液晶バックライト用低圧 Ar—Hg 放電中の粒子密度と プラズマパラメータ

正会員 後 藤 み き (神奈川工科大学)

非会員 酒 井 隆 行 (神奈川工科大学)

正会員 大 谷 清 (神奈川工科大学)

正会員 荒 井 俊 彦 (神奈川工科大学)

Particle Densities and Plasma Parameters in the Low-Pressure Ar-Hg Discharge Used for Liquid Crystal Display Backlighting

Member Miki Goto (Kanagawa Institute of Technology),

Non Member Takayuki Sakai (Kanagawa Institute of Technology),

Member Kiyoshi Ohtani (Kanagawa Institute of Technology) and

Member Toshihiko Arai (Kanagawa Institute of Technology)

ABSTRACT

The electron temperature and electron density in the tube axis of a low-pressure Ar-Hg discharge lamp with 4-mm inner diameter were measured under various bath temperatures using a probe method. The electron temperature decreased from 2 to 1 eV in bath temperature region from 0 to 80°C. The electron density had a minimum at about 50°C. The Hg⁺ ion, Hg metastable, and Ar metastable densities were measured using a modified absorption method. The Hg ion and Hg 6p³P_{0,2} densities increased with bath temperature and saturated above 60°C. The Hg molecular ion density was determined by combining the modified absorption and probe methods. The Hg ionization rate caused by Penning ionized collisions between Ar metastables and Hg atoms was maximum at about 30°C.

KEYWORDS : particle densities, plasma parameters, Ar-Hg discharge, LCD backlighting, positive column

1. はじめに

従来, 比較的大きな管径である一般の蛍光ランプ($d=36\text{mm}$)^{1)~3)}とコンパクト蛍光ランプ($d=12\text{mm}$)^{4)~6)}の低圧 Ar—Hg 陽光柱放電については多くの研究が行われ, 電離機構についてはかなり理解されている。

一方最近液晶ディスプレイのバックライトとして管径が2~6mmと細い蛍光ランプが使用されている。バックライトユニットは薄型の傾向にあるためバックライトも高輝度細管化が望まれている。しかしその蛍光ランプについての物性的研究はまだほとんど行われていない。

蛍光ランプの最適水銀蒸気圧付近では階段電離が主要な過程と考えられるので, 細い管径の蛍光ランプと36mm管との相似則が厳密に成り立たない可能性がある。また細い管径の蛍光ランプでは Hg (I) 253.7nm 線強度の最大となる水銀蒸気圧は一般の蛍光ランプの場合より高くなる⁷⁾。それ故細い管径の蛍光ランプの電離機構を定量的に解明するには, 各種パラメータを直接測定し直し, 解析を行う必要があると思われる。

本研究では管径4mmの液晶バックライト用 Ar—Hg プラズマにおいて改良型吸収法⁸⁾を用いて管軸上の水銀イオン基底準位密

度⁹⁾と水銀準安定原子密度およびアルゴン準安定原子密度を測定した。またプローブ法を用いて電子温度と電子密度及び電界強度¹⁰⁾を測定した。それらの測定結果を報告するとともに水銀の電離機構の検討を行った。

2. 実験方法

図1は水銀の重要な準位と吸収法で用いたスペクトル線の波長を示したエネルギー準位図である。吸収測定に用いた波長は水銀イオン基底準位密度には194.2nm ($6p^2P_{1/2} \rightarrow 6s^2S_{1/2}$), 水銀準安定原子密度には404.7, 435.8, 546.1nm ($7s^3S_1 \rightarrow 6p^3P_{0,1,2}$), アルゴン準安定原子密度には696.5nm ($4p^3P \rightarrow 4s^3P_2$)を用いた。

