研究ノート

プラズマの負性コンダクタンスによる強い
高周波放電が生ずる電界の臨界値

長 濱 治 男 (福井工業大学)

福 村 隆 志 (関西大学工学部)

高 元 曄 夫 (関西大学工学部)

(1982 年 5 月 6 日受理)

A Critical Electric Field for Intense High-Frequency
Discharge due to the Negative Conductance of Plasma.

Haruo Nagahama,^{*} Takashi Fukumura^{**} &
Teruo Takamoto^{**}

Abstract

In the high-frequency electrodeless discharge, if the plasma has a negative conductance, the discharge state suddenly shifts to the intense discharge from the weak one. Also, it has been experimentally confirmed that the appearance of negative conductance depends upon both the gas pressure p and the high-frequency electric field strength $E_{1\theta}$. The effect of $E_{1\theta}$, however, has not been investigated so far. In the present paper, we try to obtain theoretically the critical electric field strength E_c at which the conductance becomes negative on the basis of the experimental results of radial distribution of electron densities.

1. はじめに

円筒状の放電管上に高周波コイルを巻き、方位方向 (θ 方向) に $\mathbf{E}_{1\theta}$, 管軸方向 (z 方向) に $\mathbf{B}_{1z}$ の高周波電磁界を加えて無電極放電を行うと、放電が起った後、適当なガス圧領域と電界値で電力吸収が急に増加して強い放電状態に移る。(1)(2) この現象は、電子の密度勾配による径方向 (r 方向) への拡散速度 $\mathbf{v}_0$ によって電磁力 $-e(\mathbf{v}_0 \times \mathbf{B}_{1z})$ が θ 方向に生じ、これが $-e\mathbf{E}_{1\theta}$

* Fukui Institute of Technology

** Faculty of Engineering, Kansai University

に加わるため、プラズマの高周波に対する等価コンダクタンスが負となり、その結果、プラズマ中の電界が増大し、電離が促進されるためと考えられている。(3)(4)

プラズマの複素導電率を $\sigma = \sigma' - j\sigma''$ とした時、 σ' はガス圧 p の関数であるから、負性コンダクタンスの出現は p に依存している。それゆえ、 σ' が負になるガス圧領域を計算し、高周波電力の異常吸収の実験結果と照合させることは可能で、今までに連名者達の報告でもその検討が行われている。(3)(4)

しかし、たとえ σ' が負になると思われるガス圧領域でも、実際に電離の急激な増加が起るためには、印加電界 E_{10} にある臨界値が存在し、 E_{10} がその値に達した時、はじめて急激な放電状態の変化が起る。それゆえ、負性コンダクタンスの出現は p の他に E_{10} にも依存することは実験的に明らかであるが、 E_{10} については今まで検討が行われていない。

本報告は実験的に求めた電子の径方向密度分布をもとにして、臨界値 E_c に対して理論的考察を行い、実験結果を説明できる理論式の導出を試みたものである。

2. 実験結果

実験は文献(2)～(4)で用いたと同様の装置と方法で行っている。また、主として放電管半径 $a = 1.5 \text{ cm}$ 、印加周波数 $f = 1 \text{ MHz}$ の場合と、 $a = 7 \text{ cm}$ 、 $f = 13.5 \text{ MHz}$ の場合の2種類の実験を行った。いずれの周波数でも発振器の構造上出力電圧は 60 Hz の電源電圧で振幅変調されている。また、試料ガスはともに衝突周波数に対する考察が容易な H_2 ガスを選んだ。

13.5 MHz の場合にはプラズマへの入力電力と反射電力の各波形を通過型電力計とシンクロスコープを用いて観測し、同時にプラズマに挿入した単探針で浮遊電位の波形を調べると、無放電から放電が開始した場合と、弱い放電状態から強い放電状態に急に移行した場合に、各波形に明らかな変化が現われる。それゆえ、放電開始時の入力電力の瞬時値 P_B と、強い放電が生ずる臨界時における入力電力の瞬時値 P_C を正確に測定することができる。常温におけるガス圧 p_r を変化して P_B 、 P_C を測定した一例が第1図である。

