

球状無電極ランプのランプ効率改善に関する研究

柳井武志*・中野正基*・福永博俊*

Study of improvement in lamp efficiency of a spherical electrodeless lamp

by

Takeshi YANAI*, Masaki NAKANO* and Hirotoshi FUKUNAGA*

We advanced our simulation method for inductively-coupled plasma in a spherical electrodeless lamp and investigated improvement in lamp efficiency of the lamp. Resultantly, we found that the change of the lamp efficiency could be explained by focusing on the consumed power of plasma and the location of electrons with high energy. We also investigated the suitable lamp design to improve in the lamp efficiency. The possibility of improvement in the efficiency of 5.4 lm/W was obtained by the optimization of the dimensions of the power coupler.

Key words : *Electrodeless lamp, Inductively-coupled plasma, Interaction analysis*

1. はじめに

近年, LED に代表される省エネ照明の普及が急速に進んでいる. 家庭用・産業用とも全消費電力に占める照明の消費電力の割合は比較的大きく, その効率改善は省エネに対して大きな貢献を果たすことになる. 一方で, 近年では, 環境問題への意識も高まり, 環境に対して負荷となるものを使用しないもしくはできる限り使用しないことも重要なキーワードとなっている. 本研究対象である無電極放電ランプは, ランプの寿命を決める大きな要因の一つである電極を用いていないことから, 60,000 時間を超える長寿命を実現したランプである. 一般の蛍光灯の約 5 倍の寿命であり, 環境負荷物質の廃棄水銀の減少が実現できるとともに, 演色性も比較的高く, 次世代の光源として期待されている. 無電極ランプは, ランプの形状によって環状と球状に分けられるが, 発光にはともに誘導結合プラズマ (Inductively-coupled plasma) を用いている. コイルに高周波電流を流し, 周囲に高周波磁界を発生させた際, プラズマは導体として振る舞うため, 磁界の時間変化を妨げる向きにプラズマ内にうず電流が流れ, このうず電流が電子温度を増加させる. この熱加

速された電子は, ランプ内に封入されたガス分子を励起や電離させる. 発光に寄与するのは励起ガス原子であり, 励起されたガス分子が, 基底状態に戻る際, 余分なエネルギーを光として放出し, その放出光内の紫外線が, 蛍光体により可視光に変換される.

本研究対象とした球状の無電極ランプは, ガス封入したバルブの外側に励磁コイルを巻いた外巻きタイプとバルブの内側に励磁コイルを巻いた内巻きタイプの二つに分類される¹⁾. 外巻きタイプは, コイルによる遮光が光束低下の要因になることや駆動周波数が MHz 帯域であるため, インバータ回路の損失が大きくなりシステム効率が低下することから, 内巻きタイプの実用化が積極的に行われている. 内巻きタイプの場合, コイルの巻き数を増やしても遮光が問題にならないことに加え, 軟磁性体コアを利用し, 大きなインダクタンスを得ることができるため, 駆動周波数を数百 kHz まで低減できる. この駆動周波数の低周波化により, インバータ回路損失が低減し, システム効率が改善する²⁾.

無電極ランプは, プラズマから放射される紫外線が可視発光の起源となるため, プラズマの状態を把握す

平成25年12月20日受理

* 電気・情報科学部門 (Division of Electrical Engineering and Computer Science)

ることが、ランプ効率改善に対して、重要な要素となる。しかしながら、無電極ランプ内のプラズマは、ドーナツ状の密度分布を持つことに加え、放電電極が無いため、放電電流などのプラズマ特性を実測することが比較的困難かつ煩雑となる。また、無電極ランプの放電には様々な物理現象が連成するため、発光に関する解析手法も十分な報告例はない。数値計算としては、渡辺らによる例がある³⁾が、ランプを無限長として解いたものであり、有限長のランプへの適用は困難である。ICPの計算機解析に関しては、数例報告がある⁴⁾⁻⁶⁾が、プラズマプロセスやイオンエンジンなどで用いられる駆動周波数が MHz 帯のものであり、研究対象とした照明用途における百 kHz 程度の低周波駆動 ICP に関しては十分な報告例はない。そこで我々は、これまでに有限要素法を用いた内巻きタイプの球状無電極ランプ内のプラズマ解析手法の確立に取り組んできた⁷⁾⁻⁹⁾。本稿では、既報の解析手法に新たに電子のエネルギー分布を考慮する過程を組み込み、ランプ効率の改善の可能性を検討したのでその結果を報告する。

2. 解析方法

2.1 解析モデル

本研究では、パナソニック（株）社製のエバーライト 150 を解析対象とした。エバーライトは、Ar (23.5 Pa) と Hg (0.93 Pa) が封入されたガラス製のバルブと励磁コイル、フェライトコア、Cu 管、Al 土台からなるパワーカブラから構成される。本研究では、ランプの対称性を考慮した Fig. 1 のようなモデル化を行い、軸対称を中心軸に定義することで 3 次元解析を行った。モデリング後、各エリアに実機に基づく材料特性を定義し、十分細かくメッシュ分割した後に、軸対称および無限境界の境界条件を定義した。

