放電ランプの始動に及ぼす不純ガスの影響

正会員 井上 昭浩*

Effects of Impurity Gases on Lamp Starting

Akihiro Inouye (Member)

(Tokyo Shibaura Electric Co., Ltd. Research and Development Center)

ABSTRACT

An arc discharge lamp starts usually through two steps, one is breakdown of gap and the other is glow-to-arc transition following the breakthrough.

If impurity gases exist, lamp starting voltage, namely, breakdown voltage and glow-to-arc transition voltage, increase. The impurity effect is represented as $(E^2 - E_0^2)/E_0^2$, that means an increasing ratio of electron energy loss by impurity gas to that by dominant gas, is proportional to relative impurity gas density, where E and E_0 are the axial electric field strength of the discharge space containing and not containing impurity, respectively.

Using values of lamp starting voltage, it is able to determine relative density of impurity gas and also decreasing constant of impurity gas density in the discharge lamp operating with impurity getter action. For example, density of the impurity gas, N_2 in a 400 watt metal halide lamp decreases as $n = n_0 \exp(-t/3)$, where t is time (hours).

1. 序 言

最近、メタルハライドランプにおいて、水銀ランプとの互換性を目的として、ネオンを主体としたペニングガスをを用いた低電圧始動形のものが開発された¹⁾²⁾。一般に、アーク放電ランプの始動現象は、まずグロー放電を開始し、次いでアーク放電へ転移することによって完了する 경우가多いが、特にネオンを主体としたペニングガスを始動ガスとして用いたランプでは、グロー放電開始現象と、グローアーク転移現象とがはっきりと分離し、後者は前者よりも不純ガスの影響を強く受けやすい²⁾。したがって放電ランプの始動を取り扱う場合には、このグロー放電開始現象(放電破壊現象)と、グローアーク転移現象との両方について記述しなければならない^{3)~7)}。

そこで本文では、この二つの電圧を区別して用い、両者を総称して始動電圧と呼ぶことにする。

それでは、一体どの程度の不純ガスにより、これらの電圧がどのくらい上昇するものであろうか。

ここでは、放電空間内の電子におけるエネルギー平衡の観点から、不純ガスによる種々の電子エネルギー損失過程を吟味し、不純ガス濃度と始動電圧の関係を明らかにしていく。

2. 電子エネルギー損失過程とエネルギー平衡式

放電ランプ放電空間内の一電子に着目すると、この電子が電界から得るエネルギー ε_0 は、一電子の全損失エネルギーに等しく、それは、励起もしくは電離したガスの拡散による損失 ε_d 、熱伝導損失 ε_c 、放射損失 ε_r の和と与えられる⁸⁾⁹⁾。

* 東京芝浦電気(株)総合研究所
本論文の一部は、昭和53年度照明学会全国大会および電気学会・光源関連装置研究会(昭和53年8月)において発表したものである。

$$\begin{aligned}\varepsilon_0 &= e v_d E_0 \\ &= \frac{e^2 \lambda_A E_0^2}{m_e c_0} \\ &= \varepsilon_d + \varepsilon_c + \varepsilon_r \dots\dots\dots(1)\end{aligned}$$

ここで、 e は電子の電荷量、 v_d は電子移動速度、 E_0 は不純ガスのない場合の陽光柱電界強度、 λ_A は電子の主ガスA中における平均自由行程、 m_e は電子の質量、 C_0 は電子最頻速度である。

一電子のエネルギー損失 ε は主ガスによる損失分 ε_A 、不純ガスによる損失分 ε_B の和であり、微量不純ガスBの混入によって、電子の平均自由行程 λ_A および最頻速度 c_0 が変化しないものと仮定すれば、電界強度を E として

$$\begin{aligned}\varepsilon &= \varepsilon_A + \varepsilon_B \\ &= \frac{e^2 \lambda_A E^2}{m_e c_0} \dots\dots\dots(2)\end{aligned}$$

