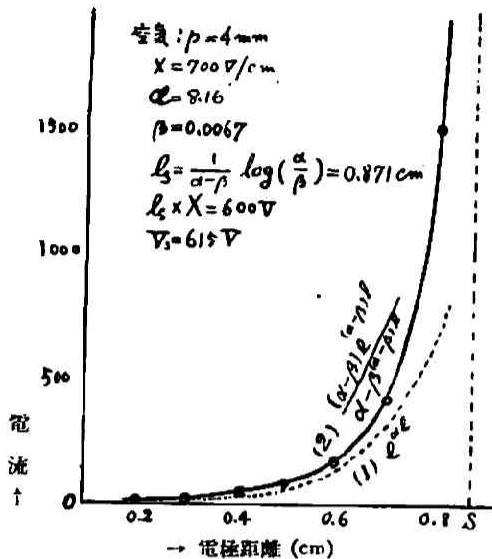
定性的に一致する事が示される。(第六圖)

扱、上述の様に、(1)に依て與へられた關係は 1 の小さい範圍では實驗結果と一致するが 1 が大となると次第に不一致の度が著しくなる。

陽イオンに依る衝突電離 そこで Townsend はこの不一致を陽イオンの衝突イオン化に依る爲と假定して、その電離係數を、電子の α に對して、 β と考へて(1)に補正を加へ

$$i = n_0 e^{\frac{(\alpha - \beta)e^{(\alpha - \beta)}}{\alpha - \beta e^{(\alpha - \beta)}}} \dots\dots\dots (2)$$

なる關係を導いたのである。これも適當に 1 を變へて i を實測する事に依て α 及び β が求められる。その結果の一つを圖示すると第七圖のようになる。この圖の實線は (2) 式に依るもので、○印は實測値を示し、點線は (1) 式に依る理論曲線で (2) の方がよく實驗に合致する事を示して居る。又これから一般に $\alpha \gg \beta$ である事もわかる。



定ならば α/p 及び β/p は変わらないのである。(第一表)

第一表

	p	X	α	β	X/p	α/p	β/p
水素	16	1050	104	0.986	65.8	0.65	0.0054
	8	525	5.2	0.043	"	"	"
	8	700	8.86	0.059	8.75	1.11	0.0074
	4	350	4.43	0.0295	"	"	"
	4	700	6.6	0.214	175	2.4	0.053
	2	350	4.8	0.107	"	"	"
炭酸瓦斯	2	1400	21.21	0.0353	700	10.61	0.0348
	1	700	10.68	0.0085	"	10.68	0.0041
	1	1050	12.68	0.0041	1050	12.68	0.0353
	0.5	525	6.41	0.0174	"	12.82	0.0043

II. Paschen の法則

均一電界に於ける火花放電の圧に関しては實驗的に次の様な法則が古くから實驗的に知られて居る。即ち

“一定温度に於ては平等電界に於ける火花電圧 V_0 は電極距離 l_0 と氣壓 p との積 pl_0 の函數である。”

と云ふのである。之を Paschen の法則 (1889) と云ふのであるが、この法則は上の Townsend の理論からも定性的に導かれるものである。

即ち Townsend の理論に依れば、

$$\alpha = pf_1\left(\frac{X}{p}\right) ; \beta = pf_2\left(\frac{X}{p}\right)$$

今、(2)式に於て、分母が 0 になる時を考へると $i=\infty$ となるが、之を以て、火花放電を意味するものと假定すれば

$$\alpha - \beta e^{(\alpha-\beta)l_0} = 0$$

なる關係は火花放電の條件として

$$\frac{\alpha}{\beta} = e^{(\alpha-\beta)l_0} \dots\dots\dots (3)$$

を與へる事になる。而してこの時 l_0 は火花間隙を意味するわけである。即ち、 α , β の實測値から l_0 が求められるのであるが、實際比較的低压の下に於て、直接測つた l_0 と α , β から求めた l_0 とが大體近い値を示す事が認められたのである。而してこの時も α/p 及び β/p は夫々 X/p の函數である事も示された。即ち p や X を變へても X/p さへ

