



Al-Ar 混合気体放電のプラズマパラメータとペニング効果

沖村 邦雄, 前田 直宏, 柴田 明

(福井工業高等専門学校)

(1994年 4月 6日受理 / 1994年 6月 21日改訂原稿受理)

Plasma Parameters and Penning Effect in an Al-Ar Mixture Discharge

OKIMURA Kunio, MAEDA Naohiro and SHIBATA Akira

Fukui National College of Technology, Sabaе, Fukui 916, Japan.

(Received 6 April 1994/revised manuscript: received 21 June 1994)

Abstract

Investigations on the relative role of Penning ionization as a mechanism for the ionization of vaporized Al in Ar discharge were carried out. Ar metastable atom densities were measured by optical absorption method in the Ar gas pressure range of 0.02~0.3Torr. Plasma parameters such as electron energy distribution functions and electron densities in Al-Ar mixture discharges were measured by means of an electrostatic probe technique. The results show that Penning ionization is an important mechanism for the ionization in Al-Ar mixture discharge at Ar gas pressure of 0.14Torr when the ratio of Al atom density to Ar atom density is 1.8×10^{-5} .

Keywords:

mixture discharge, metal vapor, electron energy distribution function, metastable atom, penning ionization,

1. はじめに

希ガスと金属蒸気の混合気体放電はスパッタリングやイオンプレーティングといった成膜に広く利用されている。スパッタリング法は、スパッタ率の大きい希ガスによってターゲット原子の成膜を行うため、希ガスとターゲット原子の混合放電となる。またイオンプレーティング法は、主に希ガスプラズマ中において金属を加熱蒸発させて薄膜を作成するものである[1]。これらの成膜法で

はスパッタされた原子あるいは蒸発した原子がプラズマとの相互作用によって励起、イオン化することが膜質に大きく影響することがわかっている[2]。特にイオンの存在は薄膜の堆積形態や結晶性を左右することが指摘されており、多くの装置がイオン化率の制御を課題としている[3,4]。しかし希ガスと金属の混合気体放電に関して、金属のイオン化機構やイオン化率を詳細に調べた例は少ない。著者らは反応性スパッタリングによる

アルミニウム化合物薄膜の作成などに用途のある Al-Ar 混合気体放電を対象としてプラズマパラメータを測定し、電子衝突電離による Al からの電子供給が支配的となることを示した[5]。一般的にこのような混合気体放電においては、希ガスの準安定原子によるペニング電離が存在することが知られている[6-8]。最近になってスパッタリング法による FeN 薄膜の作成において、プラズマ中の活性種を増加させる目的で He ガスを添加した結果、結晶性が向上したと報告されている[9]。

本研究では Al-Ar 混合気体放電を対象として、Ar 準安定原子によるペニング電離の寄与を検討する。Ar ガス圧が 0.02~0.3Torr の範囲で Ar 準安定原子の密度を測定した上で、Al 蒸発時の電子密度、電子エネルギー分布関数、発光スペクトル強度などを測定して考察を行った。その結果、Ar ガス圧が 0.14Torr のとき、Al と Ar の原子密度の比が 1.8×10^{-5} においてペニング効果が明確に現れることがわかった。

2. 実験方法

2.1 放電装置

実験に使用したのは Fig. 1 に示すような直流放電装置である。上部電極は陰極 (直径 70mm ϕ) で負電圧が印加されており、蒸発源およびステン

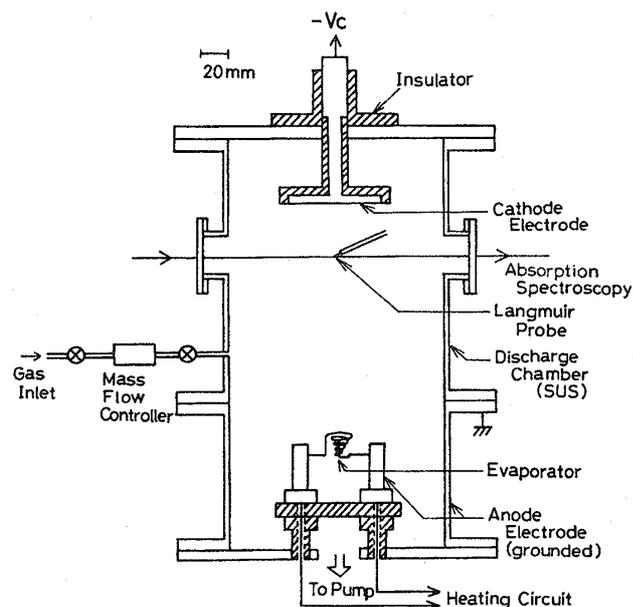


Fig. 1 Experimental Setup.