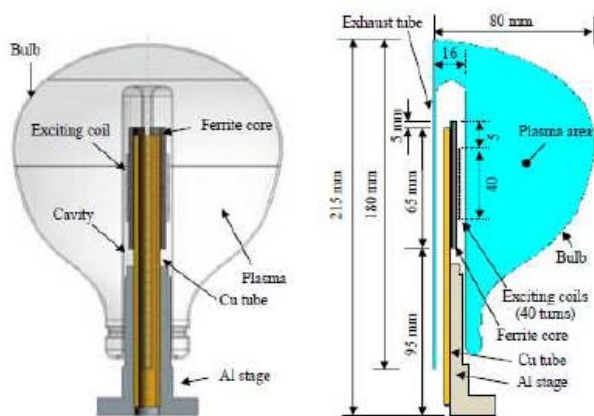


Fig. 1 解析モデル

2.2 解析方法

電磁界解析およびプラズマ解析部の詳細は文献(7)にて、コイル電力の計算過程とコイル電流に起因する電力計算過程に関しては文献(8)-(9)の一部にて、それぞれ報告済みであるため、それらに関しては簡単に説明する。本研究では、電子のエネルギー分布の計算過程を追加したので、その内容を主に説明する。

本解析手法では、投入電力 P_{in} 、励磁周波数 f 、初期励磁電流 I_0 および初期プラズマ密度 n_{e0} を最初に定義する必要がある。 P_{in} はおよび f は 150 W ならびに 135 kHz とし、実機と一致させた。励磁電流とプラズマ密度は解析ループによって変化する変数であり、初期値に制限はない。本研究では、初期電流は 2.75 A、初期電子密度は 10^{19} m^{-3} とした。本解析では、 $|P_{coil} - P_{in}| / P_{in} < 0.1 \%$ の条件を 30 回連続で満足した際を収束とみなした。ここで、コイル電力 P_{coil} の計算方法を説明する。本解析対象は、Fig. 1 で示したように 40 ターンの励磁コイルがフェライトコアに施してある。1 つのコイル電圧を v とし、鎖交する磁束を ϕ とすると、Faraday の電磁誘導則ならびにストークスの定理より、

$$\begin{aligned} v &= -\frac{d\phi}{dt} = -\frac{d}{dt} \int_s \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} \\ &= -\frac{d}{dt} \int_s (\nabla \times \mathbf{A}) \cdot d\mathbf{S} = -\frac{d}{dt} \int_c \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l} \end{aligned} \quad (1)$$

となるので、電磁界解析によって得られたベクトルポテンシャル \mathbf{A} の値を利用してコイル電圧および励磁電流との位相差を計算することができる。(1)式を用い各コイルの電力を計算し、40 ターン分足し合わせることで、全コイル電力 P_{coil} を得た。

2.3 ランプ効率改善の評価指標

本研究では、ランプ効率改善の評価指標として、

① プラズマ部の消費電力 P_p

② 要素ごとの Exciting 領域の電子数と管壁までの最短距離の積およびその総和 σ_{Exc}

の 2 つに着目した。評価指標 1 の「プラズマ部の消費電力」に関しては、「プラズマ部で消費される電力が多いほど、より多くのコイル電力をプラズマ部へ伝達され、ランプ効率を改善する」という考えのもと採用した指標であり、文献(8), (9)内でも用いた性能指標である。本論文では、プラズマ部の消費電力を P_p 、Al 土台部の消費電力を P_{Al} 、Cu 管部の消費電力を P_{Cu} と表記する。評価指標 2 は新しく取り入れた指標である。150 W タイプの無電極ランプにて、パワーカブラ部の励磁部（フェライトコア+励磁コイル）の上昇やフェライトコアの伸延を行うと、ランプ効率が改善し、同時に出力

球状無電極ランプのランプ効率改善に関する研究

される紫外線の波長の 365 nm と 546 nm の強度比が変化する現象が観測された¹⁰⁾。Fig.2 にその結果を示す。既報のプラズマ解析手法⁷⁻⁹⁾では、電子密度分布や電子温度分布をコンター表示させることは可能であるが、上記のような実機で観測される光出力の変化を解析的に議論することができなかった。そこで本研究では、Hg を電離可能なエネルギーを持つ電子 (Ionizing 領域)、電離はできないが紫外線発光に寄与する励起が可能なエネルギーを持つ電子 (Exciting 領域)、紫外線に寄与する励起が不可能なエネルギーを持つ電子 (Loss 領域)、と 3 つのエネルギー領域にわけ、それぞれのエネルギー領域の電子数の分布を得る過程を解析に組み込んだ。ランプ内のプラズマは非熱平衡状態プラズマであるが、イオン、中性原子、電子の各々の粒子のエネルギーは、ほぼ Maxwell 分布に従うと考え、電子のエネルギー分布に Maxwell 分布を適用した。熱力学的な平衡状態において、気体分子の速度ベクトルを $\mathbf{v} = (v_x, v_y, v_z)$ 、質量を m 、温度を T 、ボルツマン定数を k_B とすると、速度分布関数 $f(\mathbf{v})$ は、

$$f(\mathbf{v}) = \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot \exp \left(- \frac{m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2k_B T} \right) \quad (2)$$

で与えられる。本解析では、電子の運動を考えるため、以後、質量 m は電子の質量 m_e として表記する。 $\mathbf{v} \rightarrow v + dv$ の速度を有する速さの分布関数 $F(v)$ は、極座標形式を用いると、

$$\begin{aligned} \int_v^{v+dv} f(\mathbf{v}) d\mathbf{v} &= \int_v^{v+dv} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} f(\mathbf{v}) v^2 \sin \theta d\phi d\theta dv \\ &= \int_v^{v+dv} 4\pi v^2 f(\mathbf{v}) dv = \int_v^{v+dv} F(v) dv \end{aligned} \quad (3)$$

より、

$$\begin{aligned} F(v) &= 4\pi v^2 f(\mathbf{v}) = 4\pi v^2 \left(\frac{m_e}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot \exp \left(- \frac{m_e v^2}{2k_B T} \right) \\ &= \frac{4}{\sqrt{\pi}} v^2 \left(\frac{m_e}{2k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot \exp \left(- \frac{m_e v^2}{2k_B T} \right) \end{aligned} \quad (4)$$