図2は改良型吸収法による粒子密度の測定装置の概略図を示す。放電管は内径4mmの石英製である。改良型吸収法の原理⁸⁾に基づき, 1つのアノードAとプラズマ長 l を変えられるように2つのカソードC1, C2が取り付けられている。Arの封入圧力は3Torr (400Pa), 放電電流は20mAである。水銀蒸気圧は放電管全体を水槽の中に入れ, 水温を変化させることにより制御した。陽光柱放電から放射されるエンドライト強度はアパーチャ1 ($\phi=0.4\text{mm}$), チョッパ, アパーチャ2 ($\phi=0.4\text{mm}$), レンズ, モノクロメータ(陽光柱放電の約0.9mm径の領域からの放射光が入力スリットへ入射), 光電子増倍管, ロックインアンプを用いて測定した。まず最初にA—C1間(プラズマ長 $l=3\text{cm}$)で放電させたとき, 放射

本論文の一部は後藤が第12回光源物性公開研究会(1997年6月)で講演した。

図1 水銀のエネルギー準位図と吸収法に用いたスペクトル線
Fig. 1 Energy level of Hg and lines used for the absorption measurement.

図3 水銀線のプロファイルと吸収割合
(a) 313KにおけるHg(II)194.2nm線のプロファイル
(b) k_0l の関数として示した吸収割合。
Fig. 3 Profile of the Hg line and absorption rate.
(a) Profile of the Hg(II)194.2nm line at 313K.
(b) $G(k_0l)$ as a function of k_0l .

図2 吸収測定系の概略図
Ap1とAp2:同一のアパーチャ、A:陽極、C1とC2:同一の陰極、PMT:光電子増倍管
Fig. 2 Schematic diagram of the experimental arrangements for the modified absorption measurement. Ap1 and Ap2: apertures; A: anode; C1 and C2: identical cathodes; PMT: photomultiplier tube.

される波長 λ の水銀線のエンドライト強度 I_1 を測定する。次にスイッチを切り換え、A-C2間($2l=6\text{ cm}$)で放電させたとき、同じ線のエンドライト強度 I_2 を測定する。このときエンドライト強度の比は次式のように吸収割合 $G(k_0l)$ の関数で与えられる。

$$I_2/I_1 - 1 = G(k_0l)$$

$$= \frac{\int [1 - \exp(-k_0l f_\nu)] \exp(-k_0l f_\nu) d\nu}{\int [1 - \exp(-k_0l f_\nu)] d\nu} \quad \dots\dots\dots(1)$$

ここで f_ν は波長 λ のプロファイルを与える関数である。水銀はいくつかの同位元素を含むので、Hg(II)194.2nm線の場合のプロファイルは、図3(a)に示すような形をしている⁴⁾。 k_0 はHg²⁰²の成分の中心波長における吸収係数である。各成分のプロファイルがAr 3Torrおよび管壁温度によって決まるVoigt関数で与えられ

ると考え、 k_0l の関数として $G(k_0l)$ を数値的に計算すると、図3(b)に示すような曲線が得られる⁴⁾。一方、吸収係数 k_0l とそれに対応する遷移の下準位に励起されている原子やイオン密度 n との間に次の関係がある⁹⁾。

$$n = \frac{\Delta\nu_D}{2} \left(\frac{\pi}{\ln 2} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{8\pi}{\lambda^2} \frac{g_1}{g_2} \frac{1}{A_{21}l} k_0l \quad (\text{cm}^{-3}) \quad \dots\dots\dots(2)$$

ここで、 $\Delta\nu_D$ はドップラー幅、 λ は波長、 g_1 、 g_2 は原子の下準位1及び上準位2の統計的重み、 A_{21} は上準位2から下準位1への遷移確率である。エンドライト強度比の測定から、図3(b)を使って k_0l を知り、その値を式(2)へ代入して n を求めることができる。式(2)から計算した水銀イオン基底準位密度 $n(\text{Hg}^+)$ と k_0l の関係式は次式で示され、水銀イオン基底準位密度を求めることができる。

$$n(\text{Hg}^+) = 2.19 \times 10^{11} k_0l \quad (\text{cm}^{-3}) \quad \dots\dots\dots(3)$$

