doi : 170000564

数値解析を用いたキセノンショートアークランプの タングステン蒸気挙動評価

非会員 前中 志郎 (株ユメックス) 非会員 田代 真一 (大阪大学) 非会員 Anthony B. Murphy (CSIRO)
非会員 藤田 和宣 (株ユメックス) 非会員 田中 学 (大阪大学)

Evaluation of Tungsten Vapor Behavior in Xenon Short Arc Lamp Using Numerical Simulation

Non Member Shiro Maenaka (YUMEX Corp., Inc), Non Member Shinichi Tashiro (Osaka university),

Non Member Anthony B. Murphy (CSIRO), Non Member Kazunori Fujita (YUMEX Corp., Inc) and

Non Member Manabu Tanaka (Osaka university)

ABSTRACT

In this study, a unified numerical simulation model was developed. A sub model of radiative heat transfer and tungsten evaporation, including transportation and adhesion, was added to an electromagnetic and thermal fluid numerical simulation model of a xenon short arc lamp. Then, the process of blackening by tungsten vapor was studied. When the temperature of the anode is around melting point, the heat loss of the evaporation against the input power is small. It is clear that there is almost no thermal influence on the anode. In addition, the flux of vapor deposition in this numerical simulation is high, then the blackening of the lamp was confirmed. Furthermore, the process of blackening by tungsten vapor was also confirmed. This numerical simulation model is shown to be useful for the examination of arc flow control and blackening.

KEYWORDS : numerical simulation, xenon arc lamp, energy balance, tungsten vapor, blackening

1. 諸言

ショートアークランプは、短い電極間でアーク放電を発生させ、非常に強い光が得られるランプである。なかでも、キセノンショートアークランプ（以下、キセノンランプ）は、特に可視光領域が太陽日光に似た、高輝度かつ高演色性の光を発するランプである。そのため、映写機やプロジェクタなどの光源に利用されている。これら光源の照度は、ランプ点灯時にタングステン電極が蒸発し輸送され、石英ガラス製の容器（以下、発光管）に付着して透過率が部分的に低下（以下、黒化）していくことで、時間の経過とともに減衰する。そのため、例えば、電極形状を適切に設定してアーク流を制御するなど、黒化部分が照度に影響しない範囲になるように種々の工夫がなされている¹⁾。しかし、多くの場合ランプは経験的に設計され、黒化については実験的に確認される。

キセノンランプに限らず、ショートアークランプの数値解析を用いた報告例はまだまだほとんどない。例えば、田中らは、大気圧フリー・バーニング・アークの数値解析モデル²⁾をショートアークランプに拡張し、電極径の違いによる、ランプ内のエネルギーバランスや電極からの熱輻射量への影響を検討した³⁾。Fleschらは、圧力や電流値、電極間距離が温度分布などに及ぼす影響を検討しているが、流れ分布を無視し、熱伝導のみで温度分布を求めた⁴⁾。竹村らは、流れ分布を考慮した自己無撞着モデルを開発し、ランプ内でのエネルギーバランスについて検討した⁵⁾。Bornらは、環境対策として水銀の代わりにZnI₂をガスとして用いた場合の温度分布を算出した⁶⁾。Kazizらは、乱流を考慮した解析を行った⁷⁾。

このように、数値解析による研究はなされているものの、キセノンランプにおける電極材料の蒸発や黒化の形成プロセスなどについて統合的に扱われた報告はなく、いまだ完全には理解されて

いないのが現状である。そこで本研究では、実際のランプ点灯時の現象および点灯モードを考慮したキセノンランプの統合数値解析モデルを構築し、ランプ内のエネルギーバランスを詳細に検討することで、黒化現象を理論的に解明することを目的としている。前記の現象および点灯モードとは、それぞれランプ点灯による発光管内の温度上昇にともなう内圧上昇現象、発光管への電極材料の蒸気付着現象および一定電流での点灯のことをそれぞれ指す。なお、電流は直流電流である。

本報では、キセノンランプの電磁・熱流体解析モデル⁸⁾をメインモデルに、輻射伝熱とタングステンの蒸発、輸送および付着のサブモデルを加えた統合数値解析モデルを用いて、一定電流モードで点灯される実際のランプ内の現象と数値解析結果を比較検討することで、モデルの妥当性を確認するとともに、ランプ内のエネルギーバランスから電極への入熱量を調査し、タングステンの蒸発、輸送および付着を評価することで、黒化部分の形成プロセスについて検討した結果を報告する。

2. シミュレーションモデル

シミュレーションモデルは、キセノンランプの2次元軸対称モデルとした。図1(a)に、その数値解析領域を示す。領域の寸法は、軸方向116.0 mm および半径方向26.8 mm である。また、数値解析の対象領域は、陽極および陰極、ガス空間の3つの領域で構成される。陽極をタングステン、陰極を酸化トリウムが2.0 wt %含まれるタングステン（以下、トリタン）、ガスを純キセノンとした。この領域を、不均一なセルに分割した。図1(b)にアーク近傍を拡大した図を示す。アーク近傍の領域は、その他の領域に比べて温度勾配が大きい。そのため、アーク近傍のセル寸法を、ガス空間および両電極のそれよりも小さくした。具体的には、前者を最小

図1 数値解析領域
Fig.1 Numerical simulation domain (a) Entire domain and (b) Mesh near the arc.

0.1 mm, 後者を最大0.3 mm とし, 徐々に大きくした.