而して火花放電の條件としては(3)に依て

$$\log \frac{a}{\beta} = (a - \beta) l_a$$

之に上の關係を代入すれば

$$l_a = \frac{\log \frac{a}{\beta}}{a - \beta} = \frac{\log p f_1\left(\frac{x}{p}\right) / p f_2\left(\frac{x}{p}\right)}{p \left[f_1\left(\frac{x}{p}\right) - f_2\left(\frac{x}{p}\right) \right]}$$

然るに $X = \frac{V_l}{l_a}$

$$\therefore pl_a = \frac{\log f_1\left(\frac{V}{pl_a}\right) / f_2\left(\frac{V}{pl_a}\right)}{f_1\left(\frac{V}{pl_a}\right) - f_2\left(\frac{V}{pl_a}\right)}$$

即ちこの關係から V は pl の函數として表し得る事になる。即ち

$$V_a = F(pl_a)$$

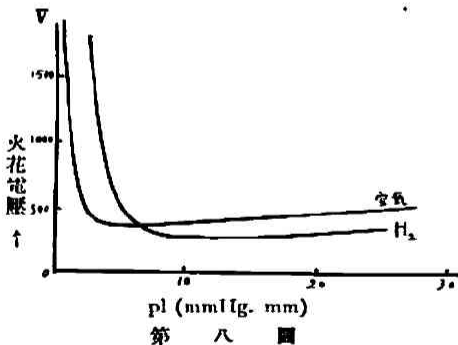
この p に對して單位體積中の氣體分子の數 N_0 及び溫度 T を考へると

$$V_a = F\left(\frac{N_0 l}{T}\right)$$

と表す事も出来る。

從て、一定溫度一定氣壓の下には V_a は l_a のみの函數となるから、この l_a 即ち火花間隙から電壓の測定が可能となるわけである。

V と pl との關係を圖示すると大體第八圖の様になる。この時も pl が小さくなつて V が大になるのは l が一定の場合に就ては衝突數が減少する爲で、 pl の大になつて V が増すのは平均自由行程が小になる爲と解される。



第八圖

要するに Paschen の法則は或一定の pl に對しては p や l を變へても火花放電電壓は變らぬと云ふ意味であるが、これは一般に二原子分子及び He に關しては當てはまるが、多原子分子とか Ar, Ne 等には當てはまらなると云はれて居る。又數十氣壓の高壓になると、一般に

Paschen の法則から違背する事が認められて居る。

尚、 V_a と pl との關係に就ては X/p の廣範圍に亙つて D. D. Posin の詳細な研究がある⁹⁾。

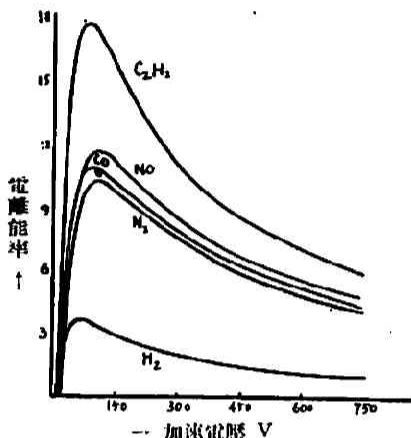
扱、上述の様に Townsend の理論に依れば、火花前電流の計算、Paschen の法則の誘導等に於て可成の妥當性を示して居る事が認められるのであつて、長年に亙り基本的理論として踏襲され來つたのであるが、Townsend の考へ方は果してこの儘全部承認されるものであらうか、比較的近年になつて、色々の方面から之に對する批判が行はれたのである。

III. Townsend 理論の批判

1) 衝突電離の確率⁵⁾ Townsend の衝突電離の考へ方の中には、氣體分子の電離エネルギー以上のエネルギーを有する電子が氣體分子に衝突する場合の電離確率は 1 であつて、それ以

下の場合には0であると云ふ事が暗に假定されて居る。併し其後の多くの研究に依れば必しもそうとは云へない。嚴密に云へば、この衝突電離確率の測定には一定エネルギー電子の單位自由行程中に起る衝突數と、その間に發生したイオン數とを知らねばならないのであつて、實驗的に困難な問題であるが、近似的には一定エネルギーの電子に依て、一定氣壓の氣體に於て單位自由行程に就き發生する新電子の數を知ればよいとされて居る。(これは電離能率と云ふ)その