第1図 P_B , P_C と p_r の関係

プラズマの負性コンダクタンスによる強い高周波放電が生ずる電界の臨界値

1 MHz の場合には電力測定より高周波コイル両端の電圧を測定した方が精度が良いので、単探針による浮遊電位と同時測定を行うと、放電開始の瞬時電圧 V_B と、強い放電の起る臨界時の瞬時電圧 V_C を測定することができる。ガス圧 p_r と V_B , V_C の関係を測定した一例が第2図である。

第2図 V_B , V_C と p_r の関係

次に $a = 1.5 \text{ cm}$ の放電管で $f = 1 \text{ MHz}$ を用い、 $p_r = 0.1 \text{ Torr}$ において、強い放電が生ず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 n_0 の半径方向分布を測定した結果が第3図 (A) である。

この場合には管の中心密度 n_{00} と管壁密度 $(n_0)_a$ の比は $(n_0)_a / n_{00} \sim 1.5 \times 10^{-2}$ である。(B), (C)図は理論値であるが後に説明する。(D)図は $p_r = 0.04 \text{ Torr}$ において、強い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 の分布である。(A)図にくらべて中心密度で約 5×10^2 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、管の中心から管壁へかけてはほとんど一様密度か時には管壁の方が逆に大きい場合も生ずる。この結果は連名者達の報告した文献(3)に示されているように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。図(E)と(F)は弱い放電状態と強い放電状態のそれぞれにおいて電子温度 T_e の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 $1 \times 10^5 \text{ K}$ である。

第3図 n_0 , T_e の径方向分布

強い放電が生ずる直前の弱い放電状態において, 第3図(A)と同様の測定を圧力 p_r を変えて行くと, 各圧力において管壁密度 $(n_0)_a$ と中心密度 n_{00} の比 $(n_0)_a / n_{00}$ が求まる。
 $a = 1.5 \text{ cm}$, $f = 1 \text{ MHz}$ の場合と, $a = 7 \text{ cm}$, $f = 13.5 \text{ MHz}$ の場合について $(n_0)_a / n_{00}$ と p_r との関係を実測した結果が第4図である。両者とも傾向は同じで, p_r が大きい(すなわち衝突周波数 ν_m が大きい)ほど $(n_0)_a / n_{00}$ が小さく, 逆に p_r が小さいほど1に近い。しかし, $f = 13.5 \text{ MHz}$ の場合測定値はかなり相違しており, 今後精度を上げて周波数や管半径に対する依存性を調らべる必要がある。

第4図 $(n_0)_a/n_{00}$ と p_r との関係

3. 理論的考察

3.1. 負性コンダクタンスが生ずる条件

プラズマに電磁界が印加された時電子の運動方程式は,

$$m \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} \right) + m (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -e \mathbf{E} - e (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \nu_m m \mathbf{v} \quad (1)$$

で与えられる。ただし, ν_m は電子とガス粒子の衝突周波数である。今高周波電界を $\mathbf{E}_{1\theta}$, 磁界を $\mathbf{B}_{1z}$, 電子速度を $\mathbf{v}_{1\theta}$ とし, 半径方向の密度勾配による両極性拡散速度 $\mathbf{v}_0$ を考慮して $\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 + \mathbf{v}_{1\theta}$, $\mathbf{E} = \mathbf{E}_{1\theta}$, $\mathbf{B} = \mathbf{B}_{1z}$ とおいて(1)式を解けば $\mathbf{v}_{1\theta}$ または導電率 σ が求まる。しかし, $\mathbf{v}_0$, $\mathbf{v}_{1\theta}$, $\mathbf{E}_{1\theta}$, $\mathbf{B}_{1z}$ 等は皆 r の関数であり, (1)式と Maxwell 方程式を連立させて, $\mathbf{v}_{1\theta}$ の完全な解を得ることは困難である。それゆえ, 連名者達が文献(3)で報告したのと同様にプラズマ柱を径方向に ℓ 個に層分割し, 第 n 領域において,

$$\left. \begin{aligned} \partial \mathbf{v}_{1\theta}' / \partial r &= x_n (\mathbf{v}_{1\theta}' / r)_{r=r_n} \\ \partial \mathbf{v}_{1\theta}'' / \partial r &= y_n (\mathbf{v}_{1\theta}'' / r)_{r=r_n} \\ \partial \mathbf{E}_{1\theta} / \partial r &= z_n (\mathbf{E}_{1\theta} / r)_{r=r_n} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

