磁界中低気圧の高周波放電

正 員 林 洋 司 (中部大)
 准 員 加 藤 勉 (中部大)
 正 員 武 田 進 (中部大)

1. ま え が き

核融合プラズマの追加加熱の方法の一つに、イオンサイクロトロン波加熱がある。JT-60 ではそのために 100 MHz 帯の高周波大電力が用いられる予定である。その給電法の一つとして、T形リッジ導波管による方法が考えられている⁽¹⁾。給電可能電力は導波管内の放電により制限されるものと考えられる。気圧は 10^{-4} Torr 以下であるが、管壁から放出される吸着ガスなどによる局所的な気圧上昇も考えられる。磁界は導波管先端付近で数テスラ (10^4 G) 以上に達するが、導波管内にも弱い漏れ磁界がある。

真空中に近い気圧では、磁界がなければ電子の捕捉がはずれて電子損失が大となり気体放電は起こりにくい⁽²⁾が、二次電子放出による放電⁽²⁾が発生する。これはマルチパクタ放電とも呼ばれ、200 MHz 以下の周波数については Hatch 氏ら⁽²⁾⁽³⁾、玉河氏⁽⁴⁾⁽⁵⁾、Preist 氏⁽⁶⁾、Vaughan 氏⁽⁷⁾ および林氏⁽⁸⁾ による研究がある。磁界の影響についての研究⁽⁹⁾ もあるが、この放電は $\omega_e/\omega < 1$ (ω_e, ω は電子サイクロトロン周波数と高周波の角周波数) のときのみ現われるので、稿を改めて別の論文で発表することにした。

幾分気圧が高く 1 Torr 以上の高周波放電についても多くの研究がある。電子が間げきに捕捉されると低い印加電圧で放電が開始するが、気圧が低くなると、電子の捕捉がはずれて損失が大になり放電開始電圧が高くなることが知られている⁽¹⁰⁾。次に磁界がある場合について、Lax 氏ら⁽¹¹⁾ はマイクロ波について電界

に平行な磁界を加えると磁界に垂直な方向の拡散損失が減少して放電開始電圧は低下するが、その効果は強磁界では飽和して、放電開始電圧はある値から低下しないこと、垂直磁界の印加によって電子サイクロトロン共鳴点付近で放電開始電圧が極小値をもつことを実験的および解析的に示した。また Tetenbaum 氏ら⁽¹²⁾ や Morse 氏ら⁽¹³⁾ は、この電子サイクロトロン共鳴点付近での放電開始電圧の低下を応用したマイクロ波用スイッチの研究を行なった。しかし、これらはいずれもマイクロ波領域で $\omega_e/\omega \leq 4$ 程度なる磁界についての結果であり、100 MHz 帯について、更に低い気圧で更に大きい ω_e/ω の範囲も含めた研究はされていない。

今回、著者らは 100 MHz 付近で、放電機構の解明を目的として幾分高い気圧も含めて、 $10^{-4} \sim 10^{-2}$ Torr の気圧について、間げき長 0.8 cm と 1.5 cm の平行平板電極を用いて 0.08 T (800 G) までの磁界範囲について実験を行ない、理論的検討を行なって実験結果を定性的に説明しうる結果を得た。

2. 実験装置および測定法

図 1 に実験装置を示す。(a)図に示すように発振器の出力は高電圧を得るために、レッヘル線共振器により放電用電極へ給電している。間げき長を変えると静電容量が変化するため、電極とはほぼ同形の補償用コンデンサで共振をとっている。電圧の測定はレッヘル線に結合した小コイルの検波出力により行ない、栗屋氏⁽¹⁴⁾ による振子により校正した。これは平等電界中に絹糸で吊したねじり振子の振動周期が周波数によらず、電界のみに依存する原理を用いている。磁界は直径 10 cm, 間げき長 12 cm の鉄心をもつコイルにより発生した。磁界の分布はほぼ一様であり、その強さは放電間げきの中央の値で示す。(b)図に放電容器を示す。電極は直径 4.4 cm の黄銅製平行平板電極であ

RF Discharges in Low Pressure Gases with Magnetic Fields.
 By Yohji Hayashi, Member, Tsutomu Katoh, Associate &
 Susumu Takeda, Member (Faculty of Engineering, Chubu
 University).

