

蛍光放電管の電極近傍の放電状況

Some Aspects of Plasma in the Vicinity of Cathode and Anode of Fluorescent Lamp

山根 幹也*

内 容 梗 概

蛍光放電管の電極近くの放電の状況を知るため、多数の放電管について探針測定を行い、陰極部および陽極部の様相をあきらかにした。陰極部においては電位分布と荷電粒子の密度分布図の詳細図を示したが、これは今後非常に利用されることとなろう。陽極部の探針測定は陽極振動をしらべる目的をもつて行つたものであり、興味ある結果がえられた。

本稿では、また、実験結果に対し若干の検討を行つた。計算を遂行するにあたり、電離は電子と水銀の直接衝突によつて行われるものとし、Penning effect は考慮しなかつた。これにより陰極グロー、暗部のプラズマの状況をあきらかにしえたと同時に陽極部の陽極振動についてもある程度までその機構を解明することができた。

〔I〕 緒 言

蛍光放電管の放電現象は蛍光放電管の普及化にとともに、また放電管としての構造がやや単純であるため、恰好の研究対象となつたようである。したがつて今日までこの現象に関する研究報告はおびただしい数に上るけれども、これらの大部分は放電管のうちもつとも取扱い容易と見られる陽光柱に関するものである。しかしながら放電管を製作する筆者のもつとも知りたいところは陽光柱にあらずして電極近傍の放電状況である。筆者はかなり多数の放電管の電極部に探針を挿入し、これにより電極部の放電状況を測定しえたので、この測定結果と、測定結果に関する考察とをあわせて紹介しようと思う。

ところで蛍光放電管は水銀蒸気とアルゴンの混合気体中の放電であつて、放電の形式からいえば熱陰極アークに属するのでアルマー整流管の放電機構と似ているといえよう。ただ蛍光放電管の陰極は放電電流による Self-heating Type であること、長い陽光柱が存在することなどが蛍光放電管の電極部に特有な現象を発生せしめているのである。

従来、水銀とアルゴンの混合気体の放電は Penning effect⁽¹⁾ と呼ばれる現象をもつて説明されていたが、本稿では Penning effect は起らないという立場に立つてすべての現象を説明しようとした。したがつて本稿ではまず、なぜ Penning effect を採らなかつたかという理由を述べ、ついで陰極部における陰極グロー、および暗部のプラズマの状況、最後に陽極部の陽極振動の様相を述べる。

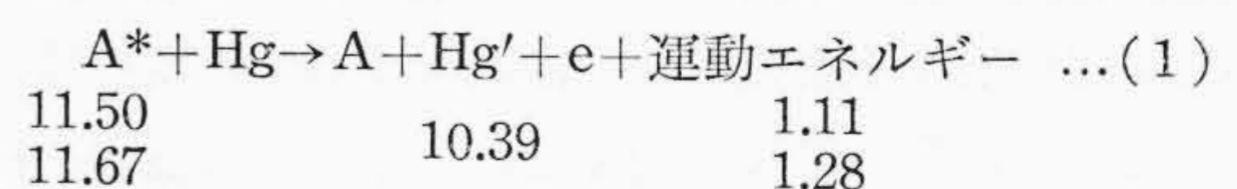
本稿で紹介する結果は放電管を直流点灯した場合についてえられたものであり、放電電流は 0.3A、放電電圧は 62V である。

* 日立製作所中央研究所

〔II〕 アルゴン水銀混合気体中の放電について

蛍光放電管は水銀の飽和蒸気と 3.5mmHg のアルゴンの混合気体中のアーク放電である。古来混合気体中の放電は、あいまいな点が多く、したがつて推測をまじえた説明で、うやむやのうちにお茶をにごしてしまうのであるが、稀ガスと水銀蒸気中の放電もまたこの例にもれない。一般に稀ガスに微量の水銀蒸気が混入すると、発光するスペクトルはすべて水銀原子スペクトルであり、また稀ガスの最低準安定準位に相当する高さの項までは強くあらわれるのであるが、それ以上の項は認められない。また放電の状況も強く変化する。かかる現象を説明するために Penning は稀ガスの準安定原子の媒介的作用を持ちだしてきたのである。

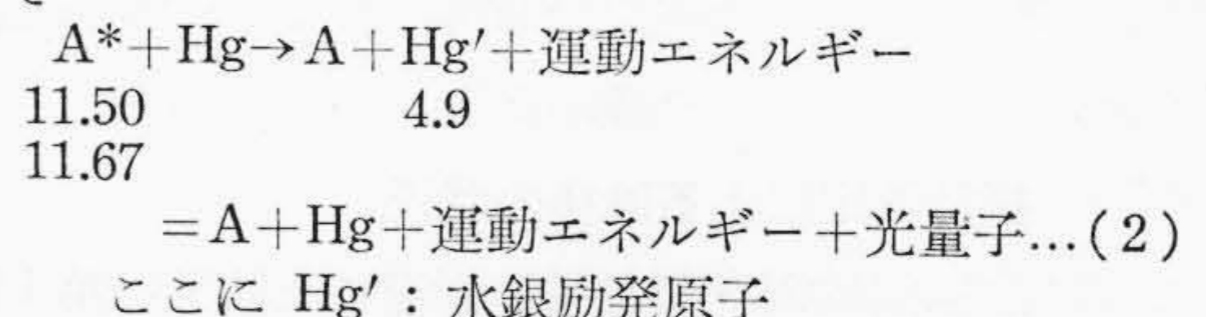
たとえば、A-Hg の混合気体では電子はまず A を励発して準安定原子をつくり、この準安定原子が水銀原子と衝突し、そのエネルギーを付与して水銀を電離するというのが Penning effect の骨子である。したがつて、ここで要求されることは A の準安定準位のエネルギーが水銀の電離電圧よりも大きいことと、準安定準位と電離エネルギーの差が小さいことである。A と Hg とについて反応式を示せば⁽²⁾



A* : アルゴン準安定原子

アルゴン準安定原子でまつたくうまく説明がつけられる好適例である。

同様に水銀原子の励発について Penning effect を適用して



として示されて、光量子と高速の中性原子があらわれる。

以上は水銀-アルゴン混合気体中の放電機構に関する通説である。これに対しては筆者は若干の不審を抱くものであり、むしろ A の主要なる作用は電子との弾性衝突をおこない、これにより電子の走行距離を増加して、水銀との衝突の機会を多くするだけのものであると考える。水銀飽和蒸気のみでは電子の平均自由行程は数十μに達し、放電は起りがたいので A を封入して電子の自由行程を短かくし、放電を助長させるのである。筆者はなにゆえかく考えるかという Kr+Hg, あるいは Xe+Hg の混合気体の蛍光放電管は普通の蛍光放電管より放電は容易に起り、かつ発光光束も大きいにもかかわらず、Kr の準安定準位は 9.91eV, Xe の準安定準位は 8.32eV であつて、準安定原子では水銀原子を電離することができないという根拠に立つからである⁽³⁾。電子は稀ガスともつぱら弾性衝突を行い、水銀に衝突してはじめて電離または励発を行うものとする。さればこそ弾性衝突損失の小さい Kr, Xe においては、より容易に放電が起るものと考えられる。以下本稿では水銀の電離はもつぱら電子の衝突によつて起るものとして計算した。