プラズマの負性コンダクタンスによる強い高周波放電が生ずる電界の臨界値

なる近似を用いて、円筒座標で解くと、

$$\sigma_n' = \epsilon_0 \omega_{pn}^2 \left\{ \nu_m - (z_n - y_n) (v_{0n} / r_n) \right\} / \left[\omega^2 + \left\{ (1 + x_n) \right. \right. \\ \left. \left. \times (v_{0n} / r_n) + \nu_m \right\} \left\{ (1 + y_n) (v_{0n} / r_n) + \nu_m \right\} \right] \quad (3)$$

なる近似解が得られる。ただし $v_{1\theta} = v_{1\theta}' - j v_{1\theta}''$, $\sigma = \sigma' - j \sigma''$ において、 $v_{1\theta}'$ は $E_{1\theta}$ と同相成分である。

プラズマがない時には Maxwell 方程式が容易に解けて (2) 式の z_n は 1 であることが判る。プラズマがあると表皮効果のために $E_{1\theta}$ の分布がずれるが、 z_n はそのずれの程度を表わす。またもし、 $v_0 = 0$ で $-e (v_0 \times B_{1z})$ のフィードバックがなく、 $E_{1\theta}$ のみで電子が加速される時は $x_n = y_n = z_n$ で (3) 式は

$$\sigma_n' = \epsilon_0 \omega_{pn}^2 \nu_m / (\omega^2 + \nu_m^2) \quad (4)$$

となり、 $\sigma_n' < 0$ となることはない。もし、 $-e (v_0 \times B_{1z})$ のフィードバック効果が $E_{1\theta}$ と逆位相に存在すると $z_n > y_n$, $z_n > x_n$ となる。特に v_0 は中心より管壁の方が大きいからフィードバック効果は管壁に近づく程大きくなり、 $x_n < 0$, $y_n < 0$ となることが可能で負性コンダクタンスの可能性が生ずる。このことは (3) 式の分子が

$$\nu_m - (z_n - y_n) (v_{0n} / r) \leq 0 \quad (5)$$

の時、 $\sigma_n' < 0$ となり得ることからも明らかである。

(5) 式で $\sigma' < 0$ を決めるためには v_0 を知る必要があり、そのためには電子密度 n_0 の r 方向分布が必要である。 n_0 の分布を与える式としては、連続の式と拡散の式とから

$$\nabla^2 n_0 + (\nu_i / D_a) n_0 = 0 \quad (6)$$

が得られる。ただし、 ν_i は電離衝突周波数、 D_a は両極性拡散係数である。厳密には ν_i は電界 $E_{1\theta}$ の関数すなわち r の関数であるから (6) 式を正確に解くことは困難である。それゆえ、近似的に ν_i を r に無関係な量として解き、 $E_{1\theta}(r)$ の影響はあとで検討することになると、円筒座標で解いた結果は

$$n_0 = n_{00} J_0 (\sqrt{\nu_i / D_a} \cdot r) \quad (7)$$

である。ただし、 n_{00} は $r=0$ における密度、 J_0 は零次のベッセル関数である。 n_0 としては σ' が負になる直前の分布すなわち、実験的には弱い放電から強い放電へ移行する直前の分布を考えねばならないが、第3図(A)はちょうどそれに相当する実験結果である。 n_{00} と $(n_0)_a$ をこの図に一致させて(7)式を画いた結果が第3図(B)で、実験結果と理論式は大体一致している。また(7)式から

$$(n_0)_a / n_{00} = J_0(\sqrt{\nu_i / D_a} \cdot a) = J_0(\xi) \quad (8)$$

であるが、 $(n_0)_a / n_{00}$ の値は第4図に実測してあるから、(8)式と第4図から ξ が p_r の関数として求まる。第5図がその結果である。

 第5図 ξ と p_r の関係

 第6図 各領域における $J_1/J_0 (\propto v_{0n})$ の値

次に、 v_0 は

$$v_0 = D_a (\nabla n_0 / n_0) \quad (9)$$

によって計算出来るが、(3)式に適用するために(3)式同様プラズマ柱を層分割した表示にすると、第 n 領域では

$$v_{0n} = \frac{\xi}{a} D_a \cdot J_1\left(\frac{\xi}{a} r_n\right) / J_0\left(\frac{\xi}{a} r_n\right) \quad (10)$$