水銀の各準安定原子($6p^3P_{0,1,2}$)密度とアルゴン準安定原子($4s^3P_2$)密度は水銀イオン基底準位密度を求めた手順で決定した。それらの密度と k_0l の関係式は $n(6p^3P_0) = 2.22 \times 10^{11} k_0l$ (cm^{-3})、 $n(6p^3P_1) = 2.36 \times 10^{11} k_0l$ (cm^{-3})、 $n(6p^3P_2) = 1.12 \times 10^{11} k_0l$ (cm^{-3})、 $n(\text{Ar}^*) = 3.87 \times 10^{11} k_0l$ (cm^{-3})で与えられる。

この吸収法は窓の透過率等に依存しないため紫外線の場合でも正確な吸収測定が可能である。なおAr-Hg放電プラズマ中の水銀蒸気圧の一様性については、自己吸収のほとんどないHg(II)226.0nm線($7s^2S_{1/2} \rightarrow 6p^2P_{1/2}$)のエンドライト強度の比 $I_2/I_1 - 1 \approx 1$ となることから確認した。

アルゴンイオン密度 $n(\text{Ar}^+)$ は、生成過程として電子衝突によりアルゴンの中性原子、準安定原子からのイオン化、消滅過程として主に管壁における再結合を考えると、レート方程式から次式で与えられる。

$$n(\text{Ar}^+) = \tau_1 (n_{\text{Ar}} n_e S_1 + n_{\text{Ar}m} n_e M_1) \quad \dots\dots\dots(4)$$

ここで n_{Ar} , n_{Arm} はアルゴンの中性基底準位密度, 準安定準位密度, n_e は Ar-Hg 放電中の電子密度, S_1 , M_1 は電子衝突によるアルゴンの中性基底準位, 準安定準位からのイオン化レートで電子温度に依存する. τ_1 はアルゴンイオンの寿命である. 一方 Ar(I) 696.5nm 線 ($4p^3P \rightarrow 4s^3P_2$) の上準位 ($4p^3P$) の密度 n_{Ar1} はレート方程式から次式で与えられる.

$$n_{Ar1} = \tau_2 (n_{Ar} n_e S_2 + n_{Arm} n_e M_2) \quad \dots\dots\dots(5)$$

ここで S_2 , M_2 は電子衝突によるアルゴンの中性基底準位, 準安定準位からの励起レート, τ_2 は Ar($4p^3P$) 準位の寿命である. なお高準位からのカスケード過程は無視してある. Ar-Hg 放電中において n_{Ar} が一定で, 電子温度, 電子密度が管壁温度の増加とともに低下すれば, 式(4), (5)の第1, 2項とも減少する. S_1 と S_2 , M_1 と M_2 が同様な変化をするものと仮定するとアルゴンイオン密度は Ar(I) 696.5nm 線の発光強度の管壁温度に対する変化にほぼ比例するとみなすことができる. よってアルゴンイオン密度は放電管の管壁から放射される Ar(I) 696.5nm 線のサイドライト強度を用いて評価した.

電界強度は Ar-Hg 放電プラズマ中の管軸上に沿った2つのプローブ間の電位差より求めた. 管軸上の電子温度と電子密度はシングルプローブ法¹⁰⁾で測定した. 陽光柱に挿入した円筒プローブは, 半径 4.3×10^{-3} cm, 長さ 0.1 cm, 表面積 $S = 2.7 \times 10^{-3}$ cm² である. したがって電子の平均自由行程はプローブ半径より大きいので低ガス圧力の場合の電子密度 n_e は次式で与えられ, この式を用いて求めた.

$$n_e = \frac{4}{eS} \left(\frac{\pi m_e}{8k} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{I_{ps}}{\sqrt{T_e}} = 1.4 \times 10^{14} \frac{I_{ps}}{\sqrt{T_e}} \text{ (cm}^{-3}\text{)} \quad \dots\dots\dots(6)$$

ここで, m_e は電子の質量, e は電子の電荷, k はボルツマン定数, I_{ps} はプローブの飽和電子電流, T_e は電子温度である.

3. 実験結果と考察

測定した 4 mm 管の管軸上の電界強度 E と電子温度 T_e の温度 (水銀蒸気圧) 依存性を図 4 に示す. 電界強度は 50℃ 付近でピークを示し, その後管壁温度と共に減少している. 電子温度は管壁温度 0℃ から 80℃ の範囲で 2 eV から 1 eV へと減少している. これら電界強度と電子温度の相対変化は 36 mm 管で得られた結果¹⁾ とほぼ同じであるが, 電子温度の値は 36 mm 管のものより約 2 倍大になっている.