となる。ここで

$$\begin{aligned}\frac{\varepsilon_B}{\varepsilon_A} &= \frac{\varepsilon_B}{\varepsilon_A} \\ &= \frac{E^2 - E_0^2}{E_0^2} \dots\dots\dots(3)\end{aligned}$$

なる値を考えると、この式は電子が電界から得るエネルギーのうち、不純ガスによって消費される部分の主ガスによって消費される部分に対する比率を示し、いわば、電子エネルギー損失増加率ともいうべきものであり、これが測定容易である不純物の混入した場合と、しない場合の電界強度の簡単な式で示されることになる。

不純ガスの作用は

(1) 直接、電子と不純ガスの衝突によるエネルギー損失

(2) 電子が不純ガスに付着することによるエネルギー損失

(3) ペニング電離における準安定励起原子が、不純ガスにより脱励起されることによるエネルギー損失

(4) 累積電離における準安定励起原子が、不純ガスにより脱励起されることによるエネルギー損失

の四とおりが考えられる。この(3)式の $\varepsilon_B/\varepsilon_A$ の値が、これらの電子エネルギー損失過程の違いによって、どのように表わされるかを以下に述べる。

2.1. 電子衝突モデル (電子と不純ガスとの直接衝突が支配的な場合)

電子および励起原子の生成消滅に関して、次式が成立する。

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \nu_i n_e - D_a p^2 n_e \quad (4-a)$$

$$\frac{\partial n_{A^*}}{\partial t} = \nu_{A^*} n_e - D_{A^*} p^2 n_{A^*} - S_A n_{A^*} \quad (4-b)$$

ここで、 n_e 、 n_{A^*} 、 ν_i 、 ν_{A^*} 、 D_a 、 D_{A^*} 、 S_A はそれぞれ電子密度、励起原子密度、電離周波数、励起周波数、電子拡散係数、励起原子拡散係数、主ガスAの放射損失に関する係数である。

放電に関して、準定常状態を考えると、 $\partial/\partial t=0$ としてよく、また $p^2 n/n=1/\Lambda^2$ を代入すると¹⁰⁾

$$\nu_i = \frac{D_a}{\Lambda^2} \dots\dots\dots(5-a)$$

$$\nu_{A^*} = \frac{D_{A^*}}{\Lambda^2} \frac{n_{A^*}}{n_e} + S_A \frac{n_{A^*}}{n_e} \dots\dots\dots(5-b)$$

である。電子の有する運動エネルギー $m_e c_0^2/2$ のうち f_A が主ガス原子との衝突により失われるものとする、 ε_A は次式で表わされる。

$$\varepsilon_A = \nu_{A^*} < f_A \cdot \frac{1}{2} m_e c_0^2 > \dots\dots\dots(6)$$

ここで、 $< >$ は平均値を意味する。(6)式の右辺は実際には次式で与えられている⁹⁾。

$$\varepsilon_A = \frac{2 m_e f_A c_0^3}{\sqrt{\pi} \lambda_A} \dots\dots\dots(7)$$

不純ガスに対する電子損失エネルギー ε_B は、(7)式で $A \rightarrow B$ と置換することによって得られる。

$$\varepsilon_B = \frac{2 m_e f_B c_0^3}{\sqrt{\pi} \lambda_B} \dots\dots\dots(8)$$

(7)、(8)式を(2)式に代入すると、

$$\frac{e^2 \lambda_A E^2}{m_e c_0} = \frac{2 m_e f_A c_0^3}{\sqrt{\pi} \lambda_A} \left(1 + \frac{f_B \lambda_A}{f_A \lambda_B} \right) \dots\dots\dots(9)$$

ここで、

$$\lambda_A = \frac{1}{n_A \sigma_A} \dots\dots\dots(10-a)$$

$$\lambda_B = \frac{1}{n_B \sigma_B} \dots\dots\dots(10-b)$$

$$c_0^2 = \frac{2 k T_e}{m_e} \dots\dots\dots(11)$$

を(9)式に代入して

$$\left(\frac{E}{p} \right)^2 = \frac{2 (2 k T_e)^2}{\sqrt{\pi} e^2 (\lambda_A p)^2} f_A \left(1 + \frac{f_B \sigma_B n_B}{f_A \sigma_A n_A} \right) \dots\dots\dots(12)$$