レス製の真空容器 (内径 150mm) は陽極であり接地されている。陰極と蒸発源の距離は 190mm である。蒸発源はタングステン線を用いた抵抗加熱方式である。Ar ガスの導入はマスフローコントローラを介して行った。Ar ガス圧を 0.02~0.3Torr の範囲で設定するために、拡散ポンプ排気により 10^{-5} Torr まで一旦排気後、ロータリーポンプ排気に切り換えて行った。Al 原子密度は後述するように吸収測定を行った。

2.2 原子吸収分光測定系

Ar 準安定原子 (以下 Ar*) 密度は原子吸収分光測定によって測定した。測定系は Fig. 2 に示すように Ar 封入のホローカソードランプからの光をレンズを通して平行光として放電空間に入射し、吸収を受けた光強度を幅 0.8mm の 2 つのスリットと光ファイバーから成る受光系で測定した。そして入射側と受光側を同時に移動させて陰極表面からの距離に対する吸収率の空間分布の測定を行った。Ar は 3P_0 (11.72eV) および 3P_2 (11.55eV) の 2 つの準安定準位を有するが、 3P_0 準位密度は 3P_2 準位密度に比べておよそ 1 桁小さかったので、本論文では 3P_2 準位密度を Ar* 密度として扱った。吸収測定に用いた波長は 3P_2 準位を下準位とする 811.5nm である。準安定原子密度の算出では既知の遷移確率を用い[10]、スペクトル線のプロファイルにはホローカソードランプの発光線および放電内の吸収線ともにドップラー拡がりによるガウス分布を仮定し、気体温度は 350K とした[11,12]。プラズマ長は放電容器の内径に等しい 150mm とした。

また蒸発した Al 原子密度も Fig. 2 と同様の原子吸収分光測定によって見積った[5]。蒸発源の

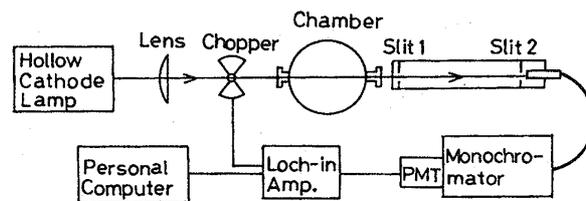


Fig. 2 Schematic diagram of the system for optical absorption spectroscopy with spatial resolution of 0.8mm.

電力を同一にすれば Al 原子の密度はほぼ同一に保たれるので, 実験に先だて Al 原子による吸収を測定し, 得られた密度の値を結果の検討に用いた.

2.3 静電プローブ測定系

静電プローブによるドリベステン (Druyvesteyn) 法 [13] を用いて電子エネルギー分布関数 (EEDF) $F(\epsilon)$ の測定を行うとともに, 空間電位, 電子密度を得た. 前報で詳細に述べたように Al 蒸気によるプローブの被膜を防ぐためにイオンボンバードの継続と数秒以内で測定を終える必要がある [14]. そこでドリベステン法によって電子エネルギー分布を測定するためにプローブ電流を電子回路によって 2 階微分する方法を採用した. Fig. 3 に EEDF 測定回路を示す. プローブ電流を電圧信号に変換し, バッファ, ローパスフィルタを介した後, 2 段の微分回路を通して微分を行った. オペアンプには, 高入力抵抗・低入力バイアス電流の特長をもつ TL071 を使用した.

プローブ電流を I_p , プローブバイアスを V_p , 電子の平均エネルギーを E , 電子密度を N_e とするとき以下の諸式に基づいてデータ処理を行った [15].

$$F(\epsilon) \propto \sqrt{\epsilon} d^2 I_p / dV_p^2 \quad (1)$$

$$\epsilon = e(V_s - V_p) \quad (2)$$

$$\int_0^\infty F(\epsilon) d\epsilon = 1 \quad (3)$$

$$E = \int_0^\infty \epsilon F(\epsilon) d\epsilon \quad (4)$$

$$N_e = 4I_{\text{esat}} / eA_p C_e \quad (5)$$

ここで ϵ は電子のエネルギー, C_e は平均電子速度, I_{esat} は電子飽和電流, A_p はプローブの表面積, e は素電荷である. $F(\epsilon)$ は (1) のように V_p に関する 2 階微分に対応するが, V_p として時間に比例して増加する直線性のよい三角波を使用しているため, 時間に関する 2 階微分に置き換えることができる.

