

プラズマの基礎

奥田 孝美

名古屋大学工学部電気系学科 〒464 名古屋市千種区不老町

(1984年8月22日 受理)

The Fundamentals of Plasma

Takayoshi OKUDA

Department of Electrical Engineering, Faculty of Engineering, Nagoya University
Furo-cho, Chikusa-Ku, Nagoya 464

(Received August 22, 1984)

Various kinds of plasma are used for industrial applications. Among those, low pressure gas discharge plasma has been recognized to be a most elegant and efficient means for dry processing, such as treatment and deposition of material, etching, oxidation and polymerization.

For this reason, special attention is directed toward low pressure gas discharge, which is driven by direct current (d.c.) or high frequency (h.f.) electric field. The plasma thus produced is a partially ionized one with low-temperature and low-density. Therefore, the properties of the discharge as well as the plasma are governed by various collision processes.

In this note, the initiation and sustainment of the d.c. and h.f. discharges are considered. Also, the positive ion sheath formed around the electrode and the positive column with charge neutrality are separately discussed. Further, detailed descriptions are given to elucidate peculiar phenomena appearing in the h.f. discharge. These include the trapping of the charged particles, the sheath potential as affected by the asymmetrical electrode area and the self-bias voltage.

1. ま え が き

従来のプラズマ応用においては、その発光性、高温性および導電性が主として利用されてきた。具体的には、発光性を利用する各種放電灯、気体レーザおよび表示管、導電性を利用する制御、整流用放電管、放射線計数管、高温性を利用する溶接、加工および物質合成などがある。

これらのうち制御、整流用放電管は半導体素子に置き換えられたが、その他の応用は益々広げられつつある。とくに、最近低温プラズマと固体表面の相互作用を介する反応性を利用した半導体プロセス、材料加工および物質合成法が開発され、プラズマ応用の新しい時代を迎えた感がある。

ここにいう低温プラズマとは、気体温度が数100Kと低いもので、 10^4 Kのオーダの気体温度をもつ溶接、加工および物質合成に用いられる高温プラズマとは異なり、熱的非平衡状態にある。すなわち、低温プラズマでは気体原子、分子と荷電粒子、とくに電子との相互作用

が少なく、電子温度(10^4 Kのオーダ)は気体温度より高い。

一方、高温プラズマでは熱的平衡状態にあり、構成粒子は等温を保つ。

さて、低温プラズマの発生は比較的低い圧力(10^{-3} ~ 10 Torr)の気体を電界で加速された電子によって電離する、いわゆる電界電離を用いる。荷電粒子密度と中性原子・分子密度の比で定義される電離度は 10^{-4} 以下で低い。通常、荷電粒子密度は 10^9 ~ $10^{11}/\text{cm}^3$ である。前記高温プラズマは 10 Torr以上 atm のオーダの圧力で、気体の熱電離によって実現され、荷電粒子密度は 10^{13} ~ $10^{18}/\text{cm}^3$ で高い。いわゆる超高温プラズマといわれる核融合炉心プラズマは 10^{-4} Torr程度の低い圧力の気体を電界電離して作られ、温度は 10^7 K~ 10^8 Kで密度は 10^{13} ~ $10^{14}/\text{cm}^3$ である。

本稿では、低温プラズマを中心にその物理的過程について解説を行い、化学的反応および固体表面との相互作用については触れない。

2. 放電の開始

低温プラズマはいわゆる放電によって発生される。放電を開始するには、宇宙線、放射性物質あるいは紫外線などによって気体中に存在する初期電子を電界中で加速させ原子との衝突によって電離を起こさなければならない。電界中を正の電圧をかけた陽極に向かって衝突電離をしながら移動する。電子数はなだらかに増倍し、初期電子の存在に無関係に陰極と陽極の間に電流が持続する状態になって放電が開始される。放電が開始されれば、電源と回路によって決まる電流が流れる定常放電が維持される。電界としては、直流および高周波電界が用いられ、低温プラズマの発生に用いられる放電は直流グロー放電および高周波放電である。

直流グロー放電の場合について放電開始の条件を考えよう。Fig. 1 に示すように、陰極 C から n_0 個の電子が陽極 A に向かって進むとする。単位長当り発生する電子—イオン対の数を α とすると、陰極から距離 d にある陽極における対の数は $ne^{\alpha d}$ で、増加した電子数は $n(e^{\alpha d} - 1)$ で、これと同数の正イオンが発生し陰極に当る。陰極の正イオンによる 2 次電子放出係数を γ とすると、陰極から $\gamma n(e^{\alpha d} - 1)$ 個の電子が放出される。陰極からは n_0 個の初期電子も出発するので

$$n = n_0 + \gamma n(e^{\alpha d} - 1). \quad (1)$$

(1)より

$$n = \frac{n_0}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}. \quad (2)$$

したがって電子密度 J は

$$J = en_0 e^{\alpha d} = \frac{en_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}. \quad (3)$$

上式から、次の条件に近づけば J は n_0 に無関係に増大することが分かる：

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1. \quad (4)$$

上式を放電の開始あるいは破壊条件という。このように直流放電の開始には陰極における正イオンによる 2 次電子放出と空間中の電界電離が重要な役割を果たす。また (4) は、放電が開始された後にも成立ち、放電の持続条件といわれる。