〔III〕 陰極部の放電状況

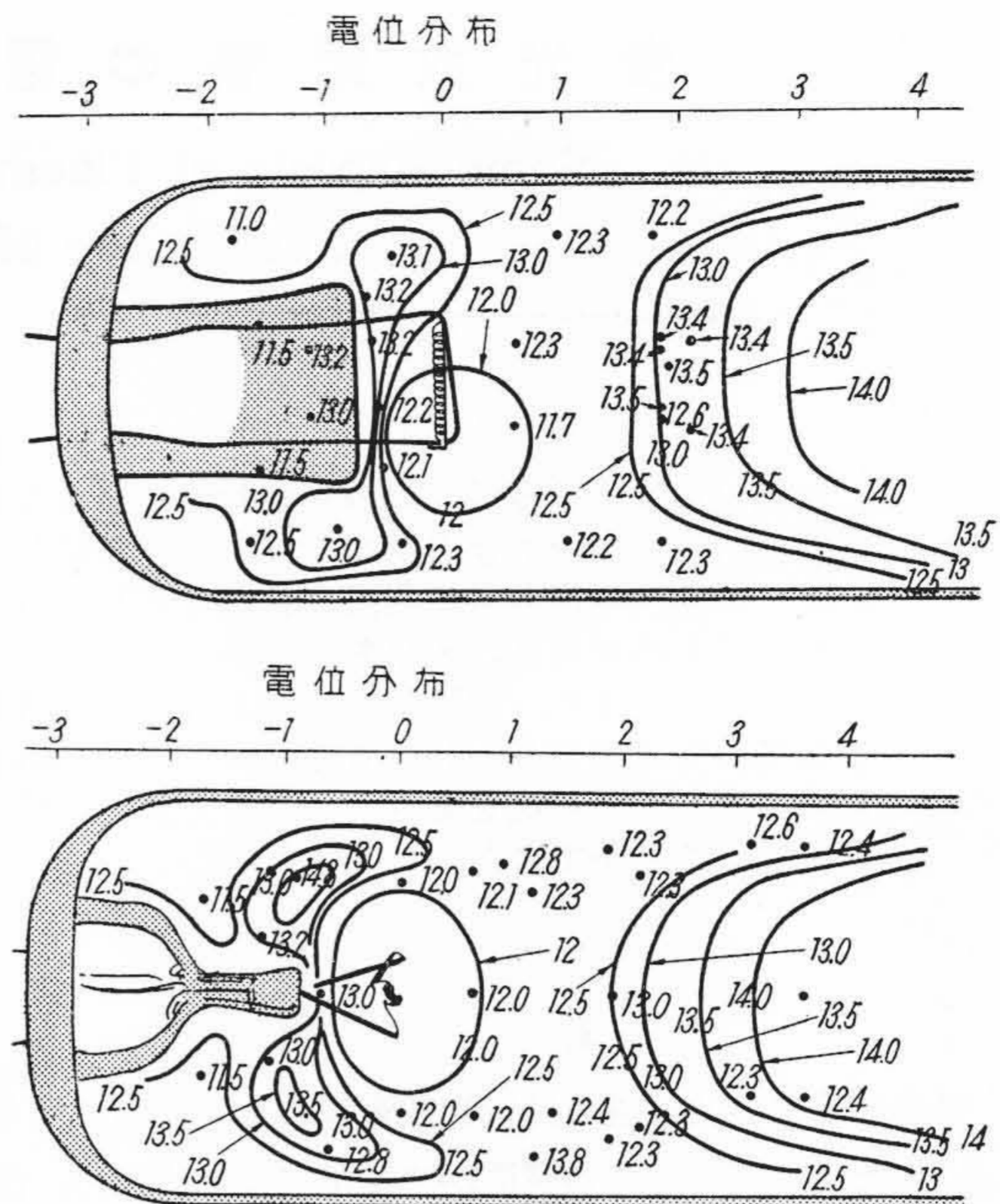
(1) 陰極部の外観

蛍光放電管の電極は両電極とも同じ形状で、またこの形状は製造者により多様であるけれども、いずれも大同小異であつて、陰極部はタングステンフィラメントに (BaSr)O を塗布したもつともありふれた熱陰極である。しかしながら放電時に熱陰極として動作する場合、加熱は放電電流による Self-heating という蛍光放電管以外には見られない加熱方法が行われているため、熱陰極放電管としては好ましくない Temperature limited mode の放電を行つている⁽⁴⁾。したがつて Temperature limited mode の一般として、陰極輝点のまわりにグローが存在し、グローの陰極と接する境界面には急峻な陰極降下が存在する。

陰極輝点の面積は約 0.05cm² である。陰極輝点を中心として発生する陰極グローは直径 2 cm 程度の球状を呈しており、その周辺の暗部とはつきりした境界を持たない。陰極グローと陽光柱の間にはやや広大な暗部がある。筆者が陰極部と称する部分は電極としての陰極のほか、輝点周辺の陰極グローおよびこれに接する暗部を含めるのである。以上簡単に陰極部の外観について記述したが、(2)に記載した電位分布図、および密度分布図を見れば、より判然とした像がえられるであろう。

(2) 探針測定による陰極の状況

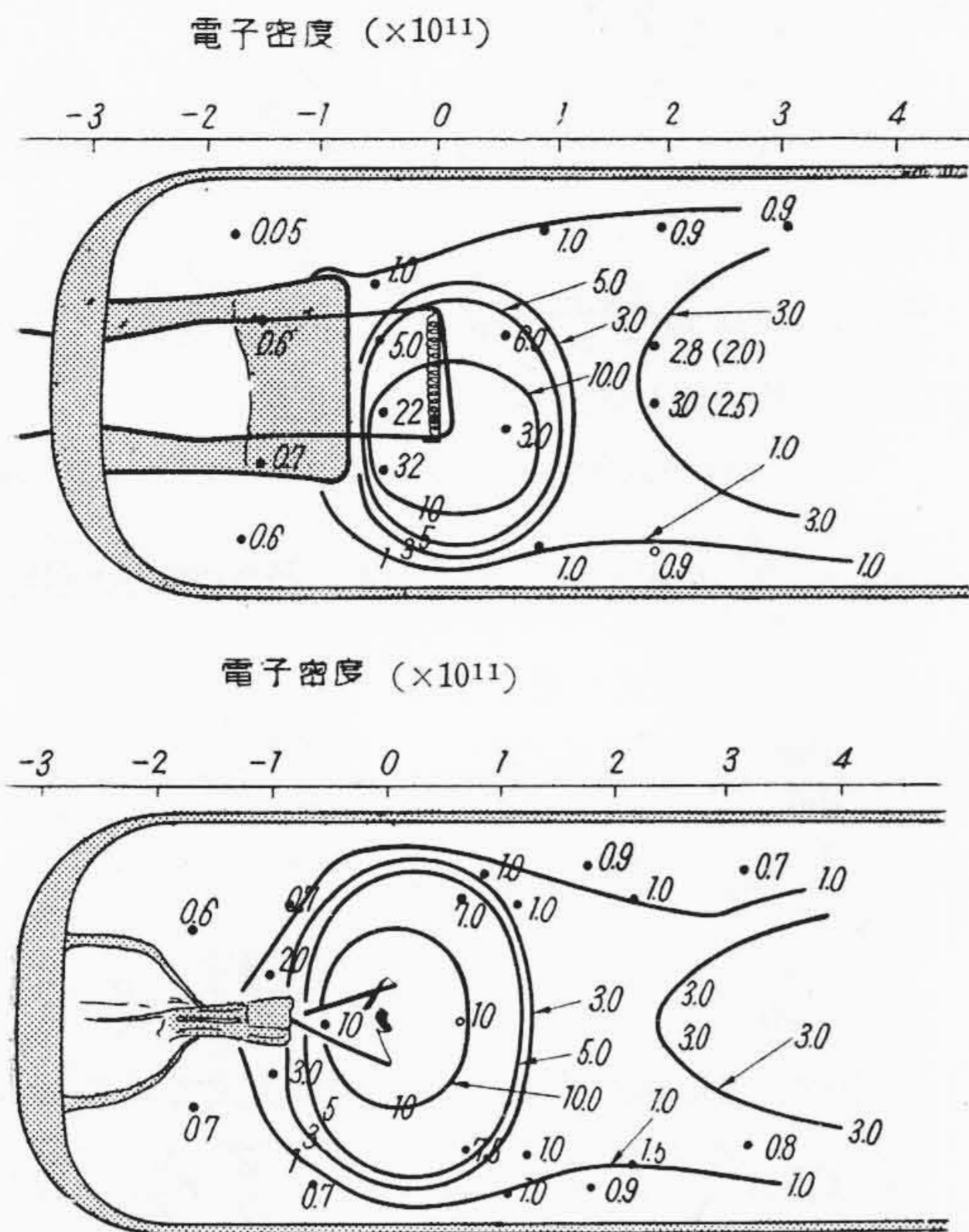
つぎに陰極部放電空間を探針測定した結果を第1図に



第1図 陰極近傍電位分布
Fig. 1. Detailed View of the Potential Distribution in the Cathode Region

示す。第1図は陰極の電位を基準として等電位線をもつて電位分布を示したものであり、また数値は探針挿入箇所の電位である。陰極グローの電位は約 12V であり、この電位差が陰極降下として、陰極グローと陰極輝点の間に存在する。この陰極降下の加わっている厚さは気体中の電子平均自由行程の長さとはほぼひとしい。ちなみにアルゴン 3.5mmHg 中の電子平均自由行程の長さは約 1mm である。陰極グローから暗部にかけては電位の勾配はほとんど認められず、12V 前後の電位で陽光柱に接続している。

第2図は陰極部の電子あるいはイオンの密度分布を示したものである。陰極輝点より放射された電子は陰極降下で十分加速され、アルゴン原子と何度となく衝突したのち、水銀原子と衝突してこれを電離する。電子がアルゴンを励発し、アルゴン準安定原子が水銀を電離するのではないことは緒言でも述べた。このように陰極グロー内部には電極降下で十分加速された電子、およびこの高速電子によつて電離されて発生した電子がとびまわつていて、この領域全体にわたつて電離、励発がさかんに行われているのである。事実探針測定の結果、このグロー内部の電子温度は暗部における電子温度の約 2 倍、15,000°K という高温であり、また電子密度も 10~100 倍の高密度を示している。数値的にいえば陰極グロー内部の電子密度は 10¹²~10¹³ であり、暗部では 10¹¹ の大いさである。ところで暗部は電位勾配もなく、電離、励