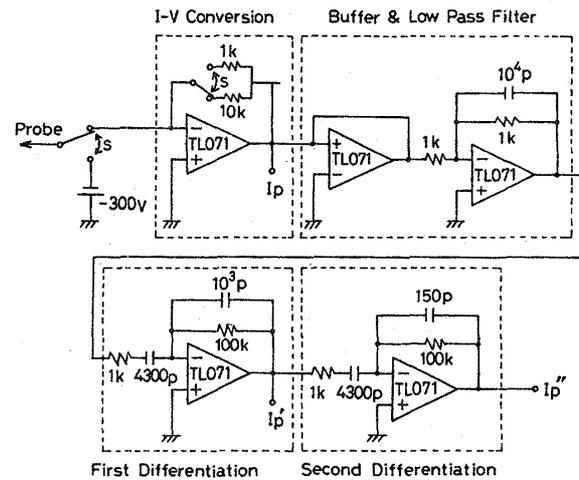


Fig. 3 Circuits of two differentiation stages for EEDF measurement.

Al-Ar 混合気体放電に対するプローブ測定は, Ar* 密度の測定結果に基づき, Ar ガス圧が 0.02Torr と 0.14Torr の 2 通りについて行った. プローブは Ar ガス圧が 0.02Torr の場合, 陰極面から 20mm の位置に, 0.14Torr の場合には陰極面から 10mm の位置に挿入して, いずれもプローブがシース端から数 mm 程度に位置するように設定した.

3. 実験結果と検討

3.1 Ar 準安定原子密度の空間分布

Fig. 4 は純 Ar 放電における Ar* 密度の空間分布であり, ガス圧が 0.05, 0.1, 0.2, 0.3Torr の 4 通りについて示した. Ar* 密度の値は 2.2 で述べた仮定に基づいて算出した. 放電電流は 10mA 一定とした. まず空間分布に注目すると, 陰極からある距離において最大値をとることがわかる. 例えば 0.1Torr では陰極から 12mm の位置で吸収率は最大値の 13% であり, Ar* 密度は $9 \times 10^8 \text{cm}^{-3}$ となっている. 0.1Torr の放電の様子を観察すると, 陰極から 7~8mm の陰極シース (暗部) を挟んだ後に明るい負グロー部が見られる. また 0.2Torr では負グロー端は陰極から 4~5mm の位置に見られる. したがって Ar* 密度は負グロー域に入るとともに増加して行き最大値となることがわかる. これは陰極から放出された 2 次電子 (γ 電子) がシース中で加速されて負グローに突

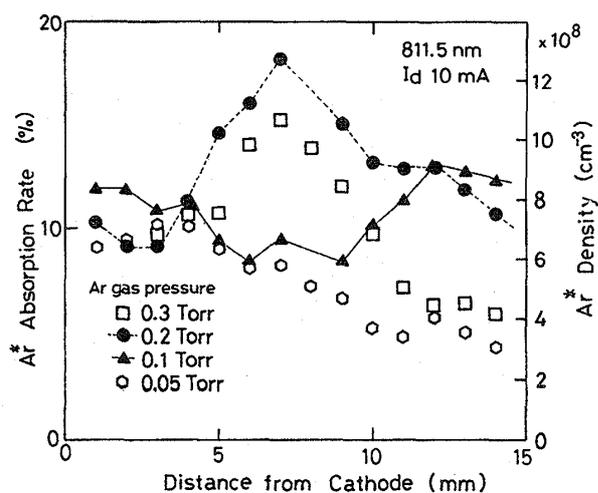


Fig. 4 Spatial distributions of absorption rates as a function of the distance from cathode for different gas pressure. Ar metastable atom (3P_2) densities derived from absorption rates are also shown. Discharge current is fixed at 10mA.

入するためと考えられ[16,17], 負グロー端において電子衝突励起に伴う発光が最も強いことと同様に解釈できる. ただし0.05Torrでは陰極付近から徐々に減少しており, 負グローに入ってもピークは見られない. これはガス圧減少に伴い, Ar原子密度と電子密度が減少するために電子衝突によるAr*の生成レートが低下することに加え, 拡散係数が大きくなるためと考えられる[18].