放電開始電圧 V_s は (4) に α と電界 E の次の関係を代入すれば得られる：

$$\alpha = p A e^{-Bp/E}, \quad (5)$$

ここに A および B は定数で気体によって異なり、 p は圧力である。このようにして V_s は

$$V_s = \frac{Bpd}{C + \ln(pd)}, \quad (6)$$

ここに $C = \ln\{A/\ln(1+1/\gamma)\}$ である。このように V_s は

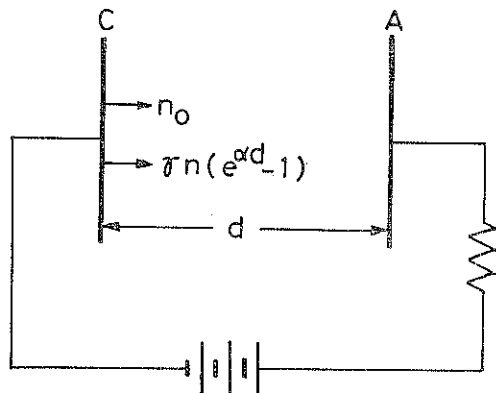


Fig. 1 Initiation of d. c. discharge. n_0 : numbers of initial electron, γ : coefficient of secondary electron emission by ion, α : ionization coefficient by electron.

pd の関数となる。ある pd で V_s は極小を示す。例えば Ar では、陰極が Fe の場合に $V_s = 265 \text{ V}$ でこの場合の $pd = 1.5 \text{ cm} \cdot \text{Torr}$ である¹⁾。

一方、高周波放電の放電開始の条件を考えると、高周波特有の問題に注目しなければならない。その第 1 は高周波電界の発生方法に、2 つの電極間に電圧を加える方法とコイルに高周波電流を流し、それによって発生する磁束の変化で生じる誘導起電力による方法があることである。これを Fig. 2 の (a) および (b) に示す。前者を電界形、後者を磁界形という。前者では、高周波電圧を $V \sin \omega t$ とすれば、電極間距離を L として高周波電界は $(V/L) \sin \omega t$ となる。一方、後者では、コイル電流を $I \sin \omega t$ 、単位長当りの巻数を n として磁束密度は $\mu_0 n I \sin \omega t$ となるから、半径 r の円周上の電界 E は

$$E = \frac{\pi r^2 \mu_0 n \omega I}{2\pi r} \cos \omega t = \frac{r \mu_0 n \omega I}{2} \cos \omega t. \quad (7)$$

第 2 の点は高周波電界中の荷電粒子は振動運動を行うことである。電界形の場合について、その模様を (a) に示す。変位の最大値 l が L に比べて小さければ、荷電粒子は電極間の空間内に捕捉される。逆の場合には直流電界と同じように電極に到達し、電極における 2 次効果、たとえば正イオンの陰極への衝撃による 2 次電子放出が生じる。高周波電圧の極性が周期的に変わると、陰極と陽極が入れ換わる。このような非捕捉条件の高周波放電は直流放電のくり返しとなる。

第 3 の点は外部回路には放電電流のほか電極間の静電容量 C による容量電流 $\omega C V \cos \omega t$ が流れることである。

さて荷電粒子の運動が中性原子・分子との衝突によって支配されるとして、高周波電界中の変位の式を求め

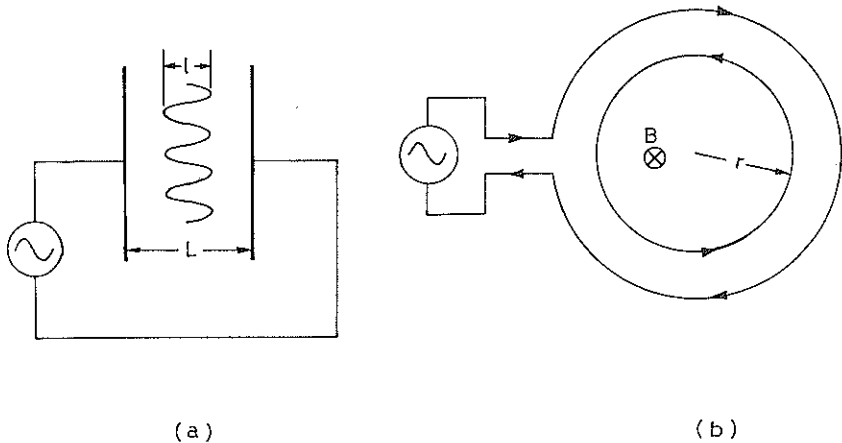


Fig. 2 Electron motion in h.f. discharge. (a) electric field type (oscillatory), (b) magnetic field type (circulating). Arrows show instantaneous directions of electric field.

