チタン陰極室素導入中真空アーク放電における プラズマパラメータの圧力依存性

正員 榊 守 (豊橋技科大)

正員 榊 原 建 樹 (豊橋技科大)

Pressure Dependence of Plasma Parameters in Medium-Vacuum N_2 Gas Flow Arc Discharge with Titanium Cathode

Mamoru Sakaki, Member, Tateki Sakakibara, Member (Toyohashi University of Technology)

N_2 gas flow medium-vacuum arc plasma with titanium cathode is applied to the PVD process producing TiN films.

In this paper, plasma parameters of such arc are measured for the pressure range from 10^{-3} to 10^{-1} Torr using the optical emission spectroscopy and the probe technique. The experimental results show that the arc plasma contains Ti and N_2 as neutral particles, and Ti^+ , Ti^{++} and N_2^+ as ions. The spectral intensities of Ti^+ and N_2 have maximum values at pressures of 2×10^{-2} and 8×10^{-3} Torr, respectively. As the pressure increases from 10^{-3} to 10^{-1} Torr, the electron energy decreases from 1.3 to 0.2 eV and the electron density increases from 1.5×10^{10} to $1.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$.

As a result of analyzing the above characteristics using the corona model, it becomes evident that the pressure at which the number densities of Ti^+ ion and N_2 molecule are maximum coincides with that at which TiN films are produced in the prevailing arc PVD apparatus.

キーワード：中真空アーク放電，アーク方式 PVD 装置，プラズマパラメータ

1. はじめに

真空の圧力領域は低真空 (1 Torr 以上) から超高真空 (10^{-7} Torr 以下) に至るまで広範囲にわたっているが、本研究で主として取扱う $10^{-3} \sim 1$ Torr の圧力範囲は中真空と呼ばれているので⁽¹⁾，そのような雰囲気中で点弧されるアークを中真空アークと称することにする。

最近，この中真空アークを応用したアーク方式 PVD 装置による新素材開発技術が展開されている。この装置はイオンプレーティング法の一つであるが，ほかにはない多くの特徴をもっている。例えば，蒸発物質を陰極金属表面からアークスポットを介して直接蒸発させるので，蒸発物質の純度が高く，るつぼなどの容器を必要としない。従って，蒸発源を上下，左右に自在に多数配置できるので，装置の大形化が容易

で，複雑異形品にも均一に表面被覆することができ，更に，金属蒸気のイオン化率やイオンエネルギーが高いので，成膜速度も速く，密着性が良いことなどの特徴が注目されている⁽²⁾。

本装置は既に工具工業分野で種々の化合物の成膜に利用されているが，なかでも窒化チタン (TiN) 膜は高融点，高硬度で熱伝導性にも優れているため，切削工具の耐摩耗性被膜として実用化されている⁽³⁾。

しかしながら，この技術の開発は生成された膜の性能評価の観点から現象論的あるいは経験的な手法に基づいて行われてきており，プラズマパラメータと膜特性との関連を追求している研究は少ない⁽²⁾⁽⁴⁾。また，アーク放電の研究は，1 atm 以上の高気圧アークや真空遮断器に発生する高真空アークに関するものが多く，その中間領域である中真空アークに関する研究は比較的少ない。

本研究は、実用化されているアーク PVD 装置とはほぼ同一サイズのチャンバ中に点弧されたチタン陰極窒素ガス導入中真空アークのプラズマパラメータの圧力依存性を計測し、アーク PVD 装置の運転圧力との関係を明確にしようとするものである。

最初に、そのようなアークプラズマ中に存在する粒子種を同定し、次にチタン原子、チタンイオン、窒素分子および窒素分子イオンのスペクトル強度の圧力依存性を計測し、またプローブ法を用いて電子温度および電子密度の圧力依存性を計測する。更に、これらの計測値に対し、比較的低密度のプラズマに適用されるコロナモデル⁽⁵⁾を用いることにより、粒子密度とスペクトル強度との関連について考察を加え、実用化されているアーク PVD 装置の設定圧力の妥当性を論じる。