次にガス圧による変化に注目すると, 吸収率はガス圧上昇とともに増加して0.2Torrで最大値となるが, 0.3Torrでは再び減少することがわかる. これは0.3Torrでは電子エネルギーの低下がより効くためと考えられる. またガス圧が増加するほどAr*が負グロー端付近に局在化することがわかる. ガス圧が0.03Torrの場合, 陰極近傍での吸収は2%程度あったが負グロー中では1%以下であり, 0.02Torrでは全領域にわたって吸収は見られなかった. 更に放電電流に対する依存性を調べた結果, Ar*密度は放電電流の増加につれて増加し, その空間分布の変化は小さいものであった.

3.2 Al-Ar 混合放電のプラズマパラメータ

Ar放電中にAlを蒸発させた時の放電電流とAr811.5nmの発光スペクトル線強度の時間変化

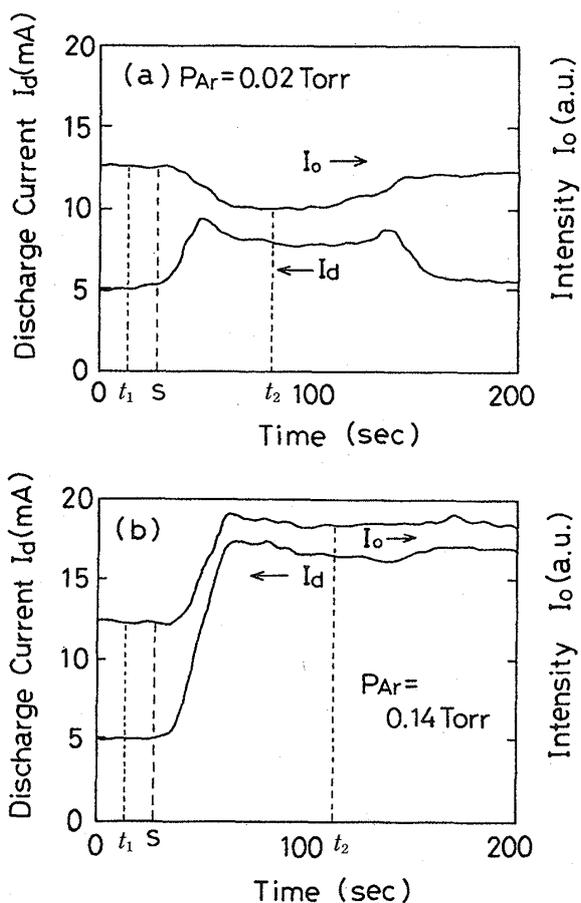


Fig. 5 Changes in discharge current and emission intensity of Ar 811.5nm line when Al were introduced into Ar discharges with gas pressure of (a) 0.02Torr and of (b) 0.14Torr. Probe measurements were performed at times t_1 and t_2 .

を Fig. 5 (a) (b) に示す. (a) と (b) では Al を蒸発させる前の純 Ar 放電のガス圧が異なっており, (a) は 0.02 Torr, (b) は 0.14 Torr である. 放電電流はどちらも 5 mA である. 蒸発させた Al 原子の密度は, (a) では $3 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$, (b) では $9 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$ 程度であった. (b) では (a) に比べて蒸発源への投入電力を増すことによって Al 原子の密度を大きくして, Al 原子密度の Ar 原子密度に対する混合比を近い値に設定した. その混合比の値は (a) では 4.2×10^{-5} , (b) では 1.8×10^{-5} である. Fig. 5 から, (a) (b) いずれの条件においても時間 S の蒸発開始とともに放電電流が増加しており, その最大値は (a) では 9 mA に, (b) では 17 mA に達している. このような放電電流の増加は, Ar に比べ電離エネルギーが格段に低い Al か

らの電子供給によって電子密度が増加すること起因している。

一方, Ar の 811.5nm のスペクトル線強度は (a) では減少するのに対して (b) では増加している。本研究で対象とするような低電子密度 ($< 10^{11} \text{cm}^{-3}$) のプラズマでは, Ar 原子が電子により基底状態から直接励起され, その励起状態からの消滅が光の放出のみによるというコロナモデルが適用できると考えられる [19]。したがってスペクトル線強度 I_0 のプラズマパラメータへの依存性は次式のように書ける [20]。

$$I_0 = A_1 N_e N_{\text{Ar}} \chi_{\text{pq}}(T_e) \quad (6)$$

ここで N_{Ar} は Ar 原子密度, T_e は電子温度, $\chi_{\text{pq}}(T_e)$ は電子衝突励起係数, A_1 は比例定数である。いま, プラズマ内の電子の速度分布がマクスウェル (Maxwell) 分布と仮定すると, $\chi_{\text{pq}}(T_e)$ は T_e