捕捉条件を導びこう。荷電粒子の移動度を μ とすると、速度 dx/dt は

$$\frac{dx}{dt} = \mu E \sin \omega t. \quad (8)$$

$t=t_0$ で $x=0$ として上式から

$$x = \frac{\mu E}{\omega} (\cos \omega t_0 - \cos \omega t). \quad (9)$$

上式から、最大変位は $2\mu E/\omega$ で、 ω の増加とともに減ることが分かる。したがって、捕捉条件は次式で表わされる：

$$\frac{2\mu E}{\omega} \ll L. \quad (10)$$

電子の移動度はイオンのそれより大きいから、電子に対して(10)が満足される条件ではイオンに対してもそれは成り立つ。

捕捉条件が成り立つ場合には、高周波放電の開始条件は電子の発生率と損失率が等しい条件とみなすことができる。すなわち、電界電離による電子—イオン対の発生率と電極方向への拡散束 Γ_d の発散との釣り合いを示す次式で放電開始条件が与えられる：

$$\nabla \cdot \mathbf{F}_d = \nu_i n, \quad (11)$$

ここに ν_i は電離周波数、 n は電子密度である。 $\mathbf{F}_d$ は電子の拡散係数を D_e として次式で書かれる：

$$\mathbf{F}_d = -D_e \nabla n, \quad (12)$$

(11) および (12) より

$$\nabla^2 n = -\frac{\nu_i}{D_e} n. \quad (13)$$

一般に、上式のような拡散方程式の解は、拡散特性長を Λ で表わして次式で与えられる²⁾：

$$\frac{1}{\Lambda^2} = \frac{\nu_i}{D_e}. \quad (14)$$

間隔 L の平行平板系では $\Lambda = L/\pi$ である。電子の拡散によって決まる寿命 τ は

$$\tau = \frac{\Lambda^2}{D_e}. \quad (15)$$

したがって(14)および(15)から

$$\nu_i \tau = 1. \quad (16)$$

(14)あるいは(16)が、捕捉条件下の高周波放電の開始条件である。

なおここでは D_e は電子の自由拡散係数で、後述の両極性拡散係数とは区別される。

3. 放電の持続

(a) 直流グロー放電

放電が開始されると定常電流が流れる。電流が小さく、陰極直前に正イオンが集まってできる空間電荷層がまだ形成されない条件では発光は弱い。これをタウンゼント放電という。さらに電流を増やすと空間電荷層が形成される。これを陰極降下部といい、電圧のほとんどがここにかかる。陰極降下部と陽極の間の発光は強く、この部分を陽光柱という。このような放電が直流グロー放電（以後グロー放電という）である。

グロー放電は、電流密度の小さい正規グロー放電と電流密度の大きい異常グロー放電に分けられる。前者では、陰極降下部の電圧 V_p 、電流密度 J_p および陰極降下部の厚さ d_p は、気体とその圧力および電極の種類によって決まる一定値を持つ。したがって面積 S_c の陰極全面に電流が流入し電流 I が $J_p S_c$ を超えると陰極降下電圧は増え、陰極降下部の厚さは減少する。通常のプロセ

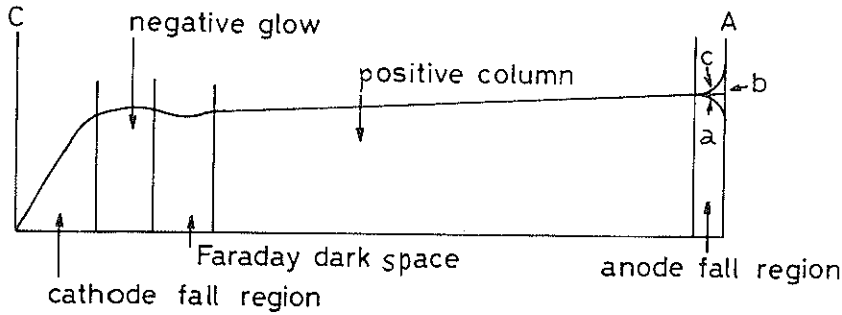


Fig. 3 Potential distribution in d.c. glow discharge. Curves a, b and c refer to cases, $\bar{J} > J_a$, $\bar{J} = J_a$ and $\bar{J} < J_a$, where $\bar{J}$ is thermal electron current density and J_a anode current density.

ス用にはこの異常グロー放電が用いられる。

グロー放電の陰極降下部の電位あるいは電界分布は正イオンの空間電荷によって決まり、放電開始時のように電界は一定でない。したがって電離係数 α は一定でない。放電の自続条件は、このことを考慮し、(4)に類似して次式で表わされる：

$$\gamma(e^{\int_0^d \alpha dx} - 1) = 1. \quad (17)$$

いま α の平均値 $\bar{\alpha}$ を用いて、 $\int_0^d \alpha dx = \bar{\alpha}d$ とおけば上式は

$$\gamma(e^{\bar{\alpha}d} - 1) = 1. \quad (18)$$

また $\bar{\alpha}d = \eta V$ で定義される電離能 η を用いて、持続条件を満足する電圧 V_a は

$$V_a = \frac{1}{\eta} \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right). \quad (19)$$

上式は正規グロー放電の陰極降下部の電圧 V_a を与える近似式であるが、厳密な扱いについては専門書を参考のこと¹⁾。また異常グロー放電では、正イオンの電荷交換および正イオンによる電離、準安定原子および発生した光による2次電子放出の効果を無視することができない³⁾。