林 洋司: 正員, 中部大学工学部電気工学科
 加藤 勉: 准員, 中部大学工学部電気工学科 [現在日本電気]
 武田 進: 正員, 中部大学工学部電気工学科

図 1

Fig. 1.

り、間げき長は最大 1.5 cm まで変化できる。Ar ガスを用い圧力は電離真空計で測定、真空計の目盛は空気に対するものなので、1.38 で割って Ar に対する気圧とした。放電容器内の到達真空度は 10^{-6} Torr であった。

放電開始の決定は、部屋を暗くし発光を目視観測する方法と、端子電圧のわずかな降下による方法を用いたが、両者は良く一致した。気圧 10^{-4} Torr 以下では発光は大変弱かった。

発振器は真空管 4-65 A (陽極損失 65 W) を 2 本ブッシュアップ接続にして用い、周波数 106 MHz に固定し、放電電極への給電電圧は波高値で最高 1,600 V 程度であった。

3. 実験結果

図 2 は間げき長 $l=0.8$ cm で行なった結果で、電界と垂直な方向に加えた磁界 B と放電開始電圧 V_i (波高値) の関係を気圧 p をパラメータとして示す。 B が弱い場合は放電せず、 p によって異なるある磁界値以上の B で放電する。この B の臨界値は低気圧ほど大であり、 V_i は低気圧、高磁界ほど高くなる。

図 3 は $l=1.5$ cm で、 B と V_i の関係を p をパラメータとして示す。 $p=3.6 \times 10^{-2}$ Torr の場合は、 V_i は電子サイクロトロン共鳴に相当する磁界 (約 37.8×10^{-4} T) 付近でわずかに極小となった。しかし、

図 2 放電開始電圧 V_i と磁界 B の関係Fig. 2. Relation between V_i and B . 図 3 放電開始電圧 V_i と磁界 B の関係Fig. 3. Relation between V_i and B .

3.6×10^{-3} Torr 以下ではサイクロトロン共鳴点の極小は見られず、弱い磁界では B と共に急に上昇し、極大を経て極小となる。更に強磁界では、 $l=0.8$ cm の場合に類似して、 V_i は更に上昇する。気圧が低いほど V_i の極大は顕著になり、 1.1×10^{-3} Torr 以下では極大値は測定可能範囲以上となった。 V_i は低気圧ほど大であり、 V_i が極小となる B は低気圧ほど強磁界

図 4 磁界をパラメータとした放電開始電圧 V_s と気圧 p の関係

Fig. 4. Relation between V_s and p , as a function of B .

側へ移動する。

図 4 は $l=1.5$ cm のときの V_s と p の関係を、 $\omega_c > \omega$ なる範囲について、 B をパラメータとして示す。比較のため $B=0$ の場合も同時に示す。 $B=0$ の場合、 V_s は 10^{-3} Torr 位までは p の低下によってわずかに上昇している。 10^{-3} Torr 以下ではマルチパクタ放電である⁽²⁾。磁界があると、 10^{-2} Torr 以下では V_s は p の低下と共に上昇している。

図 3 と図 4 は数値的に一致しない点もある。これは一連の実験ではばらつきもあまりなく、一貫したデータが得られるが、実験日が異なると同じ条件でも V_s が必ずしも一致しないためである。これはベッキングやエージングが十分でないための放電容器の内壁や電極の表面状態の変化、およびガス中の不純物のためであろうと考えられる。今後改良の余地がある。

4. 理論的考察

〈4・1〉 電子の運動 実験の結果を検討するために理論的解析を試みた。気体中の電子の運動方程式は

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{e}{m}(\mathbf{E} \sin \omega t + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \nu \mathbf{v} \dots (1)$$

