蛍光ランプへの応用を目指した低圧水銀-アルゴン 放電陽光柱のシミュレーションモデル

正 会 員 和 迺 浩 一*

A Simulation Model for the Hg-Ar Positive Column applicable to the Fluorescent Lamp Discharges

Koichi Wani (Member)

(Research Laboratory, Matsushita Electronics Corporation)

ABSTRACT

A simulation model which describes the time-dependent behavior of the positive column of a low-pressure mercury-rare gas discharge was developed.

Excitation processes of Hg 6¹P₁ level was analysed by comparing afterglow characteristics of the observed discharge with those of an elementary model. A stepwise excitations from Hg 6³P levels were shown to be dominant processes, and were introduced into the model.

From the experimental analyses, the electron energy distribution function was proved to be non-Maxwellian in the discharge under consideration. In the model calculation, the distribution function was approximated with a two-temperature representation.

Relative intensities of the Hg 254 nm and 185 nm radiations from a 24 mm diameter tube were measured for coldest spot temperatures between 20 and 60°C. There was a good agreement between the measurement and the calculation for the 254 nm radiation. The calculated 185 nm radiation power was found to be larger than the observed results at the low mercury pressure end.

1. ま え が き

低圧水銀-希ガス放電のモデル解析は Kenty¹⁾ によって始められた。その後、Waymouth²⁾, Cayless³⁾, Vriens⁴⁾ らが改良を進め、定常放電においては実測値をかなりよく説明できるモデルを得ている。時間的に変化する放電を取り扱った例は Polman⁵⁾ に代表される。

解析モデルを改良するには、プラズマパラメータを実測して比較・検討することが重要なプロセスとなる。低圧水銀-希ガス放電に関しては、マイクロ波干渉計⁶⁾ やプローブ法⁷⁾ によって電子密度が、マイクロ波放射温度計⁸⁾ やプローブ法⁷⁾ によって電子温度が、吸収法⁹⁾ で水銀の励起状態密度がそれぞれ測定され、解析の基礎データとなってきた。一方、水銀の共鳴線の相対強度は、比較的簡単に測定できるが、定常放電で水銀の励起過程の解析に役立てた例は少ない。

われわれは、まずアフターグロー中の共鳴線相対強度の減衰特性を、実験と放電陽光柱の時間的変化を記述する理論との両面か

ら解析した。その結果、水銀原子の階段状励起を定量的に評価して、解析モデルにフィードバックすることに成功した。次に、電子エネルギー分布について検討し、プラズマパラメータの中でも比較的簡単に測定できる、陽光柱の電位傾度を入力パラメータとして追加するだけで、非マクスウェル分布を近似的に導入できる放電シミュレーションモデルに到達した。最後に、水銀共鳴線の相対放射強度を測定し、本研究のシミュレーションモデルによってその挙動をよく説明できることを示した。

2. 解析モデル¹⁰⁾¹¹⁾

2.1 基本仮定

放電中のプラズマパラメータの時間的変化は速度方程式およびエネルギー平衡式の連立方程式で表せる。これを解いて放電陽光柱の中心軸上の水銀励起状態密度 n_j 、電子密度 n_e および電子温度 T_e を求めた。

図 1 にモデル式に導入した水銀の原子的過程を示す。バッファガス（アルゴン）と電子の非弾性衝突は無視できる。蛍光ランプ様放電において、電子の消滅過程として両極性拡散だけが支配的で、体積再結合は無視できる。本研究の対象となる、電流停止後 0～数10 μ s のアフターグロー中においても、電子温度はそれほど低下せず、体積再結合は無視できる程度であった。