となる。Fig.3 に Hg のエネルギー準位図を示す。Hg を電離させるのに必要なエネルギー E_{ion} は 10.44 eV¹¹⁾ であり、波長 254 nm の紫外線を放射するエネルギー準位に励起させるのに必要なエネルギー E_{Exc} は 4.88 eV¹²⁾ である。 E_{ion} に相当する電子の速度 v_{ion} を求めると、 $v_{ion} = 1.916 \times 10^6$ m/s となる。本研究では、基底状態の Hg の励起または電離を考慮し、次の 3 つのエネルギー領域の電子数分布を求めた。

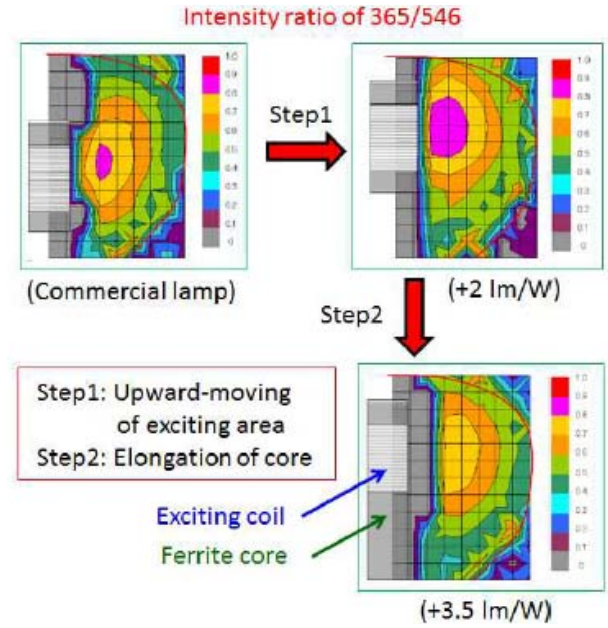


Fig. 2 プラズマ状態に与える励磁部の影響¹⁰⁾

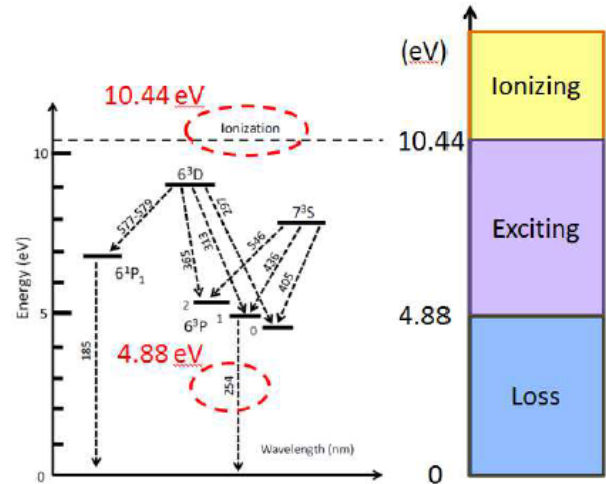


Fig. 3 Hg のエネルギー準位

- (I) Loss 領域 : 0 ~ 4.88 eV
 $v \leq 1.310 \times 10^6$ m/s
- (II) Exciting 領域 : 4.88 ~ 10.44 eV
 1.310×10^6 m/s $\leq v \leq 1.916 \times 10^6$ m/s
- (III) Ionizing 領域 : 10.44 eV 以上
 $v \geq 1.916 \times 10^6$ m/s

次に、ループ解析収束後の各エネルギー領域の電子数の計算手順を説明する。プラズマ解析によって、各要素の電子温度 T_{ei} と電子密度 n_{ei} が求まる。十分メッシュサイズを細かく切った際、要素の面積を S_i 、中心軸 (z 軸) からの距離を r_i とすると、3D を想定した各

要素の体積 V_i は, $V_i = 2\pi r_i S_i$ となる. よって, その体積 V_i 内にある電子数 N_{ei} は, $N_{ei} = n_{ei} V_i = 2\pi r_i S_i n_{ei}$ となる. 電子温度 T_{ei} が与えられた時, その要素内の電子の速度分布関数 $F_i(v)$ は, (4)式より,

$$F_i(v) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} v^2 \left(\frac{m_e}{2k_B T_{ei}} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot \exp\left(-\frac{m_e v^2}{2k_B T_{ei}}\right) \quad (5)$$

と表せる. よって, 次式の計算を行うことで各エネルギー領域の電子数を得ることができる.

$$\begin{aligned} N_{ei_Los} &= N_{ei} \int_0^{1.310 \times 10^6} F_i(v) dv \\ N_{ei_Exc} &= N_{ei} \int_{1.310 \times 10^6}^{1.916 \times 10^6} F_i(v) dv \\ N_{ei_Ion} &= N_{ei} \int_{1.916 \times 10^6}^{\infty} F_i(v) dv \end{aligned} \quad (6)$$

これらをすべての微小体積 V_i で計算することで, 各エネルギー帯の電子数をコンター表示できるようにした. 無電極ランプにおいては, 励起 Hg が下位のエネルギー準位へ状態遷移する際に放射する紫外線が蛍光体を介して可視光に変換されるため, 励起 Hg 原子数の増加がランプ効率改善に有効であると考えられる. 実測した電子温度 T_e は 2 eV 弱であったため⁷⁾, $T_e = 2$ eV とし, (6)式の各エネルギー帯における積分項の計算を行うと,

$$\begin{aligned} \int_0^{1.310 \times 10^6} F(v) dv &= 0.8192 \\ \int_{1.310 \times 10^6}^{1.916 \times 10^6} F(v) dv &= 0.1656 \\ \int_{1.916 \times 10^6}^{\infty} F(v) dv &= 0.0152 \end{aligned} \quad (7)$$