ここで、 e および m : 電子の電荷と質量、 $\mathbf{v}$: 速度、 ω : 高周波の角周波数、 ν : 電子と中性分子の衝突周波数

で表わされる。

いま x 方向の電界 $Ee^{j\omega t}$ と z 方向の定常磁界 B を考える。 z 軸に垂直な断面内での電子の軌跡を求めるために、 $\mathbf{v}$ の x, y 成分を v_x, v_y 、変位を x, y とすると、それぞれの ω で振動する成分の大きさ

$$\left. \begin{aligned} v_{\omega x} &= \frac{eE(\nu + j\omega)}{m\{(\nu + j\omega)^2 + \omega_c^2\}} \\ v_{\omega y} &= \frac{-eE\omega_c}{m\{(\nu + j\omega)^2 + \omega_c^2\}} \end{aligned} \right\} \dots (2)$$

$$\left. \begin{aligned} x_{\omega} &= \frac{eE(\nu + j\omega)}{j\omega m\{(\nu + j\omega)^2 + \omega_c^2\}} \\ y_{\omega} &= \frac{-eE\omega_c}{j\omega m\{(\nu + j\omega)^2 + \omega_c^2\}} = \frac{-\omega_c}{\nu + j\omega} x_{\omega} \end{aligned} \right\} \dots (3)$$

が得られる。いま我々が考えているのは、低気圧で $\nu \ll \omega$ とすれば、電子の軌跡は真空中の運動とほぼ同じである。ゆえに、この式で ν を無視すると y 方向の変位は x 方向の変位の ω_c/ω 倍で、位相が $\pi/2$ ずれるので、電子の軌跡はだ円となる。更に $e^{j\omega t}$ のほかに $e^{-j\omega t}$ の振動を考えなければならないので、真の軌跡は

$$\left. \begin{aligned} x &= x_{\omega} e^{j\omega t} + \alpha e^{j\omega_c t} \\ y &= y_{\omega} e^{j\omega t} + j\alpha e^{j\omega_c t} \end{aligned} \right\} \dots (4)$$

の形で表わされる。初期条件として、 $t=0$ で $dx/dt=0$ とおくと $\alpha = -x_{\omega}/b$ が得られる。ここで

$$b = \omega_c/\omega = eB/m\omega \dots (5)$$

である。真空中では $\nu=0$ であるので(4)式より b が正の整数のときは $\omega t=2\pi$ で、 b が整数分の1のときは $\omega t=2\pi/b$ で電子はもとの位置へ帰る。

図 5 (a), (b) にそれぞれ b が偶数のときと奇数のときの真空中の電子の軌跡を示す。 ω によるだ円に ω_c の円が重なったものになっている。それ以外の b の値では電子は一周期でもとの位置に帰らないが、 x 方向および y 方向の軌跡の振幅の最大値 $X_{\max}, Y_{\max}$ はそれぞれ $|x_{\omega}| + |\alpha|$, $|y_{\omega}| + |\alpha|$ となる。すなわち

$$\left. \begin{aligned} X_{\max} &= \left| \frac{eE(\nu + j\omega)}{\omega m\{(\nu + j\omega)^2 + b^2\omega^2\}} \right| \times (1 + 1/b) \\ Y_{\max} &= \left| \frac{eE(\nu + j\omega)}{\omega m\{(\nu + j\omega)^2 + b^2\omega^2\}} \right| \times \left(\left| \frac{b}{\nu/\omega + j} \right| + 1/b \right) \end{aligned} \right\} \dots (6)$$

図 5 種々の磁界に対する電子の軌道

Fig. 5. Orbits of an electron in various magnetic fields.

$\nu=0$ では(6)式は

$$\left. \begin{aligned} X_{\max} &= \frac{eE(1+1/b)}{m\omega^2(b^2-1)} = \frac{eE}{m\omega^2} \frac{1}{b(b-1)} \\ Y_{\max} &= \frac{eE(b+1/b)}{m\omega^2(b^2-1)} = \frac{eE}{m\omega^2} \frac{b^2+1}{b(b^2-1)} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