* 松下電子工業株式会社 電子研究所 Research laboratory, Matsushita Electronics Corporation

本論文の一部は、著者が昭和61年度照明学会東京支部大会で発表したものである。

図1 モデルに導入した水銀のエネルギー単位

粒子密度、温度の放電管径方向の分布については、文献による理論あるいは実測値に基づき、以下のように仮定した。電子温度 T_e 、ガス温度 T_g (約0.03 eV) および基底状態にあるガスの密度 n_g は放電管径方向に一定であるとした³⁾。電子の密度分布は零次のベッセル関数で近似できる⁷⁾。水銀励起準位の密度はトラッピングされた共鳴放射の基底関数 ϕ_0 で表せることが理論的に示されるが¹²⁾、実測データ¹³⁾との比較から零次のベッセル関数で近似した。従って、電子密度および励起状態密度の放電管軸上の値は $n_j = \bar{n}_j / 0.43$ となる。ここで、 $\bar{n}_j$ は平均密度である。電子エネルギー分布については当初、マクスウェル分布を採用した。

2.2 モデル式

水銀励起準位の密度 n_j の時間的変化を表す速度方程式は以下のように書ける。

$$\frac{d}{dt} n_j(t) = \sum_i C_{ij} n_i n_e - \sum_i C_{ji} n_j n_e - \sum_i S_{ij} n_i n_e - g_j A_{jg} n_j \quad (1)$$

$$(i = g, p, q, r, s; j = p, q, r, s)$$

ここで、添字 g は基底状態を、 p, q, r, s は励起状態を、 e は電子を意味する。また C_{ij} は i -準位から j -準位への励起速度係数、 S_{ij} は j -準位からの電離速度係数、 A_{jg} は i -準位から基底状態への放射遷移の確率 (準安定準位 p, r では零) である。 g_j は共鳴線の閉じ込め係数 (escape factor) であり、Holstein の式¹²⁾によって計算した。254 nm 共鳴線は水銀原子の同位体シフトがあるため、ほぼ等しい強度を持つ5本の微細スペクトルに分かれる。この効果を考慮して、Holstein の式に用いる吸収係数を単一スペクトルの場合の1/5として計算した。185 nm 線の微細構造についてはデータが見当たらないが、両共鳴線の上位準位の全角運動量子数が等しいことから、254 nm と同様の微細構造を持つと仮定し、吸収係数を1/5として計算した。アフターグロー中の減衰曲線を計算すると、初期の減衰の時定数が実測と一致するので、この仮定は妥当と考えてよい。

電子密度 n_e の時間的変化は、両極性拡散係数 D_a を用いて励起状態の場合と同様の速度方程式

$$\frac{d}{dt} n_e(t) = \sum_i S_{in_i} n_e - D_e \nabla^2 n_e(r) \quad (2)$$

で表せる。 $\nabla^2 n_e(r)$ は電子密度の径方向分布の2階微分を示し、電子密度の分布を零次のベッセル関数で表した場合、放電管の軸上 ($r=0$) で $5.784 n_e / R^2$ となる。ここで R は放電管の半径 ($=d/2$) である。

電子の平均エネルギーの平衡式は次のように書ける。

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} k \frac{d}{dt} T_e(t) &= \frac{J^2}{n_e^2 e \mu_e} - \sum_i \left(\frac{5}{2} k T_e + u_i \right) S_{in_i} \\ &\quad - \nu_e \frac{3 m_e k (T_e - T_g)}{m_g} + \sum_i \sum_j \Delta u_{ij} C_{ij} n_i \quad (3) \end{aligned}$$

ここで、 k はボルツマン定数、 J は放電管軸上の電流密度、 e は素電荷、 μ_e は電子の移動度、 ν_e は電子と中性原子の衝突頻度、 m_e 、 m_g はそれぞれ電子、中性原子の質量である。右辺第1項は電界による電子の加速を、第2項、第3項はそれぞれ電離衝突 (しきい値 u_i)、弾性衝突による損失を、第4項は励起、脱励起 (しきい値 Δu_{ij}) によるエネルギーの移動を示す。

電子エネルギー分布をマクスウェル分布とした場合、速度係数 C_{ij} 、衝突頻度 ν_e 、両極性拡散係数 D_a は電子温度 T_e だけの関数になる。また、移動度 μ_e は ν_e の関数であるので、結局、式(1)~(3)は1階6元の連立微分方程式となる。各過程の衝突断面積のデータ、出典は参考文献(4)に示した。