第2図 陰極近傍の電荷分布
Fig. 2. Detailed View of the Plasma Density Distribution in Cathode Region

発が行われないのであるが、ここに存在する電子は陰極グローから拡散してきた電子であつて、この電子拡散電流のみ十分放電電流に匹敵する大いさを持っている。陰極グローに近いところでは電子の拡散電流も大きい、イオン拡散電流も大きく、この差引いた電流が放電電流にひとしくなる。また陰極グローから遠くはなれると電子拡散電流も小さくなるかわりにイオン拡散電流も小さく、この差が丁度放電電流にひとしい。かくして陰極グローから遠ざかつてついに拡散電流のみでは放電電流に相応する電流がえられなくなると、陽光柱と呼ばれる領域ができあがり、そこでは消滅する粒子の数を補充するだけの電離が行われると同時に電界が加わり、電界中の移動電流が放電電流となる。

(3) 陰極におけるイオンの発生

陰極より放射された電子は陰極降下で加速され、アルゴン原子と衝突し、あるいは電子同志でエネルギーを交換し合つて熱平衡状態に達する。この場合電子は水銀原子に1度衝突するためにはA原子と約1,000回衝突しなければならないから、電子は完全にRandomな運動をしている。筆者はここにおいても水銀の電離はアルゴン準安定電子によつて行われるものでなく、電子の直接衝突によつて行われるものであると考える。

さて電子温度 T_e の Maxwell 分布の電子によるイオン発生は Killian⁽⁵⁾ によつて、水銀の陽光柱について検討されているが、筆者はこれを陰極グローに適用してみ

よう。筆者がこの考察を適用しようとするゆえんは、陰極部におけるイオン発生は陰極降下に接するところのみで行われるのではなく、グロー中全体で行われていると考えるからである。ちなみにグロー中の探針測定では電子温度は暗部の2倍の高温を示しており、またグロー全体が高度の励発を行つているところからしても、かく考えることに無理はないであろう。

さて、エネルギー V の電子が 1cm 進む間につくられるイオンの数 N_P は次式で示される⁽⁶⁾。

$$N_P = aP(V - V_i) \dots\dots\dots (3)$$

ここで a は常数、 P は気体の圧力であり、 V_i は気体の電離電圧である。電子のエネルギーと直線的に電離確率が大きくなることをあらわす(3)式は電子のエネルギーがあまり大きくないところで適用できるものであつて、水銀については Bleakney および Smith の実験⁽⁷⁾があるので常数 a は容易に求められる。第3図はかれらのできた電離衝突断面積と電子エネルギーの関係である。電子速度 v とすれば毎秒つくられるイオンの数は次式で示される。

$$Z_v = N_P v = aP(V - V_i)v \dots\dots\dots (4)$$

$$\text{ただし } v = \sqrt{\frac{2eV}{300m}}$$

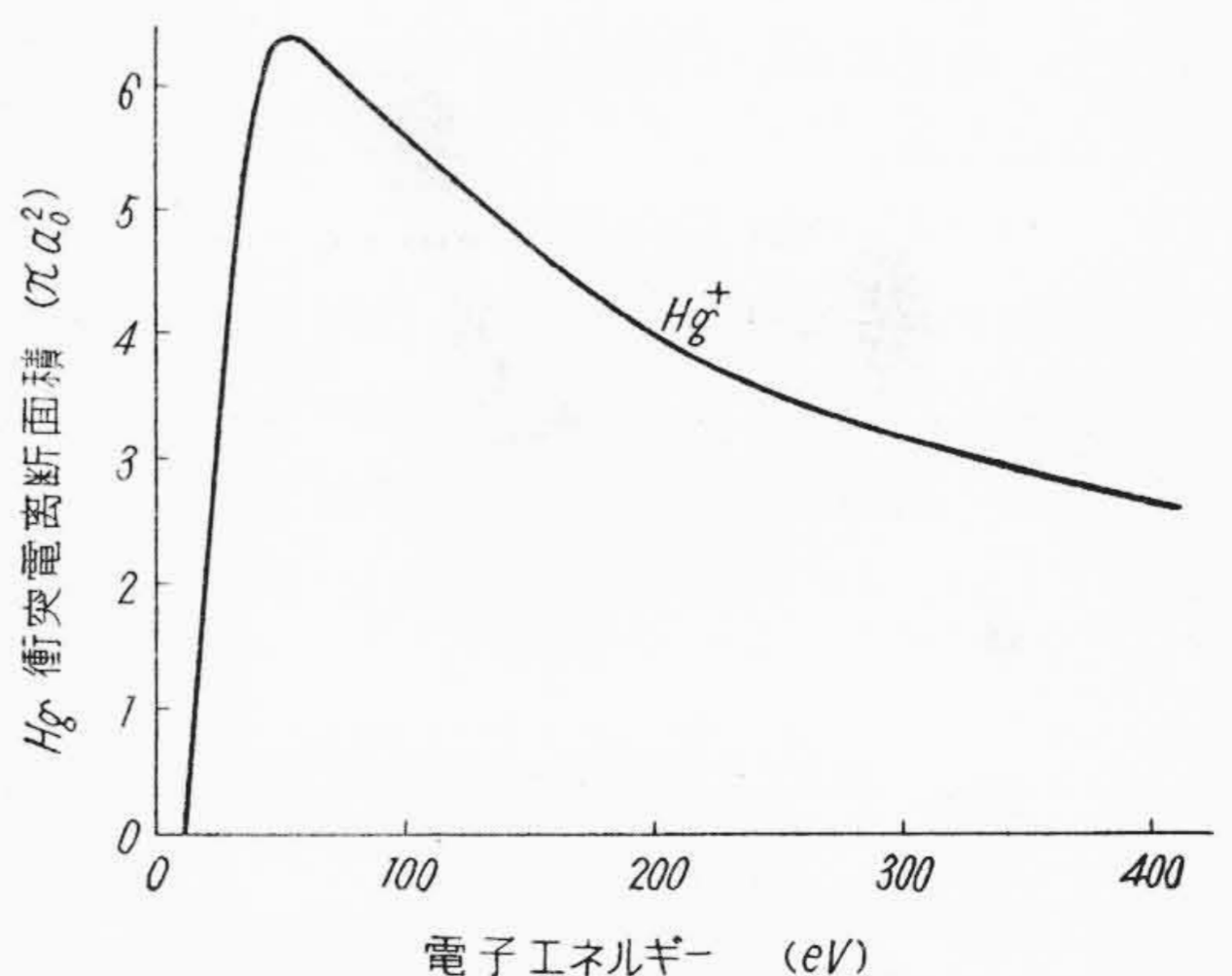
いま n 個の電子が T_e の電子温度を持つ Maxwell 分布をしているとすれば v と $v + dv$ 間にある電子の数は

$$nf(v)dv = \frac{4n}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2kT_e}\right)^{\frac{3}{2}} v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT_e}\right) dv \dots (5)$$

であり、したがつてこれらの電子によつてつくられるイオンの数は

$$n \cdot dZ_v = \frac{2naP}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2kT_e}\right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{2e}{300m}\right)^2 V(V - V_i) \exp\left(-\frac{eV}{kT_e}\right) dV \dots\dots\dots (6)$$

で示される。



第3図 水銀原子の電離衝突断面積
Fig. 3. Ionization Cross Section for a Hg Atom at 1mmHg

この式を $V > V_i$ のエネルギーの電子について積分すれば n 個の電子によつて毎秒つくられるイオンの数が求められる。この式は容易に積分でき、常数を数値におきかえて次式のようにあらわされる。

$$nZ = 0.625 \times 10^6 \cdot n T_e^{\frac{1}{2}} a P \left[V_i + \frac{2k T_e}{e} \right] \exp \left(-\frac{e V_i}{k T_e} \right) \dots (7)$$

したがつて1個の電子によつて毎秒つくられるイオン数は次式であり

$$Z = 0.625 \times 10^6 T_e^{\frac{1}{2}} a P \left[V_i + \frac{k T_e}{e} \right] \exp \left(-\frac{e V_i}{k T_e} \right) \dots (8)$$

$a = 0.82$ $P = 5 \times 10^{-3} \text{mmHg}$ $T_e = 15,000^\circ\text{K}$ $V_i = 10.4$ とおいて実際の数値を求めるとつぎのような値がえられる。

$$x = 0.625 \times 10^6 \times 122 \times 0.82 \times 5 \times 10^{-3} \times (10.4 + 2.6) \times 3.35 \times 10^{-4} = 1.3 \times 10^3$$