が得られる。ただし、 J_1 は1次のベッセル関数である。 v_{0n} は J_1/J_0 に比例するから、今層分割数を $\ell = 10$ として各領域で J_1/J_0 を計算した結果が第6図である。図から明らかなように

プラズマの負性コンダクタンスによる強い高周波放電が生ずる電界の臨界値

最も外側領域（第10領域）で v_0 が大きく負性コンダクタンスに最も効くことがわかる。

以上の考察をまとめると、負性コンダクタンスが生ずるための条件は、

(1) (8)式の $\sqrt{\nu_i / D_a} \cdot a (= \xi)$ が第5図の実測値を満たすように (ν_i / D_a) がきまると。

(2) その時の $(v_0)_{10}$ によって(5)式が満たされること。

である。それゆえ、条件(1)から負性コンダクタンスとなるに必要な E_{10} の臨界値 E_c の値、条件(2)から(2)式の x_n , y_n の値を考察する。

3.2. E_c の考察

プラズマに高周波電界を加えた時、1個の電子が高周波電界から吸収する電力 P_a は

$$P_a = (e^2 / m) \cdot \{ \nu_m / (\omega^2 + \nu_m^2) \} \cdot E_{10}^2 \quad (11)$$

で与えられる。ただし、この場合には計算を簡単化するため v_0 の影響は無視してある。第6図から明らかなように、 v_0 の影響は管壁部分に限られ、内部ではほとんど影響がないからこの近似でも十分である。一方、電子が電離衝突によって失う電力は

$$P_i = \nu_i (e U_i) \quad (12)$$

であり、弾性衝突によって失う電力は

$$P_m = \nu_m (2m / M) \bar{U} \quad (13)$$

で与えられる。ただし、 U_i は電離電圧で H_2 ガスの場合は15.4 Vである。また、 $\bar{U}$ は電子の平均エネルギー、 $(2m / M) \bar{U}$ は電子が中性粒子と1回の衝突で失う平均のエネルギーである。⁽⁵⁾ それゆえ平衡状態では

$$P_a = P_i + P_m \quad (14)$$

が成り立ち、これから ν_i を求めると、

$$\nu_i = \{ (e^2 \nu_m) / m \cdot (e U_i) \cdot (\omega^2 + \nu_m^2) \} E_{10}^2 - (\nu_m / e U_i) \cdot (2m \bar{U} / M) \quad (15)$$

となる。これで ν_i が E_{10} の関数として得られたから、これを

$$\sqrt{\nu_i / D_a} \cdot a = \xi \quad (16)$$

に代入し, ξ が第5図の実測値をみたす時の E_{10} を改めて E_C と書くと,

$$E_C = \left[\left(\frac{\xi}{a} \right)^2 \cdot \left(\frac{m U_i D_a}{e} \right) \cdot \left(\frac{\omega^2 + \nu_m^2}{\nu_m} \right) + \left(\frac{2 m^2 \bar{U}}{e^2 M} \right) (\omega^2 + \nu_m^2) \right]^{1/2} \quad (17)$$

が得られる。

(17)式を用いて E_C を計算するために必要な諸量は次のようにして決める。まず, ν_m は衝突確率を p_e とすると,

$$\nu_m = p \cdot p_e \cdot v \quad (18)$$

で与えられるが, S. C. Brown 氏⁽⁶⁾によると, H_2 ガスの場合 T_g が 4×10^4 K 以上では p_e は $1/v$ に比例する結果, ν_m は p だけの関数となって

$$\nu_m = \alpha \cdot p \quad (19)$$

と書ける。また高周波放電では $\omega = \nu_m$ の時, 放電開始電圧が最小になることが知られている⁽⁷⁾ ので, 第1図の P_B , 第2図の V_B の最小点Mでこの関係を適用して計算すると, $a = 1.5$ cm, $f = 1$ MHz に対して $\alpha = 7.85 \times 10^6$, $a = 7$ cm, $f = 13.5$ MHz に対して $\alpha = 5.65 \times 10^8$ が得られるのでこれらの値を用いる。なお, a と f を変えて α を実測した結果が第7図である。実測の周波数範囲では, α は f とともに増加している。また a が大きくなると α も増加の傾向にある。 α を求める場合, ガス圧としては常温