2. 実験装置

中真空アーク放電プラズマの発生装置を図 1 に示す。外径 $\phi 400$ mm、長さ 600 mm の円筒状チャンバ (SUS 304 製) 内の端に外径 $\phi 64$ mm 厚さ 25 mm の円柱状チタン陰極を設置した。陰極の裏面に水冷ジャケットを取付け、更にその裏側には円盤状永久磁石 (外径 $\phi 70$ mm、厚さ 6.3 mm、陰極表面に対し平行な磁束密度 0.5 mT) をはめ込むことで、陰極点を回転させた。陰極外周にはシールド板を設け、陰極表面と陰極前方のチャンバ壁面との間にアーク放電を維持するようにした。アークの電源として、溶接用直流電源 (開放電圧 50 V、定格電流 200 A) を用いた。

チャンバのほぼ中央、すなわち成膜の際に基板が置かれる位置である陰極前方 305 mm から放射されるスペクトル光をレンズで集光し、モノクロメータ (G 250, Nikon, 逆分散 6 nm/mm, ブレーズ波長 300 および 500 nm) の入射スリット (スリット幅: 0.05 mm) 上に結像させた。スペクトル光はホトマル (R 955, 浜松ホトニクス) で受け、そのアナログ出力をペンレコーダで記録した。

スペクトル診断と同一箇所におけるプラズマの電子温度および電子密度の計測の際に使用したシングルプローブの形状を図 2 に示す。先端は直径 0.2 mm 長さ 2 mm の円柱状のタングステンであり、その他の部分は二重のパイレックスガラス管で被覆絶縁した。Ti⁺ や Ti⁺⁺ のように金属イオンが存在するプラズマ中で、普通使用されているいわゆる一重封じ形のプローブを用いると、ガラス表面が金属によって汚染され、実験中に実質的なプローブ表面積が増大する。事実、測定の初期の段階で一重形プローブを用いていたときに、

図 1 実験装置

Fig. 1. Experimental arrangement.

図 2 プローブの概略

Fig. 2. Schema of probe.

同一実験条件下においてもプローブ電流の経時的増加が観測された。本研究で開発した二重形プローブを用いたときにはこのような傾向は全く見られなかった。

3. 実験方法

アーク放電の点弧に先立ち、チャンバ内を 10^{-7} Torr 程度に排気し残留ガスを除去した。その後、窒素ガスを導入し、点弧器を陰極に接触させ引離す接触点弧法によりアーク放電を起動した。窒素 (N_2 : 99.99% 以上) の流量を 6 ml/min (チャンバ内圧力 1×10^{-1} Torr における流量値) とし、排気速度を調節することで、放電中のチャンバ内圧力を $10^{-6} \sim 10^{-1}$ Torr の範囲に保持した。なお、この圧力はチャンバに取付けたピラニー真空計、電離真空計を使用して測定した窒素換算値である。アーク電流の値はアーク特性に影響を及ぼすが、今回は 50 A 一定とした。一般に、アーク電流が低くなるほど、アークは消弧しやすくなるが、この 50 A では 10^{-6} Torr の圧力においても放電が安定に持続した。

4. 測定結果

〈4・1〉 プラズマ中に存在する粒子種の同定

$10^{-6} \sim 10^{-1}$ Torr の圧力範囲でスペクトル特性を測定したが、そのうち圧力 1×10^{-1} , 1×10^{-2} , 1×10^{-3} Torr に関するものを代表として図 3 に示す。これらのスペクトルを種々の波長表⁽⁶⁾⁻⁽⁸⁾から同定した結果、

表 1 観測発光スペクトルの遷移
Table 1. Spectram and transition used for the spectroscopic measurement.