陰極降下部の陽極側では、加速された高速電子による励起および電離が盛んに起こり、高密度で発光の強い負グロー部を作る。負グロー部の陽極側に低密度で発光の弱い領域、すなわちファラデー暗部が形成される。電流を運ぶに必要な電界によって密度が次第に高くなり、電界が弱く、発光の強い陽光柱へ移行する。グロー放電の電位分布を Fig. 3 に示す。この部分の軸方向の電界は、半径方向の外方への拡散損失を補うのに必要な電離を起こすだけの小さい値を持つ。ここでは、拡散は高密度において特長的な両極性拡散の性質を持ち、高周波放電の開始条件を表わすときに現われた自由拡散とは異なる。

る。このような両極性拡散では、電子の拡散は遅いイオンの拡散によって抑制され、逆にイオンの拡散は促進され、結局両者は同じ速度で拡散する。両極性拡散係数 D_a は次式で表わされる²⁾：

$$D_a = \frac{D_i \mu_e + D_e \mu_i}{\mu_e + \mu_i}, \quad (20)$$

ここに D_i および D_e はイオンおよび電子の拡散係数、 μ_i および μ_e はイオンおよび電子の移動度である。電子温度 T_e はイオン温度 T_i より十分高いときには、 $\mu_e \gg \mu_i$ とし、また $D_e/\mu_e = kT_e/e$ の関係を用いて上式は

$$D_a \approx \frac{\mu_i k T_e}{e}, \quad (21)$$

ここに k はボルツマン定数、 e は電子電荷である。

電子の発生率と損失率の釣り合いを表わす(15)で、 $\tau = A^2/D_a$ を A^2/D_e の代わりに用い次式を得る：

$$\nu_i = \frac{D_a}{A^2} \approx \frac{\mu_i k T_e}{e A^2}. \quad (22)$$

陽光柱は、陽極直前の陽極降下部で終わる。陽極降下部は、陽極へ外部回路から電源を通じて流入する電流を調節する機能を持つ。陽光柱内の熱運動電子電流密度 $\bar{J} = ne\bar{v}/4$ ($\bar{v}$ ：電子熱運動平均速度) と陽極電流密度 $J_a (= I_a/S_a$, I_a ：陽極電流, S_a ：陽極面積) との間に、 $\bar{J} > J_a$ の関係が成り立つときは、陽光柱から陽極への電子の流入を抑制するため Fig. 3 中の a のような電位分布を形成する。 $\bar{J} = J_a$ のときは b のような電位分布、 $\bar{J} < J_a$ のときには c のような電位分布となる。通常 a の電位分布をもち、軸方向の電子の運動に対して、陰極および陽極降下部が障壁の役目を果たし、軸方向に電子を閉じ込める効果を持つ。

(b) 高周波電界形放電

前述のように、完全に捕捉条件が満たされる場合には、直流グロー放電とは全く持続の機構が変わる。すなわち

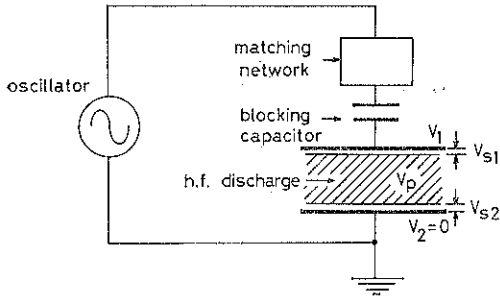


Fig. 4 H.f. discharge circuit. V_{s1} and V_{s2} are sheath voltages of electrodes 1 and 2, V_1 and V_2 are potentials of electrodes 1 and 2 respectively, and V_p plasma potential.

陰極における正イオン衝撃による2次電子放出は放電の持続に本質的な役割を演じない。もちろん交互に極性を変える高周波電圧によって電極と陽光柱（プラズマ）との電位差が現われ、空間電荷層すなわち電極降下部が形成される。陽光柱との電位差は用いる回路および電極の面積比による。通常用いられる回路を Fig. 4 に示す。高周波電源に整合用回路およびブロッキングコンデンサが接続されている。上部電極の電位を V_1 、接地された下部電極の電位を V_2 、上部電極の前における空間電荷層、すなわち電極降下部にかかる電圧を V_{s1} 、下部電極こそそれを V_{s2} とする。陽光柱（プラズマ）の電位 V_p は近似的にいたるところ等しいとする。速度の大きい電子の損失を抑制するため電極の電位はプラズマよりも低く、電極降下部は正イオンの空間電荷層である。

Fig. 5 に V_p および V_1 の時間的変化を示す。 V_2 は電位 0 の水平な直線（時間軸）で表わされる。図から分かるように V_p は V_1 および V_2 より常に高い。図で示す V_s は電極降下部にかかる電圧で、 t_1 における V_{s1} と t_2 における V_{s2} の比は電極の面積、すなわち静電容量によって異なることを以下に述べよう。ここで t_1 および t_2 ではそれぞれ電極 1 および 2 の電位が他方のそれより高く、複探極の考え方からそれらの電位は浮動電位に近いある一定値をとる。

