

# 高周波放電プラズマのコンダクタンス に対するガス圧の影響

長 濱 治 男

## Effect of gas pressure on the conductance of high frequency discharge plasma.

Haruo NAGAHAMA

In the high frequency electrodeless discharge, if the conductance of plasma becomes negative, the discharge state suddenly changes from a weak discharge with visible light emission to an intense one.

It is confirmed experimentally that an intense discharge with visible light emission depends upon both the gas pressure and the high frequency electric field strength.

Therefore the relation between conductance and gas pressure was studied. As a result, it was found that the range of gas pressure in which conductance of plasma becomes negative agrees approximately with the range of gas pressure in which an intense discharge with visible light emission occurs.

### 1. ま え が き

円筒状の放電管に高周波コイルを巻き、方位方向( $\theta$ 方向)に $E_{1\theta}$ 、管軸方向( $z$ 方向)に $B_{1z}$ の高周波電磁界を加えると、無電極放電が発生する。しかし、最初に発生する放電は発光強度の弱い放電である。この状態からさらに高周波電圧を上昇させると、ある電圧値で急に発光強度の極めて強い放電に移行する<sup>(1)(2)</sup>。この移行機構として、次の原因を考えている。放電管壁付近での電子密度の大きな勾配により発生する両極性拡散速度 $v_{0r}$ が極めて速くなるとき、プラズマのコンダクタンスが負になる。この負性抵抗のためにプラズマ中で高周波電界の振動の励起現象が起こり、この強い高周波電界のために電離が促進される結果、強い発光の放電に移行する<sup>(3)</sup>。

今までの実験の結果、強い発光の放電が発生するガス圧領域は、弱い発光の放電が発生するガス圧領域よりも狭く、低いガス圧側によることが確認されている。このことは、低いガス圧領域でプラズマのコンダクタンスが負になる可能性の多いことを示している。このため、本論文では、プラズマのコンダクタンスとガス圧の関係を調べ、弱い発光の放電から強い発光の放電への移行機構を考察する。

## 2. 実験装置および実験方法

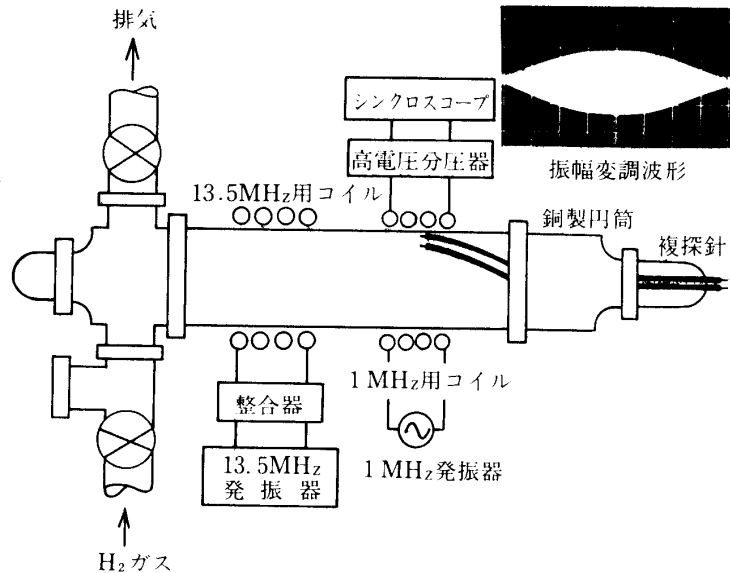


図-1 実験装置略図

図-1は実験装置の略図である。放電管内径は30mm、1 MHz用コイルは10回巻きである。発振器は陽極同調形で、発振管の陽極電圧には全波整流された高電圧が印加されているので、発振出力電圧は60Hzで振幅変調されている。放電管に印加される高周波電圧はコイル両端の電圧を高周波分圧器で分圧した後シンクロスコープで測定している。振幅変調波形は図-1の図中に示している。この測定値から放電管内に実際に生じている電界の強さを正確に求めることは難しいが、電界の強さの相対値を求めることは可能であるので、次章で述べる $V_1$ の測定でも相対値で表わす方法を用いた。複探針は電子温度、電子密度、イオン電流等を測定するために用いる。複探針は放電管軸から管壁まで半径方向に可変できる。実験を行なう前に放電管全体を $10^{-6}$ Torr程度に排気した後、 $H_2$ ガスを実験ごとに必要量だけ封入して放電を行ない、各ガス圧に対する半径方向電子密度を複探針法を用いて測定する。