を得る。

ここで σ_A 、 σ_B は、それぞれ主ガスAおよび不純ガスBの電子衝突断面積、 k はボルツマン定数、 T_e は電子温度、 p はガス圧力である。不純ガスのない場合については(12)式で $n_B \rightarrow 0$ とすれば得られる⁹⁾¹¹⁾¹²⁾。

さて、(7)、(8)式を(10)式を用いて(3)式に代入すると次式を得る。

$$\frac{E^2 - E_0^2}{E_0^2} = \frac{f_B \sigma_B n_B}{f_A \sigma_A n_A} \dots\dots\dots(13)$$

これは、電子エネルギー損失増加率が、不純ガス相対濃度に比例し、かつ衝突損失係数 f と衝突断面積 σ の、主ガスの値と不純ガスの値との比に比例するものであることを示している。

2.2 電子付着モデル (不純ガスによる電子付着が支配的な場合)

電子付着が支配的な場合には、電子付着確率を h 、電子の不純ガスとの衝突頻度に関する係数を k_0 とすると、 hk_0 がいわゆる電子付着反応速度係数になり、(5)式と類似な式として次式が成立する。

$$\nu_i = \frac{D_a}{A^2} + hk_0 n_B \dots\dots\dots (14)$$

さきと同様に電子エネルギー損失 ε を、主ガス A による部分 ε_A と、不純ガス B による部分 ε_B とに分けるのであるが、 ε_A' を主ガス A の電離以外の電子エネルギー損失、 V_i を主ガス電離電圧とすると、

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \varepsilon_A' + \nu_i e V_i \\ &= \varepsilon_A' + \frac{D_a}{A^2} e V_i + hk_0 n_B e V_i \\ &= \varepsilon_A + \varepsilon_B \dots\dots\dots (15-a) \end{aligned}$$

$$\varepsilon_A = \varepsilon_A' + \frac{D_a}{A^2} e V_i \dots\dots\dots (15-b)$$

$$\varepsilon_B = hk_0 n_B e V_i \dots\dots\dots (15-c)$$

となる。したがって(15)式を(3)式に代入し、(7)、(10)、(11)式を用いると、

$$\begin{aligned} \frac{E^2 - E_0^2}{E_0^2} &= \frac{hk_0 n_B e V_i}{\varepsilon_A} \\ &= \frac{\lambda_A p \sqrt{\pi} \sqrt{m_e} e V_i}{4 \sqrt{Z} f_A (k T_e)^{3/2}} \frac{hk_0}{k T_A} \frac{n_B}{n_A} \dots\dots (16) \end{aligned}$$

となり、電子付着モデルも、電子エネルギー損失増加率は、やはり不純ガス相対濃度に比例し、電子付着反応速度係数 hk_0 に比例する。

2.3 ペニング電離脱励起モデル (不純ガスによる主ガス励起原子の脱励起が支配的な場合)

最近、Ar-Hg ペニングガスの放電破壊に対する不純ガス効果は、ペニング電離脱励起が支配的であるといわれている^{13)~15)}。ペニング電離脱励起の場合には次式が成立する¹⁶⁾¹⁷⁾。

$$\begin{aligned} \nu_{A^*} &= (k_1 n_I + k_2 n_B + k_3 n_A + k_3' n_{A^2} \\ &\quad + k_4 n_I + \frac{D_{A^*}}{A^2}) \frac{n_{A^*}}{n_e} \dots\dots\dots (17-a) \end{aligned}$$

$$k_1 n_I n_{A^*} = \frac{D_a}{A^2} n_e \dots\dots\dots (17-b)$$

ここで、 k_1 、 k_2 、 k_3 、 k_3' 、 k_4 および n_I は、準安定励起主ガス原子 A^* が、それぞれ、電離ガス原子 I を電離す

る反応速度係数、不純ガス原子 (または分子) によって脱励起される反応速度係数、主ガス原子との二体衝突で脱励起される反応速度係数、2 個の主ガス原子との三体衝突で脱励起される反応速度係数、電離ガス原子 I によって I を電離することなく、脱励起される反応速度係数および電離ガス I の密度である。