すなわち陰極グロー内部では1個の電子により毎秒 1.3×10^3 個の電子がつくられているのである。

(4) 陰極部のプラズマ

つぎに陰極グローから暗部にわたつて存在するプラズマについて解析して見よう。陰極グローにおいて発生したイオンおよび電子は主として拡散によつて消滅する。電子およびイオンの拡散電流を Γ_e, Γ_P 拡散係数を D_e, D_P 移動度を μ_e, μ_P とすれば

$$\Gamma_e = -D_e \text{grad } n - n \mu_e E \dots (9)$$

$$\Gamma_P = -D_P \text{grad } n - n \mu_P E \dots (10)$$

が成立する。定常状態において連続方程式は陰極グローにおいては拡散によつて消滅する粒子と電離によつて発生する粒子がひとしくなるから

$$\text{div } \Gamma_e = Zn \dots (11)$$

$$\text{div } \Gamma_P = Zn \dots (12)$$

が成立し、暗部においては発生粒子はないから簡単につぎのようになる。

$$\text{div } \Gamma_e = \text{div } \Gamma_P = 0 \dots (13)$$

まず陰極グローについて考える。陰極グローは陰極輝点を中心とし、球状にひろがった領域からなり、拡散は Ambipolar 拡散を行つている。電子およびイオンの密度はひとしい。Ambipolar 拡散係数を D_a であらわせば D_a は

$$D_a = \frac{\mu_e D_P + \mu_P D_e}{\mu_e + \mu_P} \cong \frac{\mu_e D_P + \mu_P D_e}{\mu_e} \dots (14)$$

となり、拡散の方程式は

$$\Delta n + \frac{Z}{D_a} n = 0 \dots (15)$$

で示される。さてこの式を解くわけであるが、球状グロ

ーであることを考慮する。

$$\frac{\partial^2 n}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial n}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \Delta n + \frac{Z}{D_a} n = 0 \dots (16)$$

ただし

$$\Delta n = \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial n}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 n}{\partial \phi^2} \dots (17)$$

(17)式を変数分離し次式のように示す。

$$n = Y_l(\theta, \phi) w(r) \dots (18)$$

$$Y_l(\theta, \phi) = \sum_{m=0}^l (a_m \cos m\phi + b_m \sin m\phi) P_l^m(\cos \theta) \dots (19)$$

$w(r)$ については次式が成立する。

$$\frac{d^2 w}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dw}{dr} + \frac{Z}{D_a} w + \frac{l(l+1)}{r^2} w = 0 \dots (20)$$

$w(r) = \frac{1}{\sqrt{r}} \chi(r)$ と変換する。

$$\frac{d^2 \chi}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\chi}{dr} + \frac{Z}{D_a} \chi - \frac{(l+\frac{1}{2})^2}{r^2} \chi = 0 \dots (21)$$

これは半整数 Bessel 函数で一般解は次式で示される。

$$\chi = C_1 J_{l+\frac{1}{2}} \left(\sqrt{\frac{Z}{D_a}} r \right) + C_2 J_{l-\frac{1}{2}} \left(\sqrt{\frac{Z}{D_a}} r \right) \dots (22)$$

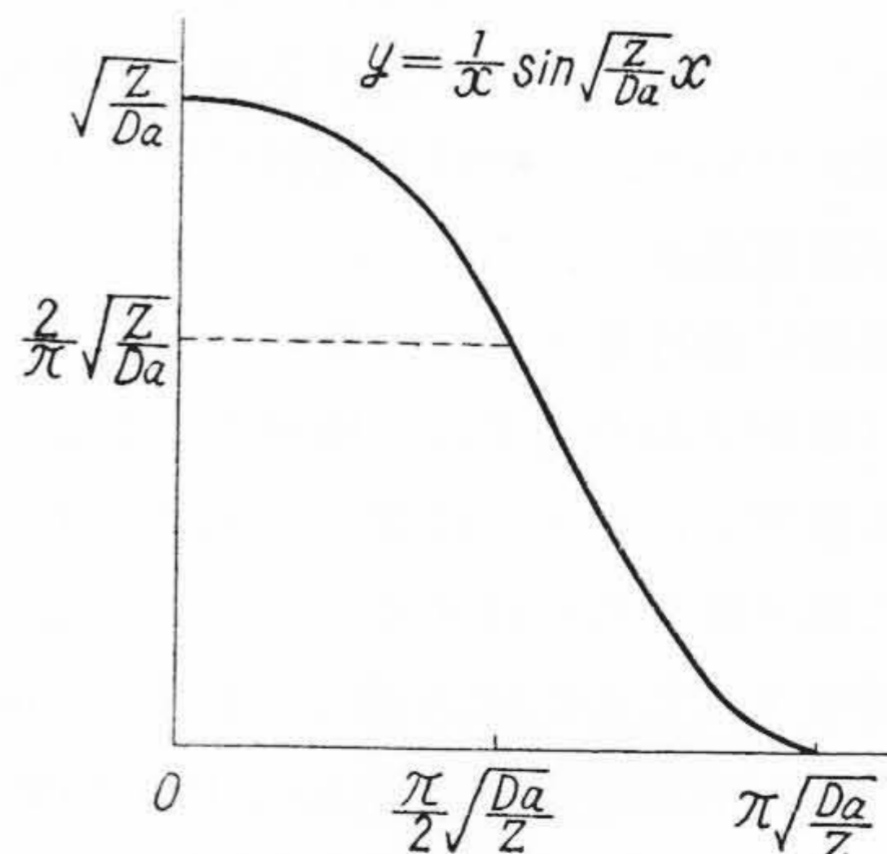
したがつて(16)式の解はつぎのようになる。

$$n = \sum_{m=0}^l (a_m \cos m\phi + b_m \sin m\phi) \frac{P_l^m(\cos \theta)}{r} \left[\frac{1}{\sqrt{r}} \left\{ C_1 J_{l+\frac{1}{2}} \left(\sqrt{\frac{Z}{D_a}} r \right) + C_2 J_{l-\frac{1}{2}} \left(\sqrt{\frac{Z}{D_a}} r \right) \right\} \right] \dots (23)$$

ここで実際に陰極グローは輝点からの距離 r だけの函数であるから $l=0$ とおき

$$n = \frac{1}{\sqrt{r}} \left\{ C_1 J_{\frac{1}{2}} \left(\sqrt{\frac{Z}{D_a}} r \right) + C_2 J_{-\frac{1}{2}} \left(\sqrt{\frac{Z}{D_a}} r \right) \right\} \dots (24)$$

$$= C_1 \frac{1}{r} \sin \left(\sqrt{\frac{Z}{D_a}} r \right) + C_2 \frac{1}{r} \cos \left(\sqrt{\frac{Z}{D_a}} r \right) \dots (25)$$



第4図 陰極グローの電荷分布函数

$$y = \frac{1}{x} \sin \sqrt{\frac{Z}{D_a}} x$$

Fig. 4. Radial Plasma Density Distribution Function within Cathode Glow

$$y = \frac{1}{x} \sin \sqrt{\frac{Z}{D_a}} x$$

がえられるが、 $r=0$ において n は有限であるという境界条件から第2項 $C_2=0$ でなければならない。

$$n = C_1 \frac{1}{r} \sin \sqrt{\frac{Z}{D_a}} r \dots \dots \dots (26)$$

この函数は単調減少函数であつて第4図のような函数である。陰極グローの中心の電子の密度を n_0 とすれば

$$(26) \text{式は } C_1 = \sqrt{\frac{D_a}{Z}} n_0 \text{ から}$$

$$n = n_0 \sqrt{\frac{D_a}{Z}} \frac{1}{r} \sin \sqrt{\frac{Z}{D_a}} r \dots \dots \dots (27)$$

という分布函数がえられた。

つぎに暗部を取扱うまえに、(27)式を若干検討して見る。陰極グローの内部の荷電粒子密度は周辺のそれにくらべてはるかに大きいから陰極グローの半径を r_0 とすれば

$$\sqrt{\frac{Z}{D_a}} r_0 \approx \frac{\pi}{2}$$

の近似式が求められよう。これより r_0 が求められるのであるが、アルゴン中に水銀イオンの存在する電離気体中のAmbipolar拡散係数 D_a は筆者の測定による700 cm²/secを適用して

$$r_0 \approx \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{700}{1,300}} = 1.2 \text{ cm}$$

がえられる。この結果は陰極グローの半径の実測が約1cmであるのとくらべれば、非常によく一致する結果をあたえているといえよう。

暗部においてはイオンの発生は行われぬと考へて、拡散方程式を解く。

$$\frac{\partial^2 n}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial n}{\partial r} + \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} = 0 \dots \dots \dots (28)$$