## 3. 実験結果

図-2は弱い発光の放電と強い発光の放電が開始する電圧とガス圧の関係を測定した結果である。強い発光の放電が起る臨界電圧の最小値 $V_c$ (図示のように $p=0.08$ Torrにおける値)を基準にして、コイル印加電圧 $V_1$ との比 $V_1/V_c$ で縦軸を目盛っている。

次に、 $p=0.1$ Torrにおいて、強い発光の放電が生じる直前の状態に印加電圧を保ち、複探針を用いて電子密度の半径方向分布を測定した結果が図-3(A)である。この場合には、放電管の中心密度 $n_{00}$ と管壁密度 $n_a$ の比 $n_a/n_{00} \approx 1.5 \times 10^{-2}$ である。(B), (C)は理論値であるが後に説明する。(D)は $p=0.04$ Torrにおいて、強い発光の放電が起っている状態に印加電圧を保って測定した $n_0$ の分

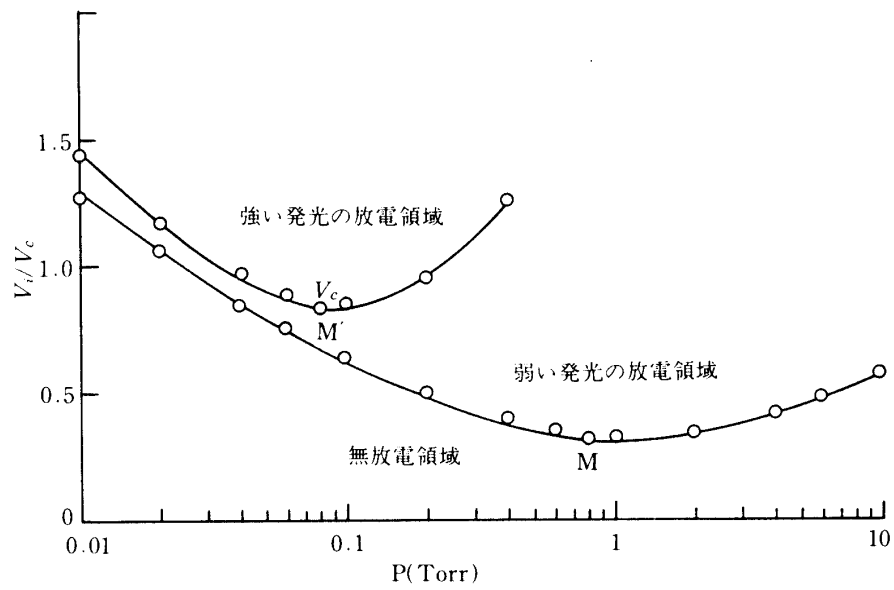


図-2  $V_1/V_c$ と $p$ との関係

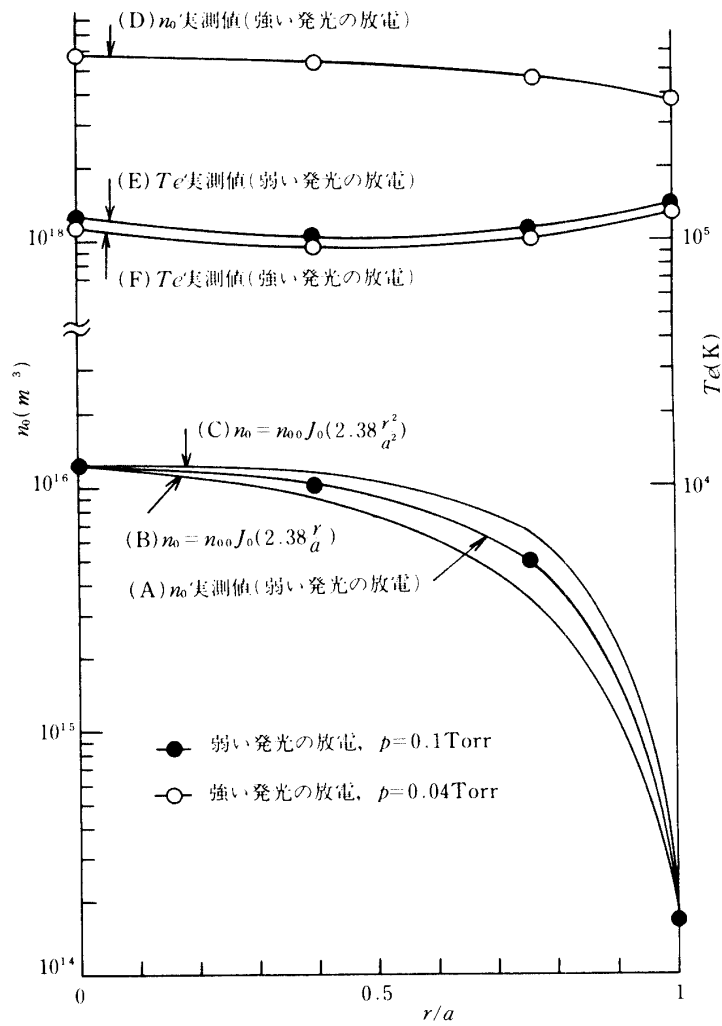


図-3  $n_0$ ,  $T_e$ の半径方向分布

布である。(A)にくらべて中心密度で約  $5 \times 10^2$  倍大きく、強い電離状態であることがわかる。特に管壁付近での密度の増加が著しく、管の中心から管壁にかけてほとんど一様密度である。この結果は、管壁付近で負性コンダクタンスが生じ、電界の増大によって電離が促進されるという理論的考察と定性的に一致している。(E)と(F)は弱い発光の放電と強い発光の放電状態のそれぞれにおいて電子温度  $T_e$  の半径方向分布を測定した結果である。 $T_e$  は放電状態によってほとんど変化なく、また径方向にも大体一様で約  $1 \times 10^5$  K である。

次に、プラズマのコンダクタンスとガス圧の関係を調らべて弱い発光の放電から強い発光の放電への移行機構の考察を行なう目的のため、広い範囲でガス圧  $p$  を変化させて強い発光の放電が生じる直前の弱い発光の放電状態における電子密度の半径方向分布を測定して、管壁密度  $n_a$  と中心密度  $n_{00}$  の比  $n_a/n_{00}$  とガス圧  $p$  の関係を求めた結果が図-4 である。ガス圧が大きい（すなわち衝突周波数  $\nu$  が大きい）ほど  $n_a/n_{00}$  が小さく、逆にガス圧が小さいほど 1 に近い。

