直線放電により生成される予備電離 プラズマの特性と電離度

正 員 野 畑 金 弘 (静 岡 大)

非会員 大 谷 昭 仁 (松下電器)

1. ま え が き

高温プラズマ装置では主放電の前に予備電離が必要である。また低気圧放電で、どのような条件で電離度が增加するかを知ることは、放電現象という立場から大変重要なことである。

さて直線状のテータピンチ装置では、放電管の軸方向(Z 方向)のピンチ放電が予備電離のためによく用いられる。これは主放電に用いるワンターンコイルと予備電離用の直線状放電の電極が十分離れており、お互いに相互作用がない特長を持っている⁽¹⁾。この形について Newton 氏は、ピンチしてから膨張して管壁に達する前に、早く主放電を行なうと不純物が少ないことを述べている⁽²⁾。また、ロスアラモス研究所のシラー I-C 装置では、レーザ干渉計で測定した電離度は 50% に達しており、分光器による測定から不純物はほとんど存在しないことを示した⁽³⁾。主放電に用いるワンターンコイルを予備放電にも共用する θ 放電(軸の周りの放電)ピンチ形も大変よく使用される。この方法による予備電離の場合、 θ 方向の放電電流は高い周波数で振動し、ある程度時間を置いて振動電流の振幅が小さくなってから主放電を加える。例えば、シラー IV-P 装置では、500kHz で振動し、予備放電開始後 21 μ s で主放電を開始させるが、このとき 30% が電離している⁽⁴⁾。以上述べたいずれの例についても、電源のコンデンサ充電電圧は 50kV を超えた非常に高いものである。

さて、予備電離用として Z ピンチ放電形も θ ピンチ放電形も、ともに放電プラズマはピンチしている。予備電離の段階でピンチすると、プラズマの電荷密度

は高いがプラズマと放電管壁の間には多くの中性粒子が残る。また大電流放電によって激しくピンチした後で、このプラズマが膨張して管壁に達し、更にそれが相当程度緩やかな荷電粒子分布になるまで待てば、かなりの時間がかかり、その間に管壁に流入する荷電粒子の量も少なくない。またこれまでの研究では、放電現象および電離気体の性質に基づいた基本的な取扱いが十分なされておらず、従って予備電離プラズマの特性や電離度に及ぼす諸条件が明らかにされていない。

予備電離としては、半径方向の密度分布がなるべく一様で、静かで、かつ高い電離度であることが望まれる。本研究はこれらの要望を満たすことを目的として基礎的な問題を明らかにするため、直線状放電装置を用いて高周波放電と軸方向コンデンサ放電の重畳による予備電離の研究を行なった。電離度の測定にはレーザ干渉計を用いたので、電子密度の値と共に半径方向の電子密度分布も精度良く得られた。

2. 実 験 結 果

〈2・1〉 実験装置 放電管の内径は 54cm であり、この軸方向に放電を生じさせるため、2 個の黄銅製電極が 1m の間隔を置いて取付けである。電極はリング状で中空となっており、外径 8.6cm、内径 4.4cm、幅 1.2cm である。 Z 放電の前にあらかじめ高周波放電を用いて水素ガスを電離しておく。高周波放電を生じさせるための高周波コイルは、その軸が放電管の軸と一致するように配置してある。また、回路に直列抵抗を挿入するが、これは後述するように電流制限の目的で使用する。

我々は、放電プラズマをピンチさせないためと共に予備電離段階でスパッタリングによる不純物の発生を抑えるため、荷電粒子を必要以上に加速しないようにコンデンサ C の充電電圧 V_c は低い値を用いた。正イオンによる管壁や電極からのスパッタリングは、正イオンのエネルギーがある程度大きくなったときに、

Characteristics and Ionization Degree of Pre-Ionized Plasma Produced by Linear Discharge. By Kanehiro Nobata, Member (Faculty of Engineering, Shizuoka University) & Akihito Otani, Non-member (Matsushita Electric Industry Co. Ltd.).