(300 K)での測定値 p_r を用いている。第1, 2図M点では高周波電力が小さいので放電が起ってもガス温度 T_g はほとんど変化せず p_r をそのまま用いても誤差はないと考えてよい。しかし, 弱い放電から強い放電へ移行するあたりでは電力 P_C (または電圧 V_C) がかなり大きいので, T_g はかなり高いと考えられる。それゆえ, E_C を計算する場合に用いる ν_m としては (19) 式の p にその高い T_g における値を使わねばならない。 T_g を実測することは困難であるが次のようにして推定する。(17)式を見ると, E_C は $\omega \sim \nu_m$

第7図 α の値

プラズマの負性コンダクタンスによる強い高周波放電が生ずる電界の臨界値

で最小値を持つことになるが、一方第1, 第2図の実測値でも図のM'点で E_c ($\propto \sqrt{P_e}$) は最小値を持つ。それゆえ、M'点で $\omega \approx \nu_m$ が成り立っていると仮定し、M'点でのpとして

$$p = (T_g / 300) \cdot p_r \quad (20)$$

を用いて ν_m を計算して上記 $\omega \approx \nu_m$ に代入すると $f = 13.5 \text{ MHz}$ および $f = 1 \text{ MHz}$ に対してともに $T_g \approx 3 \times 10^3 \text{ K}$ が得られる。第3図から $T_e \approx 1 \times 10^5 \text{ K}$ 、探針によるフローティングポテンシャルの測定から $T_i \approx 1 \times 10^4 \text{ K}$ であるから $T_g \approx 3 \times 10^3 \text{ K}$ は妥当な値であり、 E_c の計算には T_g として上記の値を用いる。

次に D_a は T_e , T_i , T_g として上記の値を用い連名者達が報告した文献(3)と同様の方法で計算すると、

$$\left. \begin{aligned} 1 \text{ MHz} \text{ に対して, } D_a &= 9.49 \times 10^{-1} / p_r \quad (\text{m}^2/\text{s}) \\ 13.5 \text{ MHz} \text{ に対して, } D_a &= 9.46 \times 10^{-1} / p_r \quad (\text{m}^2/\text{s}) \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

となる。また電子の平均エネルギー $\bar{U}$ は $T_e \approx 1 \times 10^5 \text{ K}$ としてMaxwell分布を仮定し、

$$\bar{U} = \frac{3}{2} k T_e = 2.07 \times 10^{-18} \quad (\text{J}) \quad (22)$$

を用いる。これらの値を用いて $f = 13.5 \text{ MHz}$, $a = 7 \text{ cm}$ の場合と $f = 1 \text{ MHz}$, $a = 1.5 \text{ cm}$ の場合について(17)式から E_c を計算した結果が第8図(A), (B)の曲線である。

次に実験結果から E_c を求めて比較することを試みる。第1図の P_e はプラズマへの入射電力

第8図 E_c の実測値と計算値の比較

で表示しているが同時に反射電力も測定しており、その差から吸収電力が求まる。本測定の電力範囲では吸収電力 $\approx (1/2) P_e$ であった。使用した放電管の表面積でこの吸収電力を割り電力密度に換算した後、ポインティングベクトルを用い E_c ($\equiv (E_{1\theta})_a$)を計算すると、

$$E_c = 4.61 \sqrt{P_e} \quad (23)$$

が得られる。(23)式に第1図の P_e を代入して E_c を求めた結果が第8図(A)'である。実測値と計算

値は大体良い一致を示しており, (17)式は妥当な式であると考えられる。また 1 MHz , $a = 1.5 \text{ cm}$ 放電管では, 第2図のように高周波コイル両端の電圧で V_e を表示しているから E_e ($= (E_{1\theta})_a$) は

$$E_e = (a/A) \cdot (V_e / 2\pi A n) = 0.15 V_e. \quad (24)$$

で与えられる。ただし A はコイルの半径, n は巻数で $(V_e / 2\pi A n)$ は $r = A$ における電界である。プラズマが薄い時は Maxwell 方程式を解けば電界は近似的に半径 r に比例することが判るから, 放電管壁 ($r = a$) での電界を求めるために (a/A) をかけてある。0.15 は使用した放電管について数値計算した値である。(24) 式に第2図の値を代入して E_e を求めた結果が第8図(B)' である。図から明らかなようにガス圧の高い領域では実測値と理論値は大体近い値を示すが, ガス圧の低い領域ではずれが大きい。その理由として, 次の諸点が考えられる。