となる。いずれにしても、交流電界と静磁界が存在するとき、電子はラーマー運動はしないことに注意すべきである。

〈4.2〉 放電開始条件 放電開始の条件は、電離による電子の発生と損失のつり合いで決定される。電子損失は拡散によると考えられてきた⁽¹⁰⁾。ところが気圧が非常に低い場合には、拡散によらず電子は熱運動速度で電極または器壁へ衝突して失われると考えられる。いま考えている体積内で、電離によって発生する電子数と全表面積で失われる電子数がつり合うとき放電が開始すると考えれば、電離周波数×体積×密度＝速度×表面積×密度/2 となる。右辺を2で割ったのは放電容器の壁に向かう外向きの速度束のみを考えたからである。これを式で示せば、容器の半径をRとして、間けき長はlであるので、電子のx, y, z方向の平均速度を各々 v_{ex} , v_{ey} , v_{ez} , Z を毎秒電子が電離する割合として

$$Z(\pi R^2 l)n = (v_{ex}2\pi R^2 + v_{ey}\pi Rl + v_{ez}\pi Rl) \cdot n/2 \quad (8)$$

となる。二つの電極の表面積は $2\pi R^2$ である。ガラス円筒の表面積は $2\pi Rl$ であるが、y と z の方向に2

等分して考えた。

次にz方向の磁界があるので、速度の垂直成分は実効的に

$$v_{ex} = v_{ey} = \frac{v_{ez}}{\sqrt{1+(\omega_c/\nu)^2}} \quad (9)$$

となる。これを考慮すると、(8)式は

$$Z = \left\{ \frac{1/l + 1/2R}{\sqrt{1+(\omega_c/\nu)^2}} + 1/2R \right\} v_{ex} \quad (10)$$

となる。

一方、電子の発生については間けき中の電子1個あたりの消費する電力は、電界による力と電界方向の速度の積であるので

$$P = \frac{eERe(v_{ox})}{2} \quad (11)$$

ここで、2で割ったのはEと v_x が最大値であるからである。 $Re(v_{ox})$ は(2)式より

$$Re(v_{ox}) = \frac{eE}{m} \frac{\nu(\nu^2 + \omega^2 + \omega_c^2)}{\{\nu^2 + (\omega + \omega_c)^2\} \{\nu^2 + (\omega - \omega_c)^2\}} \quad (12)$$

である。この電力がすべて電離に用いられるとすれば^{(15)~(17)}, V_i を電離エネルギーとして

$$P = Z e V_i \quad (13)$$

となり、(11), (13)両式より電離周波数

$$Z = \frac{E Re(v_{ox})}{2 V_i} \quad (14)$$

が得られる。(10), (12), (14)式より放電開始電圧 V_i が求められる。すなわち

$$V_i = El = \left[\frac{2\omega V_i \{(\nu/\omega)^2 + (1+b)^2\}}{(e/m)(\nu/\omega) \{1+b^2\} * \left\{ \frac{(\nu/\omega)^2 + (1-b)^2}{+(\nu/\omega)^2} \right\}^{1/2}} \right]^{1/2} \times \left[\frac{1/l + 1/2R}{\sqrt{1+(\omega_c/\nu)^2}} + 1/2R \right]^{1/2} v_{ex}^{1/2} l \quad (15)$$

となる。 v_{ex} としては、熱運動速度 v_e の等方性を考えて $v_e/\sqrt{3}$ をとる。1 Torr における電子と気体分子の衝突確率を P_c とすると $\nu = P_c p v_e$ である。(15)式でbが1のごく近くを除いて $\nu/\omega (\ll 1)$ は無視できるので、 $b > 1$ では(15)式は

$$V_i = \omega l \sqrt{\frac{V_i}{\sqrt{3}(e/m)P_c} \frac{(b+1)(b-1)}{\sqrt{1+b^2}} \frac{1}{\nu p R}} \quad (16)$$

†: 周知の磁界に垂直方向の拡散式 $D_{\perp} = \frac{D_{\parallel}}{1+(\omega_c/\nu)^2} = \frac{v_e^2}{3\nu} \frac{1}{1+(\omega_c/\nu)^2}$ $= \frac{v_{ex}^2}{\nu} \frac{1}{1+(\omega_c/\nu)^2}$ より $D_{\perp} = \frac{v_{\perp}^2}{\nu}$ とおくと、 $v_{\perp}$ は v_{ex}, v_{ey} に相当し(9)式を得る。