(15)式の場合と同様に、主ガス A の準安定励起レベル以外への電子エネルギー損失 ε_A' を用いて、電子エネルギー損失 ε を主ガス分 ε_A と不純ガス分 ε_B とに分ける。

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \varepsilon_A' + \nu_{A^*} e V^* \\ &= \varepsilon_A' + \frac{k_1 n_I + k_3 n_A + k_3' n_{A^2} + k_4 n_I + D_{A^*}/A^2}{k_1 n_I} \\ &\quad \frac{D_a}{A^2} e V^* + \frac{k_2 n_B}{k_1 n_I} \frac{D_a}{A^2} e V^* \\ &= \varepsilon_A + \varepsilon_B \dots\dots\dots (18-a) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_A &= \varepsilon_A' + \frac{k_1 n_I + k_3 n_A + k_3' n_{A^2} + k_4 n_I + D_{A^*}/A^2}{k_1 n_I} \\ &\quad \frac{D_a}{A^2} e V^* \dots\dots\dots (18-b) \end{aligned}$$

$$\varepsilon_B = \frac{k_2 n_B}{k_1 n_I} \frac{D_a}{A^2} e V^* \dots\dots\dots (18-c)$$

ここで、主ガス原子 A の準安定励起電圧を V^* とした。さきと同様(3)式に代入し、(7)、(10)、(11)式を用いて次式を得る。

$$\begin{aligned} \frac{E^2 - E_0^2}{E_0^2} &= \frac{k_2 n_B}{k_1 n_I} \frac{D_a}{A^2} \frac{e V^*}{\varepsilon_A} \\ &= \frac{\lambda_A p \sqrt{\pi} \sqrt{m_e} e V^*}{4 \sqrt{Z} f_A (k T_e)^{3/2}} \frac{k_2 n_B}{k_1 n_A} \frac{n_A}{n_I} \frac{D_a p}{(p A)^2} \dots\dots (19) \end{aligned}$$

したがって、この場合には、電子エネルギー損失増加率は不純ガス相対濃度に比例し、ペニング混合比 (n_I/n_A) に反比例する。また脱励起反応速度係数 k_2 に比例する。

2.4 累積電離脱励起モデル (不純ガスによる主ガス励起原子の脱励起が支配的な場合)

累積電離脱励起が支配的な場合には、主ガス A の単一電子衝突電離周波数 ν_i を考慮して次式を得る。

$$\begin{aligned} \nu_{A^*} &= (k_1 n_e + k_2 n_B + k_3 n_A + k_3' n_{A^2} \\ &\quad + k_4 n_e + \frac{D_{A^*}}{A^2}) \frac{n_{A^*}}{n_e} \dots\dots\dots (20-a) \end{aligned}$$

$$\nu_i + k_1 n_{A^*} = \frac{D_a}{A^2} \dots\dots\dots (20-b)$$

ここで、 k_1 および k_4 は準安定励起主ガス原子 A^* が電子によって衝突電離される反応速度係数、および脱励起される反応速度係数を表わし、他の係数はペニング電離脱励起の場合と同様である。