電極降下部における電気伝導は空間電荷伝導式に従う。空間電荷伝導式には、無衝突を仮定するものと衝突支配、すなわち移動度表現の速度を用いるものがある⁴⁾。これらはそれぞれ次式で表わされる：

$$J_i = \frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{M}} \frac{V_s^{3/2}}{d^2}, \quad (23)$$

$$J_i = \frac{9\epsilon_0\mu_i}{8} \frac{V_s^2}{d^3}, \quad (24)$$

ここに ϵ_0 は真空誘電率、 V_s は空間電荷層にかかる電圧、 d はその厚さである。

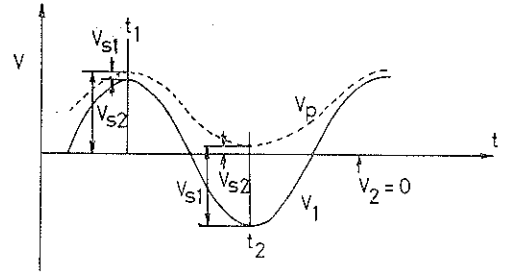


Fig. 5 Temporal variations of electrode and plasma potentials.

例えば (23) が成立つ場合には、両電極降下部に適して

$$\left(\frac{V_{s1}}{V_{s2}}\right)^{3/2} = \left(\frac{d_1}{d_2}\right)^2. \quad (25)$$

両電極降下部の静電容量を C_1 および C_2 とすると、電荷が等しいことから $V_{s1}/V_{s2} = C_2/C_1$ で、また C_1 および C_2 はそれぞれの面積 S_1 および S_2 に比例し、 d_1 および d_2 に反比例することから

$$\frac{V_{s1}}{V_{s2}} = \frac{S_2 d_1}{S_1 d_2}. \quad (26)$$

(25) および (26) から次式を得る⁵⁾：

$$\frac{V_{s1}}{V_{s2}} = \left(\frac{S_2}{S_1}\right)^4. \quad (27)$$

一方、(24) からは上式の右辺の $(S_2/S_1)^4$ の代わりに $(S_2/S_1)^3$ を得る。このように大きい面積ほど電極の前の電極降下部の電圧は小さい。(27) の実験的検証の結果、4 乗の代わりに 1 乗の依存性が得られた*。

4. 直流グロー放電の特性

(a) 陰極降下部

陰極降下部は正イオンの空間電荷層である。この空間電荷層が安定に形成されるため電荷中性のプラズマとの間に準中性遷移域ができることが必要である⁷⁾。これを Fig. 6 に示す。空間電荷層と遷移域の境界の電位はプラズマより $kT_e/2e$ 低い。したがって、境界における密度は

$$n = n_0 e^{-1/2} = 0.605 n_0, \quad (28)$$

ここに n_0 はプラズマ中の密度である。また境界におけるイオンの方向速度は

$$v_i = \sqrt{\frac{kT_e}{M}}, \quad (29)$$

ここに M はイオンの質量である。したがって、空間電荷層に流入する正イオン電流密度は

* この予測の実験の不一致は電極降下部の動的応答に関連するものと考えられる⁸⁾。

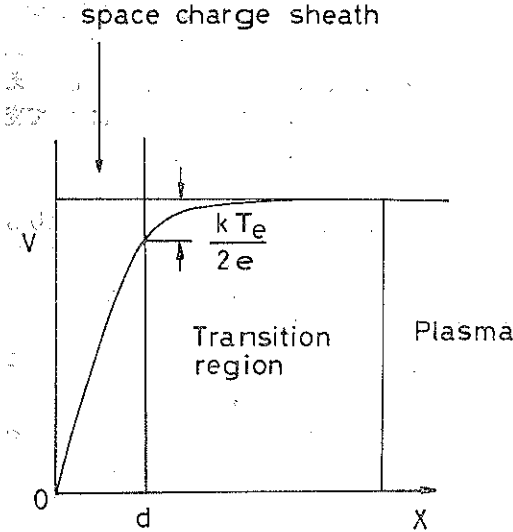


Fig. 6 Potential distribution near sheath. Potential difference between plasma and transition region, $kT_e/2e$, is determined by sheath criterion.

$$J_i = 0.605 n_0 e \sqrt{\frac{kT_e}{M}} \quad (30)$$

たとえば $T_e = 2.32 \times 10^4 \text{ K}$, $n_0 = 10^{10}/\text{cm}^3$ として, SiH_4 で $J_i = 0.2 \text{ mA/cm}^2$ を得る。

電極降下部における電気伝導は空間電荷伝導式に従う。速度表現によって2つの異なる式が得られ, それらは(23)および(24)で与えられた。

従来の実験では, Torr 程度の圧力でも(23)がよく成り立つことを示している⁸⁾。前述の SiH_4 の場合 $J_i = 0.2 \text{ mA/cm}^2$ の値を用いて $V = 500 \text{ V}$ の場合の d を計算すると $d = 0.73 \text{ cm}$ を得る。

たとえ衝突を無視した空間電荷伝導式が実験結果をよく説明できるといっても, 空間電荷層の中で衝突が無視できるわけではない。陰極降下部では前述のような電離のほか励起, さらに電荷交換が起こっている。とくに電荷交換の重要性は, 陰極の小孔から取り出されたイオンのエネルギー分布の測定によって指摘された⁹⁾。また2重に荷電したイオンの存在が確認されたが, それは陰極降下部で加速された電子によって負グロー中で発生したものである。