野畑金弘: 正員, 静岡大学工学部

大谷昭仁: 非会員, 松下電器産業(株)

図 1 放電装置およびマッハツェンダー干渉装置
Fig. 1. Experimental apparatus and a Mach-Zehnder interferometer.

$P=50\text{ mTorr}$, $C=70\text{ }\mu\text{F}$, $R_s=0.68\text{ }\Omega$, 周波数 26 MHz

図 2 電子密度(管軸上)に与える高周波重畳放電の影響

Fig. 2. Effect of superposed high frequency discharge on electron density on the tube axis.

エネルギーと共に急に増大する。なお充電電圧が低くても、充電エネルギー $CV^2/2$ が低くならないように大きな容量のコンデンサを用いた。

プラズマ中の電子密度の測定には He-Ne ガスレーザ光 (波長 $6,328\text{ }\text{\AA}$) を用いたマッハツェンダー干渉計を利用する⁽⁶⁾。具体的な計測法は安田氏らが開発した方法⁽⁶⁾を利用した。

〈2・2〉 高周波放電の効果 低気圧の場合、高周波放電によってあらかじめ電離しておけば、Z 放電の破壊電圧を著しく下げることができるので、コンデンサ電源の電圧を低くし得る。ただし、あらかじめ加えた高周波放電によってコンデンサ放電による最大電子密度はほとんど影響を受けない。図2にその実験例を示す。コンデンサ放電電流値の大きいほど電子密度は大である。なお、図2は気圧 50 mTorr の場合で、Z 放電の破壊電圧 (放電確率 50% の場合を示す) は 3.1

$P=50\text{ mTorr}$, $C=70\text{ }\mu\text{F}$, $R_s=0.68\text{ }\Omega$, $V_c=5\text{ kV}$

図 3 放電電流、電極間電圧および電子密度(管軸上)の時間変化

Fig. 3. Time variation of discharge current, voltage between two electrodes and electron density on the axis.

$P=50\text{ mTorr}$, $C=70\text{ }\mu\text{F}$, $R_s=0.68\text{ }\Omega$, $V_c=2.5\text{ kV}$

図 4 放電電流および電子密度(管軸上)の時間変化

Fig. 4. Time variation of discharge current, electron density on the axis.

kV である。高周波コイル (インダクタンス $14.7\text{ }\mu\text{H}$) を放電管の中央に配置し、 26 MHz で 0.5 A の高周波電流をコイルに流して、あらかじめ電離してある場合の Z 放電の破壊電圧は 1 kV よりも低くなる。

〈2・3〉 放電電流およびコンデンサ電源容量による電子密度の変化 放電電流の時間変化と同時に、中心軸上の電子密度の測定値の時間変化を図3、図4に示す。これらは気圧 50 mTorr 、コンデンサ容量 $70\text{ }\mu\text{F}$ 、電流制限抵抗 $0.68\text{ }\Omega$ の場合で、図3は充電電圧 5 kV 、図4は充電電圧 2.5 kV の場合である。注目すべきことは、放電電流が最大値となる時間より電子密度が最大となる時間がかなり遅れることである。

図5、図6は気圧 20 mTorr 、コンデンサ充電電圧 4 kV 、電流制限用抵抗 $0.68\text{ }\Omega$ の場合である。コンデンサ容量は図5の場合は $70\text{ }\mu\text{F}$ 、図6の場合は $10\text{ }\mu\text{F}$ である。なお、電流最大の時間に対する電子密度最大の時間の遅れは、コンデンサ容量が $10, 40, 70\text{ }\mu\text{F}$ に対してそれぞれ $11, 15, 29\text{ }\mu\text{s}$ であり、容量と共に増大する。

〈2・4〉 半径方向電子密度分布 図7は最大電子

図 5 放電電流および電子密度(管軸上)の時間変化
Fig. 5. Time variation of discharge current and electron density on the axis.