微量不純ガスの混入によって、電子の平均自由行程お

よび最頻速度のほかに、電子密度も変化しないものと仮定すれば、 ε_A^1 を主ガスAの準安定励起および単一電子衝突電離以外への電子エネルギー損失として、

$$\begin{aligned}\varepsilon &= \varepsilon_A' + \nu_A e V^* + \nu_i e V_i + k_1 n_A^* (e V_i - e V^*) \\ &= \varepsilon_A + \varepsilon_B \dots\dots\dots (21-a)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\varepsilon_A &= \varepsilon_A' + \frac{D_a}{A^2} e V_i + \frac{k_3 n_A + k_3' n_A^2 + k_4 n_e + \frac{D_A^*}{A^2}}{k_1 n_e} \\ &\quad \left(\frac{D_a}{A^2} - \nu_i \right) e V^* \dots\dots\dots (21-b)\end{aligned}$$

$$\varepsilon_B = \frac{k_2 n_B}{k_1 n_e} \left(\frac{D_a}{A^2} - \nu_i \right) e V^* \dots\dots\dots (21-c)$$

と置くことができる。したがって、さきと同様に次式を得る。

$$\begin{aligned}\frac{E^2 - E_0^2}{E_0^2} &= \frac{k_2 n_B}{k_1 n_e} \left(\frac{D_a}{A^2} - \nu_i \right) \frac{e V^*}{\varepsilon_A} \\ &= \frac{\lambda_A p \sqrt{\pi} \sqrt{m_e} e V^*}{4 \sqrt{z} f_A (k T_e)^{3/2}} \frac{k_2 n_B}{k_1 n_A} \frac{n_A}{n_e} \\ &\quad \left(\frac{D_a}{A^2} - \nu_i \right) \frac{1}{p} \dots\dots\dots [22]\end{aligned}$$

すなわち、累積電離脱励起が支配的な場合には、電子エネルギー損失増加率は、不純ガス相対濃度 n_B/n_A に比例し、電子密度比 n_e/n_A に逆比例し、さらに脱励起反応速度係数 k_2 に比例する。

3. 実験

前節の結果によると、不純ガスによる電子エネルギー損失機構がどのようなものであっても、電子エネルギー損失増加率 $(E^2 - E_0^2)/E_0^2$ が、不純ガス相対濃度に比例することが推論される。このことは電子と不純ガスの相互作用が直接的であれ間接的であれ、窮極的に二体衝突であることを仮定したことによるものである。もしも一電子と二不純ガス原子（または分子）の三体衝突が支配的であるならば、不純ガス濃度の自乗に比例して電子エ

図2 測定用放電管

ネルギー損失増加率が変化するであろう¹⁰⁾。ここでは、前節の結果が正しいかどうかを実験的に検討していく。

3.1 放電管、排気装置ならびに測定法

本実験で用いた排気系構成図を図1に示す。測定用放電管の近傍の二つのスローリークバルブから、主ガスおよび不純ガスを導入し、放電管でガス混合が速やかに行なわれるように配慮してある。ガス圧力は $10^{-4} \sim 20$ Torr 直読デジタル表示差動膜圧力計を用いて測定した。

陽光柱電界強度の測定には図2(a)に示す内径21.6 mm、電極間距離10 cm、電極として15 W けい光灯用電極で、ハロゲン化水素を不純ガスとして用いる場合には酸化ナトリウム粉末を、水素、窒素を不純ガスとして用

図3 プローブ測定回路

いる場合には、酸化バリウムカルシウムをエミッタとして用いた放電管を使った。中央部に10 mm 離れた2本のプローブ（直径0.35 mm、先端裸部2 mm）をダブルプローブとして用い、そのプローブ間の電圧電流特性から、陽光柱の電子温度および電界強度を求めた¹⁸⁾¹⁹⁾。放電電流はすべて100 mA 一定とした。陽光柱電界強度は両プローブ間の電流がゼロとなったときのプローブ間電位差で与えられる。図3にプローブ測定回路を示す。

放電開始電圧の測定には、図2(b)に示すような内径20 mm、主電極間距離42 mm、直径0.9 mmのタングステン軸棒に直径0.5 mmの巻き戻しタングステンコイルを装着し、酸化ナトリウム粉末を塗布した電極を有し、一方の側に、始動補助電極を配した石英製の400 W メ

図1 排気系構成図

V ₁₋₁₃ : バルブ	DT: 放電管
SV ₁₋₄ : スローリークバルブ	RP: ロータリーポンプ
AGR ₀₀₋₃ : 主ガスだめ	SP: ソープションポンプ
BGR ₁₋₃ : 不純ガスだめ	IP: イオンポンプ
PG: 真空計	CM: 膜圧力計