實測結果を示すと第九圖の様になる。



第九圖

この結果から見ても衝突電離の能率は電子のエネルギーに依て著しく異なり、又衝突電子のエネルギーが大となつて却て能率が低下して居る事が認められる。而して最低電離電壓 V_i と稱せられる程度のエネルギーを有する電子の衝突電離確率が0である事が示されて居るわけである。

Townsend の式(1)から α を求めて、之から V_i が計算されるがその値が實測値より一般に遙に大になる事もこの意味から説明される處である。

2) 陽イオンに依る衝突電離の可能性 前述の如く、陽イオンに依る衝突電離能率は電子に比して遙に小さいものであると考へられるものであつて、Townsend

の理論から求められる β の値の小さい事もこの意味と解されるが、實際之を直接測定して見ると、普通の火花放電の條件の下に於てはこの陽イオンの衝突電離が興り得るかどうかに関して疑惑が抱かれる様になつて來た。

即ち, Beek,⁶⁾ Verney⁷⁾ その他の研究に依れば、不活性氣體をその氣體イオンに依て電離させるには 35 Volt, アルカリイオンに依て不活性氣體分子を電離するには 60V 以上のエネルギーを要する。而して一般の他の氣體に就ては、各平均自由行程に就き 200~300 V の電位傾度がなければ陽イオンは他の中性分子を電離する事が出來ないと云ふ決論に到達して居る。而して、常壓空氣中の火花放電は、 $X/p=40$ ($p=760\text{mm}$, $X=30,000\text{ V/cm}$) 附近で起るとされて居るから、この電位傾度は平均自由行程に就き $\frac{1}{3}\text{ V}$ の程度のものとなりとても之では上の様な電離エネルギーを陽イオンが持ち得ないと云ふ事になる。

要するにこの方面の研究から火花放電の際には陽イオンに依る衝突電離の可能性は考へられないと云ふ事になる。

3) 火花放電の時間と陽イオンの移行速度 Townsend 流に陽イオンの衝突電離が火花放電發生に興るものとすれば、少くも陽イオンが電極間を通過する程度の時間として 10^{-6} 秒程度を必要とする事になるが、Rogowski¹⁰⁾ のオツミロググラフに依る研究結果に依れば、火花放電は 10^{-7} 秒以下の時間内に完結して居る。而して電子ならばこの程度の速度を興へ得る。これは火花電流が殆ど電子のみに依て形成されて居る爲であるとし考へられない。

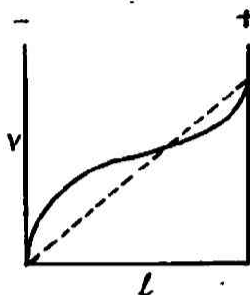
この意味に於ても陽イオンの衝突電離の影響は極めて薄弱とならざるを得ない。

4) 電極面の性質 Townsend の理論の中にはその電極面の性質に關しては何等觸れて居ない。然るに事實上、その影響は相當著しく、表面を磨くのと然らざる時、Ni 電極とアルカリ金屬をつけた電極等に於ては火花電壓が異なり、一般に磨いたもの及びアルカリ電極の方が火

花電圧が低い。但し、この影響は陰極にのみ關するもので陽極面に就ては殆ど影響がないと云はれて居る。⁹⁾¹⁰⁾

これも、火花放電の發生機構が、單に電子やイオンの衝突電離のみに依ては説明し得ない事を意味するものである。

5) 空間電荷の影響¹¹⁾



第十圖

衝突電離に依て電極間にイオンや電子が指數函数的に増殖するものとする、この兩者の分布は必ずしも常に一樣であるとは限らない。電子は陽極附近に陽イオンは陰極附近に多くなつて來ると考へられるから、從てその空間電荷は兩極間の電界の強さの分布状態に變革を來し、その結果として、兩極附近に電位傾度が大となる。即ち第十圖に於て、始め破線の如き均一電界が與へられてもこの空間電荷の爲に實線に示す様な傾向を帯びて來る。これは結果として、兩極間隙が小さくなつた事に相當するもので一般に放電し易くなるわけである。而して速度の比較的小さい陽イオンの影響が、この場合大きい事になる Townsend の實驗範圍の様に低壓で電極間隙の小なる場合には、その影響は小さいが、 $X/p < 100$ 以下になつて來ると重要になつて來る。