図 6 放電電流および電子密度(管軸上)の時間変化
Fig. 6. Time variation of discharge current and electron density on the axis.

密度の半径方向分布の測定結果で、静電容量 $70\mu\text{F}$ 、充電電圧 4 kV 、電流制限用抵抗 0.68Ω の場合である。各半径位置における最大電子密度は同時刻に得られる。

次に荷電粒子の拡散損失を減少した場合の影響を調べる目的で、2個の磁界発生用コイルを2個の電極よりそれぞれ内側に電極より 10 cm 離して置いた場合を図8に示す。このコイル幅はコイルの冷却用として用いた黄銅板を含めて 10 cm である。磁界発生用コイルの中心の磁界の強さは 0.146 T である。半径方向の電子密度分布は磁界のない場合より緩やかである。気圧が 30 mTorr の場合、電子密度は半径方向でほとんど一定であり、その大きさは低下した。従って、軸上の値と断面についての平均値との差がほとんどない。なおこの場合、磁界が完全に一樣でないために、磁力線の形によって生じる荷電粒子損失も多少あると思われる。

次に磁界を外から加えない状態で、水素分子および原子のスペクトル線の強度を求めた結果、陽極から陰極と反対側へ 10 および 15 cm 離れた位置では電極間の中央部分より著しく強度が減少している。また、陰極付近には大きな電界があって正イオンを引き寄せている。以上より、中空電極から外部へプラズマがは

図 7 電子密度(最大値)の半径方向分布
Fig. 7. Radial distribution of the maximum electron density.

図 8 2個の磁界用コイルを両電極の内側に設置した場合の電子密度(最大値)の半径方向分布

Fig. 8. Radial distribution of the maximum electron density on condition that two coils for generation of the magnetic flux are placed respective inner sides of both electrodes.

み出すことによる放電プラズマ長の増加は1割程度以下と考えられる。

表1は電子密度の最大値に対する電離度を示す。コンデンサ容量 $70\mu\text{F}$ 、充電電圧 4 kV 、電流制限用抵抗 0.68Ω である。なお、実際には解離が生じているが、ここでは電離度は封入した水素の分子密度に対する電子密度の割合を示す。気圧が低いほど電離度が大きいことがわかる。なお、断面についての平均の電離度を求める場合、管壁(半径 $r=2.7\text{ cm}$)で電子密度を

表 1 電子密度最大時における電離度

Table 1. Ionization degree at the maximum electron density.

気圧 (mTorr)	電離度 (%)	中心軸上の値	平均値
20		84	59
30		63	44
50		44	31
100		31	21

$C=70\mu\text{F}$, $R_s=0.68\Omega$, $V_c=4\text{kV}$

0とし、半径が2.4cmから2.7cmの間で漸近的な変化を仮定して求めた。なお気圧20mTorrの場合、コンデンサ充電電圧5kVにしたときには放電管軸上の電離度は98%になる。

実際に、Z放電による予備電離をテータピンチに利用するとき、テータピンチの主放電時に、主放電電流(θ 方向)のみが放電管中に存在するようにするため、主放電の直前にZ放電電流のシャ断が必要である。

〈2.5〉電流制限用抵抗の効果 放電プラズマがピンチしないように電流制限用抵抗を挿入すると、図9に示すように放電電流の最大値が低下してしまう。よって、放電電流の最大値をある程度の大きさに保つには直列抵抗を挿入すると共に充電電圧を増大させる必要がある。電流制限用抵抗を用い、コンデンサ電源

$P=50\text{mTorr}$, $C=70\mu\text{F}$
実線は放電電流最大値、破線は $R_s=0.68\Omega$ の場合の中心軸上の電子密度の最大値

図 9 電流制限用抵抗の値を変えた場合におけるコンデンサ充電電圧に対する放電電流の最大値

Fig. 9. Relations between the maximum value of discharge current and condenser voltage for several limitation resistances.