	波長 (nm)	遷移 (cm ⁻¹)
Ti	498.10	⁵ G ₆ ⁰ — ⁵ F ₅
		26910.69 — 6843.00
Ti ⁺	368.52	² F _{2 1/2} — ² D _{3 1/2}
		4628.61 — 31756.50
Ti ⁺⁺	251.60	³ F ₀ — ³ D ₃
		78158.70 — 38425.19
N ₂ 1 st Pos. (4, 1)	678.86	^B Πg — ^A Σu ⁺
		66371.25 — 51640.67
N ₂ 2 nd Pos. (0, 2)	380.49	^C Πu — ^B Πg
		89136.88 — 62854.98
N ₂ ⁺ 1 st Neg. (0, 0)	391.44	^B Σu ⁺ — ^X Σg ⁺
		151128.1 — 125666.6

図 3 中真空アーク放電プラズマの分光特性
Fig. 3. Spectroscopic property of medium-vacuum arc plasma.

測定波長範囲内ではプラズマからの放射光の中には次の粒子種からのスペクトルが観測された⁽⁹⁾。導入ガスである窒素に関するものとしては、励起 N₂ 分子のエネルギー準位 ^BΠg から ^AΣu⁺ への遷移に伴う放射スペクトルである N₂ 1st Positive Band 系 (以下、N₂ 1st Pos. と略記) の振動準位差 Δv=4, Δv=3, Δv=2 のシーケンス、エネルギー準位 ^CΠu から ^BΠg への遷移に伴う放射スペクトル N₂ 2nd Positive Band 系、および窒素分子イオン N₂⁺ のエネルギー準位 ^BΣu⁺ から ^XΣg⁺ への遷移に伴う放射であ

る N₂⁺ 1st Negative Band 系が観測された。陰極材料であるチタンに関しては、中性チタン原子 (Ti)、一価に電離したチタニオン (Ti⁺)、二価に電離したチタニオン (Ti⁺⁺) からのスペクトルが観測された。

また、得られたスペクトル分布において窒素原子からのスペクトル (例えば、窒素ガス中の火花放電において強く現れる波長 410.998 nm⁽¹⁰⁾) は観測されなかった。更には、チタンと窒素の化合物である窒化チタン (TiN) の存在を示すスペクトル (例えば、波長 613.862, 619.952 nm⁽¹¹⁾) も観測されなかった。

なお、次節以下でこれら粒子からのスペクトル強度の圧力依存性についてのべるが、観測する発光スペクトルの波長と、これに対応する遷移状態を表 1 に示す。

〈4・2〉 チタン原子およびチタニオンからのスペクトル強度の圧力依存性 Ti の 521.04 nm, Ti⁺ の 368.52 nm, Ti⁺⁺ の 251.60 nm の波長にモノクロメータの波長を設定して、圧力を変化させることによりそれらの波長のスペクトル強度の変化を記録した。図 4 はそれらの結果であり、各スペクトル強度の最大値を 1.0 としたときの相対値を示す。Ti⁺⁺ からのスペクトル強度は、圧力の増大に伴って減少しているが、特に、4×10⁻⁵ Torr から 1×10⁻³ Torr にかけて急激に減少している。一方、Ti⁺ からのスペクトル強度は、10⁻³ Torr までは低レベルにあるが、10⁻³ Torr を超えると急激に増大し、約 2×10⁻² Torr で最大値をとり、その後、急激に低下している。Ti からのスペクトル強度は 10⁻³ Torr 付近から徐々に増大し、1.2×10⁻² Torr で極大値を呈し、いったん減少した後、6×10⁻² Torr 付近から急激に増大している。

Martin⁽¹²⁾らは、著者らのものとほぼ同タイプの真空アークプラズマに関し、その軸方向に磁界をかけて、 3×10^{-6} から 3×10^{-3} Torrの圧力範囲で、Ti, Ti^+ および Ti^{++} からのスペクトル強度を測定している。それらの結果と比較してみると、 3×10^{-3} Torrまでは我々の結果とほぼ一致している。しかしながら、彼らの測定圧力範囲は、 3×10^{-3} Torrまでであるが、著者らはそれ以上の圧力範囲におけるスペクトル強度の圧力依存性を測定した。その結果、 Ti^+ からのスペクトル強度は 2×10^{-2} Torrで最大になることを見いだした。