特に火花放電開始後には一層その影響が大となると考へられる。

IV. 放電系に起り得る種々なる過程

然らば上述の様な氣體放電系に於ては如何なる過程が起り得るのであらうか現在考へ得るものとして少く共次の如き場合を擧げる事が出来る。即ち

A) 氣相中に起り得る過程

- 1) 電子の衝突電離(及勵起)
- 2) 陽イオンの衝突電離
- 3) 氣相中の光電効果
- 4) 準安定原子の影響。
- 5) 空間電荷の影響

B) 陰極表面に起り得る過程

- 1) 電子衝撃に依る二次電子放出
- 2) 陽イオン衝撃に依る二次電子放出
- 3) 光電効果
- 4) 準安定原子の衝撃
- 5) 強電界に依る電子放出

この中 (A. 1) に就てはこれが放電の主要な部分をなす事に異論はない。(A. 2) に就ては前述の如く不可能ではないが今問題とする火花放電の條件の下には無視し得る。

(A. 3) Cravath¹²⁾ 等の研究に依れば、Corona 放電に於てはこの時發する光に依る光電離が認められる。又一般にイオンの再結合の際發せられる連續スペクトルに依ては光電離が可能であると考へられる。併し乍ら火花前の暗流程度の放電中に起り得るこの種の光電離は極めて微弱のものであるから今の場合餘り主要なものとは考へられない。但し電極間隙が長い場合には相當重要性が増すと考へられて居る。

(A. 4) 比較的高いエネルギー状態に在り、而も生命が長いとされて居る所謂準安定原子が存在する時には、その衝突に依て他の種類の氣體分子を電離したり勵起したりする事が出来得るわけである。特に 2^1S の状態に在る He の如きは 19.7 Volt に相當するエネルギーを有し、而も中性である爲電場に無關係に運動し得る爲比較的低壓に於ては重要な意味を持つて來ると考へられるが、併しこれは相當純粹な不活性氣體の中での場合であつて、普通には餘り問題にならない。

(A. 5) の影響は無視する事が出来ないが、之を考慮に入れると随分複雑になる様である。

次に (B. 1) に就ては、陽極に對する電子衝撃に依て放出される二次原子が又陰極に對して二次電子放出をさせる程のエネルギーは持ち得ないと考へられる。

(B. 2) Penning¹⁹⁾ に依れば Ne や Ar のイオンを種々の金屬の陰極に衝突させると二次電子が放出する事が認められる。而もそのイオンの速度は随分低くてもその効果が認められ外挿法的に推論して、速度が 0 でも二次電子放出能がある事になる。之に對してはそのイオンの電離電壓 V_i と電極金屬の電子放出の仕事函數 ϕ との間に

$$V_i > 2\phi$$

なる關係がある時には陽イオンが陰極で放電する際に V_i なるエネルギーが一部は中和の爲に用ひられ、残りは電子放出に用ひられるといふ解釋がされて居る。これは不活性氣體の如く電離電壓の高いものに就ては特に起り易い。(この時には次項の準安定原子衝撃も含まれる)。

一般に他の氣體の比較的低速度イオンに依る二次電子放出は他の影響と區別して、検出が困難である爲 20 V 以下の場合に就ては結果は不確實である。併し 100 V 以上の陽イオンは大抵の金屬に對して二次電子を出し得る事は確實とされて居る。而してその能率はその衝突速度と共に次第に増加すると考へられて居る。

(B. 3) イオンの再結合の際發せられる連續スペクトルに依る氣體分子の光電離と共に、この光に依る陰極に對する光電効果は無視する事が出来ない。但しその影響は $2000 \text{ \AA}$ 以下の波長の光に對しては餘り重要でないが、所謂 Entladungstrahlen と稱せられる $500 \sim 800 \text{ \AA}$ の様な短波長の光が實際發して居るとすればその影響は注意す可きである。併しこの程度の極短波長の光は極めて吸収され易く之を検出する事は極めて困難である。^{12/141}