となる. 実際は, Ionizing 領域の電子の一部も紫外線放射に寄与するが, ①Ionizing 領域のエネルギーを有する確率が, Exciting 領域のエネルギーを有する確率よりも約 1 桁小さい((7)式), ②Ionizing 領域は 10.44 ~ ∞ eV というエネルギー領域幅が広く計算コストが著しく増加するため, 本研究では, Ionizing 領域の電子の紫外線放射寄与は考慮せず, Exciting 領域の電子数のみを議論する. 上述の Exciting 領域の電子数の増加はランプ効率改善に有効であると考えられるが, Hg に衝突することなく, Hg+と再結合した場合, 紫外線放射が生じないため, ランプ効率改善には寄与しないと考えられる. 閉空間にプラズマを形成した場合, 質量の軽い電子は, イオンよりもはるかに早く閉空間壁面まで拡散し, 壁面は負に帯電する. イオンは, 負に帯電した壁面からクーロン力を受け, 壁面方向に移動し, 壁面で電子と再結合する. 既報の我々の解析手法においても, バルブ内壁で電子と Hg+が再結合するとして, 電子の拡散方程式を解いている. よって, Exciting

領域の電子がバルブ管壁付近に偏在した場合, その多くは紫外線放射に寄与することなく, 再結合することになる. ここで, Hg-電子間の衝突に関して, 電子の平均自由行程を概算する. Hg のガス圧力を p_{Hg} , 温度を T とすると, 理想気体の状態方程式から Hg ガスの密度 N_{Hg} は次式で与えられる.

$$N_{Hg} = \frac{n \cdot N_A}{V} = \frac{N_A \cdot p_{Hg}}{R \cdot T} = \frac{p_{Hg}}{k_B T} \quad (8)$$

ここで, n は Hg の mol 数, N_A はアボガドロ定数, V は Hg の体積, R は気体定数である. 電子が Hg に衝突する際の平均自由行程 λ_{eHg} は, Hg ガスとの衝突断面積を σ_{Hg} とすると次式で与えられる¹³⁾.

$$\lambda_{eHg} = \frac{1}{\sigma_{Hg} \cdot N_{Hg}} \quad (9)$$

ここで, 対象とする Exciting 領域のエネルギーを有する電子が Hg に衝突する際の平均自由行程 λ_{eHg} を, 定常発光状態時の Hg ガス圧力 p_{Hg} および温度 T から計算した N_{Hg} および Hg の衝突断面積と電子エネルギーの関係¹⁴⁾を用いて計算すると λ_{eHg} は 26~43 mm となる. また, 無電極ランプ内は Ar ガスも封入されているため, Exciting 領域のエネルギーを有する電子が Ar に衝突する平均自由行程 λ_{eAr} を Ar の衝突断面積と電子エネルギーの関係¹⁵⁾から計算すると約 1 mm となる. よって, Exciting 領域の電子の多くは Ar に衝突し, Hg を励起可能なエネルギーを失うことになり, 一部の電子が Hg と衝突し, 紫外線発光に寄与することになる. 本研究では, この Hg と衝突する Exciting 領域の電子の配置に着目した. Fig.4 にバルブ内の各要素とバルブ管壁までの最短距離のコンター図を示す. 各要素とバルブ管壁までの最短距離の最大値は, Fig.4 中に示した領域 II 付近であり, 約 32 mm である. 例えば, Exciting 領域の電子が, 領域 I (管壁までの距離が近い) 付近に偏在した場合, 管壁までの距離が近く, その距離は Hg-電子間の平均自由行程 λ_{eHg} よりも十分短いため, Hg に衝突することなく, 再結合する確率が高くなるが, 領域 II (管壁までの距離が遠い) 付近に偏在した場合, 管壁までの距離が遠いため, 再結合までの時間 (電子の寿命) が長くなると考えられる. よって, Hg への衝突確率ならびに衝突回数が増加し, 結果として紫外線放射量が増加すると考えた. 上記考えのもと, Exciting 領域の電子数と管壁までの最短距離の積を要素ごとに計算し, 新たな評価指標 δ_{Exc} として用いることにした. δ_{Exc} のコンター表示では定性的な評価は可能であるが, 定量的な評価が困難であるため, 要素ごとに算出した δ_{Exc} の総和をとった σ_{Exc} をランプ効率改善の評価指標の一つとした.