ここで r は軸から半径方向の長さ、 x は軸の長さ。

$$n = w(r)X(x) \dots \dots \dots (29)$$

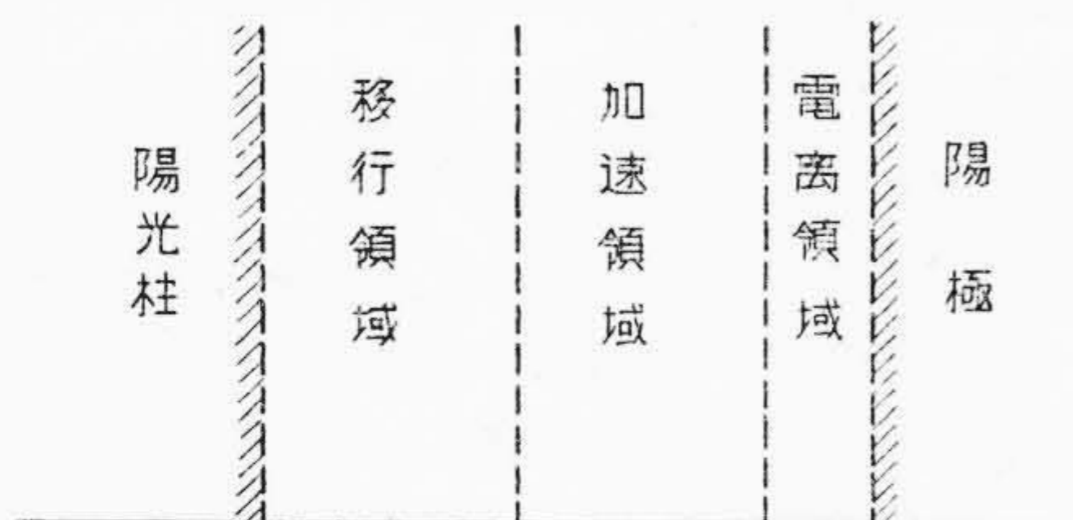
とおいて変数分離して解くと

$$n = e^{-kr} \{ a J_0(kr) + b N_0(kr) \} \dots \dots \dots (30)$$

ここで $r=0$ で n が有限であること、および $r=R_0$ において $n=0$ となる境界条件を入れると

$$n = a e^{-\frac{2.4}{R_0} x} J_0 \left(2.4 \frac{r}{R_0} \right) \dots \dots \dots (31)$$

a は暗部が陰極グローと接する点の密度であつて a の



第5図 陽極降下部の模型
Fig. 5. Schematic Representation of Anode Region

値を強いて求めるならば(27)とそこで連続になるように選ばよいのである。しかし陰極グロー周辺はシリンダー状に拡散するにさきだち、球状に拡散する領域が存在するので、かかる操作も意味がないようであるから省略する。ただ暗部の長さは管半径に関係するのみで封入気圧にほとんど関係しないという結果は注目に値する。

〔IV〕 陽極部の放電状況

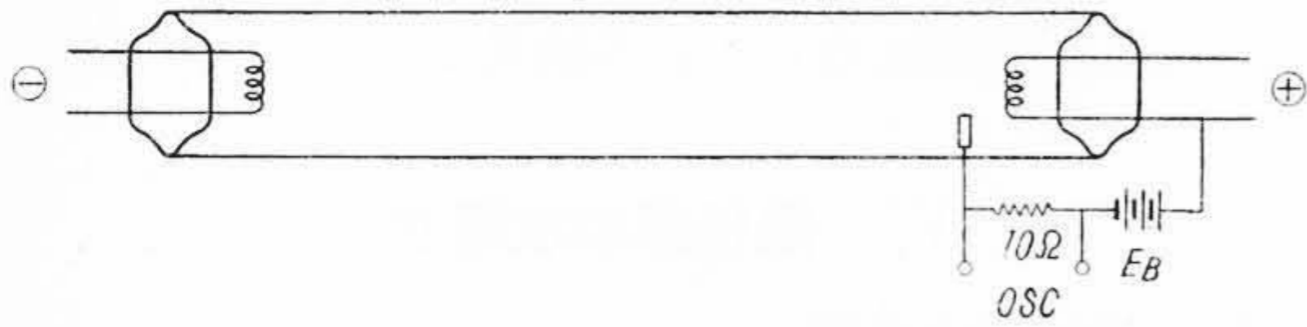
(1) 陽極部の外観

陽極部は陽光柱から流入してきた電子の捕捉と、陽光柱へのイオンの供給の2作用をかねる。この後者の作用を行うためには陽極部で強い電離を行うことが必要である。これは陽極前面の陽極降下において行われている。一般に陽極部は第5図に示すように陽光柱から移行領域、加速領域、および電離領域というような領域から構成される。陽光柱から陽極部へ流入してきた電子は加速領域で加速され、電離領域で電離を行つてイオンを発生し、陽光柱に供給するのであるが、この機構の定常状態はBez, Höcker⁽⁸⁾などによつて巧みに説明されている。ところが蛍光放電管の陽極部は第5図のような様相をとりうる期間はかぎられた期間である。この期間に発生したイオン量は陽光柱へ流入するイオン量を上回り、したがつてこの過剰なイオンの空間電荷によつて電子空間電荷は打消されて、陽極降下部は消滅して、その後、若干の期間は電離が行われぬ。このように過剰のイオンのつくられる過程は爆発的に行われ、その瞬間、アーク電圧の急激な減少と、放電電流の増加をともしなう。なお一定の電源電圧を使つているとき、消滅する陽極降下に相当する電圧は回路の安定抵抗陽光柱に加わり、陽光柱の電離能力とを増加せしめる。

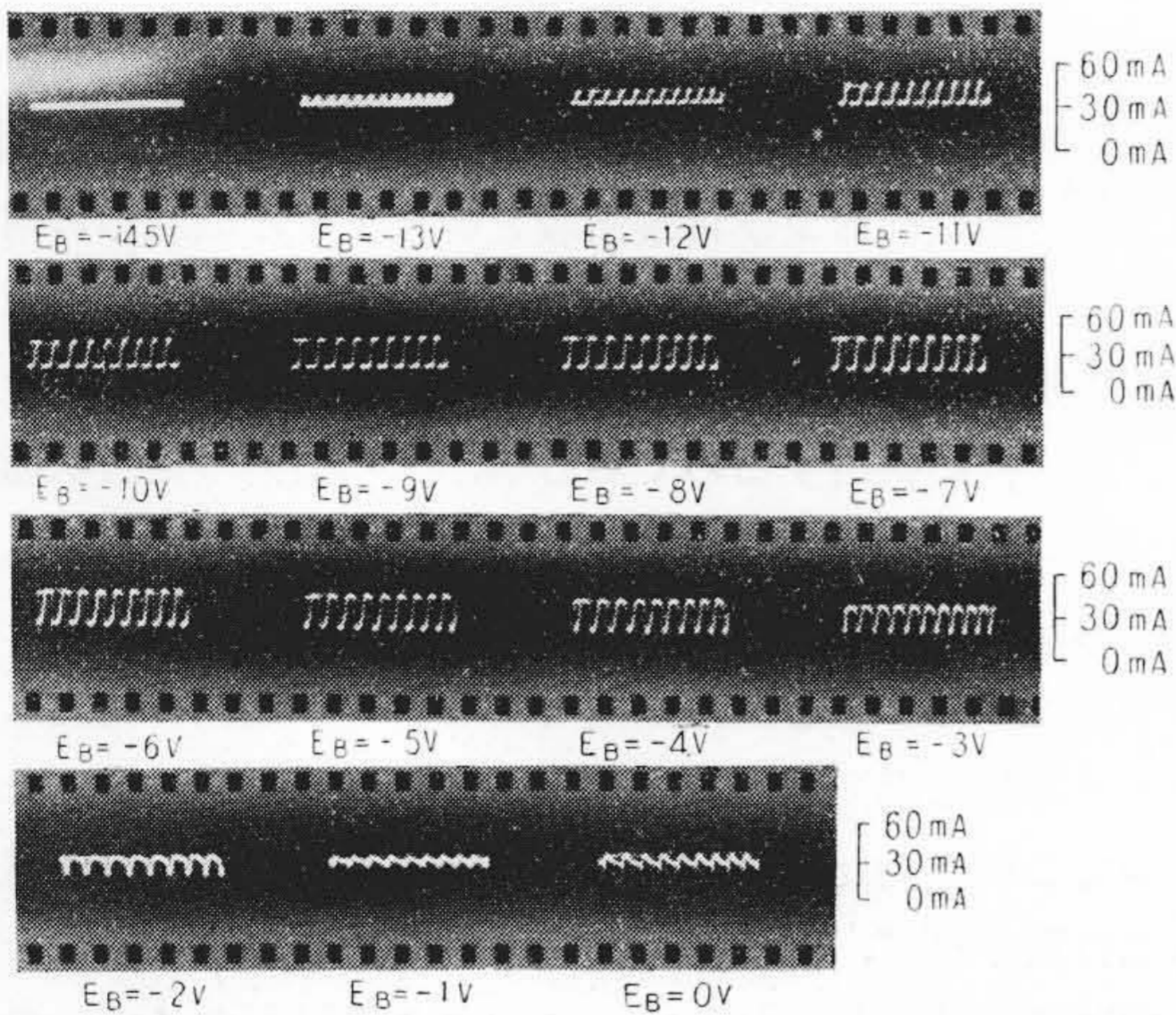
陽極部に発生した過剰のイオンがAmbipolar拡散によつてしだいに消滅すると、ふたたび流入電子電流により空間電荷が集積するが、陽極前面に水銀電離電圧を越える陽極降下が形成されるまではイオンを発生することはできない。したがつてこの振動的現象は発生したイオンの拡散速度と、流入する電子の空間電荷形成速度の二つの因子でさだめられる振動数をもつて振動するものと解せられる。陽極を詳細に観察するとこの陽極振動の起つていたときはかならず陽極の一部(普通電源に近いフィラメント)に直径2mm程度の球状の陽極グローが認められる。これは、イオンの発生、消滅は陽極全面にわたつて行われているものでなく、たまたまイオンの密度大なる場所に電子が集中し、そこではげしく電離して、ますますイオン密度の大きい領域を形成し、この過程が累積的に行われて、爆発的なイオンの発生を行うものと考えられる。