(B. 4)¹⁹⁾ 前述の (A. 4) (B. 3) と同じ意味に於て準安定原子は陰極面に對して二次電子を放出させる可能性があると考へられる。又これは電極面のみならず絶縁體に對しても起り得るものであつて、實驗上不慮の誤差を混入する恐れがある。Oliphant の經驗に依れば、準安定原子線の衝撃を受けた硝子や石英の表面が 14 V 程度にも荷電されたと云ふ事であるが、これは斯かる絶縁體から二次電子が放出された爲と解される。

又 Johnson に依れば、準安定原子の存在し得る場合には、この原子の衝撃に依て器壁に吸着された氣體が排出されこれが實驗結果の不確實さを來す原因になる事が指摘されて居る。即ち Hg 蒸氣を含む氣相系内の光化學反應や、放電反應等に於ては長時間の後に、 N_2 や A 等の氣體に相當するスペクトルが觀察されるのである。これらの現象も、準安定原子の衝突が、局部的に作用して、普通の熱處理では排出されぬ吸着氣體の放出を可能ならしめる爲であると考へられる。これは直接電氣的な意味は含まないが實驗上には注意す可き事であらう。

要するに準安定状態になり得る氣體を含む場合にはその影響は無視出来ない、併し空氣中の火花放電等に於ては、これがそれ程主要なものになるとは考へられない。

(B. 5) 電極間の電位差が極めて大きい時にはこの電場の爲陰極から電子放出が起り得る場合・

があるが、これは極低圧の時に限るもので、少し氣壓が高くなれば、それより先に、外の現象が現れるから今の場合問題とならない。

上の様な色々な場合を通覧すると、普通の實驗條件に於て最も一般的に起り得ると考へられるものは結局 (B.3) 陽イオンの衝撃、或は (B.2) 再結合の際する連続スペクトルに依る陰極面よりの二次電子放出である。若し果して、この両者が火花放電前の電流増加過程に興り得るものとすれば、先の Townsend の理論は如何に修正さる可きであらうか。

V. Townsend 式の修正

先に示した Townsend の式を今一度書くと、

$$n = n_0 \frac{(a-\beta)e^{(a-\beta)l}}{a-\beta e^{(a-\beta)l}} \dots\dots\dots (A)$$

$$(\text{火花放電條件: } \frac{a}{\beta} e^{(a-\beta)l} = e^{al} \dots\dots\dots (A'))$$

之に對して、上述の如く陽イオンの陰極衝撃に依て二次電子を放出し得るとすると、上の n_0 に變更を來すわけである。之を N_0 とすれば

$$N_0 = n_0 + n_1$$

但し n_0 は前と同じ意味であつて、 n_1 は陽イオン衝撃に依る二次電子放出に關するものである。今この陽イオン總數と n_1 との比を γ で表すとすれば

$$n_1 = \gamma n_0 (e^{al} - 1)$$

となつて從て、

$$n = N_0 e^{al} = \frac{n_0 e^{al}}{1 - \gamma(e^{al} - 1)} \dots\dots\dots (B)$$

$$\text{火花放電條件, } \frac{1}{\gamma} = e^{al} - 1 = e^{al} \dots\dots\dots (B')$$

これは Townrend 自身及び J. J. Jhomson, Rogowski⁹⁾ J. Taylor¹⁰⁾ 等に依る夫々認められたものであつてこの場合、

$$\gamma = \frac{\beta'}{a - \beta'}$$

とおくと

$$n = n_0 \frac{(a-\beta')e^{al}}{a-\beta'e^{al}} \dots\dots\dots (C)$$

$$\left(\frac{a}{\beta'} = e^{al} \dots\dots\dots (C')\right)$$

となつて (A) と全く同型となるものである。

次に氣相で發生する光子の總數 Z に比例して、陰極から光電子が(二次的に)放出されるものとすれば上の場合の N_0 は次の如き意味となる。

$$N_0 = n_0 + \eta Z$$

但し η は比例恒數である。而して、この Z と各部分の電子數、陰極に對する幾何學的係數 g 、電子が 1 cm 進む間に出し得る光子數 θ 、その光の吸收係數 μ 等の關係を假定して次の様な關係が導かれた。¹¹⁾

$$n = n_0 \frac{an_0 e^{al}}{a - \theta \eta g [e^{(a-\mu)l} - 1]} = n_0 \frac{a^{al}}{a - B(e^{(a-\mu)l} - 1)} \dots\dots\dots (D)$$

$$(\text{火花放電条件: } \frac{\alpha}{\beta} = e^{(\alpha\beta)l} - 1 \approx e^{\alpha l} \dots \dots \dots (D'))$$