球状無電極ランプのランプ効率改善に関する研究

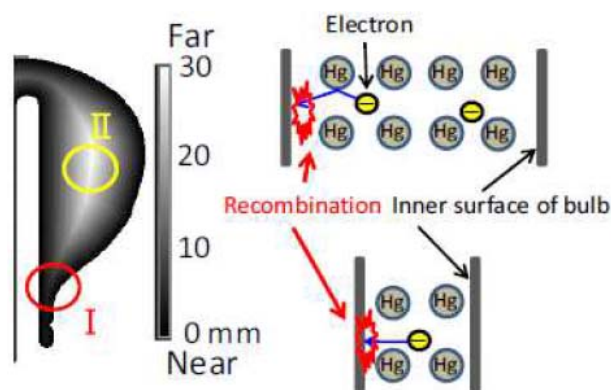


Fig.4 バルブ内の各要素とバルブ管壁までの最短距離のコンター図

3. 結果と考察

3.1 Cu 管上端の位置がランプ効率に与える影響

Fig.5 に、ランプ効率の Cu 管上端の位置依存性の測定結果を示す。Fig.5 は、本解析対象としたエバーライト 150 W の製品化以前の検討結果であり Al 土台は用いておらず、150 kHz で励磁を行った際の測定値である。Cu 管上端の位置 0 mm が、フェライトコア上端と Cu 管上端の位置が一致する場合である。横軸は、プラスの場合がフェライトコア上端よりも Cu 管上端が高い場合、マイナスの場合がフェライトコア上端よりも Cu 管上端が低い場合である。Fig.5 より、Cu 管上端の位置がフェライトコア上端の位置よりも高くなった場合、ランプ効率が低く、Cu 管上端の位置がフェライトコア上端の位置よりも低くなった場合、ランプ効率が高くなることが了解される。この現象に関して検討を行うため、Cu 管上端の高さを変化させ (Fig.6)、パワーカプラの各部で消費される電力およびプラズマ部で消費される電力を計算した。本解析では、市販品ランプへの解析結果の活用を鑑み、Al 土台も考慮した。また 135 kHz 励磁にて解析を行った結果をここでは報告する。なお、Al 土台を考慮せず、150 kHz 励磁で得られた結果は、Al 土台を考慮した 135 kHz 励磁の結果とほぼ一致することは確認している。Fig.7 に各部の消費電力と Cu 管上端の高さ依存性を示す。Fig.7 より、Cu 管上端の位置がフェライトコア上端の位置よりも高くなると、Cu 管で消費される電力が著しく増加し、プラズマ部の電力が減少することがわかる。Al 土台で消費される電力は Cu 管上端の位置に対して大きな依存性は観測されなかった。本結果より、実機におけるランプ効率の変化は、Cu 管部で消費される電力の変化に起因すると考えられる。Cu 管上端の位置がフェライトコア上端の位置よりも高くなった場合の急激な消費電力増加に関して、詳細に検討するため、Cu 管上端の位置

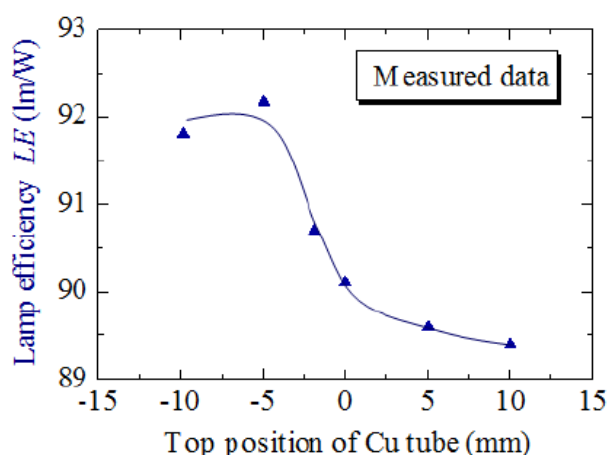


Fig.5 ランプ効率の Cu 管上端の高さ依存性

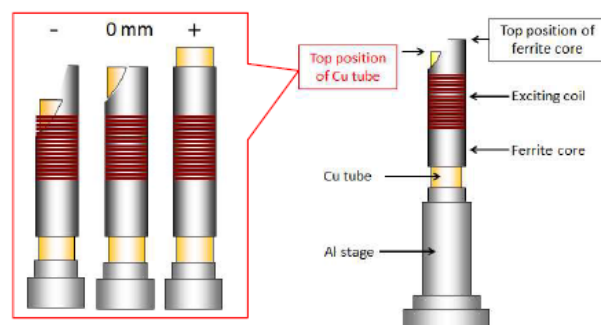


Fig.6 解析モデル（Cu 管上端の高さ依存性）

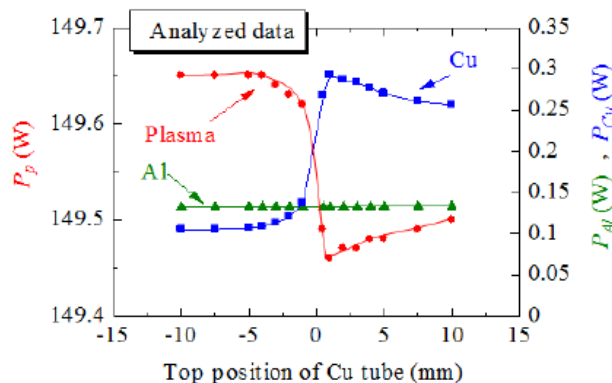


Fig.7 ランプ効率の Cu 管上端の高さ依存性

が+10 mm の時と-10 mm の時のパワーカプラを流れるうず電流のコンター図を取得した。その結果を、Fig.8 に示す。電磁界解析によって得られるうず電流の数値解は、電流密度の形で得られるため、Fig.8 では、うず電流密度としている。

Cu 管上端の位置が+10 mm の時に着目すると、フェライトコア上端および下端付近で大きなうず電流が流れていることがわかる。一方、Cu 管上端の位置が-10 mm の時は、フェライトコア下端部付近のみ大きなうず電流が流れ、上端付近では大きなうず電流は観測されなかった。無電極ランプでは、コイルにより生じる

磁束とプラズマが誘導結合することで、プラズマが維持されるが、完全な密結合ではないため、その一部はCu管側にも鎖交することになる。Cu管はフェライトコアの放熱機能を担うため、単純な体積の減少は困難であるが、フェライトコア上端の位置よりも、5 mm程度上端の位置を下げることが、カプラ損失低減に有効であることがわかった。