〈4・3〉 窒素分子および窒素分子イオンからのスペクトル強度の圧力依存性 窒素分子の励起準位 $B^3\Pi_g$ から $A^3\Sigma u^+$ に遷移するとき放射される N_2 1st Positive スペクトルのうち678.86 nm (振動量子数差 $\Delta v=3$)にモノクロメータの波長を設定し、圧力を変えてそのスペクトル強度を測定した。その結果を図5に示す。圧力が 8×10^{-3} のときのスペクトル

図4 圧力に対するTi, Ti^+ , Ti^{++} スペクトル強度特性

Fig. 4. Spectral intensity of Ti, Ti^+ and Ti^{++} against pressure.

図5 N_2 1st pos. (4,1)のスペクトル強度-圧力特性

Fig. 5. N_2 1st pos. (4,1) spectral intensity against pressure.

強度の値を1として、それに対する相対値で表している。スペクトル強度は圧力が高くなるに従って、約 2×10^{-4} Torrから増大し始め、 8×10^{-3} Torrで最大となり、その後減少し、 1×10^{-1} Torr付近ではスペクトル強度は0.2となる。

Ti^+ からのスペクトル強度が最大となる圧力 2×10^{-2} Torrでは N_2 1st Positiveからのスペクトル強度は最大ではないが、最大値に対して0.85程度の高い値を呈している。

図6は励起窒素分子のうち N_2 2nd Pos. (0,2) : 380.49 nmのスペクトル強度と圧力との関係を計測した結果である。圧力が 2×10^{-3} Torrのときの相対値で表している。同図は図5に示した N_2 1st Pos.と似た特性を示すものの、圧力が 2×10^{-3} Torrでスペクトル強度が最大値に達している。この最大値の圧力は N_2 1st Posの場合よりも圧力の低いほうにシフトしていることがわかる。

図7は窒素分子イオン N_2^+ 1st Neg. (0,0) : 391.44

図6 N_2 2nd pos. (0,2)のスペクトル強度-圧力特性

Fig. 6. N_2 2nd pos. (0,2) spectral intensity against pressure.

図7 N_2^+ 1st Neg. (0,0)のスペクトル強度-圧力特性

Fig. 7. N_2^+ 1st Neg. (0,0) spectral intensity against pressure.

nm のスペクトル強度と圧力との関係を計測した結果である。圧力が 1.5×10^{-4} Torr のときのスペクトル強度に対する相対値で表している。このスペクトル強度は圧力の上昇に伴って増大し 1.5×10^{-4} Torr で最大値をとり、その後減少し、 1×10^{-3} Torr で極小値をとり、再び増大し、 6×10^{-3} Torr で極大値を呈した後減少し、 1×10^{-1} Torr で最小値をとり再び増大する傾向にある。

このスペクトルは表 1 に示したように、窒素分子イオンが励起エネルギー準位 $B^2\Sigma u^+$ (151128.1 cm^{-1} : 18.73 eV) からその基底準位 $X^2\Sigma g^+$ (125666.6 cm^{-1} : 15.58 eV) へ遷移する際、放射されるものである。一方、窒素分子の励起エネルギー準位は、高いもので $C^3\Pi u$ (89136.88 cm^{-1} : 11.05 eV) である。以上のことから、導入した窒素ガスが励起あるいは電離することによって放射されるスペクトルに関し、圧力が低い 1.5×10^{-4} Torr 付近では比較的高いエネルギー準位から放射されるスペクトル (N_2^+ 1st Neg.) の強度が強く、圧力がより高い 8×10^{-3} Torr 付近では比較的低いエネルギー準位から放射されるスペクトル (N_2 1st Pos.) 強度が強いことが判明した。