#### 4. 理論的考察

##### 4. 1. $\xi$ とガス圧 $p$ との関係

研究紀要第13号で報告したように電子密度の半径方向分布の測定の結果、放電管壁付近で電子密度勾配に起因する両極性拡散速度  $v_{0r}$  が大きく、プラズマのコンダクタンス  $\sigma_i'$  を負にするのに最も効くことがわかった。<sup>(4)</sup> また、 $v_{0r}$  を算出するために必要な電子密度  $n_0$  の半径方向分布を与える式として

$$n_0 = n_{00} J_0(\sqrt{\alpha_i/D_a} \cdot r) \quad \dots\dots\dots (1)$$

および、高周波特有の表皮効果を考慮した式として

$$\begin{aligned} n_0 &= n_{00} J_0(\sqrt{\alpha_i/D_a} \cdot r) \\ &= n_{00} J_0(\xi \cdot r^2/a^2) \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (2)$$

がそれぞれ与えられることを報告した。<sup>(5)</sup> ただし、 $\alpha_i$  は電離衝突周波数、 $n_{00}$  は  $r=0$  における電子密度、 $J_0$  は零次のベッセル関数、 $a$  は放電管半径である。 $n_0$  としては  $\sigma_i'$  が負になる直前の分布すなわち、実験的には弱い発光の放電から強い発光の放電へ移行する直前の分布を考えねばならないが、図-3(A)はちょうどそれに相当する実験結果である。 $n_{00}$  と  $n_a$  をこの図に一致させて(1)式を画いた結果が図-3(B)であり、同様に(2)式を画いた結果が(C)で実測値(A)は(B)と(C)のちょうど中間に位置している。実験結果と理論式は大体一致している。また、(1)式から