2.3 放電パラメータの計算式

放電管単位長さ当たりの共鳴線の放射パワー P_j は、共鳴準位の密度 $\bar{n}_j$ ($j = q, s$) を用いて次式から計算できる。

$$P_j = \bar{n}_j g_j A_{jg} (hc / \lambda_j) \pi R^2 \quad (4)$$

ここで、 h はプランクの定数、 c は真空中の光速、 λ_j は共鳴線の波長である。

また、陽光性の電位傾度 E は、

$$E = J / (n_e e \mu_e) \quad (5)$$

の関係から得られるので、共鳴線の放射効率 η_j は次式のようになる。

$$\eta_j = P_j / (IE) \quad (6)$$

ここで、 I は放電電流 ($=0.43 \pi R^2 J$) である。

3. 共鳴線の減衰特性の観測¹⁰⁾¹⁴⁾

3.1 実験装置

図2に実験装置のブロック図を示す。333 Pa (2.5 Torr) のアルゴンを封入した内径18.5, 23.5, 28.5 mmの3種の石英製放電管 (電極間長360 mm) を、休止期間、繰り返し周波数が可変の方形波電源で点灯した。放電電流 I は定常値を0.3, 0.4, 0.5 Aと変えて、電流停止後の共鳴線の減衰を観測した。放電電流の立下がり時間は0.5 μ s以内であった。

電流を流す期間 t_{on} は各電流値で、100 μ s一定にした。一方、電流の停止期間 t_{off} は電流値によって変化させ、平均投入電力を

図2 実験装置 (*はアフターグローの観測期間を示す)

制御することによって最冷点温度 T_w (管中央下面で測定) が $40 \pm 0.5^\circ\text{C}$ の範囲に収まるようにした。その結果、放電電流 $0.3 \sim 0.5\text{ A}$ に対して、点灯周波数は $1.3 \sim 1.0\text{ kHz}$ の間で変化した。

共鳴線放射の相対強度は、内部を毎分約 100 cm^3 の窒素で連続的に置換したモノクロメータ (Jobin-Yvon DH-20) の入射スリットに放電管を近接して観測した。これによって、空気中と比べて数十倍の強度で 185 nm 共鳴線を観測できた。光の信号は Cs-Te 光陰極の光電子増倍管 (浜松ホトニクス R 166 UH) で検出し、ボクサー積分器で $500 \sim 1000$ サイクルの波形を蓄積することによって S/N 比を向上した減衰曲線を得た。測定系の時間分解能は約 $0.5\mu\text{s}$ であった。

3.2 減衰曲線の観測結果

図 3 に、内径 23.5 mm の放電管における、水銀 254 nm および 185 nm 共鳴線のアフターグロー中の相対強度の時間的変化を示す。減衰曲線は 2 つの領域に分かれる。最初の減衰の時定数は 254 nm で約 $7.5\mu\text{s}$, 185 nm で約 $3.0\mu\text{s}$ で、放電電流に依存しない。これは共鳴線の実効的遷移確率 ($=g_i A_{i0}$) だけに大きく支配されているためである。電流停止後 $3\mu\text{s}$ 以降、緩やかに減衰する電子温度 T_e (図 4) によって共鳴単位への励起が続き、時定数は大きくなる。アフターグロー中の T_e の緩やかな減衰は水銀の準安定原子の脱励起、

によって、電子にエネルギーが与えられるためと説明できる⁶⁾。

図 3 共鳴線の減衰曲線 (測定結果)

図 4 電子温度、密度の減衰曲線 (計算結果)