(b) 陽光柱

陽光柱内の電子は等方的な熱運動をしながら小さい軸方向電界の下で陽極方向に移動する。電子の発生率と損失率との釣り合いを示す(22)を用いて電子温度 T_e を求めよう。(22)の中に含まれる ν_i はマクスウェル分布を仮定して求め, $A = R/2.405$ (R : 管半径) として計算した結果次式を得る¹⁾ :

$$\frac{e^2 V_i / k T_e}{\sqrt{\frac{e V_i}{k T_e}}} = 6.7 \times 10^7 (c p R)^2, \quad (31)$$

ここに V_i は電離電圧で V の単位, p は圧力で Torr の単位, R は cm の単位で与えられる。また $c^2 = a V_i / \mu_i p$ で, a は全電離断面積 Q_i を表わす次式の中の定数で気体の種類によって異なる:

$$Q_i = n_0 \sigma_i = a p (V - V_i), \quad (32)$$

ここに n_0 は中性原子・分子密度, σ_i は電離断面積, V は電子エネルギーを V で表わしたものである。 SiH_4 については, $V_i = 11.8 \text{ V}$, $a = 0.4$ であるから¹⁰⁾, $\mu_i = 10^3 \text{ cm}^3/\text{V} \cdot \text{s}$ を仮定し, また $R = 1 \text{ cm}$ および $p = 1 \text{ Torr}$ の場合 T_e は約 10^4 K となる。

次にパワーの釣り合いから, 軸方向電界 E と電子温度 T_e との関係を求めよう。陽光柱の電子への入力パワー P_i は単位面積当たり $P_i = e n v_d E = e n \mu_e E^2$ である。損失パワー P_t は弾性衝突によるものと仮定して, 次式で表わされる:

$$P_t = n \int_0^\infty \frac{1}{2} m v^2 \kappa \nu_i 4\pi v^2 f(v) dv, \quad (33)$$

ここで m は電子質量, $\kappa = 2m/M$, ν_i は衝突周波数, $f(v)$ は速度分布関数である。 $f(v)$ としてマクスウェル分布を用いて次式を得る¹⁾:

$$E = 1.83 \times 10^{-4} \frac{\sqrt{\kappa}}{\lambda_e} T_e, \quad (34)$$

ここに E は V/cm , λ_e は電子の平均自由行程で cm , T_e は K で表わすものとする。 λ_e は衝突断面積を σ として $\lambda_e = 1/n_0 \sigma$ で与えられる。文献によると¹¹⁾, SiH_4 では $\sigma = 1 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$ で, p を 1 Torr , 気体温度 T_e を 300 K として $n_0 = 3.2 \times 10^{16}/\text{cm}^3$ であり, $\lambda_e = 0.03 \text{ cm}$ となる。(34)より $T_e = 1 \times 10^4 \text{ K}$ として $E = 0.4 \text{ V/cm}$ を得る。

5. 高周波電界形放電の特性

(a) 静電容量

高周波回路の中にある高周波放電の等価回路を Fig. 7 に示す。

図中の C_1 および C_2 は電極降下部の静電容量, R_1 および R_2 は電極降下部の抵抗, R_s は陽光柱の抵抗で非常に小さい。

静電容量の効果は周波数の増加とともに大きくなる。 $C = 1 \text{ pF}$, 周波数 $f = 13.56 \text{ MHz}$ で, 容量性インピーダンスは $1/\omega C = 2 \times 10^4 \Omega$ となる。一方電極降下部の抵抗 R は(22)から電極面積を S として

$$\frac{1}{R} = \frac{dJ_i}{dV} S = \frac{3J_i}{2V} S. \quad (35)$$

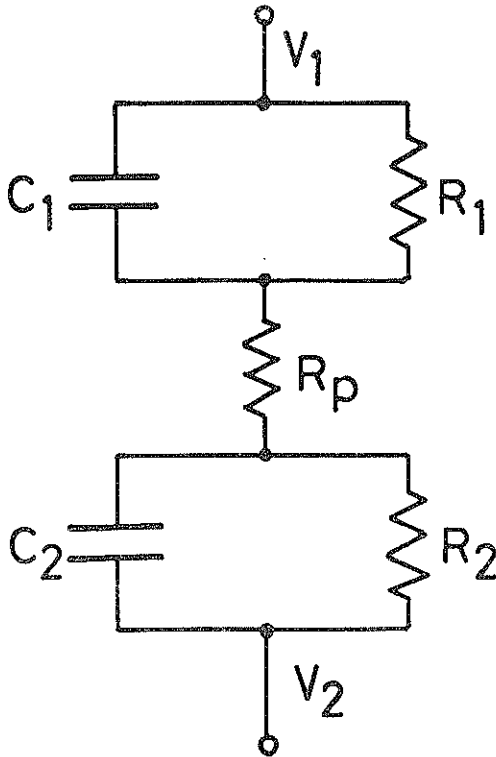


Fig. 7 Equivalent circuit of h.f. discharge. C_1 and C_2 are sheath capacitances, R_1 and R_2 sheath resistances respectively, and R_p plasma resistance.