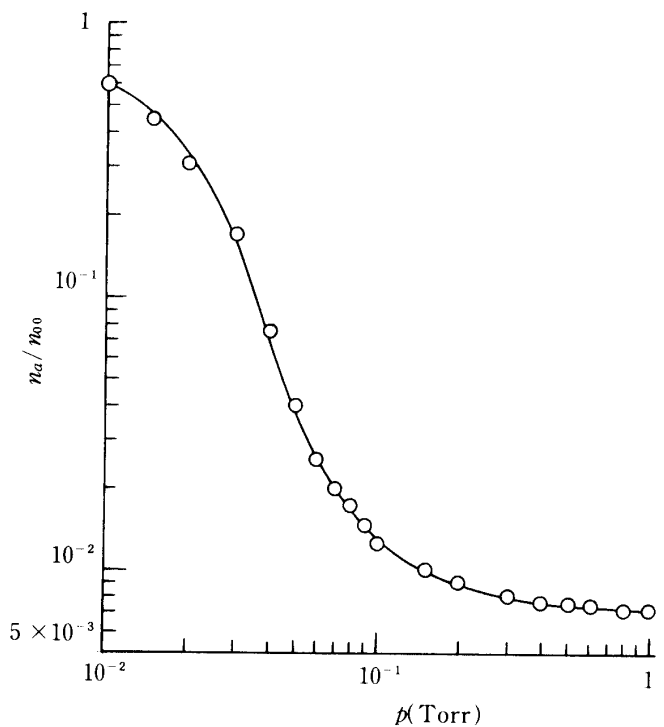


図-4  $n_a/n_{00}$  と  $p$  との関係

$$\begin{aligned} n_a/n_{00} &= J_0(\sqrt{\alpha_i/D_a} \cdot a) \\ &= J_0(\xi) \quad \dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$

であるが、 $n_a/n_{00}$ の値は図-4で実測してあるから、(3)式と図-4から $\xi$ がガス圧 $p$ の関数として求まる。図-5がその結果である。

#### 4. 2. コンダクタンス $\sigma_1'$ の導出

高周波無電極放電により生成されたプラズマは完全電離状態を除いて電子、正イオン、中性ガス分子の混合気体状態である。このような気体中を電子は高周波電磁界のもと、成分気体粒子および分子と衝突運動をくり返しながら運動を行なうため、三成分の混合気体であるプラズマはインピーダ

ンスを持つようになる。それゆえ、まえがきで述べたように強い発光の放電が発生するのは、プラズマのコンダクタンス $\sigma_1'$ が負になって、プラズマ中で高周波電界が増大して電離が急に進むためと考えられ、本実験でも強い発光の放電が発生する臨界電圧と $v_{0r}$ の間に密接な関係があることは定性的に明らかである。定量的に検討を行なうためには電子の運動方程式

$$m \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + m(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -e\mathbf{E} - e(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \nu m \mathbf{v} \quad \dots\dots\dots (4)$$

から $\sigma_1'$ を求めなければならない。前報告では、長さ $\ell$ のプラズマ円筒の半径を細かく $m$ 等分し、第 $n$ 番目の殻状円筒について

$$\left. \begin{aligned} \left( \frac{\partial v_{1\theta}'}{\partial r} \right)_{r=r_n} &= x_n \left( \frac{v_{1\theta}'}{r} \right)_{r=r_n} \\ \left( \frac{\partial v_{1\theta}''}{\partial r} \right)_{r=r_n} &= y_n \left( \frac{v_{1\theta}''}{r} \right)_{r=r_n} \\ \left( \frac{\partial E_{1\theta}}{\partial r} \right)_{r=r_n} &= z_n \left( \frac{E_{1\theta}}{r} \right)_{r=r_n} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5)$$

と近似してプラズマのコンダクタンス $\sigma_1'$ を求めていた。このような方法で求めた $\sigma_1'$ でも大きな $v_{0r}$ が存在すると負になることは証明出来るが、 $x_n, y_n, z_n$ の値が不確定であるため、定量的な考察を行なうには不便である。それゆえ、今回は定量的計算を行なうのに便利な近似方法に変えて、複素導電率 $\sigma_1 (= \sigma_1' - j\sigma_1'')$ を導出することを試みた。