4. 数値解析と実験との比較 - 階段状励起の導入¹⁰⁾¹¹⁾

4.1 階段状励起の導入による計算結果の改善

式(3)の電流密度 J に実験時の波形を周期的に与えながら、連立微分方程式(1)~(3)を解いた。解法は以下の通りである。

未知数 $n_j(j=p, q, r, s)$, n_e , T_e に任意の初期値を与えて、Runge-Kutta-Gill 法によって、一定時間ステップ後の解を、逐次求める。最初、解は完全な周期性を示さないが、電流の数サイクル後、解は収束し、引き続く 2 サイクルの解が一致する。この時、自己矛盾のない初期値が得られたと判断し、その後の電流休止期間中の共鳴単位密度から式(4)によって共鳴線の減衰曲線を計算した。

図 5 共鳴線減衰曲線の測定結果と計算結果の比較

図 5 に内径 23.5 mm , $I=0.4\text{ A}$ の場合の実験値 (実線) と計算結果を比較して示す。最初、励起断面積のデータが見当たらなかった、水銀 6^3P 各準位から 6^1P_1 への階段状励起を省略して計算した。結果は図 5 の破線に示すように、 185 nm の減衰が大きく、電流停止後、 $10\mu\text{s}$ 以降、実験値の $1/4$ 程度になった。これは、電流停止後 $5 \sim 50\mu\text{s}$ の期間においても、図 4 に示したように電子温度が $0.8 \sim 0.5\text{ eV}$ を保っている結果、基底状態 6^1S_0 から 6^1P_1 への直接励起 (しきい値 6.7 eV) に対して、階段状励起 (同 $1.3 \sim 2.0\text{ eV}$) が大きな役割を占めるためと考えられる。

次に、階段状励起の断面積を適当に与えたところ、図 5 の点線のように 185 nm の減衰曲線を実測値と一致させることができた。なお、階段状励起の断面積の関数形は本解析に用いた $6^1\text{S}^0 \rightarrow$

図 6 階段状励起の断面積 σ_s と電流密度 J の関係

6^3P_2 のそれと相似でそれぞれ 1.56, 2.13, 2.33 eV にピークを持つものとし、その絶対値は下位準位によらないと仮定した。以上の仮定のもとで図5の点線を与える階段状励起の断面積のピーク値は $1.4 \times 10^{-10} \text{m}^2$ であった。

管径、放電電流を変えて同様の方法で階段状励起の断面積 σ_s を求めると、図6に示すように実験条件に依存しないはずの σ_s が電流密度の増加とともに減少した。蛍光ランプ放電では、電子エネルギー分布はマクスウェル分布でなく、放電条件によってその関数形を変えることが理論的にわかっている¹⁵⁾。図6の結果はこのことを実証したものであり、電子エネルギー分布をマクスウェル分布に固定したため、一定であるべき σ_s が見かけ上、電流密度に依存したと解釈できる。

4.2 非マクスウェル効果の見積もり

低圧水銀一希ガス放電中の電子エネルギー分布は、非弾性衝突の影響で、水銀の最低励起エネルギー (4.7 eV) 以上のエネルギーを持つ電子の数が、同じ平均エネルギーを持つマクスウェル分布より少なくなっていることが知られている⁴⁾¹⁵⁾¹⁶⁾。これによって、たとえば6.7 eV のしきい値を持つ水銀基底状態から 6^1P_1 準位への励起速度係数 C_{gs} は、マクスウェル分布を仮定した計算では、大きく見積もり過ぎになる。そこで非マクスウェル分布を導入した場合の、 C_{gs} およびその時の σ_s を、185 nm の放射パワーの計算値と実測値の比較によって推定した。

内径23.5 mm の放電管を放電電流 $I=0.4 \text{ A}$ で直流点灯したときの254 nm, 185 nm の放射パワーを第2章の解析モデルで計算した(解法は第5章参照)。一方、Denneman ら¹⁷⁾は、内径24 mm の放電管を交流点灯して放射効率を報告している。この放射効率および陽光柱電位傾度の実測値から、力率を1.0として、直流点灯に相当する放射パワーを求め、われわれの計算結果と比較した。その結果、254 nm は、おおむね実測値と一致するが、185 nm の計算値は実測値の約2倍になることがわかった。