の充電電圧を変えて放電電流の最大値を求めた結果を図9に示す。図には抵抗が 0.68Ω の場合の放電管軸上の電子密度の最大値も示してある。

なお、電流制限用抵抗を用いても電流の小さい状態では、放電路の抵抗が大きいため直列抵抗の影響は無視できる。この場合、電極間電圧を増大させれば、電流の立上りは早くなり、また初期段階における放電路の電界 E と気圧の比 E/P の値が大きいため電離を大きくし得る。すなわち、放電の初期の進展が早い。ただし、電離の断面積は電子のエネルギーがある程度以上ではエネルギーと共に増大しなくなる。

一方、放電電流が大きくなると放電路の抵抗が低下するので、外部抵抗によって放電電流の最大値を抑制し得る。この場合、充電電圧を増大させるのでコンデンサに蓄えられる電荷が大となる。また時定数が大きいので、電流の最大値からの減少は緩やかになる。電離度が最大となるのは電流最大の時刻より遅れる。この場合、電流の変化が緩やかであることは電離度の増大に有効である。

図10は $C=130\mu\text{F}$, $P=50\text{mTorr}$ の場合で、放電電流の最大値を横軸にとり、管軸上の電子密度の最大値を縦軸にとったものである。図から、放電電流の

図 10 電流制限用抵抗の値を変えた場合の放電電流最大値と中心軸上電子密度の最大値の関係

Fig. 10. Relations between the maximum electron density on the axis and the maximum value of discharge current for several limitation resistances.

最大値が同じでも、電流制限用抵抗が増大すると電子密度が増大することがわかる。

放電電流を次第に増大して電子密度を測定してゆくと、ある電流値でレーザ干渉図形が変化する。我々は、この変化が生じる以前の放電電流で密度測定を行っている。ピンチの条件に近づいた状態では不安定が生じ得る。高速度カメラで不安定が存在することを観測した。電子密度が最大値付近で不安定が存在することは好ましくない。この不安定が生じたか否かの境界の電流値を測定したところ、測定値には幅があり、その平均値は電流制限用抵抗が 0.8 および 1.25 Ω に対して、それぞれ大体 6.5 kA および 5 kA の程度で、抵抗が大きいほど境界の電流値は低下する傾向がある。電流制限用抵抗がないとき、大体 10 kA 以下でないと密度測定はできない。

3. 考 察

(3.1) 電離度 電極間の全範囲にわたって毎秒あたり電子による衝突電離によって生成される電荷の量が、拡散によって管壁に失われる電荷と電極に流入する電荷の量より多い状態で放電プラズマ中の電荷の量は増大する。コンデンサ放電のように時間的な変動の大きい放電でも、放電電流はプラズマの刻々の状態を外部から推定する重要な量である。

ここで生成されたプラズマ中の電離度の値を理論的に示す。プラズマ断面についての平均の電離度は、放電電流 I (A)、プラズマ半径 R (cm)、気圧 P (Torr)、電子温度 T_e (K) および正イオン温度 T_+ (K) の諸量によって定まる。なお気圧を mTorr 単位で示すときはその旨を明示する。

さて、放電電流が大きくなり電離度が増大した場合には、電子の衝突は中性分子との衝突より正イオンおよび他の電子とのクーロン衝突が主となる。このとき抵抗率⁽⁷⁾は

$$\eta = 6.53 \times 10^3 \ln A / T_e^{3/2} (\Omega \cdot \text{cm}) \quad \dots (1)$$