たとえば $S=10\text{ cm}^2$, $V=500\text{ V}$, $J_i=0.2\text{ mA/cm}^2$ として $R=1.7\times 10^6\Omega$ となる。

(b) 捕捉効果

(10) によって捕捉効果を数値的に検討しよう。 $p=1$ Torr の SiH_4 , $f=13.56\text{ MHz}$ の場合を例にとる。 $T_e=1\times 10^4\text{ K}$ として、衝突周波数 $\nu_e=n_e\sigma\bar{v}_e=n_e\sigma\sqrt{8kT_e/\pi m}$ を計算し $\nu_e=2.2\times 10^9/\text{s}$ を得る。ここで $\sigma=1\times 10^{-16}\text{ cm}^2$ を用いた^{10), 11)}。 ν_e は $1/f$ に比べ大きく、衝突支配の条件の下で成り立つ (10) を適用できることが分かる。

SiH_4 中の電子の移動速度の実測から¹⁰⁾, $p=1$ Torr における移動度 μ_e を評価して, $u_e=3.1\times 10^6\text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ を得る。 $E=0.18\text{ V/cm}$ (後述参照) として, (10) より変位 $2\mu_e E/\omega$ は 0.013 cm となり, cm のオーダの寸法をもつプラズマ容器を考えると, 捕捉は完全であるといえる。なお上述の E の数値は陽光柱内の電界に対応する。電極降下部では電界の値は大きい, 電子に対しては減速電界となり電子数は少ないので捕捉効果を考える必要がない。

(c) 自己バイアス電圧

Fig. 4 に示されたような回路を考えると, 電極へ流入する電流の時間的平均は零でなければならない。もし

電圧—電流特性が非直線的であればこの条件を満たすため電極電位が変わることが予想される。両電極の面積比が大きいときには, 大きい方の電極の電位は一定と考えてよく, 小さい方の電極の電位が高周波電圧によって変化する。この事情はプラズマ中に挿入した探極のそれに類似している。

プラズマ中の電子の熱運動速度はイオンのそれよりも大きいので, 探極への電流が零となるいわゆる浮動電位はプラズマ電位よりも低い。すなわち探極を負電位にすることによって電子の流入を抑制する。Fig. 8 (a) に探極の電圧—電流特性および浮動電圧 V_f を示す。いまこの状態に高周波電圧を加えると, 横軸の上下の斜線を施した部分の面積は異なるため時間的的平均電流は零とならない。それを零とするためには (b) に示すように動作点を左方へずらせる必要がある。この電圧を自己バイアス電圧という¹²⁾。以下探極理論に基づいて自己バイアス電圧を求めよう¹³⁾。

いま探極あるいは小さい方の電極の電位がプラズマ電位を基準として ΔV にあるとすると, 電子電流密度 J_e は

$$J_e = \frac{n_0 e \bar{v}_e}{4} e^{e\Delta V/kT_e} = J_{e0} e^{e\Delta V/kT_e}, \quad (36)$$

ここに n_0 はプラズマ中の電子密度, $\bar{v}_e = \sqrt{8kT_e/\pi m}$ である。いま ΔV として自己バイアス電圧 V_{dc} と高周波電圧 $V \sin \omega t$ の和として次式で与える:

$$\Delta V = -V_{dc} + V \sin \omega t. \quad (37)$$

$\Delta V < 0$ として, 平均電子電流密度 $\bar{J}_e$ は

$$\begin{aligned} \bar{J}_e &= J_{e0} e^{-eV_{dc}/kT_e} \frac{1}{T} \int_0^T e^{eV \sin \omega t/kT_e} dt \\ &= J_{e0} e^{-eV_{dc}/kT_e} I_0 \left(\frac{eV}{kT_e} \right), \end{aligned} \quad (38)$$

ここに I_0 は第 1 種変形ベッセル関数, T は高周波の周期である。

一方イオン電流密度は (30) より

$$J_i = n_0 e \alpha \sqrt{\frac{kT_e}{M}} = J_{e0} \alpha \sqrt{\frac{2\pi m}{M}}, \quad (39)$$

ここに $\alpha=0.605$ である。したがって平均全電流密度は

$$\bar{J} = J_{e0} \left\{ I_0 \left(\frac{eV}{kT_e} \right) e^{-eV_{dc}/kT_e} - \alpha \sqrt{\frac{2\pi m}{M}} \right\}. \quad (40)$$

$\bar{J}=0$ を満足する V_{dc} は上式から求められる。すなわち

$$V_{dc} = \frac{kT_e}{e} \ln \left\{ \frac{I_0 \left(\frac{eV}{kT_e} \right)}{\alpha} \sqrt{\frac{M}{2\pi m}} \right\}. \quad (41)$$