Fig.9に P_p と LE , Fig.10に σ_{Exc} と LE のCu管上端の位置の依存性をそれぞれ示す。Fig.9より、Cu管上端の位置が0 mmの付近で、 P_p , LE ともに急激に変化することが了解され、その変化の傾向は比較的良い一致を示した。しかしながら、Cu管上端の高さがフェライトコア上端の高さよりも高い領域では、 P_p とランプ効率間に相関性が観測されなかった。 P_p の増加はランプ

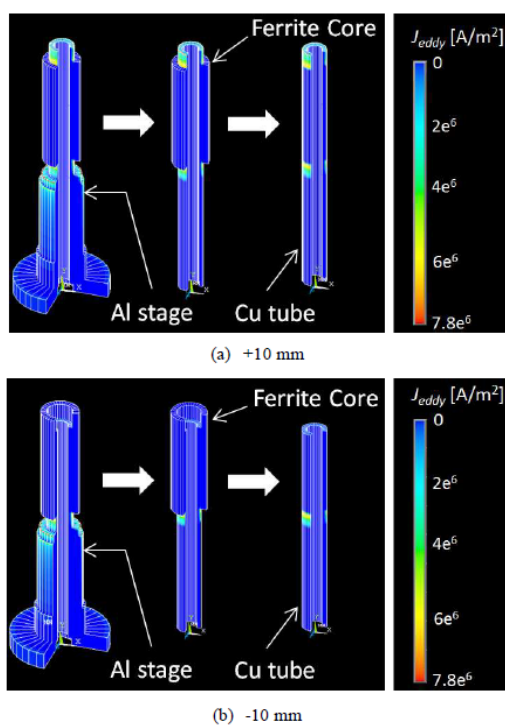


Fig.8 パワーカプラ内のうず電流分布

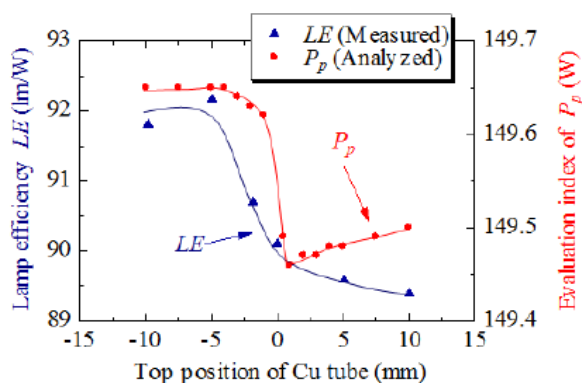


Fig.9 ランプ効率の実測値とプラズマ部の消費電力の解析値のCu管上端の高さ依存性

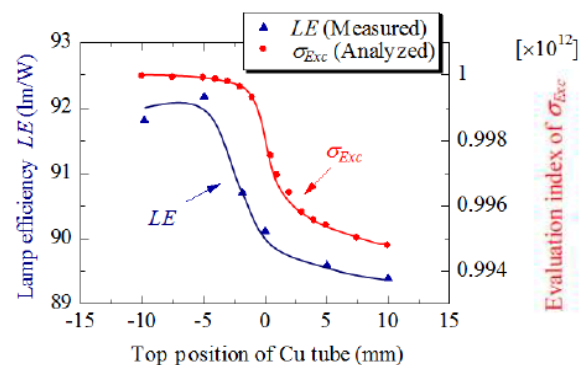


Fig.10 ランプ効率の実測値と σ_{Exc} のCu管上端の高さ依存性

効率改善に不可欠と考えられるが、 P_p だけでは、ランプ効率改善の評価指標としては、不十分であることを示唆する結果となった。Fig.10に着目すると、 σ_{Exc} とランプ効率間には良い相関がみられることが了解される。すなわち、ランプ効率改善の評価指標として、 σ_{Exc} は適当な指標であると考えられる。

3.2 カプラとバルブの位置関係とランプ効率の関係

Fig.11に、パワーカプラとバルブの位置関係を変化させたときの光束の変化を示す。Fig.11では、0 mmが市販のランプのカプラの位置であり、それよりも上方向にカプラを移動させた際をプラスで、下方向に移動させた際をマイナスで表記している。Fig.11より、カプラを上方向に移動させることにより、ランプ効率が向上することが実機の測定により確認された。

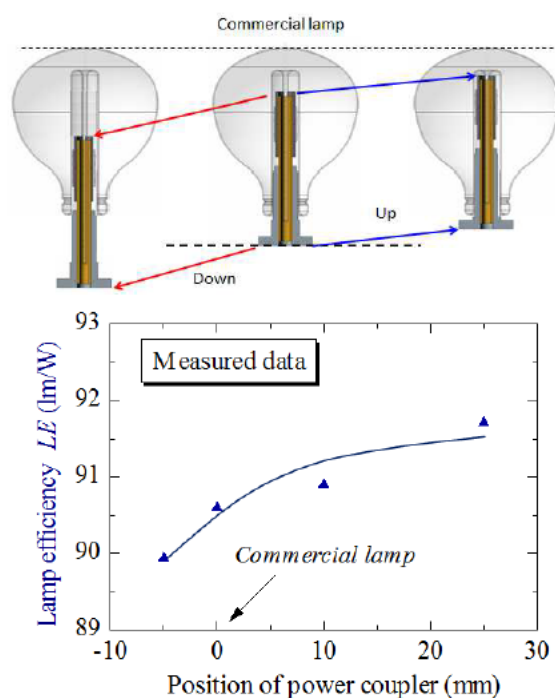


Fig.11 ランプ効率のパワーカプラの位置依存性

球状無電極ランプのランプ効率改善に関する研究

この現象に関して検討を行うため、カプラとバルブの位置関係を変化させ、パワーカプラの各部で消費される電力およびプラズマ部で消費される電力を計算した。Fig.12 にバルブとカプラの位置関係を変化させたときの各部の消費電力を示す。Fig.12 より、パワーカプラの位置をマイナスの方向、すなわち下方向へ移動させた際、Cu 管や Al 土台部で消費される電力が若干増加