で与えられる。 $\ln A$ は電子密度と電子温度で定まる値である。電子と正イオンの衝突のみを考え、電子相互間の衝突を考慮しない場合には、上記の値の $\gamma_E = 0.582$ 倍となる。 η は導電率 σ の逆数であり、 $\sigma = n_e e^2 / m_e \nu_{ee} (\Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1})$ である。ここで、 e および m_e は電子の電荷および質量である。 $\nu_{ee} = \bar{c}_e / \lambda_{ee}$ は衝突周波数で、 $\bar{c}_e$ は電子の平均熱運動速度、 λ_{ee} はクーロン衝突における電子の平均自由行程である。(1)式を用いて ν_{ee} および λ_{ee} は次式のように与えられる。

$$\nu_{ee} = 6.08 \times 10^{16} P \alpha \gamma_E \ln A / T_e^{3/2} (\text{s}^{-1}) \quad \dots (2)$$

$$\lambda_{ee} = 1.02 \times 10^{-11} T_e^2 / (\gamma_E P \alpha \ln A) (\text{cm}) \quad \dots (3)$$

ここで、 α は電離度である。 $P = 20$ mTorr, $\alpha = 0.6$, $T_e = 4 \times 10^4$ K, $\ln A = 8$ の場合 $\lambda_{ee} = 0.17 \gamma_E^{-1} (\text{cm})$ となる。一方、電子と中性分子との衝突における平均自由行程は、この気圧と電子温度では、大体 $1.3 / (1 - \alpha)$ (cm) 程度である。

次に、陽光柱の電流密度を断面内で一様と仮定し、(1)式より陽光柱の電界 E は次式となる。

$$E = \frac{6.53 \times 10^3 I \ln A}{\pi R^2 T_e^{3/2}} (\text{V/cm}) \quad \dots (4)$$

さて、予備電離の段階では正イオンの平均エネルギーは電子の平均エネルギーより非常に低い。電子が正イオンと 1 回衝突したときのエネルギー損失を ΔU とすると、その単位時間あたりの自乗平均値は $\langle (\Delta U)^2 \rangle$ で示される。よって、1 回の衝突あたりのエネルギー損失の自乗平均値は $\langle (\Delta U)^2 \rangle / \nu_{ce}$ である。これより 1 回の衝突あたり、エネルギー U をもっている電子のエネルギー損失の割合 δ は

$$\delta = \frac{U \langle (\Delta U)^2 \rangle / \nu_{ce}}{U^2} = \frac{\langle (\Delta U)^2 \rangle}{\nu_{ce} U^2} = \frac{1}{V \nu_{ce} t_E} \quad \dots (5)$$

となる。ここで、 $t_E = U^2 / \langle \Delta U^2 \rangle$ はエネルギー交換時間で⁽⁸⁾、電子のエネルギーが正イオンの平均エネルギーより小さくない場合、

$$t_E = \frac{5.4 \times 10^{-9} A_0 V_e^{5/2}}{P \alpha \bar{V}_f \ln A} (\text{s}) \quad \dots (6)$$

である。ここで、 V_e および $\bar{V}_f$ は、それぞれ U および正イオンの平均エネルギーを e で割った値でボルト単位で示す。 A_0 は分子量。電子がマクスウェル速度分布をしているとして t_E の平均値を求めると

$$t_E = \frac{1.95 \times 10^{-14} A_0 T_e^{5/2}}{P \alpha T_+ \ln A} (\text{s}) \quad \dots (7)$$

となる。(2), (5), (7)式より

$$\delta = 0.038 V / T_+ T_e A_0 \quad \dots (8)$$

を得る。 $T_e = 4 \times 10^4$ K, $T_+ = 3 \times 10^2$ K, $A_0 = 2$ では、 $\delta = 2.3 \times 10^{-3}$ となる。

次に、電子が軸方向へ単位長さ移動する間に得るエネルギーは eE であり、一方、正イオンと衝突して失うエネルギーは $\delta U \nu_{ce} / \nu_e$ である。ここで、 $\nu_e = eE / m_e \nu_{ee}$ 。よって、定常状態では $U = 0.767 eE \lambda_{ee} / \sqrt{\delta}$ となる。これより E と T_e の間には次の関係がある。

$$E = \frac{1.87 \times 10^6 P \alpha T_+^{1/4} \ln A}{T_e^{5/4} A_0^{1/4}} \quad \dots (9)$$