(d) 電極降下部

高周波放電においては, 荷電粒子によって運ばれる対流電流が容量電流に比べて小さく, 同一電力の電源を考

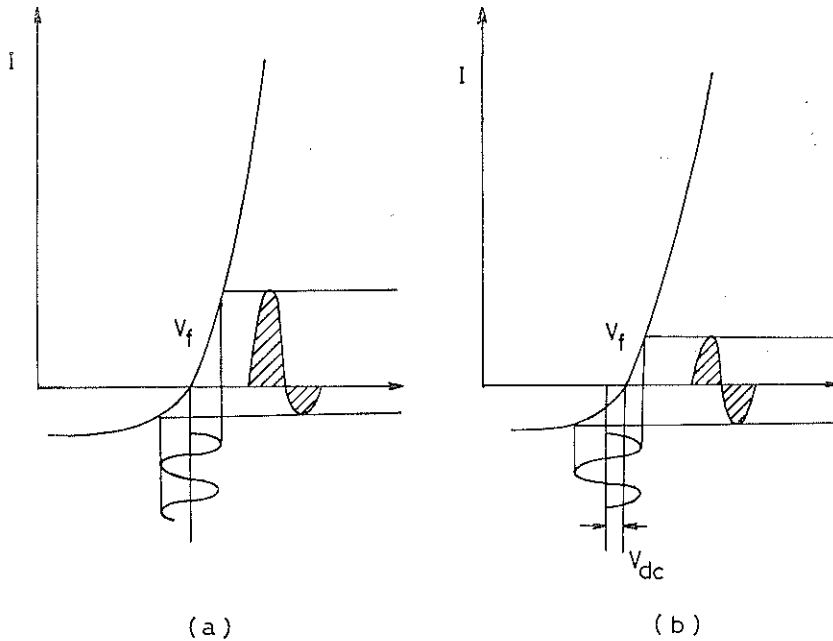


Fig. 8 Probe characteristics and self-bias voltage. (a) non-zero averaged current, (b) zero averaged current.

えると直流グロー放電の場合に比べて放電電流は小さい。

したがって電極における正イオン衝撃による2次電子放出などの2次過程の寄与は直流グロー放電に比べて少ない。また放電の持続には電極降下は本質的役割を果さない。

電極降下部におけるイオンの伝導は直流グロー放電の場合と同じである。重要な相異点は、時間的に電極降下に変化することである。しかしその変化は、重いイオンの運動のため遅い。質量の異なるイオンのエネルギー分析を行い、電極降下の形成におけるイオンの動的応答の効果を確認した実験がある¹⁴⁾。

(e) 陽光柱

高周波放電の陽光柱と直流グロー放電のそれとは本質的な相異はない。たとえば電子の発生率と損失率との釣り合いから求められた式(30)は高周波放電においても成り立つ。ただし、もし電極系が平行平板系では $A=L/\pi$ (L : 電極間距離) を $A=R/2.405$ の代わりに用いればよい。

また、入力パワーと損失パワーの釣り合いから求められた(34)は、もし衝突周波数 ν_c が ω より大きければそのまま成り立つ。しかし逆に、 ν_c が ω より小さい場合には実効電界 E_{eff} が次式で与えられることを考慮する必要がある:

$$E_{eff} = E_{rms} \sqrt{\frac{\nu_c^2}{\nu_c^2 + \omega^2}}, \quad (42)$$

ここに $E_{rms} = E_0/\sqrt{2}$ (E_0 : 最大値) である。したがって、(34)の右辺に因子 $\sqrt{\nu_c^2 + \omega^2}/\nu_c$ を掛けなければならない。

6. あとがき

本解説では、工業的に応用されているプラズマ機器の動作を基礎的に述べた。その対象は比較的低い圧力の気体を直流あるいは高周波電界によって電離して作られる低温プラズマで、その発生法に従って直流グロー放電および高周波電界形放電に分け、それらの放電開始および定常放電の特性を説明した。とくに定常放電の特性では、電極降下部および陽光柱を別々に論じ、電位分布、電気伝導、電子温度などを決める物理過程を示した。これらの記述の中に含まれる輸送係数、たとえば拡散係数、移動度、電離係数などはイオンおよび電子の分布関数、各種衝突断面積についての知見を必要とする。しかしプロセス用に供される化合物および、それがプラズマ中で反応して生じる分子に関する素過程のデータが十分でなく、その分野の研究者の協力が望まれる。

文 献

- 1) たとえば武田進: 気体放電の基礎, 昭47, 東明社。

- 2) たとえば奥田孝美：気体プラズマ現象，昭39，コロナ社。
- 3) たとえばエンゲル著，山本賢三，奥田孝美訳：電離気体，昭43，コロナ社。
- 4) 渡辺寧：空間電荷伝導論，昭24，修教社。
- 5) H. R. Koeinig and L. I. Maissel : I. B. M. J. Res. Develop. **14** (1970) 168.
- 6) 奥田孝美：電気学会雑誌 **83** (1963) 1922, 1931, 1940.
- 7) D. Bohm : *The Characteristics of Electrical Discharge in Magnetic Field* (ed. A. Guthrie and R. K. Walkerling) (1949). Mc Graw-Hill, New York and London.
- 8) A. Güntherschulze : Z. Physik **59** (1930) 433.
- 9) W. D. Davis and T. A. Vanderslice : Phys. Rev. **131** (1963) 219.
- 10) W. J. Pollock : Trans. Faraday Soc. **64** (1968) 2919.
- 11) たとえば田頭博昭ら：プラズマプロセッシング研究会資料，昭59.
- 12) H. S. Butler and G. S. Kino : Phys. Fluids **6** (1963) 1346.
- 13) A. Bochi and Magistrelli : Il Nuovo Cimento **29** (1963) 487.
- 14) J. W. Cobourn and E. Kay : J. Appl. Phys. **43** (1972) 4965.