(2) 陽極部の探針測定

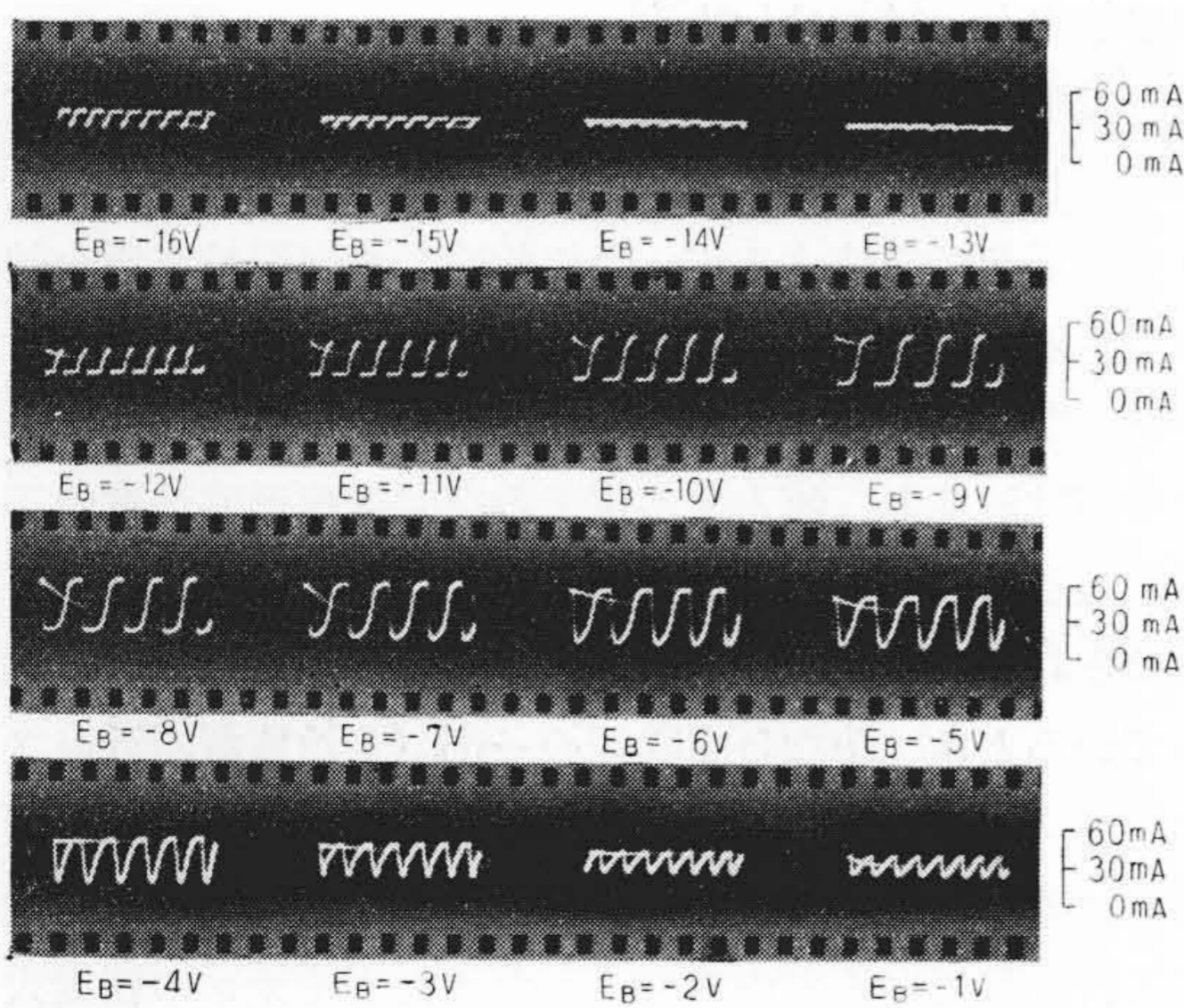
筆者は陽極部におけるかかる振動的現象を探るため、陽極部に探針を挿入し、第6図のような測定回路をもつて、探針に流入する電流を検討した。すなわち、陰極部



第6図 陽極振動測定回路
Fig. 6. Test Circuit for Observation of Anode Oscillation



第7図 陽極振動に起因する探針流入電流の振動 (陽極から7 mm)
Fig. 7. Oscilloscope Photograph of Probe Current Oscillation Caused by Anode Oscillation (Probe is inserted 7 mm from Anode)



第8図 陽極振動に起因する探針流入電流の振動 (陽極から10 mm)
Fig. 8. Oscilloscope Photograph of Probe Current Oscillation Caused by Anode Oscillation (Probe is inserted 10 mm from Anode)

の測定とちがって、電子温度、電子密度、電位分布などを測定するのではなく、主として陽極の振動をしらべる目的であつた。陽極部における本来の探針測定は本質上困難である。なぜならば、第6図のような探針を陽極に対して一定の電圧をあたえておくと、陽極降下の形成、消滅にともない、探針の空間に対する電位も、それに相当して変動するからである。また陰極に対して、探針に一定の電圧をあたえておいても、陽光柱全体にわたる電圧の振動が数Vになるため、これもまた測定を不確かならしめるのである。あえて探針特性曲線を測定すれば、弯曲した電流-電圧曲線がえられ、その解析は困難である。