(4), (9)式より定常状態における放電路の断面にわ

たつての平均の α について次式を得る。

$$\alpha = \frac{1.1 \times 10^{-3} A_0^{1/4} I}{(T_e T_+)^{1/4} R^2 P} \dots\dots\dots (10)$$

図5の $P=20\text{mTorr}$ の場合について α を求める。上式で R はプラズマ半径であるが、ここでは管半径と等しいとして 2.7cm とする。また $T_e=4 \times 10^4\text{K}$, $T_+=3 \times 10^3\text{K}$ とおく。 I としては放電電流の最大値でなく、それよりも値の低い電子密度が最大になったときの値を用いると、(10)式より $0.42 A_0^{1/4}$ となる。これに対して電子密度最大時の α の実験値の断面についての平均値は 0.59 程度である。計算値は実験値と大ききの程度が合っている。(9)式は定常状態、すなわち $dU/dx=0$ の状態で電界に対応する電子温度の値を決定するものである。時間的に変化する電界および電子密度の大きさに追従して、電子温度が変化する場合も(9)式が適用できる*。

上記の計算で $T_e=4 \times 10^4\text{K}$ としたのは、次の理由による。ベネットのピンチ条件を用い、電子密度最大の時刻付近において、ピンチ不安定性が生じて測定しにくくなるより少し手前の電流および電子密度の測定値から推定したものである。一方、正イオンは同種の中性分子あるいは原子と衝突して自己の保有エネルギーの $1/2$ を失ってしまう。電子密度最大の時刻では電子温度もあまり大きくなく、この状態では正イオンのエネルギーは非常に低いと考えられる。

放電電流が増大すると α が大きくなることは、図2および図10の実験結果と一致する。また(10)式で示すように、 I よりも I/R^2 すなわち電流密度の増大により α が増大することは妥当なことである。また、(10)式から T_e が増大すると α が減少するように見えるが、 T_e が増大すれば η が減少するので I が大となる。 E がわかっている場合には、(9)式より α が求められ、 α は $ET_e^{5/4}/PT_+^{1/4}$ に比例する。

ここで、過渡状態について現象的な面から考える。半径方向の電子密度を一様と仮定すると $I=en_e\pi R^2v_e$ であるから、

$$v_e = 60.2 I/R^2 P \alpha \quad (\text{cm/s}) \dots\dots\dots (11)$$

となる。例えば、図5の場合、電流最大時刻と電子密度最大時刻における(11)式から求めた速度は、それぞれ 6.1×10^6 および $1.85 \times 10^6 \text{cm/s}$ となり、電子密度

が増大するほど速度は遅くなる。この平均の速度で電極間 100cm を移動したときの移動時間は $25\mu\text{s}$ である。この時間は、電流最大時刻と電子密度最大時刻の差 $29\mu\text{s}$ と大きさが同じ程度である。

電極間電圧は、放電電流がある程度大きくなってから電子密度最大時刻にかけて急に減少する。そして、電子密度最大付近における電子温度は電流最大時刻における電子温度より非常に低下する。電子の衝突周波数 ν_{ee} は電子密度に比例し $T_e^{3/2}$ に逆比例する。よって、この場合 ν_{ee} が増大して電子の移動度は減少し、 v_e が著しく低下する。放電電流の減少の割合よりも移動速度の減少の割合が大きいとき、(11)式から電離度が増大することがわかる。電源用コンデンサの容量が小さい場合は電流の減少速度が早いので、電子密度最大までの時間も短く、最大電子密度も小さい。

I/R^2 は(4)式から E に比例するので、(11)式は v_e が E/PA に比例することを示す。ピンチした状態では放電プラズマの半径 R が非常に小さいので放電抵抗が大であり、従って電界が大きく電子速度は大である。我々はピンチしない状態を対象としているので、 R が大きく v_e が小である。電子密度が低い状態では電子の速度を増大させて大きな電流を満たす必要があるが、電子密度が増大すれば電子の速度は小さくて済む。