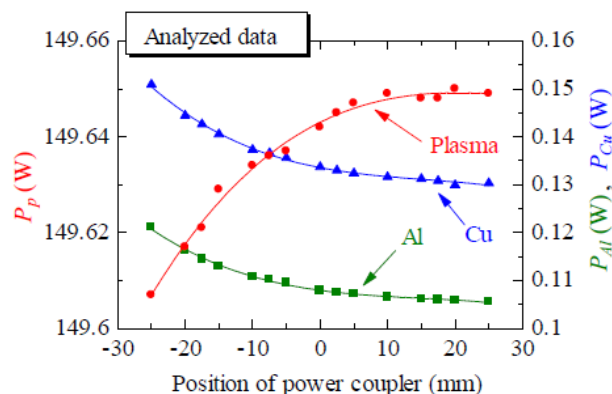


Fig.12 各部の消費電力のパワーカプラの高さ依存性

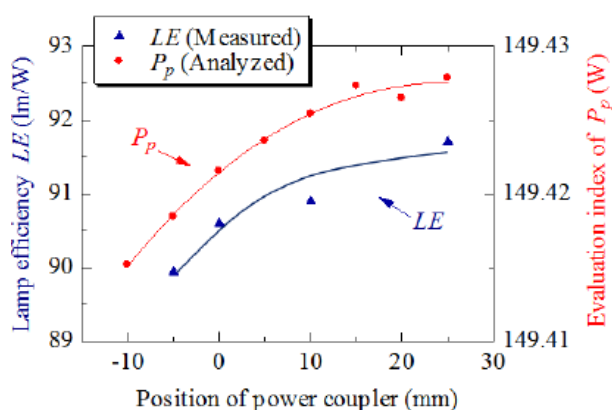


Fig.13 ランプ効率の実測値とプラズマ部電力の解析値のパワーカプラ位置依存性

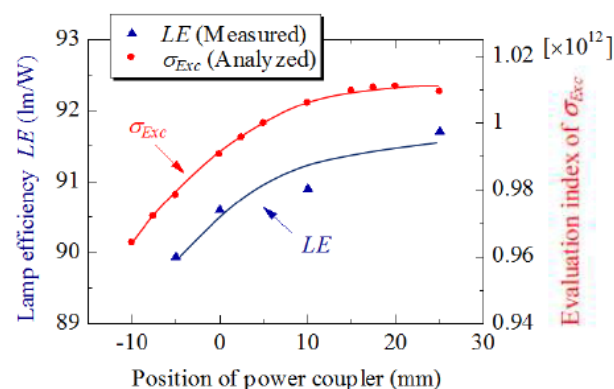


Fig.14 ランプ効率の実測値と σ_{Exc} のパワーカプラ位置依存性

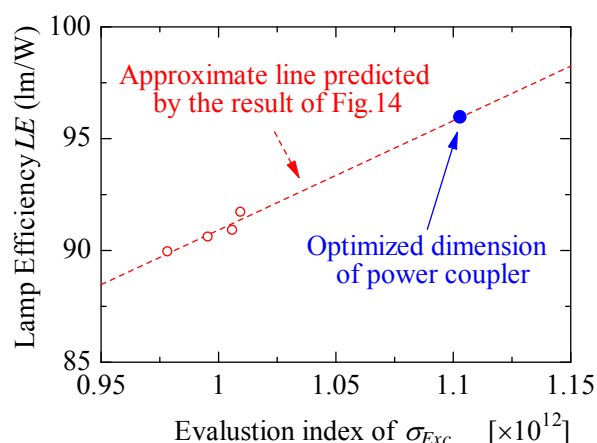
する傾向が観測された。このことから、Fig.11 にて観測されたカプラの位置を上昇させた際のランプ効率の向上は P_{Al} や P_{Cu} が減少し、 P_p が増加したことが影響したと考えられる。 P_{Al} や P_{Cu} は、ランプの発光には寄与しないため、ランプ効率改善には、これらの電力を抑制するランプ設計を行うことが重要となる。Fig.13 に P_p と LE 、Fig.14 に σ_{Exc} と LE のカプラ位置依存性をそれぞれ示す。Fig.13 より、カプラ位置の上昇に伴い、 P_p 、 LE とも増加し、その増加の傾向は比較的良い一致を示すことが了解される。Cu 管や Al 土台の損失が大きく変化しないモデルにおいては、コイルとプラズマ間の磁気的な結合状態は大きく変化しないと考えられるため、このような場合、ランプ効率改善の評価指標として P_p も活用可能であると考えられる。Fig.14 に着目すると、カプラ位置の上昇に伴い、 σ_{Exc} 、 LE とも増加し、増加の傾向は良い一致を示すことが了解された。

以上の結果より、高 P_p および低カプラ損失を必要条件とした上で、 σ_{Exc} を増加させる設計を行うことが、高効率ランプの実現に有効であることがわかった。