これは、マクスウェル分布を仮定しているため、直接励起 $6^1S_0 \rightarrow 6^1P_1$ の速度係数 C_{gs} が大きくなり過ぎることに原因がある。185 nm の放射パワーを実測値と一致させるには、 C_{gs} をマクスウェル分布の場合の0.4倍程度にする必要があった。なお、 C_{gs} を変化させると同時に、階段状励起の断面積 σ_s も185 nm の減衰曲線が実験値と一致するように変化させた。 C_{gs} を0.4倍したときの σ_s (ピーク値)は $0.2 \times 10^{-10} \text{m}^2$ となった。

実際には、 6^3P 各準位の密度も非マクスウェル分布の影響で、今回の計算結果よりやや少ないと考えられるので、 σ_s は $0.2 \sim 1.4 \times 10^{-10} \text{m}^2$ の間にあると推定できる。なお、最近 $\sigma_s=0.6 \times 10^{-10}$ (ピーク値)との報告がある¹⁸⁾。

5. 非マクスウェル分布の導入

5.1 分布モデル

電子のエネルギー分布はボルツマン方程式解析によって理論的に得られる。しかし、この方程式は非線形の微積分方程式で、速度方程式(1)、(2)と連立して解くのは容易ではない¹⁹⁾²⁰⁾。これに代わるものとして提案されたのが2電子群モデル(2-EGM)⁴⁾²¹⁾である。このモデルでは、電子エネルギー分布を水銀の最低励起エネルギー $u=4.7 \text{ eV}$ で2つに分割して、高エネルギー部と低エネルギー部を、それぞれ異なる実効的な電子温度 T_b と T_t を持つ2つのマクスウェル分布で以下のように表現する。

$$f(u) = \int 2\pi(\pi k T_b)^{-3/2} u^{1/2} \exp(-u/k T_b) \frac{u}{u-4.7} \quad u \leq 4.7 \text{ eV}$$

$$\left\{ S \cdot 2\pi(\pi k T_t)^{-3/2} u^{1/2} \exp(-u/k T_t) \quad u > 4.7 \text{ eV} \right. \\ S = (T_t/T_b)^{3/2} \exp(4.7/k T_t - 4.7/k T_b) \dots\dots\dots(8)$$

ここで、 T_b 、 T_t はそれぞれ低エネルギー(bulk)部、高エネルギー(tail)部の実効的電子温度、 S は $u=4.7 \text{ eV}$ で分布を連続化するための係数である。

T_b 、 T_t は原子と電子の衝突のほか、電子どうしのクーロン相互作用で決まる。そのバランス式はマクスウェル分布の場合(式(3))よりも、相当複雑になる。2-EGMでは、電子密度 n_e 、励起準位密度 n_j 、電子温度 $T_b (=T_e)$ に実測値を与え、定常放電($d/dt=0$)に関する T_t のバランス式だけを解いている。

われわれは、実測に手間のかかるプラズマメータは入力条件として必要としないようなモデルの構築を目指した。そして、新しいアプローチとして速度方程式(1)~(3)をそのまま活かす一方、低エネルギー部の実効的温度 T_b と高エネルギー部の実効的温度 T_t の関係を

$$T_t = r_T T_b \dots\dots\dots(9)$$

と簡略化して、係数 r_T だけを実験的に決めることにした。ここで、 $r_T=1$ のとき、分布(8)はマクスウェル分布に一致する。高エネルギー電子が欠乏した蛍光ランプの放電では、電子エネルギー分布は $0 < r_T < 1$ であるような2温度近似で表現できる。

2温度近似したエネルギー分布(8)のもとで、しきい値が4.7 eV 以上の非弾性衝突の速度係数 C'_{ij} は温度 T_e のマクスウェル分布の速度係数 $C_{ij}(T_e)$ を用いて、

$$C'_{ij} = S C_{ij}(T_t) \dots\dots\dots(10)$$

と書ける。しきい値が4.7 eV 以下の非弾性衝突および弾性衝突については低エネルギー電子だけが支配的になるので、 T_e を T_b で置き換えれば、近似的にはマクスウェル分布の速度係数、衝突頻度がそのまま使える。結局、解析モデル(1)~(3)自体は変更することなく、非マクスウェル分布を導入できた。