〈3・2〉 拡散損失 ここで両極性拡散係数について吟味する。この場合、放電電流が大きいので自己磁界の影響を調べると、電子についてはその拡散係数や移動度に大きな影響を与える。また、このように低い電子温度では λ_{ee} は短く、拡散係数や移動度は小さい。

一方、正イオンの場合には正イオンと電子の間の衝突は無視でき、正イオンと正イオンの間の衝突周波数が重要である。一価の正イオンの平均自由行程は電子と電子の間の衝突の場合の平均自由行程の $(T_+/T_e)^2$ 倍であるので、 $T_+ \ll T_e$ では非常に小さい⁽¹⁰⁾。よって、正イオンの移動度と拡散係数は非常に小さい。この場合、正イオンに対する磁界の影響は無視される。結局、プラズマ中では電子の移動度は正イオンの移動度より大きく、正イオンの移動度が著しく小さいので、両極性拡散係数が非常に小さい。

さて管壁直前には正イオンさやが生じており、このさやが安定に存在するには、さやへ流入するイオンのエネルギーが $kT_e/2$ 以上でなくてはならないことが知られている⁽¹¹⁾。よって、さやに接するごく近傍のプラズマの正イオン温度は高く、このためこの付近での正イオンの平均自由行程は長く、その移動度はプラズマ中より大きい。外部から 0.146T を加えた場合に

*: ある一定の電界中で電子が移動して、その電界に対する電子温度の90%に到着するに必要な移動距離は $3\lambda_{ee}/(2\sqrt{2}\delta)$ 程度である⁽⁹⁾。 $P=20\text{mTorr}$, $\alpha=0.6$, $T_e=4 \times 10^4\text{K}$, $T_+=3 \times 10^3\text{K}$, $A_0=2$ では、この値は 5cm 程度である。この場合、後述する電子の移動速度の大きさを考えると、電子温度は電界におおよそ対応して変化すると考えられる。電子が電界から得るエネルギーよりも、衝突によって失うエネルギーのほうが大きい場合、 α は(10)式で与えられるものより大きくなる。

は、境界における正イオンの移動度も磁界の影響を受けるが、特に電子の移動度が非常に小さくなるので両極性拡散係数が小となり、半径方向電子密度分布に影響を与えることが考えられる。

〈3・3〉 陰極降下部の影響 陰極降下部では大きな電圧降下がある。我々が実験したような大きな放電電流では、低気圧でも降下部の長さは電極間距離に比べてかなり短く、He の場合 10cm 程度以内であることが報告されている⁽¹²⁾。

陰極降下部で加速された電子が伝導部分に流入したとき、正イオンと衝突してそのエネルギーを失うよりも低いエネルギーの電子と衝突して、そのエネルギーを失う時間のほうがはるかに短い。この場合、エネルギー伝達の目安として、等配分時間 $t_{eq}^{(13)}$ は $4 \times 10^{-18} T_e^{3/2} / (\alpha P \ln A)$ (s) である。 T_e は陰極降下部を出た電子の電子温度。 t_{eq} は極めて短く、この間の電子の移動距離 $v_e t_{eq}$ の値も大変短い。よって、陰極降下部を出た電子はすぐそのエネルギーを失ってしまう。測定によって求められた電離度は 1m の間の平均値であるが、その値が大きい場合には陰極降下部、特にそれに接する陽極側の部分の電離度が大きいけれども、陰極降下部の影響は無視できる。しかしながら、気圧が高くてプラズマの電離度が低い場合には影響がある。表 1 で電離度が気圧に正確に逆比例するよりは緩やかに変化するのは、100mTorr のような気圧の高い場合にこの部分の影響で測定された電離度が大きめの値になっていることも考えられる。