(4)式において、

$$\mathbf{v} = v_{0r} + v_{1\theta}, \quad \mathbf{E} = E_{1\theta}, \quad \mathbf{B} = B_{1z} \quad \dots\dots\dots (6)$$

とし、 $v_{1\theta}, E_{1\theta}, B_{1z}$ は $\exp(j\omega t)$ で振動し、またコリオリの力 $\partial v_{1\theta}/\partial r$ は無視できると仮定し、

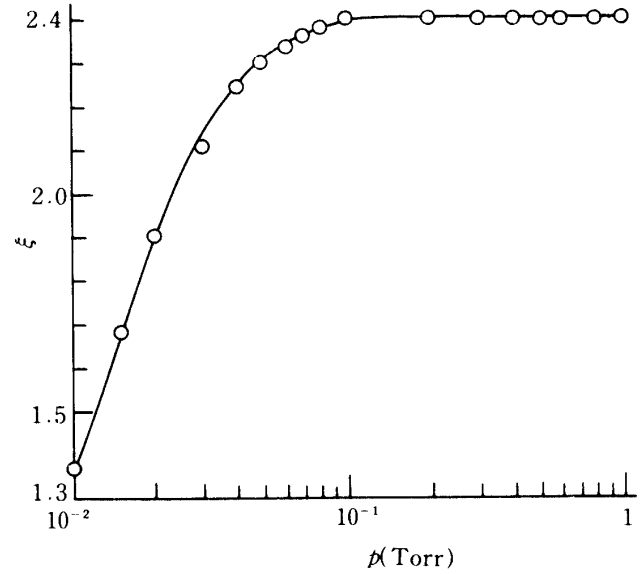


図-5  $\xi$ と $p$ との関係

(4) 式を計算すると  $\theta$  成分の 1 次量について,

$$\begin{aligned} j\omega m v_{1\theta} + m v_{0r} v_{1\theta} / r \\ = -e E_{1\theta} + j(e v_{0r} / \omega)(E_{1\theta} / r + \partial E_{1\theta} / \partial r) - \nu m v_{1\theta} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (7)$$

を得る。 $v_{0r}$ ,  $E_{1\theta}$ ,  $v_{1\theta}$  は全て  $r$  の関数であるので, (7) 式とマクスウェルの電磁方程式とを連立させて  $v_{1\theta}$  の完全な解を得ることは困難である。それゆえ, マクスウェルの電磁方程式と分離し, (7) 式だけから  $\sigma_1$  を求める。プラズマ円筒の半径を細かく  $m$  等分することは前報告と同様であるが, 第  $n$  番目の殻状円筒について

$$\left. \begin{aligned} r = r_n, \quad E_{1\theta}(r) &\simeq E_{1\theta}(r_n) \\ \partial E_{1\theta} / \partial r &\simeq E_{1\theta}(r_n) / r_n, \quad v_{1\theta}(r) \simeq v_{1\theta}(r_n) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (8)$$

の仮定を設けると, (7) 式は

$$m \left( \frac{v_{0r}}{r} + \nu + j\omega \right) v_{1\theta} = -e \left( 1 - j \frac{2}{\omega} \cdot \frac{v_{0r}}{r} \right) E_{1\theta} \quad \dots\dots\dots (9)$$

となる。ただし, 添字  $n$  は省略してある。

(9) 式を  $v_{1\theta}$  について書き直すと

$$\begin{aligned} v_{1\theta} &= -\frac{e}{m} \cdot \frac{1}{\omega^2 + \left( \frac{v_{0r}}{r} + \nu \right)^2} \left[ \left( \nu - \frac{v_{0r}}{r} \right) - j \left\{ \omega + \frac{2}{\omega} \cdot \frac{v_{0r}}{r} \left( \frac{v_{0r}}{r} + \nu \right) \right\} \right] E_{1\theta} \\ &= v_{1\theta}' - j v_{1\theta}'' \quad (\text{m/s}) \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (10)$$