なお、計算には図1に示した諸過程のほか、水銀 6^3P 準位にある原子どうしの衝突による電離²²⁾を新たに導入した。

5.2 電子エネルギー分布の推定

上記のモデルを直流放電に適用して、係数 r_T を決定する方法を検討した。直流放電における解の求め方は以下の通りである。式(3)の電流密度 J に一定値を与え、任意の初期値から出発して、一定時間ステップ後の解を求めていく。最初、解は時間的に変化するが、次第に一定値に近づく。十分、収束したときの値を直流放電の解として採用した。

まず、 r_T に0.4~0.6の値を与えて、モデル式(1)~(3)、(9)の解および式(4)~(6)から得られる放電パラメータの変化を観察した。

図7 係数 r_T を変えた電位傾度 E の計算結果 (×印は文献(7)による実測値)

図 8 T_b, T_t で代表した電子エネルギー分布 (—) と 2-EGM (---) の比較 ($d=36$ mm, $T_w=42^\circ\text{C}$, Ar 400 Pa)

その結果、陽光柱の電位傾度 E と r_T との間により相関があることを見出した。図 7 に管内径 36 mm、放電電流 $I=0.1\sim 0.8$ A について、計算値と実測値⁷⁾を示す。陽光柱電位傾度 E は $r_T=1$ (マクスウェル分布) のとき、実測値よりも 25~45% 低く得られた。一方、高エネルギー部の電子数が欠乏した分布 $r_T<1$ を与えると、各電流値について、 r_T のある値で E は実測値と一致する。電流が増加すると、 E の計算値を実測値と一致させる r_T は 1 に近づく。これは、電流密度が増加するに従って、電子エネルギー分布がマクスウェル分布に近づくことを示している。

図 8 に、 $I=0.1, 0.4, 0.8$ A について分布関数(8)をプロットし、2-EGM の結果²¹⁾と比較した。マクスウェル分布におけるモデルに式(9)を追加しただけだが、2-EGM の結果と良く一致する結果を得た。未知の係数 r_T は、比較的容易に測定できる陽光性の電位傾度 E から決定できるので、本研究によるモデルは放電シミュレーションモデルとして実用性が高い。時間的に変化する放電に適用できるのも利点である。

5.3 シミュレーションモデルへの展開

以上のモデルを放電シミュレーションに利用するためには、任意の電流値、放電管径に適用できる必要がある。そこで、電子密

図 9 係数 r_T の関数形

図 10 陽光柱の電位傾度 E のシミュレーション結果と実測値の比較

度 n_e 、陽光柱電位傾度 E と r_T の関係を調べてみた。電子エネルギー分布の関数形は n_e および E に大きく依存すると考えられるので、 E の実測値から r_T を決めて、 n_e (計算値) $\times E$ に対して r_T をプロットすると図 9 のように一本の曲線で代表できることがわかった。なお図 9 の r_T は管内径 24 mm⁷⁾、13 mm²³⁾ について求めたものも含む。

この曲線を

$$r_T = r_T(n_e \times E) \dots \dots \dots (11)$$

と経験的関数で表した。この式(11)による値を式(9)に代入して、陽光柱のシミュレーション式とした。

図 10 に内径 36 mm、24 mm の陽光柱電位傾度 E を計算した結果を示す。36 mm 管の実測値は文献⁷⁾からとった。24 mm 管については、第 6 章で述べるプローブ電極付の放電管で測定した。本研究のシミュレーションモデルは管内径、放電電流を変えても、成り立つことがわかる。