〈4・4〉 電子温度および電子密度の圧力依存性

前節まででアークチャンバのほぼ中央に位置するプラズマから放射されるスペクトルについて、その波長特性および強度の圧力依存性を計測してきた。本節では、同一箇所におけるプラズマの電子温度および電子密度の計測およびその結果について述べる。

プローブ測定を行う場合、プローブを直流可変電源を介して適当な基準電極に接続しなければならないが、この場合は陽極を基準電極に用いた。この放電の性質上、陰極降下電圧よりも陽極降下電圧のほうがはるかに低いので、プローブと基準電極間との電位差が低くなり、電圧操作上、いろいろと便利だからである。また、安全や雑音防止などの理由から陽極を接地した。

プローブには最初、十分に負の電圧を印加しておき、イオン電流領域から徐々に電流-電圧特性を X-Y レコーダ上に画かせていった。途中、電流の目盛りのレンジを適当な箇所でも何度も切換え、測定精度の向上に努めた。

このようにして得られたシングルプローブの電流-電圧特性から電子温度が計算できる。種々の圧力に関し得られた電子温度の結果を図 8 に示す。電子温度の値は圧力が 1×10^{-3} Torr のとき 1.3 eV 、 2×10^{-1} Torr のとき約 0.15 eV となり、その間、圧力の上昇に伴って単調減少している。森宮ら⁽¹³⁾は、単一陰極

図 8 中真空アーク放電プラズマの電子温度と圧力との関係

(陰極からの距離: 305 mm, アーク電流: 50 A)

Fig. 8. Electron temperature against pressure characteristics of medium-vacuum arc plasma (Distance from cathode: 305 mm, arc current: 50 A).

図 9 中真空アークプラズマの電子密度と圧力との関係

Fig. 9. Electron density against pressure for medium-vacuum arc plasma.

点銅真空アークプラズマの電子温度を計測し、50 A で 1.70 eV という値を得ている。このときの圧力は 5×10^{-7} Torr 台と著者らの場合に比べてかなり低く、電極構造も測定箇所も異なるため、両者を直接比較するのは無理であるが、図 8 のような今回の測定結果を圧力の低い方向に外挿すれば、森宮らの測定値に近く傾向にあることから、著者らの結果は妥当性があるものと考えている。

また、このようにして求めた電子温度、プローブの電流-電圧特性から求まる空間電位と飽和電子電流、およびプローブ表面積から電子密度が計算できる。その結果を図 9 に示す。電子密度は、圧力が 1×10^{-3} Torr から 1×10^{-1} Torr に上昇するのに伴って $1.5 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ から $1.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ へと増加している。一方、前述した森宮らは、実験条件は異なるが 50 A アークで $7.8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ という値を得ている。これは計測箇所が陰極から 10 mm と著者らの場合 (305 mm) と比べてかなり短いからであろうと考えられる。

5. 粒子密度とスペクトル強度との関係について

比較的低密度なプラズマに適用できるモデルとして、いわゆるコロナモデルがある。コロナモデルでは、電子の速度分布がマクスウェル分布であることを前提とし、電子以外の粒子の温度が電子温度以下であることを条件としている。なお、電子以外の粒子の速度分布についての仮定は特に必要としていない。このモデルが成り立つ電子密度の上限は、電子温度にもよるが、約 $2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ であるとされている⁽¹⁴⁾。本研究で取扱っている中真空 ($10^{-3} \sim 10^{-1} \text{ Torr}$) アークプラズマの電子密度は図9に示すとおり $1.5 \times 10^{10} \sim 1.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ であるからコロナモデルが適用できる。

コロナモデルでは着目している粒子のエネルギー準位が上位の準位 p から下位の準位 q に遷移する際に放出するスペクトル強度 $I(p, q) (\text{eV} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{s})$ は

$$I(p, q) = N_e N_g B(T_e, p, q) h\nu(p, q) \times \frac{A(p, q)}{\sum_{r < p} A(p, r)} \dots\dots\dots (1)$$