になる。

次に, 電子についての電流密度の式  $J_{1\theta} = -ne v_{1\theta} = \sigma_1 E_{1\theta} = (\sigma_1' - j\sigma_1'') E_{1\theta}$  に (10) 式を代入すると,

第  $n$  領域のコンダクタンス  $\sigma_1'$  として

$$\sigma_1' = \epsilon_0 \omega_p^2 \cdot \frac{\nu - \frac{v_{0r}}{r}}{\omega^2 + \left( \nu + \frac{v_{0r}}{r} \right)^2} \quad \dots\dots\dots (11)$$

が得られる。ただし,  $\omega_p$  はプラズマ振動の角周波数で,  $\omega_p = (n_0 e^2 / \epsilon_0 m)^{1/2}$  である。

#### 4. 3. コンダクタンス $\sigma_1'$ とガス圧 $p$ の関係

(11) 式で  $\sigma_1'$  が求まったが, このままでは  $\sigma_1'$  と  $p$  の関係を調べることができない。そのため,  $v_{0r}$  をガス圧  $p$  の関数で表わすことを試みる。

拡散方程式  $n_0 \mathbf{v} = -D_a \nabla n_0$  を 1 次元の式で書き直すと, 両極性拡散速度  $v_{0r}$  は

$$v_{0r} = -D_a \cdot \frac{1}{n_0} \cdot \frac{dn_0}{dr} \quad \dots\dots\dots (12)$$

と書ける。ここで,  $D_a$  は両極性拡散係数,  $n$  は電子密度である。電子密度  $n$  はすでに (3) 式で与えられているから (3) 式を (12) 式に代入し, 線形近似を用いて計算すると,

$$v_{0r} = \frac{\xi}{a} \cdot D_a \cdot \frac{J_1\left(\frac{r}{a}\xi\right)}{J_0\left(\frac{r}{a}\xi\right)} \quad \dots\dots\dots (13)$$

が得られる。両極性拡散係数 $D_a$ は

$$D_a = \frac{(k/e)(T_e + T_i)\mu_e\mu_i}{\mu_e + \mu_i} \quad \dots\dots\dots (14)$$

である。ただし、 $T_e$ 、 $T_i$ は電子およびイオン温度、 $\mu_e$ 、 $\mu_i$ は電子およびイオンの移動度である。電子の移動度 $\mu_e$ は

$$\mu_e = \frac{e}{m} \cdot \frac{1}{\nu} \quad \dots\dots\dots (15)$$

で与えられる。ここで、 $\nu$ は運動量伝達衝突周波数で、S.C.Brown氏によれば高周波放電においては放電開始電圧が最小(図-2のM点)になるガス圧で $\omega = \nu$ になることが知られている。<sup>(6)</sup> また、 $\nu$ は

$$\nu = p_c p v \quad \dots\dots\dots (16)$$

であるが、S.C.Brown氏によると $H_2$ ガスの場合、 $T_e$ が $4 \times 10^4 K$ 以上では電子と中性ガス分子との衝突確率 $p_c$ は電子速度 $v$ に反比例している<sup>(6)</sup>ので、

$$\nu = \alpha p \quad \dots\dots\dots (17)$$

になる。本実験の場合、図-3(E)、(F)曲線からわかるように $T_e \simeq 10^5 K$ であるから(17)式を使用してよいことがわかる。それゆえ、高周波発振器の発振周波数 $f = 1.6 MHz$ 、M点のガス圧 $p = 0.8 Torr$ を $\omega = \nu$ および(17)式、(15)式に代入すると $\mu_e$ は

$$\mu_e = e/\nu m = 1.76 \times 10^4 p^{-1} \quad \dots\dots\dots (18)$$

になる。また、水素イオンの移動度は八田氏によると

$$\mu_i = 1 \times (1/p) \times (300/T_g) = 0.857 p^{-1} \quad \dots\dots\dots (19)$$