図 5 はプローブ法で測定した 4 mm 管の電子密度 n_e と改良型吸収法で測定した水銀イオン基底準位密度 n (Hg^+) および Ar(I) 696.5nm 線の発光強度 (アルゴンイオン密度 n (Ar^+)) の温度 (水銀蒸気圧) 依存性を示す. 電子密度は 50℃ 付近で最小を示している. 水銀イオン基底準位密度は管壁温度と共に増加し 60℃ 付近の高温側で飽和の傾向を示している. Ar-Hg 放電プラズマ中の電子密度 n_e は次式で与えられる.

$$n_e = n(Ar^+) + n(Hg^+) + n' \quad \dots\dots\dots(7)$$

ここで n' は水銀イオン基底準位密度以外のイオン密度である. 0℃ において水銀イオン基底準位密度はほとんど無視できる程小さいのでアルゴンイオン密度 n (Ar^+) は電子密度 n_e の測定値 (5×10^{11} cm⁻³) にほぼ等しくなる. 管壁温度 0℃ から 50℃ の領域では測定された電子温度, 電子密度が減少することから, 式(4), (5)よりアルゴンイオン密度, Ar(I) 696.5nm 線強度は両方とも減少する. 式(4), (5)の S_1 と S_2 , M_1 と M_2 が同様な変化をすると仮定すると, Ar(I) 696.5nm 線強度の管壁温度に対する変化はアルゴンイオン密度の変化にほぼ比例するとみなすことができる. した

図 4 電界強度と電子温度の温度 (水銀蒸気圧) 依存性
Fig. 4 Bath temperature (Hg vapor pressure) dependence of the electric field strength and the electron temperature.

図 5 電子密度と水銀イオン基底原子密度およびアルゴン 696.5nm 線強度 $n'(Ar^+)$ の温度 (水銀蒸気圧) 依存性
Fig. 5 Bath temperature (Hg vapor pressure) dependence of the electron density, the Hg^+ ground state ion density and the Ar(I) 696.5nm line intensity (Ar ion density).

がってアルゴンイオン密度は Ar(I) 696.5nm 線強度と管壁温度 0℃ のときの電子密度を用いて次式から求めた.

$$n(Ar^+) = n_{eo} \frac{I_{Ar}}{I_{Aro}} \quad \dots\dots\dots(8)$$

ここで n_{eo} , I_{Aro} は管壁温度 0℃ における電子密度と Ar(I) 696.5 nm 線強度, I_{Ar} は任意の管壁温度における Ar(I) 696.5nm 線強度である. 式(8)から求めた $n(Ar^+)$ の値を確認するため, 管壁温度 0℃ から 50℃ の領域で n_e と $n(Hg^+)$ の差から $n(Ar^+)$ の値を求めた. その値は式(8)から求めたものとほぼ一致した. したがって式(8)が近似的に成り立つことを示している. 60℃ 以上では $n(Ar^+)$ は小さく無視できるので, n_e は次式で示される.

図6 水銀 $6p^3P_{0,1,2}$ 密度の温度（水銀蒸気圧）依存性
Fig. 6 Bath temperature (Hg vapor pressure) dependence of the Hg $6p^3P_{0,1,2}$ state densities.

図7 アルゴン $4s^3P_2$ 密度とペニング電離割合の温度（水銀蒸気圧）依存性
Fig. 7 Bath temperature (Hg vapor pressure) dependence of the Ar(I) $4s^3P_2$ state density and the Penning ionization rate.

$$n_e = n(\text{Hg}^+) + n' \dots\dots\dots(9)$$

図5の破線は $n_e - n(\text{Hg}^+) = n'$ を示す。水銀蒸気圧が高いとき、次式のような反応により水銀分子イオンが多く作られる³⁾。

したがって、 n' は主に水銀分子イオン密度 $n(\text{Hg}_2^+)$ であると考えられる。

電子密度の最小値を示す管壁温度は36mm管¹⁾と比較して約20℃高温側にずれている。これは管径が細くなることにより、管壁への電子の損失が増加するため、電子温度が高くなり、アルゴン原子との電子衝突による電離が増加し、アルゴンイオンは高温側まで存在することによって考えられる。