となる。こうして ω , b , V_i , P_c , p および放電管の寸法 R , l を与えると V_s が求められる。一般に, $V_s = f(p l, f l, p R, \omega e / \omega)$ の形となる。更に, $b \gg 1$ の場合には, (15) 式は $\omega_e = e B / m$ を考慮して

$$V_s = \left\{ \frac{(e/m) V_i}{\sqrt{3} P_c} \right\}^{1/2} \frac{B l}{\sqrt{p} R} \dots\dots\dots (17)$$

となる。 V_s は周波数に無関係となり B に比例し, $\sqrt{p}$ に反比例する結果が得られる。

一方, やや気圧が高いときには, Brown の理論によると拡散による電子損失を考慮して⁽¹⁶⁾⁽¹⁷⁾, 強磁界中で磁界に垂直方向の拡散は無視できるものとすれば, D_x を x 方向の拡散係数, Λ_x を x 方向の平均拡散距離として,

$$Z = D_x / \Lambda_x^2 \dots\dots\dots (18)$$

となる。

ここで気圧が低く, 電子の平均自由行程 λ が容器の直径 $2R$ より十分大なる場合を考えれば, λ の代わりに $2R$ において実効的に $\nu = v_e / \lambda = v_e / 2R$, 磁界方向に電子の密度は均一と考えてよいので, $\Lambda_x = 2R$ とおく。そうすると

$$D_x = \frac{1}{3} \frac{v_e^2}{\nu} = \frac{1}{3} v_e^2 2R \dots\dots\dots (19)$$

これを(18)式に入れて

$$Z = \frac{1}{3} \frac{v_e}{2R} \dots\dots\dots (20)$$

となる。(20)式は(10)式の第2項に対して係数だけの相違であるから, (16)式の V_s は $\sqrt{3}$ が3になるだけでこれと一致する。このようにして, 一般には拡散支配放電機構の式からもっと低い気圧では(16)式へ移行するものと考えられる。

〈4・3〉 捕捉条件 これまでの放電開始電圧についての議論は, 電子が間げきに捕捉されていることが前提になっている。電子の変位が大きくなって電子の軌道が電極や管壁に衝突して, 捕捉がはずれると損失が大きくなり, 放電電圧は上昇する。捕捉の条件は(6)式または(7)式より x 方向について,

$$X_{\max} \leq l/2 \dots\dots\dots (21)$$

y 方向について

$$Y_{\max} \leq R/2 \dots\dots\dots (22)$$

となる。ここで, y 方向の壁までの実効距離は円筒形ガラス壁なので, R より小さい値として $R/2$ をとった。

図6に捕捉の効果を図式的に示す。曲線Aは(15)式によって求めた放電開始電圧を示し, 曲線Bは(21)式より求められる電子が x 方向の捕捉をはずれ,

図6 電子捕捉条件と開始電圧の計算
Fig. 6. Calculation of electron trapping condition and starting voltage.

電極へ衝突する電圧である。曲線Cは(22)式により, 同様に y 方向の捕捉をはずれ管壁へ衝突する電圧を示す。図の場合, 曲線AとBの交点の左側では放電は起きず, 交点の右側の曲線Aが放電開始電圧となる。この図の例では, y 方向で捕捉をはずれる前に x 方向で捕捉をはずれるので, A曲線とC曲線の交点は論ずる必要がない。曲線A, B交点から V_s の極小値 $V_{s, \min}$ とそのときの気圧 p_s が求まる。 $b > 1$, $\nu / \omega \ll 1$ に対して, (16)式の V_s と(21)式の等号に対する(7)式の $V(=El)$ とが等しい条件から

$$V_{s, \min} = \frac{\omega^2 l^2}{2e/m} b(b-1) \dots\dots\dots (23)$$

$$p_s R = \frac{4(e/m) V_i (b+1)^2}{\sqrt{3} P_c \omega^2 l^2 b^2 (b^2+1)} \dots\dots\dots (24)$$