<sup>(7)</sup>で与えられる。ただし、中性ガス温度 $T_g = 350 K$ と仮定してある。電子温度 $T_e$ は実測値の $T_e = 10^5 K$ を用い、イオン温度 $T_i$ は探針法を用いてフローティングポテンシャル $V_f$ を求め、 $V_f = (kT_e/2e)$  ( $T_i m/T_e M$ )に代入して $T_i$ を計算すると $T_i = 10^4 K$ となる。これらの諸量を(14)式に代入すると、

$$D_a = 9.49 p^{-1} \quad \dots\dots\dots (20)$$

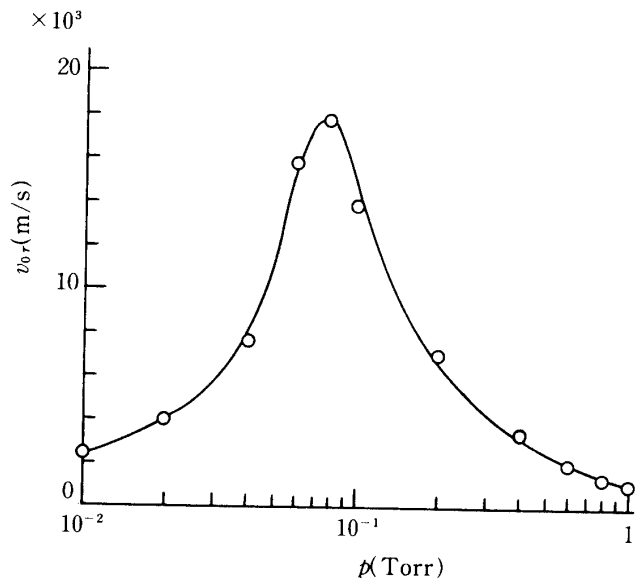
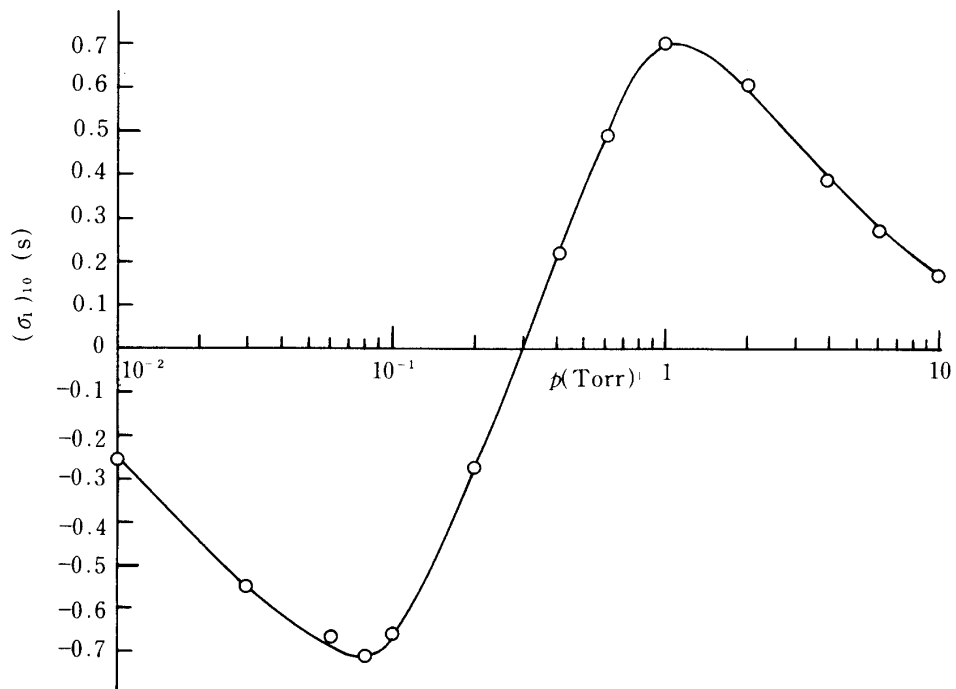
になる。それゆえ、(20)式を(13)式に代入すると、

$$v_{0r} = \frac{\xi}{a} \times 9.49 p^{-1} \times \frac{J_1\left(\frac{r}{a}\xi\right)}{J_0\left(\frac{r}{a}\xi\right)} \quad \dots\dots\dots (21)$$