以上の様に電子の衝突電離作用を主とし、陰極面よりの二次電子数放出を考慮に入れて Townsend の原式に多少修正が施されたのである。而してその結果得られた理論式の形は互に類似のものであつて、従て火花放電の条件を示す形式も定性的に殆ど同型をとる爲に、實驗値が Townsend の原式と同じ程度に一致して何れが正しいかと云ふ判定は俄かに下すわけに行かないのである。

要するに、或程度の低壓に於てはこれらの式は理論的にも實驗結果に對しても相當の妥當性を示すものであつて、且それから火花放電の条件が誘導され得るわけである。併し茲に云ふ火花放電とは Townsend 型の理論に關する限り、正確には低壓暈光放電とも云ふ可きものであつて従て上の火花放電の条件と云ふのも自續放電の条件と云ふ可きものである。

結 語

要するに、火花放電現象が分子運動論的に或程度迄取扱ひ得る事が示されたのであるが、上の取扱ひ方は正しく、氣體反應に於ける連鎖機構説¹⁵⁾に屬するものであつて、自續放電の条件の求め方は又爆發反應の条件の求め方とその考へ方に於て全く類似のものである事は注意すべき事である。

而して、火花放電の理論にも爆發反應理論にも尙幾多の問題が残されて居るが、特に兩者に對して、固體表面の與る處は理論的にも實際的にも極めて重要且興味あるものと考へられる。この意味に於てこれは勿論接觸々媒理論とも密接な關聯があるものである。

ガソリン機関内に起る「火花點火」は實に上の二種類の現象を含むものに外ならない。電氣的、化學的のみならず機械的條件迄要求される「點火栓」の研究¹⁷⁾が如何に複雑な問題であるかが推察される次第である。

(昭和 13 年 5 月 16 日於雜誌會)

文 獻

- | | |
|--|---|
| 1) 中谷: 火花放電の近年の研究 (岩波).
氣體内電氣現象 (岩波). | 10) J. Taylor: <i>Proc. Roy. Soc.</i> , 114, 73 (1927). |
| 2) 鳥山: 電氣絶縁論 (共立社).
高壓電氣工學原論 (電氣之友社). | 11) Slepian: <i>Conduction of Electricity in Gases</i>
(1933) 98. |
| 3) 星合, 本多: 氣體中の放電 (オーム社) 97頁. | 12) Cravath: <i>Phys. Rev.</i> 47, 254 (1935).
Varney-Loeb, <i>ibid.</i> 48, 822 (1936). |
| 4) L. B. Loeb: <i>Rev. Mod. Phys.</i> 8, 267 (1936)
紹介. | 13) E. J. B. Willey: <i>Collisions of the second kind</i>
55 (1937). |
| 5) K. T. Compton-I. Langmuir: <i>Rev. Mod. Phys.</i>
2, 127 (1930). | 14) Carl-Renty: <i>Phys. Rev.</i> 44, 891 (1933). |
| 6) O. Reck: <i>Physik. Z.</i> , 35, 36 (1934). | 15) Semenov: <i>Chemical Kinetics and Chain Reactions</i> . 41 (1935). |
| 7) R. N. Varney: <i>Phys. Rev.</i> 50, 159 (1936). | 16) 山澤: 應用物理, 6, 318頁 (昭12). |
| 8) W. Rogowski <i>Physik. Z.</i> 33, 797 (1932). | 岡崎: 同上, 516頁. |
| 9) Holst-Oosterhuis: <i>Phil. Mag.</i> 46, 1117 (1923). | 眞島: 同上, 7, 207頁 (昭13). |