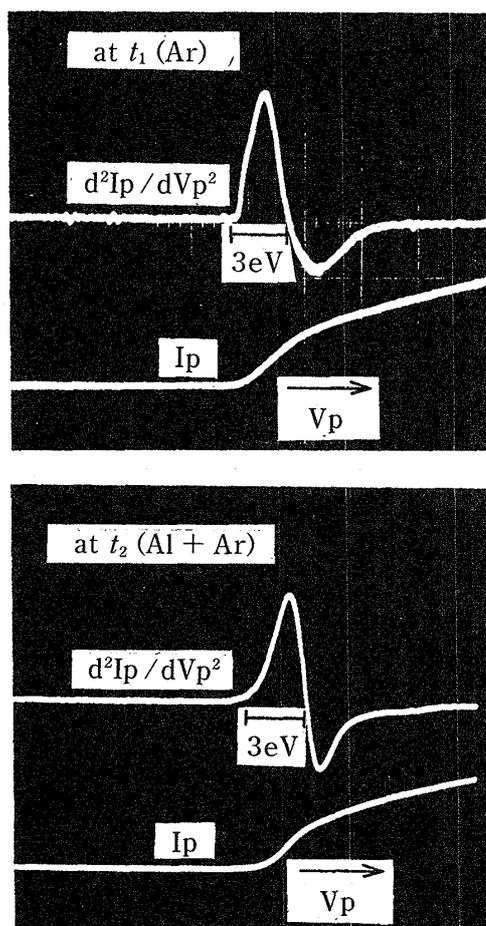


Fig. 6 Pictures of probe current (I_p) and its second differentiation ($d^2 I_p / dV_p^2$) at time t_1 and t_2 in Fig. 5 (b).

に関して $T_e^{-1/2} \exp(-\epsilon/kT_e)$ の依存性をもつために, I_0 は電子温度 T_e に強く依存することがわかる。例えば N_e が増加しても T_e が低下する場合, $\chi_{\text{pq}}(T_e)$ の減少がより効くために I_0 は減少傾向を示すと考えられる。そこで (a) および (b) の条件において蒸発前後の電子密度および電子エネルギー分布を調べた上で, スペクトル線強度の変化について議論することとする。

Fig. 6 は (b) の時刻 t_1, t_2 におけるプローブ電流とその時間に関する 2 階微分の波形の写真である。 t_2 では放電電流が 15mA 以上へ増加して信号レベルが大きくなっているがレンジを切り換えて t_1 とほぼ同じ高さで表示している。この波形