6. 共鳴線放射パワーの測定とシミュレーションとの比較

6.1 共鳴線の放射強度の測定

管内径 24 mm の石英製放電管を直流で点灯して、水銀の両共鳴線の相対放射強度を測定した。紫外線は第 3 章の分光装置で測定し、信号は時定数の大きなアンプで増幅した。放電管には図 11 に示すように 4 本のプローブ電極を設置した。このうち外側

図 11 相対放射強度の測定に用いたプローブ電極付放電管

の 2 本の浮遊電位を入力インピーダンス 1 M Ω の差動電圧計で測定し、測定値を放電電流値に乗じて陽光柱電力を直読した。なお、プローブ電極には外径 77 μm のタングステン線を用い、放電管軸上に設置した先端部の 2 mm 以外はガラススリーブで絶縁した。放電管本体は 70 $^\circ\text{C}$ 一定の雰囲気中に保つ一方、最冷点温度 (中央下部の枝管外壁) の温度を 20~60 $^\circ\text{C}$ の範囲で変えて水銀蒸気圧を制御した。

6.2 シミュレーションとの比較

図 12 に陽光柱電力 40 W/m のときの水銀 254 nm、185 nm の放射パワーの最冷点温度依存性を示す。絶対値は 42 $^\circ\text{C}$ で文献¹⁷⁾によって校正した。同時にシミュレーションモデルによる計算結果を実線で示した。185 nm の低温側で、実測値との差が大きくなる傾向があるが、実測値をほぼ再現できるモデルになっている。

放射パワーの最冷点温度依存性が実測と一致しない原因の一つは、 T_b との比 r_T を与える関数が、水銀蒸気圧によって変化するためと考えられる。これを改善するためには、異なる水銀蒸気圧のもとで、 r_T を個々に実験的に決めればよい。また、ボルツマン方程式を利用して、電子エネルギー分布から直接 r_T を求

図 12 水銀共鳴放射の放射パワー
(○, ×: 測定値, —: 計算値, 陽光柱電力40W/m)

め, 実験に頼らずにその関数形を決めることも可能と考えられる。

7. む す び

水銀共鳴線の観測結果から低圧水銀-希ガス放電の解析を進め, 放電陽光柱の時間的変化を記述できるシミュレーションモデルに到達した。本研究のモデルでは, 陽光柱の電位傾度の実測値を与える必要がある。実験データの不足から, 今のところ限られたガス圧力の組み合わせにしか適用できない。ガス圧力が異なる場合の電子エネルギー分布の変化を考慮することによって, 広い条件下の放電のシミュレーションが可能となる。電子エネルギー分布関数の決定方法としては, ボルツマン方程式解析のほか, 静電プローブによる実測を検討している。

また, 本研究ではアフターグローおよび直流放電にモデルを適用した結果について述べた。交流放電についても, 本研究に示したモデルによって, 陽光柱の電気的特性および共鳴線の放射パワーのシミュレーションが可能である²⁴⁾。その結果については次の機会に報告する予定である。

参 考 文 献

- (1) Kenty' C.: Production of 2537 Radiation and the Role of Metastable Atoms in an Argon-Mercury Discharge, J. Appl. Phys. **21**-12 (1950) 1309~1318
- (2) Waymouth, J.F. and Bitter, F.: Analysis of the Plasma of Fluorescent Lamps, J. Appl. Phys. **27**-2 (1956) 122~131
- (3) Cayless, M. A.: Theory of the Positive Column in Mercury Rare-Gas Discharges, Brit. J. Appl. Phys. **14**-12 (1963) 863~869
- (4) Vriens, L.: Energy Balance in Low-Pressure Gas Discharge, J. Appl. Phys. **44**-9 (1973) 3980~3989
- (5) Polman, J., van der Werf, J. E. and Drop, P. C.: Non-linear Effects in the Positive Column of a Strongly Modulated Mercury-Rare Gas Discharge, J. Phys. D: Appl. Phys. **5**-2 (1972) 266~276
- (6) Polman, J. and Drop, P. C.: Electron Temperature and Hg (6^3P) Atom Density Decay in a Mercury-Rare-Gas Afterglow, J. Appl. Phys. **43**-4 (1972) 1577~1580
- (7) Verweij, W.: Probe Measurements and Determination of Electron Mobility in the Positive Column of Low-Pressure Mercury-Argon Discharges, Philips Res. Rep. Suppl. (1961)