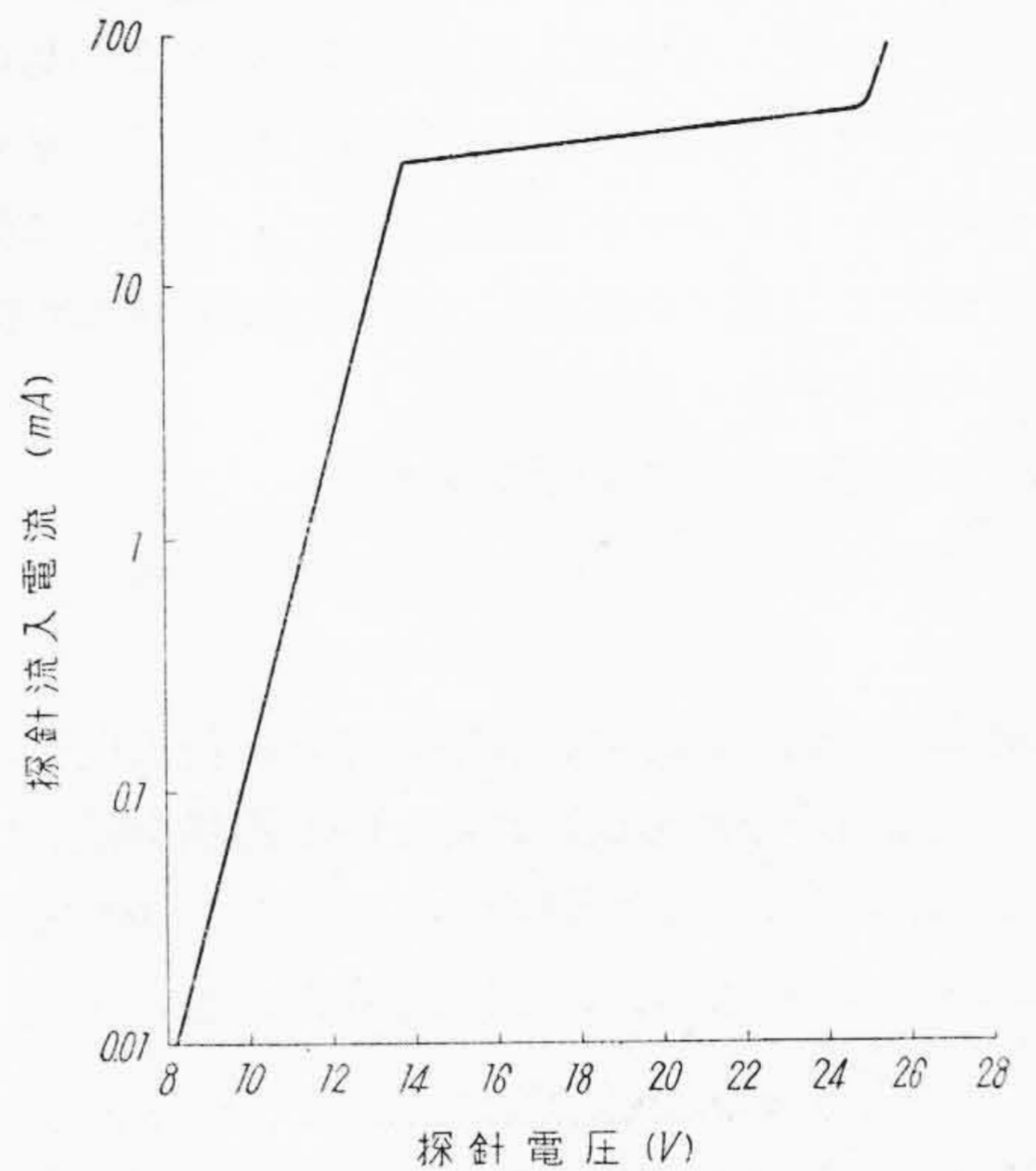
第6図のような測定回路で探針に流入する電流をオシロスコープで観測するとき、放電空間に変動がなければ一定の電流が流れているだけであるから波形は観測されないはずである。ところが陽極降下が形成されたり、消滅したりすれば陽極と放電空間の間には陽極降下電圧にひとしい電圧の変動があらわれるから、探針を陽極に対して一定の電位にたもてば、探針と放電空間の間にも陽極降下電圧だけの電圧変動が存在する。したがって探針に流入する電流にも陽極振動に対応して振動波形が見られなければならない。第7図および第8図は陽極より7 mm および 10 mm の位置におかれた探針について、探針印加電圧 E_B を変化してえられた探針流入電流の波形である。十分大きい負電圧を加えたとき、流入電流にはほとんど振動は認められないが、この領域はイオン飽和電流の領域であるからである。(図の $E_B < -15V$) 負電圧を減少するにしたがい、探針流入電流に振動がしたいにあらわれ、ついにある電圧で最大の振幅を持つに至る。(第7図 $E_B = -8V$, 第8図 $E_B = -6 \sim -7V$) ここでは探針空間電位の付近で変動しており、流入電流にも電位は大きな変化があらわれるのである。探針電圧をさらに減少させて行くと流入電流の振幅は減少するが、電子電流飽和領域に入つて探針電位の変動も流入電流にあまり影響してこなくなるからである。いま第7図 $E_B = -12V$ をとつて考えて見よう。このオシログラムの振動波形の1サイクルは左の平坦部と右の突起部よりなつている。探針は陽極に一定の電圧に固定されているから陽極降下が消滅すると探針電位はまわりの空間電位よりも低い電位となり、イオン飽和電流の領域に落ちこんでしまう。陽極部に発生した過剰のイオンが拡散消滅し、陽極へ流入する電子による空間電荷が集積するにつれて、陽極降下が形成され、陽極の空間に対する電位が高くなるにつれて、探針の電位も高くなり、空間電位に近づき、探針流入電流も増加してくる。かくして陽極降下がある電圧に達し、ふたたび急激な電離を行つて陽極降下が消

減すると探針電位も瞬時にして下り、流入電流も激減する。この突起状の電流波形では電流上昇部は $\log i \propto V$ の領域であるにもかかわらず、電流増加速度がおそいのは、陽極降下形成速度は時間的に負の加速度をもつて形成されることを示している。これは当然なことで電子が集積しているところに電子は流入しがたく、反撓されるから時間的に見て形成速度はしだいに小さくなる。また流入電流が瞬時にして減少するのは、陽極部における電離が瞬間的に行われていることを意味する。筆者はかくして陽極部において陽極降下の形成、消滅する現象を確認することができたわけであるが、しからば陽極降下電圧は何Vに達すると瞬間的電離が行われるであろうか。筆者は陰極に近い陽光柱に探針を挿入して測定したところ第9図に示すように、探針電位が空間電位より11V高くなると、イオン鞘が破れて放電をはじめ、同時に振動をとまなうことを観測した。これと同じく陽極降下部でも、水銀電離電圧を越える電圧に達すると急激な電離が行われると考えられる。したがって以上示したオシログラムは探針電位が空間に対して約11Vの電位振動をしているとき、流入する電流を示したものにほかならない。

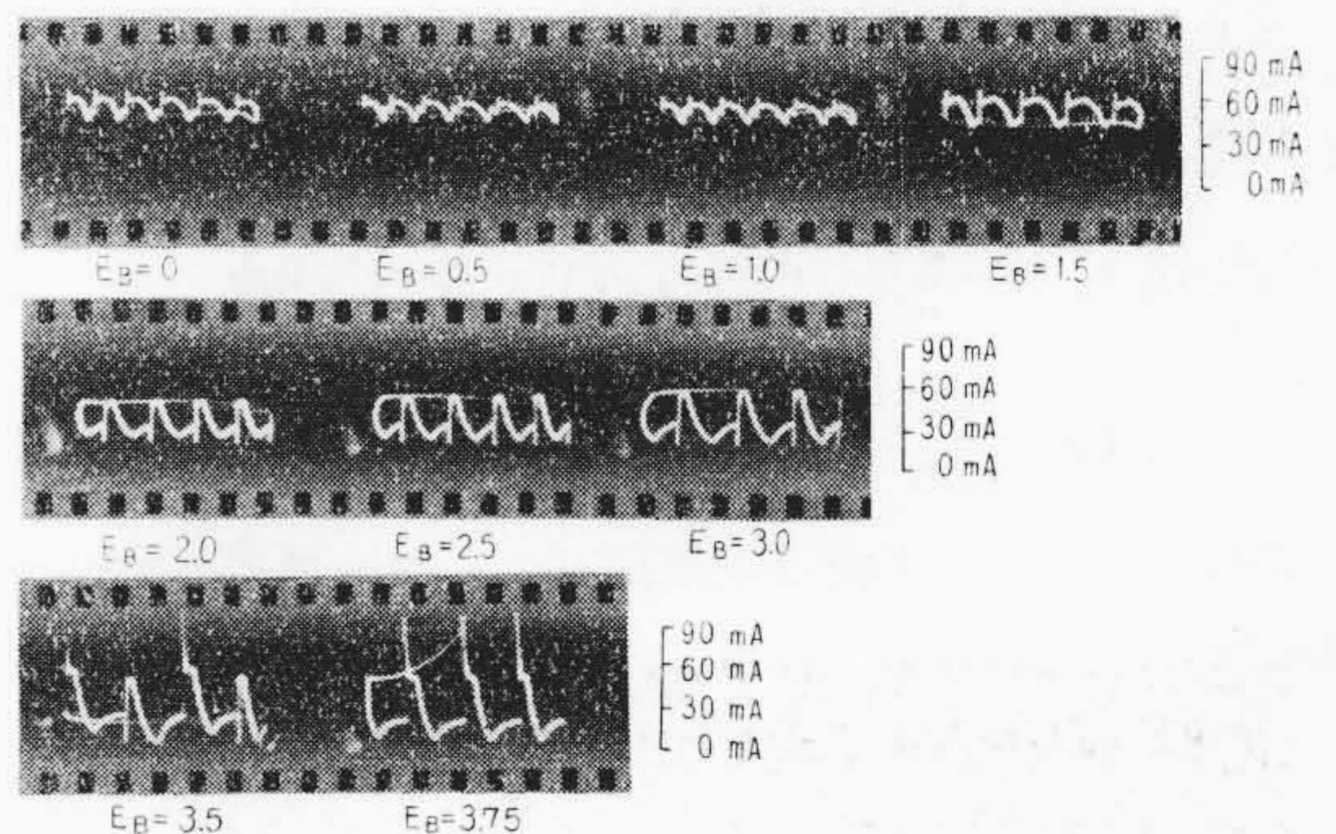
つぎに探針の電位を陽極に対して正の方へ増して行くとき流入電流の形を考察して見よう。第10図は陽極より7mmの位置に挿入された探針についてえられた一連の波形である。電圧を増すにつれて電流は増加し、ついに $E_B=3.5V$ で探針放電を開始するようになる。これらの波形を見てわかることは $E_B < 0$ の流入電流といちじるしい相異を示していることである。たとえばこの図の $E_B=2.5V$ 一箇所を取りだして検討して見よう。(第11図。) a点は丁度陽極降下が最大となつたときで、したがって探針電位も最大となり、流入電子電流も極大値を示す。ついで起る陽極降下電圧の消滅のため、探針電位は低くなり、流入電子電流も減少するが、(b点)その後、ただちに電離によつて発生した電子が拡散してくるため瞬時に流入電流は増加する。(c点) c—dにおける電流の減少は拡散によつて発生した電子が減少する経過を示しており、ついにd点で流入電流は最少値をとる。