3.3 パワーカプラ形状の最適化と改善効率予測

我々は文献(9)の中で、パワーカプラを構成する Cu 管、Al 土台、フェライトコア、励磁コイルに対して、それぞれの配置位置や形状等を現実的な範囲で変化させ、カプラ損失 (Al 土台と Cu 管の消費電力の和) に着目し、高いランプ効率を実現可能なカプラデザインを検討した。その結果、Al 土台の上端位置を市販品よりも 50 mm 下げ、Cu 管長を増加させることで励磁部 (コイル+フェライトコア) を上方へ 20 mm 移動させ、さらにコア下端長を 60 mm 増加させることで市販品よりも約 88 % のカプラ損失が可能であるという結果を得た⁹⁾。解析技術は、理論限界のランプ効率の提示やランプ効率改善の目標値を提示することも重要な役割である。そこで、文献(9)の検討で最適化したカプラ形状にて、ランプ効率の試算を行う。

Fig.15 に、Fig.14 の結果を横軸 σ_{Exc} 、縦軸 LE で整理した図を示す。Fig.14 では、 LE の実測点は 4 点なので、各実測点に対応する 4 つの σ_{Exc} の解析値を用いて Fig.15 のグラフを描いた。Fig.15 より、 σ_{Exc} と LE には比較的良い線形関係が観測されることが了解される。よって、 σ_{Exc} と LE の線形近似直線をランプ効率の予測直線とすることにした。この予測直線上に、文献(9)の検討で最適化したカプラ形状にて計算した σ_{Exc} の値である 11.03×10^{11} をプロットすると、95.9 lm/W となり、市販のランプよりも約 5.4 lm/W のランプ効率改善が期待されることがわかった。

Fig.15 ランプ効率と評価指標 σ_{Exc} の関係

4. まとめ

本稿では、既報の球状無電極ランプ内のプラズマ解析手法に新たに電子のエネルギー分布を計算する過程を組み込み、カプラデザインの最適化の結果を用いて、ランプ効率改善の可能性を検討した。

ランプ効率改善の評価指標として、プラズマ部の消費電力 P_p および要素ごとのExciting領域の電子数と管壁までの最短距離の積の総和 σ_{Exc} の2つを検討したところ、 P_p と σ_{Exc} が評価指標として適当である結果が得られた。ただし、コイルとプラズマ間の磁気的な結合状態が大きく変わる場合には P_p は評価指標として適用困難な可能性が示唆されたため、高い P_p を必要条件とした上で、大きな σ_{Exc} を得るランプ設計を行う必要がある。

現実的な範囲でパワーカプラ部の寸法や位置など最適化したところ、Al土台上端の位置を下げ、励磁部を上昇させ、さらにコア下端長を増加させることで、最大5.4 lm/Wのランプ効率改善の可能性が示唆された。

謝辞：本研究の遂行にあたり、実記データをご提供いただきました津山工業高等専門学校掛橋英典教授ならびにパナソニック（株）の岡田淳典氏に感謝の意を表します。

参考文献

- 1) J. Bethenod and A. Claude, US Patent #2,030,957, (1936).
- 2) 城戸, 平松, 小笠原, 山本: 「高効率低周波無電極ランプエバーライト」, 松下電工技報, vol.53, No.1, pp.10-15 (2005).
- 3) Y. Watanabe, M. Yasuda: "Plasma conductivity estimation in inductively coupled electrodeless discharge by equivalent circuit", Jpn. J. Appl. Phys., vol.37, pp.4568-4571 (1998).
- 4) S. K. Nam, and D. J. Economou: "Two-dimensional simulation of a miniaturized inductively coupled plasma reactor", J. Appl. Phys., vol. 95, pp. 2272-2277 (2004).
- 5) S. Zhao, X. Xu, X. Li, and Y. Wang: "Fluid simulation of the E-H mode transition in inductively coupled plasma", J. Appl. Phys., vol. 105, pp.083306-083316 (2009).
- 6) T. Takahashi, Y. Takao, K. Eriguchi, K. Ono: "Numerical and experimental study of microwave-excited microplasma and micronozzle flow for a microplasma thruster", Phys. Plasmas, vol. 16, pp. 083505-083519 (2009).
- 7) 掛橋, 佐藤, 柳井, 福永, 植月: 「誘導型無電極ランプの電子密度解析」, 照学誌, 93-11, pp.807-813 (2009).
- 8) T. Yanai, Y. Sakamoto, M. Honda, K. Takahashi, M. Nakano, H. Fukunaga: "Magnetic design for an electrodeless discharged lamp", IEEE Trans. Magn., vol.48, pp. 1505-1507 (2012).
- 9) T. Yanai, Y. Sakamoto, M. Nakano, H. Kakehashi, A. Okada, H. Fukunaga: "Reduction in eddy current loss for a power coupler in an electrodeless discharged lamp", J. Magn. Soc. Jpn, vol. 37, pp. 151-154 (2013).
- 10) 山内, 岡田: 「球状無電極ランプの発光・分光計測」, 照学全大, p.66 (2010).
- 11) M.A. Baig: "High Rydberg transitions in the principal and intercombination series of mercury", J. Phys. B 16, pp.1511-1523 (1983).
- 12) J. R. Fuhr and W. L. Wiese: "CRC Handbook of Chemistry and Physics", 86th Edition, CRC Press, pp.10-93-10-155 (2005).
- 13) 例えば, 金田輝男: 「気体エレクトロニクス」, コロナ社, pp.125-126 (2004).
- 14) F. Sigeneger, R. Winkler and R. E. Robson: "What really happens with the electron gas in the famous Franck-Hertz experiment?", Plasma Phys., vol. 43, pp.178-197 (2003).
- 15) 菅井秀郎: 「プラズマエレクトロニクス」, オーム社出版局, p.20, (2000).