タルハライド用放電管を用いた。放電開始電圧測定は直線上昇電圧を印加し、放電開始電圧を累積記録し、その最小値を放電開始電圧として用いている³⁾⁻⁵⁾。

ところで、不純ガス混入の前後で、電子密度を不変に保てば、(5), (14), (17), (20)式から、どの電子エネルギー損失過程においても、不純ガス損失項以外は変化しないから、不純ガス混入による電界上昇分エネルギーは、不純ガスによるエネルギー損失分だけと平衡し、電子の拡散などによる損失は一定に保たれる。したがって測定に際しては電子密度を一定にすべく、 μ を電子移動度として

$$\frac{E}{j} = \frac{E_0}{j_0} = \mu n_e \dots\dots\dots (23)$$

としなければならない。

図 4 陽光柱における電流電界強度特性 (全圧20Torr)

図 5 陽光柱電流電界強度特性模式図

放電管 A の電流電界強度特性は図 4 のようであり、その模式図を図 5 に示す。主ガスだけの j - E 特性を A - A' 、不純ガス混入の場合のそれを B - B' とし、 A - A' および B - B' の j_0 に対応する電界強度をそれぞれ E_0 、および E とし、 B - B' の j に対応する電界強度を E_t とし、

$$E - E_t = \delta E \dots\dots\dots (24-a)$$

$$E_t - E_0 = \Delta E \dots\dots\dots (24-b)$$

と置く。(3)式で求めるべきは

$$\frac{\varepsilon - \varepsilon_A}{\varepsilon_A} = \frac{E_t^2 - E_0^2}{E_0^2} \dots\dots\dots (25)$$

であるが、電流一定として測定した値は上式と比較して

次のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{E^2 - E_0^2}{E_0^2} &= \frac{(E_t + \delta E)^2 - E_0^2}{E_0^2} \\ &= \frac{E_t^2 - E_0^2}{E_0^2} + \left[2 \frac{E_0 + \Delta E}{E_0} \frac{\delta E}{E_0} + \left(\frac{\delta E}{E_0} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (26)$$

実際、 $E_0, \Delta E \gg \delta E$ とみなし得るから、(26)式右辺第 2 項

図 6 Ne-Ar 混合ガス陽光柱における不純ガスの影響

図 7 アルゴン陽光柱における不純ガスの影響

図 8 ネオン陽光柱における不純ガスの影響

は比較的小さい。不純ガス条件を変えながら、電子の平均自由行程、最頻速度および電子密度を一定に保つことは不可能であり、上述の放電電流一定(100 mA)とした近似計算を用いたわけである。

3.2 測定結果

全圧 20 Torr の Ne-Ar 1% ベニングガスに、不純ガスとしてハロゲン化水素および水素を混入した場合の、陽光柱における電子エネルギー損失増加率 $(E^2 - E_0^2)/E_0^2$ と不純ガス濃度の関係を図 6 に示す。

図 7, 図 8 には、それぞれ 20 Torr の Ar, Ne を主ガスとした場合について示す。

図 9 には、主ガスとして Ne 20 Torr, 不純ガスとして H_2 , N_2 の場合を示した。これらの図から $(E^2 - E_0^2)/E_0^2$ と不純ガス相対濃度とは、かなりよい直線関係にあると

図 9 ネオン陽光柱における不純ガスの影響

図 10 Ne-Ar ベニングガス放電破壊における不純ガスの影響

いえる。

さて、準定常的に考えれば、放電破壊時にも本理論は適用できると考えられるが、Ne-Ar 1% 20 Torr に不純ガスとしてハロゲン化水素、および水素を用いた場合を図 10 に示す。よく直線に乗っている。ベニング電離脱励起が支配的であるとされている Ar-Hg について、高周波放電破壊電圧文献値¹⁴⁾¹⁵⁾を、本理論に基づいて書き換えたものが図 11 である。電子エネルギー損失増加率を脱励起反応速度係数 k_2 で規格化した値は、(19)式から不純ガスによらないことになるが、実際よく同一直線上に乗る。