で表される⁽¹⁵⁾。ここで、 N_e は電子密度 (cm^{-3})、 N_g は基底状態にある粒子の密度 (cm^{-3})、 $B(T_e, p, q)$ は基底状態から準位 p への衝突励起係数 ($\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$)、 $h\nu(p, q)$ は準位 p, q 間のエネルギー差に対応する光量子エネルギー (eV)、 $A(p, q)$ は p から q への遷移確率、 $\sum A(p, r)$ は p から p より低いすべての準位への遷移確率の和である。

一方、 $B(T_e, p, q) (\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1})$ は次式で与えられる⁽¹⁶⁾。

$$B(T_e, p, q) = \frac{8.50 \times 10^{-4} g f(p, q)}{X(p, q) T_e^{1/2}} \times \exp\left(-\frac{1.161 \times 10^4 X(p, q)}{T_e}\right) \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 g はガUNT 因子、 $f(p, q)$ は放射振動子強度、 $X(p, q)$ は準位 p と q 間のエネルギー差 (eV)、 T_e は電子温度 (K) である。いま、特定の波長のスペクトル強度に着目、すなわち、 $p \rightarrow q$ を指定すれば、 p および q の関数である量は定数となるから、(1) 式は

$$I = K_1 N_e N_g B(T_e) \dots\dots\dots (3)$$

(2) 式は

$$B(T_e) = \frac{K_2}{T_e^{1/2}} \exp\left(-\frac{K_3}{T_e}\right) \dots\dots\dots (4)$$

と変形できる。ここで、 K_1, K_2 および K_3 は定数となる。

圧力が 10^{-3} から 10^{-1} Torr に上昇すると、電子温度は図8が示すように 1.3 から 0.3 eV に単調減少するため、(4) 式における、 $\exp(-K_3/T_e)$ は減少し、 $1/T_e^{1/2}$ は増加することになるが $\exp$ の項の変化が大きいため、 $B(T_e)$ は減少することになる。一方、圧力が 10^{-3} から 10^{-1} Torr に増加すると図9からわかるように N_e は 1.5×10^{10} から $1.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ にほぼ単調増加している。従って、圧力の上昇に伴って単調減少する $B(T_e)$ と単調増加する N_e との積 $N_e B(T_e)$ は $B(T_e)$ の変化の割合が大きいため単調減少の傾向を呈することになる。

以上のような傾向を念頭において(3)式を見ると、圧力の上昇に伴って、積 $N_e B(T_e)$ は単調減少の傾向を呈するため、 N_g の変化はほぼスペクトル強度 I の変化とある単調増加関数との積とみなすことができる。従って、図4に示した Ti^+ のスペクトル強度の変化の形は最大値が圧力の高い方向に若干シフトするものの Ti^+ の密度の変化の形をほぼ反映しているものと考えてよい。同様のことが図5、図6に関しても言え、励起 N_2 密度の圧力依存性は図5、図6とは最大値を呈する圧力の位置が高い方に移動するものの大勢は図5および図6の形に似ているものと考えられる。

6. む す び

現在、実用化されているアーク PVD 装置における TiN コーティングプロセスの際の操作圧力としては、 $2 \times 10^{-2} \sim 3 \times 10^{-2} \text{ Torr}$ が最適であるとされている⁽³⁾⁽¹⁷⁾。この値は、生成された TiN 膜の種々の特性(例えば、成膜速度、硬度、表面状態、密着性など)測定の評価から経験的に得られた値であって、TiN 膜の生成メカニズムの観点から追求されたものではない。

TiN 膜はチタンイオンがある速度をもって基板表面に衝突する過程で窒素分子ないしイオンを取込むことによって生成されるとされている。この際、基板表面に生成された結合力の弱い化合物はチタンイオンによってスパッタされることにより、均一で硬かつ密着性の優れた TiN 膜だけが成長するものと考えられている。従って、これらのチタンイオンや窒素分子のプラズマ中における振舞いを解明することが重要となる。