- (1) 管径が小さいと容積が小さいので, ガス圧の低い領域で管壁から出る不純物ガスの影響を受けやすい。特に H_2^+ の移動度 μ_i は純粋ガスでは $1 \times 10^4 \left(\frac{\text{cm}}{\text{s}} / \frac{\text{V}}{\text{cm}} \right)$ であるが, 普通のガスでは $4.5 \times 10^3 \left(\frac{\text{cm}}{\text{s}} / \frac{\text{V}}{\text{cm}} \right)$ であることが知られている。⁽⁸⁾ μ_i は (17) 式の D_a に直接効くので, 不純物ガスの影響は E_e を下げ, 実験値に近づく。
- (2) 第4図, 第5図から明かなように $p_r = 10^{-2} T_{orr}$ の付近は $(n_0)_a / n_{00}$ または ξ が大きく変化しはじめる領域で, 測定がむづかしい。もし ξ がもう少し小さければ E_e の計算値は実測値に近づく。
- (3) 第7図から明かなように管半径が小さくなると α すなわち v_m が小さくなり, 管壁の影響が効いてくると考えられ, そのために計算値と実測値の対応が悪くなると考えられる。

3.3. y_{10} の考察

すでに述べたように, (2) 式の x_n , y_n , z_n は $v'_{1\theta}$, $v''_{1\theta}$, $E_{1\theta}$ の径方向分布に関する係数で $-e(v_0 \times B_{1z})$ の θ 方向へのフィードバックがない時は同じ分布をするから, $z_n = x_n = y_n$ である。もし電磁力のフィードバックが $-eE_{1\theta}$ と逆位相で起る時はそれだけ $v_{1\theta}$ が小さくなり, しかも v_0 が大きい管壁程この効果が大きいので, r とともに $E_{1\theta}$ が増加する場合 ($z_n > 0$ の場合) でも $v'_{1\theta}$ と $v''_{1\theta}$ は反対に減少する ($x_n < 0$, $y_n < 0$) ことが起り, (5) 式が満たされて σ' が負になり得る。今 v_0 の最も大きい第10領域で y_{10} を考えることとし, (10) 式を用いて $(v_0)_{10}$ を計算し, これを (5) 式に代入すると, $\sigma' \leq 0$ となるに必要な

($z_{10} - y_{10}$) が計算できる。さらに 13.5 MHz に対しては $z_{10} \simeq 2$, 1 MHz に対しては $z_{10} \simeq 1$ ⁽³⁾ であるから, z_{10} にこれらの値を用いると y_{10} が求まる。 y_{10} は負の値となるから, その絶対値を画いた結果が第9図である。 $f =$

13.5 MHz のグラフについて考えると, p_r が大きい領域では ν_m が大きいので $\sigma' < 0$ を達成するためには大きなフィードバック量が必要で $|y_{10}|$ は大きい。実験の結果強い放電は大体 $10^{-1} T_{orr}$ 以下で生ずるので $|y_{10}|$ の限度は約 1×10^3 程度ではないかと推定できる。ガス圧の小さい領域では ν_m は小さくなるが, 第5図の ξ が小さくなるので v_0 が小さくなり, $|y_{10}|$ は大体 5×10^2 程度の一定値をとる。 $p_r \simeq 1.5 \times 10^{-2} T_{orr}$ 付近で $|y_{10}|$ は最小となり, これは E_c が最小となるガス圧と一致している。 $f = 1 \text{ MHz}$ の場合には

13.5 MHz にくらべて $|y_{10}|$ が小さく, 少しのフィ

ードバックで負性コンダクタンスになることを示している。これは 1 MHz の場合の ν_m が小さいためであると考えられる。実測の結果でも 1 MHz の場合の方が強い放電が生じやすく, その場合の電子密度も 13.5 MHz にくらべて $5 \sim 10$ 倍大きい。