が得られる。気圧を与えて(24)式により b が決まり, その b を(23)式に入れると $V_{s, \min}$ が求まる。

従って,

$$V_{s, \min} p_s R = \frac{2 V_i (b^2-1)(b+1)}{\sqrt{3} P_c b (b^2+1)} \dots\dots\dots (25)$$

となり, これは $f l$ に無関係となる。ここでは横方向の捕捉の条件は必要がなくなったが, 更に低い気圧では曲線Aが高電圧側へ移動するので, 曲線Aと曲線Cとの交点が曲線Bと曲線Cの交点より高い B で起こり, y 方向に捕捉される限界の磁界 B を決定するはずである。

次に, $b=1$ のときに V_s の極小値が現れない理由を述べる。(15)式の E が(21)式より求まる E より大きければ, 共鳴点では電子の捕捉がはずれるので, この点では V_s の極小値は現れない。すなわち

$$\omega l \leq \sqrt{\frac{8e V_i}{\sqrt{3} m P_c}} \sqrt{\frac{1}{p R}} \dots\dots\dots (26)$$

が共鳴点で極小値の現れない条件である。この条件が反対になれば $b=1$ で極小値が現れる。従って,

図 7 放電開始電圧の計算値
Fig. 7. Calculated starting voltage.

図 8 放電開始電圧の計算値
Fig. 8. Calculated starting voltage.

電子サイクロトロン共鳴を用いたプラズマ生成は、後者の条件を使っていることになる。

〈4・4〉 計算例 図 7 に $l=0.8$ cm のときに図 6 に説明したようにして求めた放電開始電圧 V_s と磁界 B の関係の計算値を気圧をパラメータとして示す。(16) 式の P_e としては電離電圧 $V_i=16$ eV に相当する電子エネルギーに対する値 $7,000 \text{ m}^{-1} \cdot \text{Torr}^{-1}$ を用いた。気圧が低いほど V_s は大きい。また低気圧ほど

捕捉が始まる V_s の極小値を示す $V_{s,\min}$ に相当する限界の B が大である。更に B が大きいところで V_s は B に比例している。これらは定性的には実験結果を説明している。

図 8 は $l=1.5$ cm についての計算結果を示す。これもだいたい同じ傾向を示している。

5. 検 討

間げき長 0.8 cm と 1.5 cm について、図 7 と図 8 に示した計算値と図 2、図 3 に示した実測値を比較すると、定性的な傾向は一致しているけれども、 V_s は計算値のほうが大きい。また、電子が捕捉される磁界 B の最低値は計算値のほうが小さい。 B が大になると計算値は B に比例するが、図 3 の実測値には飽和の傾向が現われる。計算値と実測値が一致しない理由について検討する。

理論では (13) 式で電子が消費する電力がすべて電離に用いられると考えたが、エネルギーの幾分の広がりやを考慮すれば、 V_s より小さいエネルギーでも電離しうる。(16) 式の P_e として電離エネルギーに相当する値をとったが、実際にはもっと小さいエネルギーに対する値 (P_e が大きい) をとるべきであるかもしれない。これらはともに V_s を下げる傾向にある。

次に、電子は管壁に衝突すると吸収されて損失になると考えているが、反射や二次電子放出が起きれば損失は減り V_s は低下する。(7) 式で管壁の面積を y 方向と z 方向に 2 等分して考えたが、実験では B が大になるときは、放電光は z 軸に集中するのが観測されており、 B によって磁界方向に垂直な実効面積が変化することもある。また、ガラス管の器壁の効果も考えねばならないであろう。そのため、図 3 の V_s が B の大きいところで飽和するのもかもしれない。図 2 では l が小さいため相対的にガラス壁の影響が少ないのではないかと考えている。

V_s と p の関係については、(16) 式より $b > 1$, $\nu/\omega \ll 1$ のとき、 V_s が $\sqrt{p}$ に反比例することが予測される。図 4 に示した実測値は p の 10^{-2} Torr 以下 ($\nu/\omega \ll 1$) は類似の傾向を示している。