〈3・4〉 電極からのスパッタリング 予備電離の Z 放電において、電極に流入する荷電粒子のエネルギーが大きい場合、電極材料のスパッタリングがある。電極としてスパッタリングしやすい黄銅を用いており、1 万回程度の放電を行なった。陰極から 10cm、陽極から 4cm 位はガラス管壁の汚れが著しいけれども、中央部分の約 63cm のガラス管壁は全然汚れていない。また、 $P=50$ mTorr、 $C=70 \mu F$ 、直列抵抗 0.68Ω 、最大放電電流値 5.9 kA、最大電子密度 $1.1 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ の場合について、中央部分で銅のスペクトル線 ($5,218 \text{ \AA}$) を調べたが、微弱なため水素分子の帯スペクトルの中に埋もれてしまう程度であり識別できなかった。電極としてスパッタリングしにくい材料 (例えば、Ta, W および Mo などは H^+ や D^+ に対するスパッタリングのしきい値が大きい)⁽¹⁴⁾ を用いると、不純物を著しく減少させ得る。

4. 結 言

電子密度が最大となる時間は放電電流が最大となる

時間よりかなり遅れることがわかり、これについての説明がなされた。ピンチしない状態では、放電半径が大で電子の速度が小さく、電子の電極間移動時間が非常に大きい。

我々は、回路に直列に電流制限用抵抗を挿入して放電プラズマをピンチさせないようにした。半径方向の電子密度分布はかなり一様であり、外部磁界の影響が実験的に調べられた。また、プラズマの中空電極からの流出は大変少なかった。これは電極近傍の電界が大きく、荷電粒子はそれに従って移動するためと思われる。電流制限用抵抗の挿入は電離度を著しく増大させる。

次に定常状態における電離度が理論的に求められ、 I/PR^2 の大きいことが必要であることがわかった。

陰極降下部からプラズマに流入した大きなエネルギーを持つ電子と低いエネルギーの電子の間のエネルギー緩和時間は非常に短いことが示された。

終りに、本研究にあたりレーザ測定法について御教示を賜った神藤正士氏、実験をお手伝いいただいた名倉 理、栗田 篤、佐藤能也氏ら、実験装置の製作に協力いただいた柿島徳一氏に感謝します。

(昭和 57 年 9 月 6 日受付、同 58 年 8 月 5 日再受付)

文 献

- (1) H. A. B. Bodin, et al.: Proceedings of a Conference on Plasma, Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, 1, 193, CN-21/94 (1966)
- (2) A. A. Newton: "United Kingdom Atomic Energy Authority Research Group Report", CLM-R 62 (1966) Culham Laboratory
- (3) K. F. McKenna & T. M. York: *Phys. Fluids*, 20, 1556 (1977)
- (4) K. F. McKenna, et al.: *ibid.*, 23, 1443 (1980)
- (5) 早瀬・奥田・宮本: 電学誌, 91, 1085 (昭 46)
- (6) 安田・武田: 名古屋大学プラズマ研究所技術報告, IPPJ-DT-26 (昭 46)
- (7) L. Spitzer, Jr.: *Physics of Fully Ionized Gases*, Second Edition, p. 139 (1962) John Wiley & Sons
- (8) L. Spitzer, Jr.: *ibid.*, p. 132 (1962)
- (9) L. B. Loeb: *Basic Processes of Gaseous Electronics*, p. 223 (1961) University of California Press
- (10) 宮本: 核融合のためのプラズマ物理, p. 86 (昭 51) 岩波書店
- (11) A. Guthrie & R. K. Wakerling: *The Characteristics of Electrical Discharge in Magnetic Fields*, p. 80 (1949) Mc Graw-Hill
- (12) 野畑・西野・森田・柿島: 電気学会プラズマ研資, EP-77-38 (昭 52)
- (13) L. Spitzer, Jr.: *Physics of Fully Ionized Gases*, Second Edition, p. 135 (1962) John Wiley & Sons
- (14) J. Roth, J. Bohdansky & W. Ottenberger: "Data on Low Energy Light Ion Sputtering", Max-Planck-Institut für Plasmaphysik Report, IPP 9/26, Table 34 (1979)