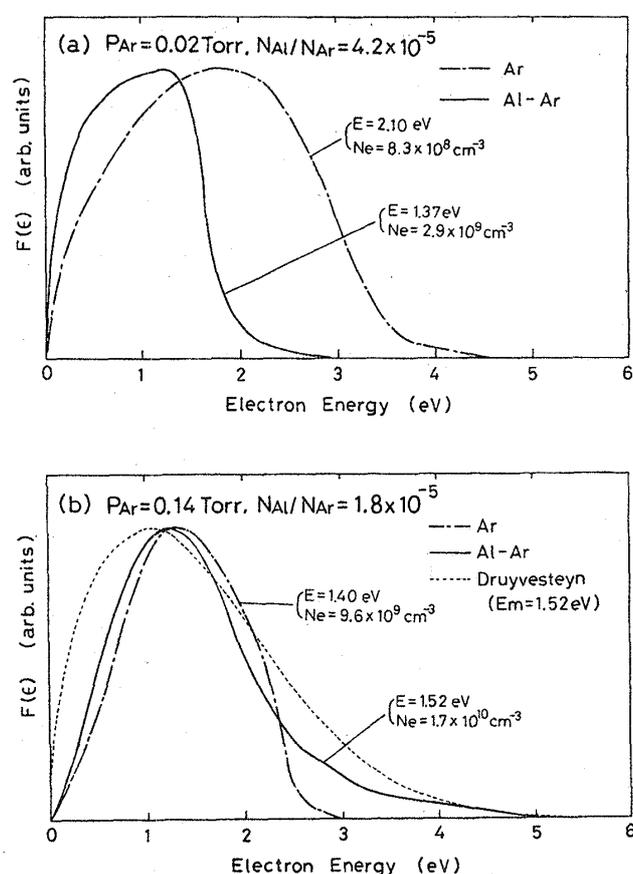


Fig. 7 Electron energy distribution functions in Ar discharges and in Al-Ar mixture discharges derived from the second differentiation signals at the time t_1 and t_2 in Fig. 5 (a) (b). Ar gas pressure P_{Ar} and the mixture ratio of Al atom density to Ar atom density $N_{\text{Al}}/N_{\text{Ar}}$ are (a) $P_{\text{Ar}} = 0.02 \text{Torr}$, $N_{\text{Al}}/N_{\text{Ar}} = 4.2 \times 10^{-5}$, (b) $P_{\text{Ar}} = 0.14 \text{Torr}$, $N_{\text{Al}}/N_{\text{Ar}} = 1.8 \times 10^{-5}$, respectively. Values of mean electron energy E and electron density N_e are also shown. Dotted line in (b) shows Druyvesteyn distribution with mean electron energy of 1.52 eV.

から求めた電子エネルギー分布関数 $F(\epsilon)$ を Fig. 7(b) に、同様に Fig. 5(a) の時刻 t_1 , t_2 で行ったプローブ測定の結果から得た $F(\epsilon)$ を Fig. 7(a) に示す。なお、2階微分波形から $F(\epsilon)$ を得るには空間電位 V_s を決定する必要がある。 V_s の決定に際して、(b) の場合、2階微分波形が零レベルを横切る電位は1階微分波形の極値とほぼ対応していたのに対して、(a) の場合には2階微分波形の零点は1階微分波形の極値よりも正バイアス側へシフトした電位であった。そこで Fig. 7 の $F(\epsilon)$ は(a)(b)ともに V_s を1階微分波形の極値として求めた。 Fig. 7 から(4)式に従って平均エネルギー E を算出すると(a)の場合、Ar 放電では 2.1eV, Al-Ar 混合放電では 1.37eV となり低エネルギー側へシフトすることがわかる。これは前報[5]において、ほぼ同様の実験条件でプローブの電圧-電流特性から電子温度を求めた結果、蒸発とともに低下するとした結果に一致している。また V_s におけるプローブ電流値を電子飽和電流 I_{esat} として(5)式から電子密度 N_e を求めると、蒸発前と蒸発後はそれぞれ $8.3 \times 10^8 \text{cm}^{-3}$ および $2.9 \times 10^9 \text{cm}^{-3}$ となった。これに対して Fig. 7(b) の平均エネルギーは、Ar 放電では 1.40eV, Al-Ar 混合放電では 1.52eV であり Al 蒸発とともに上昇している。電子密度は蒸発前と蒸発後でそれぞれ $9.6 \times 10^9 \text{cm}^{-3}$ および $1.7 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$ となり、いずれの値も(a)に比べてほぼ1桁大きい。更に $F(\epsilon)$ を見ると、Al-Ar 混合放電では 2eV 以下の分布は Ar 放電と差はないが 2~5eV のテイル電子の存在が見られる。したがって、再び(6)式に戻って Ar 811.5nm のスペクトル線強度の変化について考えると、(b)では電子密度の増加とともに前述のようなテイル電子の寄与によってスペクトル線強度が増加したと考えられる。一方、(a)の場合には電子密度は増加するが電子エネルギーが低エネルギー側へシフトするためにスペクトル線強度は減少したと考えられる。

このように(a)と(b)の実験条件で蒸発前後の $F(\epsilon)$ の変化の様子が異なることから電離機構を考察することができる。 Fig. 4 に示したように、(a)は Ar^* 密度が極めて低い条件であるのに対し