なお、これら放電破壊現象については、陽光柱電子エネルギー損失増加率 $(E^2 - E_0^2)/E_0^2$ と区別するために、

図 11 Ar-Hg 高周波放電破壊における不純ガスの影響

$(V_S^2 - V_{S0}^2)/V_{S0}^2$ と表わした。

このように、放電破壊電圧および低圧放電陽光柱電界強度と不純ガス相対濃度との間には、電子エネルギー損失増加率 $(E^2 - E_0^2)/E_0^2$ を通じて比例的関係にある。

逆に、これら放電破壊電圧あるいは陽光柱電界強度の値から、不純ガス相対濃度を知ることができる。いい換えれば、放電灯始動電圧である放電開始電圧あるいはグローアーク転移電圧から、不純ガス相対濃度を知ることができる。さらに Philips 社が発光管内ゲッタを発表したが²⁹⁾、その動作時間と始動電圧の関係から、始動電圧最終値を 330 V として計算した不純ガス相対濃度変化を図 12 に示す。化学反応的特性である指数関数

$$n_B = n_{B0} \exp(-t/4.49) \quad t: \text{min} \quad \dots\dots\dots (27)$$

によく乗っている。

図 12 発光管内ゲッタの不純ガス吸着による不純ガス濃度変化

次に、Ne-Ar 1%, 50 Torr を始動ガスとして、不純ガスとして H_2 、あるいは N_2 を 0.5% 混入した 400 W メタルハライドランプ（封入物は Na-Tl-In 系で発光管は図 2 (b) と同一サイズ）について、その動作時間と計算不純ガス濃度の関係を図 13 に示す。

図 13 400 W メタルハライドランプにおける不純ガス濃度変化

この場合、グロー放電はかなり低い電圧で起きるが、始動電圧としては、交流 50 Hz でのグローアーク転移電

圧を取った。安定器は 400 W 水銀灯用シングルチョークを用いている。水素混入の場合はばらつきが大きい、窒素はよく直線に乗っており、それぞれ

$$H_2; n_B = n_{B0} \exp(-t/7.95) \quad t: \text{hours} \quad \dots\dots\dots (28-a)$$

$$N_2; n_B = n_{B0} \exp(-t/3.08) \quad t: \text{hours} \quad \dots\dots\dots (28-b)$$

で表わせる。この結果、不純ガスは、初期エイジングによって、吸着もしくは透過によって消失していくものであることが判明した。

さて、Ne を主体としたペニングガスを始動ガスとして用いた放電ランプにおいて、シングルチョークを用いて 200 V 電源で点灯する場合を考える。不純ガスのない場合の始動電圧を 150 V とし、許容最高始動電圧を 180 V とすると、

$$\frac{E^2 - E_0^2}{E_0^2} = \frac{V^2 - V_0^2}{V_0^2} = 0.44 \quad \dots\dots\dots (29)$$

したがって、図 6、図 10 などから、その許容不純ガス濃度は、0.1% 以下でなければならないことになる。またこの両図を比較して、放電開始よりも（0.1 A 程度の）グロー陽光柱におけるほうが、強く不純ガスの影響を受けており、電子エネルギー損失増加率はおよそ 4 倍ぐらい大きい。このことは序言で述べた Ne を主体とした始動ガスでは、グローアーク転移電圧が不純ガスの影響を強く受けることの確かな証拠でもある。

4. 結 論

放電ランプの始動に及ぼす不純ガスの影響は、電子エネルギー損失増加率ともいべき $(E^2 - E_0^2)/E_0^2$ が、不純ガス相対濃度に比例するものであることが明らかになった。しかもこの関係は、不純ガスの作用する機構によらず成立するものである。そして陽光柱においても、また放電破壊現象においても、この関係は成立するものであることが確認された。なお、これら不純ガスが、電子エネルギー損失機構のどのモデルに従うものであるかについては別の機会に論じる予定である。