第9図 $|y_{10}|$ の値

4. 検 討

4.1. 電子密度の径方向分布に対する検討

(6)式を解いて(7)式を求める時, ν_i は r に無関係に一定と近似した。しかし, (15)式で示されるように ν_i は E_{10} すなわち r の関数である。 p_r が高く ν_m が大きい場合には(15)式の右辺第2項 $\gg$ 第1項となって E_{10} の影響は少いが, 逆に p_r が低くて第1項 $\gg$ 第2項の場合には E_{10} による補正を考えねばならない。その場合でも(6)式を始めから解くことは難しいので, 解の(7)式に補正を行って近似度を高めてみる。

弱い放電状態におけるプラズマは薄いので, $a = 1.5 \text{ cm}$ の放電管では近似的に $z \simeq 1$ が成り立つ。それゆえ, E_{10} の径方向分布は

$$E_{10} \simeq (r/a) E_0 \quad (25)$$

で近似できる。ただし， E_0 は $r=a$ における電界の値である。第3図の $p_r = 0.1 T_{err}$ では (15) 式で右辺第1項 $\gg$ 第2項が成り立つから，同式の $E_{1\theta}^2$ の係数を改めて A と書き， $E_{1\theta}$ は (25) 式を代入して v_i を書き直し，この v_i を用いて (7) 式を画くと第3図 (C) の曲線となる。補正前は同図 (B) のように $J_0 (2.38 r/a)$ であるが，補正後は $J_0 (2.38 r^2/a^2)$ となる点が異なる。実測値 (A) は (B) と (C) のちょうど中間に位置している。

4.2. 層分割数について

本報告では層分割の数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。それゆえ，測定の精度から考えて分割数をあまり細かくしても意味がなく，10分割の程度が適当である。第6図に示したように v_0 は管壁で最も大きいので，管壁における密度分布さえ精度良く測定しておけば，負性コンダクタンスの考察には十分で，分割数はあまり影響はないと考えている。

5. 結 言

プラズマが示す等価的な負性コンダクタンスによって弱い放電から強い放電へ移行する電界の臨界値 E_0 を理論的に導出し実測値と比較した結果，管壁や不純物ガスの影響が少ないと思われる $f = 13.5 \text{ MHz}$ ， $a = 7 \text{ cm}$ 放電管については大体良い一致が得られた。また， $f = 1 \text{ MHz}$ ， $a = 1.5 \text{ cm}$ 放電管についても定性的な傾向は大体一致すると考えられる。

$-e (v_0 \times B_{1z})$ が $-e E_{1\theta}$ にフィードバックされて負性コンダクタンスを生ずる目安となる $|y_{10}|$ を調べた結果， 13.5 MHz にくらべて 1 MHz の方がはるかに小さな $|y_{10}|$ で $\sigma' < 0$ となることが判った。従って， 1 MHz の方が強い放電を生じやすいと言える。

最後に，実験に関し協力いただいた関西大学工学部電子工学科気体電子工学研究室の院生ならびに卒業研究の諸氏および福井工業大学工学部電気工学科電気物理研究室の卒業研究の諸氏に対し感謝の意を表します。

参 考 文 献

- 1) 高元, 向山, 長浜 : 電学誌, vol. 91, No. 4 P. 753 (1971).
- 2) 福村, 長濱, 高元 : 電学誌, vol. 97—A, No. 5 P. 243 (1977).
- 3) 福村, 高元 : 電学誌, vol. 100—A, No. 2 P. 64 (1980).
- 4) 福村, 高元 : 電学誌, vol. 100—A, No. 11 P. 603 (1980).
- 5) 八田 : 気体放電, 近代科学社, P. 40 (1960).
- 6) S. C. Brown : Basic Data of Plasma Physics, The Technology Press of M. I. T. and John Wiley and Sons, Inc., New York, P. 50 (1959).
- 7) S. C. Brown : Breakdown in Gases, Alternating and High—Frequency Fields, Encyclopedia of Physics, vol. XXII, Gas discharges No. II, P. 531 (1956).
- 8) 鳳, 関口, 河野 : 電離気体論, 電気学会, P. 54 (1980).