となり、 $v_{0r}$ はガス圧 $p$ の関数になる。また、(21)式を(11)式に代入すると

$$\sigma_1' = \frac{ne^2}{m} \cdot \frac{\nu - \frac{9.49r\xi p^{-1}}{a} \cdot \frac{J_1(r\xi/a)}{J_0(r\xi/a)}}{\omega^2 + \left\{ \nu + \frac{9.49r\xi p^{-1}}{a} \cdot \frac{J_1(r\xi/a)}{J_0(r\xi/a)} \right\}^2} \quad \dots\dots\dots (22)$$

となり、コンダクタンス $\sigma_1'$ はガス圧 $p$ の関数となり、これで $\sigma_1'$ と $p$ の関係を調べることができる。まえがきで述べたように放電管壁付近で $\sigma_1' < 0$ になる可能性が極めて大きいので、管壁付近でのコンダクタンスを求めることにする。まず、(21)式に図-5に示したガス圧 $p$ と $\xi$ の関係を代入して、両極性拡散速度 $v_{0r}$ と $p$ の関係を計算した結果が図-6である。 $v_{0r}$ が最大になるガス圧は $p=0.08\text{Torr}$ で、図-2の強い発光の放電が発生する最小臨界電圧値のM'点のガス圧とよく一致している。次に、 $p$ に対する $v_{0r}$ の諸量、 $\nu = 1 \times 10^7 p$ 、 $\omega^2 = 1 \times 10^{14}$ および図-5で示した $p$ に対する管壁密度 $n_a$ を(22)式に代入して放電管壁付近(第10領域)のコンダクタンス $(\sigma_1')_{10}$ を計算した結果が図-7である。約 $p=0.3\text{Torr}$ から $(\sigma_1')_{10}$ は負になり、 $p=0.08\text{Torr}$ で負の最大値になる。 $\sigma_1'$ が負の最大になるガス圧は、図-2のM'点のガス圧および図-6で $v_{0r}$ が最大になるガス圧と一致している。また、強い発光の放電が発生するガス圧の範囲と $\sigma_1'$ が負にな


図-6  $v_{0r}$ と $p$ との関係

図-7  $(\sigma_1')_{10}$ と $p$ との関係



るガス圧の範囲は大体一致している。

## 5. 検 討

プラズマ円筒を次に述べる理由で10分割にとっている。半径方向の電子密度分布は複探針を用いて測定している。それゆえ、測定位置は点状ではなく2～3mmの長さにわたる平均的な密度しか測定できない。実験に用いている放電管半径は $a=15\text{mm}$ であるから探針の長さ2mmを考慮して10分割とした。

現在の測定精度からして測定の際の平均長さが分割数を決定する一つの目安になる。管壁における密度分布を精度よく測定しておけば、負性コンダクタンスの考察には十分で、分割数は余り影響はないと考えている。

## 6. 結 言

弱い発光の放電から強い発光の放電への移行機構を考察するため、高周波電磁界および半径方向に両極性拡散速度が存在する条件の下で電子の運動方程式を解き、プラズマのコンダクタンスの式を導出し、コンダクタンスとガス圧の関係を調べた。この結果、放電管壁付近(第10領域)のコンダクタンス $(\sigma_1')_{10}$ が負になるガス圧領域と強い発光の放電が発生するガス圧領域は大体よく一致した。

$p=0.08\text{Torr}$ で電磁力 $-e(\mathbf{v}_{0r} \times \mathbf{B}_{1z})$ が電気力 $-e\mathbf{E}_{1\theta}$ に最も多くフィードバックされるため、 $(\sigma_1')_{10}$ は $p=0.08\text{Torr}$ で負の最大値をとると考えられる。

終わりに、始終有益なご助言、ご指導をいただきました関西大学工学部電子工学科高元曄夫教授、福村隆志助手に感謝の意を表わします。

## 参 考 文 献

- (1) 高元, 向山, 長濱: 電気学会雑誌 91, 753 (1971)
- (2) 長濱: 福井工業大学研究紀要 10号, 1 (1980)
- (3) 長濱, 福村, 高元: 電学論103A-5, 265 (1983)
- (4) 長濱: 福井工業大学研究紀要 13号, 15 (1983)
- (5) 長濱: 福井工業大学研究紀要12号, 1 (1982)
- (6) S.C.Brown: HANDBUCH DER PHYSIK, GASEN TLA-DUNGEN II, 531 (1956)
- (7) 八田: 気体放電, 近代科学社, 40 (1960)