て(b)は Ar^* 密度が最大値となるガス圧領域である。そこで Ar^* によるペニング電離の寄与について以下考察する。

ペニング電離 ($\text{Al} + \text{Ar}^* \rightarrow \text{Al}^+ + \text{Ar} + e + \Delta\epsilon$) では、 Ar^* のポテンシャルエネルギー (11.55eV) と Al の電離エネルギー (5.99eV) の差のエネルギー $\Delta\epsilon$ (5.56eV) はプラズマ中の電子に付与される。したがって 0.14Torr の条件において、Al 蒸発とともに 2~5eV のテイル電子が検出され平均エネルギー E が増加したことはペニング電離による効果と解釈できる。次に、測定結果に基づいてペニング電離レートを求め電子衝突電離レートと比較してみる。電離レート R_i は次式によって計算される。

$$R_i = N_1 N_2 \langle \sigma v \rangle \quad (7)$$

ここで N_1 , N_2 は衝突に関与する粒子1および粒子2の密度、 $\langle \sigma v \rangle$ は両者の速度分布を考慮した電離の速度定数である。しかし本研究で行った電子回路微分による EEDF 測定では高エネルギーテイルの検出感度が低く、電離のしきい値以上のエネルギーをもつ電子成分は検出できなかった。一般にグロー放電中の EEDF はマクスウェル分布に比べて高エネルギー側へシフトするとともに高エネルギーテイル部が欠け、ドリベステン (Druyvesteyn) 分布に近くなることからわかっている[21]。そこで Al-Ar 混合放電の平均電子エネルギー 1.52eV を平均値とするドリベステン分布 (Fig. 7(b) 中の点線) を用いて電子衝突の電離レートの計算を行った。また Al と Ar^* のペニング電離の衝突断面積は測定例が見当たらなかったため、 Ar^* と Hg のペニング電離断面積の値[22,23]に基づいて $5 \times 10^{-15} \text{cm}^2$ 一定と仮定し、エネルギー依存性はないものとした。Al と Ar^* の相対速度は気体温度 500K の Al の速度を使用した。また Al の電子衝突電離断面積は Shimon らの測定値[24]を使用した。Al の原子密度および電子密度はそれぞれ前述の測定値を用いた。計算の結果、0.14Torr の場合平均エネルギーが 1.52eV のドリベステン分布を用いると、Al の電子衝突による電離レートは $4.7 \times 10^9 \text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$

となるのに対して, ペニング電離のレートは $6.5 \times 10^{10} \text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$ となり電子衝突に比べて1桁大きくなった. Ar の電離エネルギーは 15.76eV と高いために, Ar の電子衝突による電離は無視できる程度に過ぎない. この結果より, 0.14Torr の場合に, ペニング電離は Al-Ar 混合放電の主な電離源となっているといえる. $F(\epsilon)$ のプロファイルによって電離レートの値は変化するため, この計算値だけからペニング電離の寄与を定量的に評価することはできないが, 平均電子エネルギーの増加という測定結果と併せて考えれば, 電子衝突電離と同等かあるいはそれ以上の寄与を果たしているといえる. なお, 0.02Torr の場合には 1.37eV の平均エネルギーをもつドリベステン分布を用いると, Al の電子衝突による電離レートは $2.1 \times 10^7 \text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$ となる. ドリベステン分布では高エネルギー電子が少ないために, この値は前報[5]で EEDF をマクスウェル分布として求めた電離レートよりも3桁小さい. ペニング電離のレートを上回るようになるが, 平均電子エネルギーが低下するという結果から考えて Al の電子衝突電離が主な電離源でありペニング電離の寄与はほとんどないと考えることが妥当である. ガス圧が低くプローブ電流値が小さいために, Al の蒸発前, 蒸発後ともに高エネルギーテイル部の検出度が 0.14Torr の場合以上に低かったためと考えられる.

4. まとめ

Ar 放電中で Al を蒸発させる Al-Ar 混合気体放電において, Ar ガス圧が 0.02Torr と 0.14Torr の2通りの条件に対して, 分光法および静電プローブ法を適用して Ar 準安定原子密度, 電子密度, 電子エネルギー分布関数を測定した. Al 原子密度の Ar 原子密度に対する混合比は, 0.02Torr のとき 4.2×10^{-5} , 0.14Torr のときは 1.8×10^{-5} に設定した. Ar 準安定原子密度はガス圧の上昇とともに増加し 0.2Torr 程度で最大値となるが, その後は逆に減少することがわかった (Fig. 4). Ar 放電から Al-Ar 混合放電へ移行した