図6は改良型吸収法で測定した水銀 $6p^3P_{0,1,2}$ 準安定原子密度の温度（水銀蒸気圧）依存性を示す。水銀 $6p^3P_{0,1,2}$ 準安定原子密度はそれぞれ管壁温度の増加とともに増加し、水銀 $6p^3P_{0,2}$ 準位密度は36mm管、12mm管のもの^{2,5)}より約20℃高温側で飽和の傾向を示している。高温側での準安定原子密度の大きさは $n(\text{Hg}6p^3P_1) > n(\text{Hg}6p^3P_2) > n(\text{Hg}6p^3P_0)$ となり36mm管、12mm管のもの^{2,5)}と同じ傾向を示した。

アルゴン準安定原子と水銀原子との Penning 電離による水銀イオンの生成割合を調べるため改良型吸収法でアルゴン準安定原子密度を測定した。図7はアルゴン準安定原子密度と Penning 電離割合の温度（水銀蒸気圧）依存性を示す。アルゴン $4s^3P_2$ 準安定原子密度 $n(\text{Ar}^*)$ は管壁温度の増加とともに急激に減少し、50℃付近で0となる。アルゴン $4s^3P_2$ 準安定原子と水銀原子との Penning 電離による水銀イオンの生成割合 K_p は次式で与えられる。

$$K_p = \sigma v n(\text{Ar}^*) n(\text{Hg}) \dots\dots\dots(11)$$

ここで σ は Penning 電離断面積、 v はアルゴン準安定原子と水銀原子間の相対速度、 $n(\text{Hg})$ は水銀原子密度である。 $\sigma = 5.8 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$ の値¹³⁾を用い、式(11)から計算された K_p を図7に示す。Penning 電離割合 K_p は管壁温度30℃付近で最大となり、50℃付近で0となる。したがって50℃以上で Penning 電離過程による水銀イオンの

生成はほとんど起こらないと思われる。

以上のことから水銀の電離機構を考えると、管壁温度の低温側では、水銀と電子との電子衝突電離過程とアルゴン準安定原子が多く存在するため、アルゴン準安定原子と水銀原子との Penning 電離過程が重要となる。高温側では逆に水銀準安定原子が多く存在することから、水銀準安定原子と電子との階段電離過程、水銀準安定原子同志の衝突による電離過程が重要となる。さらに高温側では水銀基底イオン密度が飽和する。これは水銀分子イオンの生成が示され、式(10)の過程も重要となることが考えられる。

4. あとがき

管径4mmの液晶バックライト用Ar-Hgプラズマにおいて、改良型吸収法を用い、水銀イオン密度、水銀準安定原子密度、アルゴン準安定原子密度を測定した。またシングルプローブ法を用い、電子温度、電子密度を測定した。それらの結果から管径の太い一般の蛍光ランプ($d=36\text{mm}$)と比較して、細管蛍光ランプのプラズマの特徴として、以下の結果を得た。

- (1) 水銀イオン密度と水銀 $6p^3P_{0,2}$ 準安定原子密度は管壁温度（水銀蒸気圧）が高い領域で飽和の傾向を示した。この水銀イオン密度の飽和は水銀分子イオンの生成を示している。
- (2) 電子温度は管壁温度0℃から80℃の範囲で2eVから1eVへと減少し、電子温度の値は約2倍となった。
- (3) 電子密度の最小を示す管壁温度は高い方へ移行した。
- (4) 水銀の電離機構を検討した結果、アルゴン準安定原子と水銀原子との Penning 電離割合は管壁温度30℃付近で最大を示した。

参 考 文 献

- (1) W. Verweij: "Probe Measurements and Determination of Electron Mobility in the Positive Column of Low-

Pressure Mercury-Argon Discharges", Philips Res. Rep. Suppl., 2, pp.1-112 (1961).