図 3 で $b=1$ の両側で生ずる高い放電開始電圧は、電子の捕捉がはずれて電極への衝突が起きる領域で生じており、二次電子放出の影響であろう。更に $b < 1$ では、気圧が低いところでは電子の捕捉がはずれる。放電開始はマルチパクタ機構によると考えている。 $l=0.8$ cm でこの B が小さいところでの放電が生じないのは、 fl が臨界値以下では、ここでは詳しく述べていないが、マルチパクタ放電は起こらないためである。

6. 結 論

以上の結果をまとめると、

(1) ある臨界値以上の磁界で起こる放電では、電子が間げきに捕捉されることが必要である。従って、磁界がなければマルチパクタ放電も気体放電も生じない条件であっても、ある磁界を印加すればガス放電が開始し得る。この磁界の臨界値は f , p , R および l によって定まる。

(2) 放電開始電圧 V_s について理論的検討を行なったところ、一般に $V_s = f(pl, fl, pR, \omega_c/\omega)$ の形となる。

(3) $\omega_c \gg \omega \gg \nu$ では、 V_s は周波数に無関係で Bl に比例し $\sqrt{pR}$ に反比例する。

(4) 電子が電極間に捕捉される条件を考慮して、 V_s の極小値 $V_{s,\min}$ とそのときの気圧 p_s を求めた。

(5) $\omega_c = \omega$ で V_s の極小値が現れない条件を求めた。

(6) 一般に計算値と実験値は定性的に傾向は一致しても定量的には不十分である。その理由について論じた。

本論文で述べた V_s は放電の開始電圧であり、進展の条件は含んでいない。しかしながら、核融合装置で大きな障害となるアークまで進展するのは、回路条件、過電圧によるのであろう。給電用導波管の先端では、磁界が強く、放電は起きなくても、導波管の途中の磁界が弱い位置で低電圧でも放電する可能性がある。

(昭和60年2月21日受付, 同60年6月22日再受付)

文 献

- (1) 後藤:「核融合と電磁波加熱」, 信学誌, 65, 86 (昭58-1)
- (2) A. J. Hatch & H. B. Williams: "The secondary electron resonance mechanism of low pressure high frequency gas breakdown", *J. Appl. Phys.*, 25, 417 (1954)
- (3) A. J. Hatch & H. B. Williams: "Multipacting modes of high frequency gaseous breakdown", *Phys. Rev.*, 112, 681 (1958)
- (4) 玉河:「高真空中における高周波放電機構の実験的研究」, 電学誌, 76, 1033 (昭31-9)
- (5) 玉河:「高真空中における高周波放電の理論」, 同上, 76, 1167 (昭31-10)
- (6) D. H. Preist: "Multipactor effects and their prevention in high-power microwave tubes", *Microwave J.*, 6, 55 (1963)
- (7) J. R. M. Vaughan: "Some high-power window failures", *IRE Trans.*, ED-8, 302 (1961)
- (8) 林, 他:「低気圧中のマイクロ波放電」, 電学論A, 104, 315 (昭59-6)
- (9) S. Deb & S. N. Goswami: "Breakdown in high frequency electrodeless discharge at low pressure in the presence of a steady transverse magnetic field", *Brit. J. Appl. Phys.*, 15, 1501 (1964)
- (10) 電気学会編: 放電ハンドブック, p. 233 (昭49)
- (11) B. Lax, et al.: "The effect of magnetic field on the breakdown of gases at microwave frequencies", *J. Appl. Phys.*, 21, 1297 (1950)
- (12) S. J. Tetenbaum & R. M. Hill: "High power magnetic field controlled microwave gas discharge switches", *IRE Trans.*, MTT-7, 73 (1959)
- (13) G. B. Morse & E. J. Cook: "High-voltage rf breakdown in vacuum and near vacuum", *Proceedings Second International Symposium on Insulation of High Voltage in Vacuum*, p. 165 (1966)
- (14) 栗屋:「導体棒の自由振動周期に依る高周波電界強度測定法」, 信学誌, 20, 139 (昭12)
- (15) 武田: 気体放電の基礎, p. 155 (昭48) 東明社
- (16) 武田: 気体放電の基礎, p. 159 (昭48) 東明社
- (17) S. C. Brown: *Introduction to Electrical discharges in gases*, p. 165 (1966) John Wiley & Sons