際, Ar ガス圧が 0.02Torr と 0.14Torr のいずれの条件においても放電電流は増加するが, Ar の線スペクトル強度は 0.02Torr では減少するのに対して 0.14Torr では増加するという特徴的な差異があることがわかった (Fig. 5). これは静電プローブ測定の結果から, Ar ガス圧が 0.02Torr では Al の蒸発に伴って電子密度が増加する一方電子エネルギーが低下するのに対して, 0.14Torr では電子密度の増加とともに電子エネルギー分布に高エネルギーテイル成分が生じて平均電子エネルギーが増加することに起因していると考えられた (Fig. 6, Fig. 7). 更に, 測定した Ar 準安定原子密度, 電子密度および電子エネルギー分布に基づいてペニング電離の電離レートを評価した結果, 0.14Torr では電子衝突電離のレートよりも1桁大きい値となった. これらの結果から, Ar ガス圧が 0.14Torr のとき, Al の Ar に対する混合比が 1.8×10^{-5} において, Ar 準安定原子によるペニング電離の寄与が大きいことがわかった.

謝辞

本研究を遂行するに際し, 終始御指導頂いた京都工芸繊維大学, 橋邦英教授に対し深甚なる謝意を表します. 福井高専, 安丸尚樹助教授には実験に御配慮頂くとともに貴重な御助言を頂いたことを記し深く感謝致します. また実験装置の製作に御協力頂いた福井高専実習工場に感謝致します. さらに福井高専校長, 田中茂利京都大学名誉教授には多くの激励を頂きました. ここに深謝の意を表します.

本研究は平成5年度文部省科学研究費(奨励研究 A)の援助を受けて行われた.

参考文献

- [1] D. M. Mattox, J. Vac. Sci. Technol. **10**, 47 (1973).
- [2] T. Takagi, Thin Solid Films **92**, 1 (1982).
- [3] Y. Murayama, Jpn. J. Appl. Phys. **13**, Suppl. 2, Pt. 1, 459 (1974).
- [4] A. Shibata, K. Okimura, Y. Yamamoto and K. Matubara, Jpn. J. Appl. Phys. **32**, 5666 (1993).
- [5] 沖村邦雄, 柴田 明, 橋 邦英: 真空 **36**, 545 (1993).

- [6] J. J. Kim, *Opt. Quantum Electron* **23**, S469 (1991).
- [7] H. Komatsu, S. Kano, H. Takuma and T. Shimizu, *Jpn. J. Appl. Phys.* **31**, L280 (1992).
- [8] H. Hotop and A. Niehaus, *Z. Physik* **215**, 395 (1968).
- [9] T. Fujii, T. Koyanagi, K. Morofuji and K. Matsubara, *Proc. 10th Symp. Plasma Processing*, p.71 (1993).
- [10] W. L. Wiese, M. W. Smith and B. M. Miles, *Atomic Transition Probabilities, Vol II*, NSRDS-NBS 22, Washington, D. C. (1969).
- [11] A. C. G. Mitchell and M. W. Zemansky, *Resonance Radiation and Excited Atoms*, Cambridge University Press, London (1971).
- [12] K. Tachibana, H. Tadokoro, H. Harima and Y. Urano, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **15**, 177 (1982).
- [13] 雨宮 宏: 日本物理学会誌 **39**, 119 (1984).
- [14] 沖村邦雄, 柴田 明: 真空 **36**, 303 (1993).
- [15] Quixun Lin, Xuangying Lin, Yunpeng Yu, Hong Wang and Jiayi Chen, *J. Appl. Phys.* **74**, 4899 (1993).
- [16] A. H. Sato and M. A. Lieberman, *J. Appl. Phys.* **68**, 6117 (1990).
- [17] S. Yagura, Y. Okuno, Y. Ohtsu and H. Fujita, *Jpn. J. Appl. Phys.* **31**, 1503 (1992).
- [18] 森崎良彦, 大内幹夫, 窪田忠弘: 電気学会論文誌 **112A**, 840 (1992).
- [19] R. H. Huddleston and S. L. Leonald (eds), *Plasma Diagnostic Techniques*, Academic Press (1965).
- [20] 榊 守, 榊原建樹: 電気学会論文誌 **111A**, 20 (1991).
- [21] F. Fujita and H. Yamazaki, *Jpn. J. Appl. Phys.* **29**, 2139 (1990).
- [22] S. Sawada, Y. Sakai and H. Tagashira, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **22**, 282 (1989).
- [23] D. J. Wren and D. W. Setser, *J. Chem. Phys.* **74**, 2331 (1981).
- [24] L. L. Shimon, E. I. Nepiipov and I. P. Zapesochnyi, *Sov. Phys. Tech. Phys.* **20**, 434 (1975).