今回、計測した Ti^+ および励起 N_2 からのスペクトル強度、電子温度、電子密度から推定した Ti^+ および励起 N_2 密度が TiN 膜生成時の経験的最適圧力範囲 $2 \times 10^{-2} \sim 3 \times 10^{-2} \text{ Torr}$ 近傍で最大となることは、単なる偶然の一致ではなく、何らかの因果関係があるも

のと思われる。このことは、プラズマパラメータとしての Ti^+ および励起 N_2 の密度が TiN 膜形成の成長過程にとって、重要な役割を演じていると明言できる。換言すれば、実用化されているアーク PVD 装置で運転されている圧力では、一価のチタンイオンおよび励起窒素分子の密度が最大となっている事実が明確にされたと言ってもよい。

本研究を遂行する際、日新電機株式会社（研究開発本部 MAVS 開発部）から実験装置面で多大の援助をいただいたことに感謝いたします。

（平成 2 年 3 月 1 日受付，同 2 年 8 月 13 日再受付）

文 献

- (1) 辻：「最近の真空技術」，電学誌，104, 673 (昭 59-8)
- (2) H. Shinno, et al. : "In situ coating of low-Z materials by reactive vacuum arc deposition", *J. Nuclear Materials*, 133 & 134, 749 (1985)
- (3) H. Randham : "TiN-coated high-speed steel cutting tools", *J. Vac. Sci. Technol.*, A4, 2755 (1986)
- (4) I. I. Demidenko, et al. : "Ionization mechanism for nitrogen in a vacuum arc discharge", *Sov. phys. Tech. Phys.*, 29, 895 (1984)
- (5) 関口：現代プラズマ理工学，p. 213 (昭 54) オーム社
- (6) R. W. B. Pearse : The identification of molecular spectra, (1976) Chapman & Hall
- (7) W. F. Meggers : Table of spectral line intensities Part I Arranged by elements (1975) U.S. Department of commerce
- (8) H. E. White : Introduction to atomic spectra (1985) McGraw-Hill
- (9) 榊・今藤・榊原：「PVD イオン源として用いる真空アークの分光特性」，昭 61 電気学会全大，No. 191
- (10) 電気学会放電ハンドブック出版委員会：「放電ハンドブック」，p. 32 (昭 49) 電気学会
- (11) T. M. Dunn : "Rotational analysis of the red electronic emission of titanium nitride", *Can. J. Phys.*, 48, 1657 (1970)
- (12) P. J. Martin, et al. : "Characteristics of titanium arc evap-

oration processes", *Thin Solid Films*, 153, 91 (1987)

- (13) 森宮・池野：「単一陰極点銅真空アークプラズマのイオン速度分布関数の推定」，電学論 A，102, 423 (昭 57-8)
- (14) R. H. Huddleston & S. L. Leonard (eds) : Plasma Diagnostic Techniques, p. 207 (1965) Academic Press
- (15) 例えば，提井：プラズマ基礎工学 p. 232 (昭 61) 内田老鶴園
- (16) R. H. Huddleston & S. L. Leonard (eds) : Plasma Diagnostic Techniques, p. 214 (1965) Academic Press
- (17) 岡本・上條：「マルチアーク方式 PVD 装置による TiN 膜の研究」，日新電機技報，32, 56 (昭 61-2)

榊 守 (正員)

昭和 36 年 4 月 24 日生。62 年 3 月豊橋技術科学大学大学院修士課程修了。同年 4 月より釧路高専電気工学科助手，平成元年 4 月同講師。アーク放電プラズマの研究に従事。

榊 原 建 樹 (正員)

昭和 47 年 3 月名古屋大学大学院博士課程修了。同年 4 月同大学工学部助手，53 年 4 月豊橋技術科学大学工学部講師，55 年 4 月同助教授，61 年 8 月同教授。主に，PVD 用真空アークプラズマの診断，太陽・風力エネルギーの有効利用に関する研究に従事。