その後、電子が陽極前に集積して、その結果陽極降下が形成されて、探針電位が高まり探針流入電流は増加する。(a—a') また第11図には同時に比較検討のため陽極から7mm, 10mm, 12mm, 35mmはなれた点における探針で求められた同じ状態のオシログラムを示した。探針の位置が陽極から離れるにしたがい、波形はすこしずつ変化して行くが、その間には、関連がある。各図の a, b, c, d, a' はそれぞれ同じ放電の状態にある位相である。まずcの高さであるが、この高さは陽極に近いほど高く、遠くなるにつれて、しだいに減少し、35mmはな

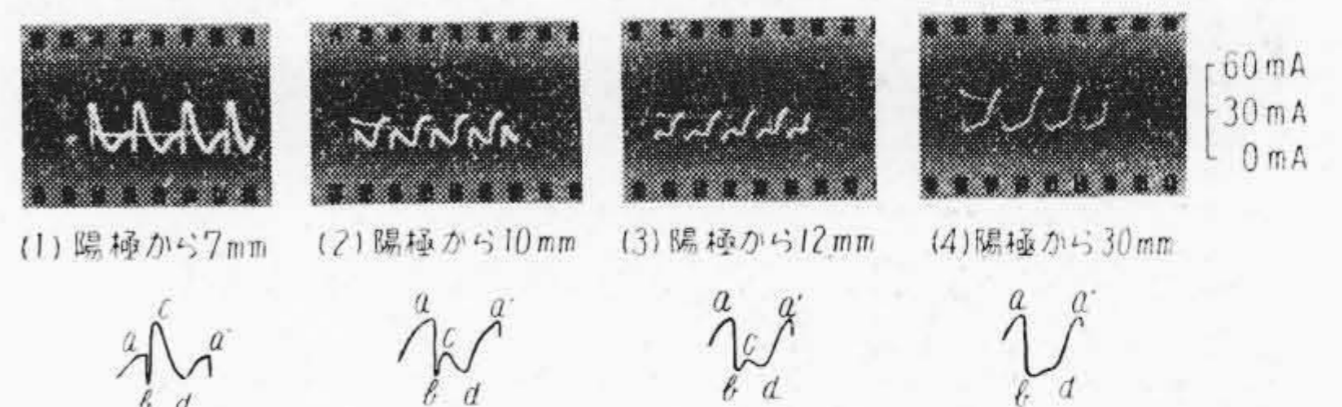
れた探針では認められない。すなわち爆発的に発生した電子は陽極近くがもつとも豊富で、はなれるにしたがい拡散してしまうので密度は減少し、35mmはなれた探針



第9図 探針特性曲線。探針電位が空間電位より11V高くなると放電を開始する
Fig. 9. Probe Characteristics Showing the Initiation of Discharge at Probe Potential 11 V Above Space Potential



第10図 陽極振動に起因する探針流入電流の振動(陽極から7mm)
Fig. 10. Oscilloscope Photograph of Probe Current Oscillation Caused by Anode Oscillation (Probe is inserted 7mm from Anode)



第11図 探針流入電流の振動
Fig. 11. Oscilloscope Photograph of Probe Current Oscillation Showing Explosive Ionization and Ambipolar Diffusion
Distance from Anode (1) 7 mm (2) 10 mm (3) 12 mm (4) 35 mm

では発生電子の拡散は検出されない状態を示している。またc点の位置、すなわち拡散電子が最大になる位相は陽極から遠ざかるにつれて位相がおくれているけれども、これもまた当然である。最後に第10図 $E_B=0$ のa点に相当するところで流入電流の極大値が2つあらわれている。おそらく電離によつて発生した電子がまず拡散してき、ついでイオンが拡散してきて、イオンに引きずられてふたたび電子が拡散してきた Ambipolar 拡散によるものでないかと推測される。

(3) 陽極部振動に関する考察

以上の測定から、陽極部では爆発的に電離して、イオンを発生し、陽極降下を消滅せしめ、このイオンが、Ambipolar 拡散によつて消滅し、さらに流入電子の集積によつて陽極降下が形成されると言う過程を繰返していることが判明した。まず爆発的に発生した n_0 個のイオンが拡散によつて消滅する過程を考えよう。

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_a \Delta n \dots \dots \dots (32)$$

発生点を中心に四方に拡散するとし、かつ $t=0$ において $n=n_0\delta(r)$ の初期条件および $r=\infty$ において $n=0$ という境界条件を設定してこの方程式を解けば

$$n = \frac{n_0}{(4\pi D_a t)^{\frac{3}{2}}} e^{-\frac{r^2}{4D_a t}} \dots \dots \dots (33)$$

がえられる。この式は発生点からの距離 r における時間 t 秒後の密度を示している。一定 r において n が最大となる時間 t_0 は $\frac{\partial n}{\partial t} = 0$ より容易に求められる。

$$t_0 = \frac{r^2}{6D_a} \dots \dots \dots (34)$$

(34)式により、陽極降下消滅から、発生電子の探針到達までの時間が計算される。

$r=1$ $D_a=700$ とおいて t_0 を求める。

$$t_0 = \frac{1}{6 \times 700} = 2.4 \times 10^{-4} \text{ sec}$$

第11図の振動数は900であつて、拡散電流が最大となる位相はその数分の一であるから上に求められた t_0 はよい結果をあたえているといえよう。

電子空間電荷集積の速度については電子は陽極全面流入から一点集中流入にかわるなど、事情が複雑であるので、計算は困難である。

[V] 結 言

以上筆者は陰極近傍および陽極近傍の放電状況を探針測定し、その結果とこれに関する考察、検討を併記した。従来このような電極近傍の探針測定の報告は見られなかつたが、筆者は一応その目的を達成することができて、電極近傍の状況をあきらかにした。とかく放電現象はあ

いまいな点が多いので放電に関する計算は正確なる放電状況を把握しておかぬと、いたずらに数式をもてあそぶおそれなしとしないけれども、また測定のみをもつてよしとする態度では進歩発展は期せられぬであらう。蛍光放電管の放電現象を例にとつて考えてみても、要は放電空間中の電子、イオン、あるいは原子など個々の粒子の振舞、およびそれらの間の相互作用がもつとも重要な因子であるにもかかわらず、この正確な資料がきわめてとぼしい。現在もつとも必要なことは放電現象がとりあげられるようになった初期の時代に帰つて、放電現象を再検討すべきではなからうかと考える。以上筆者の放電現象に対する感想を述べて結論のかわりとする。

筆を擱くにあたり、本研究に対したえず激励を賜つた菊田所長、浜田、神原、中村主任研究員に深甚の謝意を表す。また測定は高橋正弘君の協力に負う所が多い。同様に深く謝意を表するしだいである。

参 考 文 献

- (1) F. M. Penning: Z. f. Phys. 46 335 (1928)
- (2) L. B. Headrick and O. S. Duffendack: Phys. Rev. 37 737 (1931)
- (3) C. G. Found and W. J. Winninghoff: Illum. Eng 44 161 (1949)
G. S. Evans: Illum Eng. 45 175 (1950)
A. C. Barr and W. J. Karash: Illum. Eng. 50 5 (1955)
- (4) L. Malter, E. O. Johnson and W. M. Webster: RCA. Rev. 12 163 (1951)
- (5) T. J. Killian: Phys. Rev. 35 1238 (1930)
E. O. Jhonson: RCA Rev. 16 498 (1955)
- (6) A. v. Engel und M. Steenbeck: Elektrische Gasentladungen Band I 37
- (7) Bleakney: Phys. Rev. 35 139 (1930)
- (8) W. Bez und K. H. Höcker: Z. f. Naturforsch. 9a 72 (1954)

日 立

Vol. 18 No. 12

目 次

- ◎蛍 光 燈 山口茂吉
- ◎毛 と 絹 の 洗 濯
- ◎季 節 の 料 理
- ◎テレビの放送から受像まで (3)
- ◎ショールーム (テレビとラジオ)
- ◎ぼくの家電気こたつ
- ◎暖かい冬のくらし
- ◎井戸ポンプの冬じたく
- ◎日立だより
- ◎新しい照明施設 (7)

誌代 1冊 ￥60 (〒12)

日 立 評 論 社

東京都千代田区丸ノ内 1-4 (新丸ビルディング7階)