- (2) M. Koedam and A. A. Kruithof: "Transmission of the Visible Mercury Triplet by the Low Pressure Mercury-Argon Discharge: Concentration of the 6^3P States", Physica, 28, pp.80-100 (1962).
- (3) L. Vriens, R. A. J. Keijser and F. A. S. Ligthart: "Ionization processes in the positive column of the Low-Pressure Hg-Ar discharge", J. Appl. Phys., 49, pp.3807-3813 (1978).
- (4) T. Lin, T. Goto, T. Arai and S. Murayama: "Hg⁺ Ion Density in Low-Pressure Ar-Hg Discharge Used for a Mercury Lamp", J. Appl. Phys., 66, pp.2779-2782 (1989).
- (5) T. Lin, T. Goto, T. Arai and S. Murayama: "Measurement of Hg $6p^3P_{0,1,2}$ State Densities in the Low-Pressure Positive-column Ar-Hg Discharge Using $8s^3S_1$ - $6p^3P_{0,1,2}$ Lines", J. Appl. Phys., 67, pp.4012-4014 (1990).
- (6) T. Lin, T. Goto, T. Arai and S. Murayama: "Account of Ionization Mechanism in Low-Pressure Ar-Hg Discharges", J. Appl. Phys., 69, pp.4201-4205 (1991).
- (7) 渡辺, 林: 「管壁負荷一定での253.7nm 光発光効率の管径ならびに水銀蒸気圧, アルゴン封入圧依存性—Ar-Hg 放電における253.7nm 光発光効率の管径依存性, そのII—」, 照学誌, 81-2, pp.154-157 (1997).
- (8) T. Goto, M. Mori and S. Hattori: "Modified absorption method to determine level population densities in a cataphoresis type of He-metal laser discharge", Appl. Phys. Lett., 29, pp.358-360 (1976).
- (9) M. Goto and T. Arai: "Mercury Ion Density in Low-Pressure Ar-Hg Discharge Plasma Used for Liquid Crystal Display Backlighting", Jpn. J. Appl. Phys., 34, pp.L1074-L1075 (1995).
- (10) M. Goto, T. Sakai and T. Arai: "Plasma Parameters in Low-Pressure Ar-Hg Discharge Plasma Used for Liquid Crystal Display Backlighting", Jpn. J. Appl. Phys., 33, pp.L896-L897 (1994).
- (11) A. C. G. Michell and M. W. Zemansky: *Resonance Radiation and Excited Atoms* (Cambridge Univ. Press, New York 1961).
- (12) I. Langmuir and H. M. Mott-Smith: Phys. Rev., 28, p.727 (1926).
- (13) D. J. Wren and D. W. Setser: "Quenching Rate Constants of Metastable States of Neon, Argon, and Krypton by Mercury Atoms", J. Chem. Phys., 74, pp.2331-2338 (1981).

(受付日1998年8月6日/採録日1999年3月4日)

ごとう 後藤 みき (正会員)

神奈川工科大学電気電子工学科

昭和30年8月4日生まれ。昭和54年3月幾徳工業大学電気工学科卒業。同年4月同大学助手補, 昭和62年同助手, 現在, 大学名改称し, 神奈川工科大学助手。応用物理学会, IEEE 会員。

さかい たかゆき 酒井 隆行 (非会員)

沖電気工業(株)(DBG)コンポーネント事業部生産技術部

おおたに きよし 大谷 清 (正会員)

東芝ライテック株式会社技術統括部研究所

昭和49年2月21日生。平成10年3月神奈川工科大学大学院工学研究科博士前期課程電気工学専攻修了。現在, 光応用装置の光学設計, 構造設計に関する研究開発業務に従事。

あらい としひこ 荒井 俊彦 (正会員)

神奈川工科大学電気電子工学科

昭和18年12月24日生まれ。昭和54年明治大学大学院工学研究科博士課程修了。工学博士。同年明治大学助手, 昭和58年幾徳工業大学(現神奈川工科大学)講師, 助教授を経て, 昭和63年より同教授。プラズマプロセス, レーザ分光計測, 光源プラズマの研究に従事。応用物理学会会員。