- (8) Easley, M. A.: Probe Technique for the Measurement of Electron Temperature, J. Appl. Phys. **22**-5 (1951) 590~593
- (9) Koedam, M. and Kruithof, A. A.: Transmission of the Visible Mercury Triplet by the Low Pressure Mercury-Argon Discharge; Concentration of the 6^3P States, Physica **28**-1 (1962) 80~100
- (10) Wani, K.: Stepwise Excitation of the Hg 6^1P_1 Level in the Afterglow of a Low-Pressure Hg-Ar Discharge, J. Appl. Phys. **58**-8 (1985) 2968~2974
- (11) 和辻浩一: 低圧 Hg-Ar 放電における Hg 6^1P_1 準位の励起機構, 照学全大 (昭59) 4
- (12) Holstein, T.: Imprisonment of Resonance Radiation in Gases. II, Phys. Rev. **83**-6 (1951) 1159~1168
- (13) Nishimura, Y. and Fujimoto, T.: $\lambda=2537 \text{ \AA}$ Line from a Low-Pressure Mercury Discharge Lamp Emission Profile and Line Absorption by a Gas Containing a Mercury Vapor, Appl. Phys. B **38** (1985) 91~98
- (14) 奥野, 和辻, 宮本: 低圧 Hg-Ar 放電における紫外線の減衰照学全大 (昭58) 7
- (15) Winkler, R. B., Wilhelm, J. and Winkler, R.: Analysis of the Kinetic Properties and the Energy Budget of the Electron in the Ar-Hg Glow Discharge Plasma at Varying Partial Pressures and Discharge Currents, Beitr. Plasmaphys. **23**-1 (1983) 25~40
- (16) Uvarov, F. A. and Fabrikant, V. A.: The Absolute Concentration of Excited Atoms in the Positive Column of a Mercury Discharge, Opt. Spectr. **18**-5 (1965) 433
- (17) Denneman, J. W., de Groot, J. J., Jack, A. G. and Ligthart, F. A. S.: Insights into the 26 mm Diameter Fluorescent Lamp, J. Illum. Engng. Soc. **10**-1 (1980) 2~7
- (18) Post, H. A.: The Absolute Hg 6^1P_1 Direct Electron Impact Excitation Cross Section Determined in a Low Pressure Hg Discharge, J. Phys. B: At. Mol. Phys., **17**-15 (1984) 3193~3208
- (19) Winkler, R. B., Wilhelm, J. and Winkler, R.: Kinetics of the Ar-Hg Plasma of Fluorescent Lamp Discharges I, Ann. der Phys. 7. Folge, **40**-2/3 (1983) 90~118
- (20) Winkler, R. B., Wilhelm, J. and Winkler, R.: Kinetics of the Ar-Hg Plasma of Fluorescent Lamp Discharges II, Ann. der Phys. 7. Folge, **40**-2/3 (1983) 119~139
- (21) Ligthart, F. A. S., Keijser, R. A. J.: Two-Electron Group Model and Electron Energy Balance in Low-Pressure Gas Discharge, J. Appl. Phys. **51**-10 (1980) 5295~5299
- (22) Vriens, L., Keijser, R. A. J. and Ligthart, F. A. S.: Ionization Processes in the Positive Column of the Low Pressure Hg-Ar Discharge, J. Appl. Phys. **49**-7 (1978) 3807~3813
- (23) Zhu, S. L. and Zhang, B. H.: Positive Column Characteristics of Small Diameter Fluorescent Lamps, 3rd International Symposium on the Science and Technology of Light Sources, (1983) 46
- (24) 和辻浩一: 低圧水銀-希ガス放電モデルの蛍光ランプシミュレーションへの応用, 照学全大 (昭61) 4

(受付1986年9月10日)