逆に、電子エネルギー損失増加率と不純ガスの関係を利用して、放電ランプの始動電圧から不純ガス濃度を推定することが可能となった。その結果として、放電灯内不純ガスの吸着速度も求めることが可能となった。たとえば、400 W メタルハライドランプ中の窒素ガスは、 $\exp(-t/3)$ に従って減少していく。

以上のように、放電ランプ内不純ガスの影響を、定量的に取り扱うことができるようになったが、これらの事柄が、放電ランプの改善ならびに放電現象の解明に役立つならば幸いである。

最後に、本研究に際し助言をいただいた東京芝浦電気株式会社総合研究所家電研究所所長 小川一行博士、同

じく照明グループ主任研究員 東忠利氏, さらに種々援助, 討論をいただいた同照明グループ 石神敏彦, 上田誠, 寺島喜昭の各氏はじめ照明グループの皆さん, そして絶えず激励くださる, 京都大学工学部電子工学教室 板谷良平教授に感謝いたします。

参 考 文 献

- (1) 奥村博昭, 中村 昇, 祇園 洪: 昭50照明学会全国大会講演論文集 (昭50) 1
- (2) 神谷明宏, 河野 哲, 中原文吾, 新谷崇郎, 井上昭浩, 寺島喜昭: 東芝レビュー 32 (昭52) 725
- (3) 井上昭浩, 寺島喜昭, 新谷崇郎, 小川一行: 電気学会光源関連装置研究会資料 LS-75-4(昭50)
- (4) 井上昭浩, 寺島喜昭, 新谷崇郎, 小川一行: 東芝レビュー 30 (昭50) 716
- (5) A. Inouye, Y. Terashima and K. Ogawa: J. Light Vis. Env. 1 (1977) 24
- (6) 井上昭浩: 照学誌 57 (昭48) 584
- (7) 井上昭浩, 小川一行: 東芝レビュー 29 (昭49) 760
- (8) M. J. Dryvesteyn and F. M. Penning: Rev. Modern Phys. 12 (1940) 87
- (9) J. D. Cobine: "Gaseous Conductors": Dover Pub. Inc. New York (1958)
- (10) S. C. Brown: "Introduction to Electrical Discharges In Gases": John Wiley & Sons Inc. New York (1966)
- (11) A. V. Engel und M. Steenbeck: "Elektrische Gasentladungen, ihre Physik u. Technik" 2 Julius Springer, Berlin (1934)
- (12) M. F. Foyaux: "Arc Physics" Springer-Verlag, Berlin (1968)
- (13) G. Bergmann: Lichttechnik 28 (1976) 493, Light. Res. Technol. 10 (1978) 33
- (14) 寺島喜昭, 井上昭浩, 小川一行: 電気学会放電研究会資料 ED-78-24 (1978)
- (15) Y. Terashima, A. Inouye and K. Ogawa: J. Light Vis. Env. Vol. 2 No. 1 (1978)
- (16) M. A. Biondi: Phys. Rev. 88 (1952) 660
- (17) L. G. Piper, J. E. Velazco and D. W. Setser: J. Chem. Phys. 59 (1973) 3323
- (18) E. O. Johnson and L. Malter: Phys. Rev. 80 (1950) 58
- (19) L. Malter and W. M. Webster: RCA Rev. 6 (1951) 191
- (20) G. Kuus: Philips Tech. Rev. 35 (1975) 354

(受付 1978年6月1日)

12 月号 掲 載 予 定 目 次

「色彩工学」特集号

技 術 総 説 ○測色用標準光源の最近の研究動向

○演色性評価の将来への課題

○色の見え方の心理計量法

資 料 ○測色装置の動向

技 術 総 説 ○色差表示の最近の動向

○最近の色の標準の動向

○カラーテレビと色再現

○カラーフォーミュレーション

ミニ解説 ○10°視野測色

その他