モデルは, 著者らが過去に報告したキセノンランプの数値解析モデル⁸⁾をメインモデルとし, 輻射加熱とタングステンの蒸発, 輸送および付着のサブモデルを加えた統合モデルとした. サブモデルに用いた主な仮定は, 次の3点である. まず, 輻射については, ガス中では輻射エネルギーの散乱と吸収は起こらない. 次に, 蒸発については, 簡単のため陰極に含まれているトリウムの蒸発は起こらない. すなわち, タングステンのみが蒸発する. 最後に, 電極については, 溶融による変形は無視されるが, 蒸発に伴う熱損失は考慮される.

支配方程式は, 質量保存則, 運動量保存則, エネルギー保存則および電流保存則などとした. これらの連立方程式を解くことにより, 領域内の速度, 温度および電位などの分布を求める. なお, 本モデルの数値解析は, 非定常計算で行われるが, 温度変化がなくなるまで十分な時間計算し, 定常状態とみなした. 数値解析ソフトには FLUENT ver.18.1を用い, 解法には SIMPLE 法を用いた. 用いた方程式をそれぞれ以下に示す.

質量保存則:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = Q_v - Q_d \quad (1)$$

運動量保存則:

$$\frac{\partial \rho \vec{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u} \vec{u}) = -\nabla p + \nabla \cdot \vec{\tau} + \vec{j} \times \vec{B} \quad (2)$$

エネルギー保存則:

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho h \vec{u}) = \nabla \cdot (k \nabla T) + \vec{j} \cdot \vec{E} - Q_r - Q_w + Q_c + Q_a \quad (3)$$

電流保存則:

$$\nabla \cdot \sigma \nabla \Phi = 0 \quad (4)$$

オームの法則:

$$\vec{j} = -\sigma \nabla \Phi = \sigma \vec{E} \quad (5)$$

ベクトルポテンシャル:

$$\nabla^2 \vec{A} = -\mu_0 \vec{j} \quad (6)$$

磁場:

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A} \quad (7)$$

タングステン蒸気の質量保存則:

$$\frac{\partial \rho Y}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho Y \vec{u}) = \nabla \cdot (\rho D_{W-Xe} \nabla Y) + Q_v - Q_d \quad (8)$$

輻射輸送方程式:

$$\nabla \cdot (I(\vec{r}, \vec{s}) \vec{s}) = \frac{1}{4\pi} (Q_s + Q_r) \quad (9)$$

ここで, ρ : 質量密度[kg/m³], $\vec{u}$: 速度[m/s], p : 圧力[Pa], $\vec{\tau}$: 粘性応力テンソル[Pa], $\vec{j}$: 電流密度[A/m²], $\vec{B}$: 磁場[A/m], h : エンタルピー[J/kg], k : 熱伝導率[W/m·K], T : 温度[K], Q_r : アーク輻射損失[W/m³], Q_s : 電極表面輻射損失[W/m³], Q_w : タングステン蒸発に伴う熱損失[W/m³], Q_c : 電子放出による冷却と到達したイオンの再結合による加熱[W/m³], Q_a : 電子流入による加熱[W/m³], σ : 電気伝導度[S/m], Φ : 電位[V], $\vec{E}$: 電場[V/m], $\vec{A}$: ベクトルポテンシャル[A/m], μ_0 : 真空透磁率[H/m], Y : タングステン質量分率, Q_v : タングステン蒸気による質量増加量[kg/m³/s], Q_d : 発光管でのタングステン蒸気消失量[kg/m³/s], D_{W-Xe} : ガス中におけるタングステン蒸気の拡散係数[m²/sec.], I : 輻射強度[W/m²/Sr], $\vec{r}$: 位置ベクトル, $\vec{s}$: 方向ベクトルである.

ただし, 輻射損失については紫外から赤外にいたる全波長域での積分値である. 輻射強度は, 電極の表面輻射とガスの輻射によってのみ変化するものとし, ガス中におけるこれら以外の変化はないものとした. また, 融点以上における輻射率については, 溶融により生じる金属光沢を模擬するために0.01を用いた. また, 融点未満におけるそれについては, 本来であれば温度依存性があるが, 低温での輻射はあまり影響しないと考えられるため, 約3000 Kでの輻射率0.3⁹⁾を用いた.

また, 本モデルは, 実際には水平方向に点灯されるランプを, 2次元軸対称モデルとしたので, 重力が考慮されていない. 質量保存式および運動量保存式, タングステン蒸気の質量保存式は, ガス領域でのみ計算される. また, エネルギー保存式の生成項 Q_r はガス領域でのみ, 生成項 Q_s , Q_w , Q_c および Q_a は電極領域でのみ計算される. Q_s , Q_c および Q_a は次式によって算出されるものとした.

$$Q_s = (-\varepsilon \alpha T_s^4) \frac{S_{SC, ele}}{V_{SC, ele}} \quad (10)$$

$$Q_c = (-|j_e| \phi_c + |j_i| V_i) \frac{S_{SC, ele}}{V_{SC, ele}} \quad (11)$$

$$Q_a = (|j| \phi_a) \frac{S_{SC, ele}}{V_{SC, ele}} \quad (12)$$

ここで, ε : 輻射率, α : ステファン・ボルツマン定数[W/m²/K⁴], T_s : 電極表面温度[K], j_e : 電子電流密度[A/m²], ϕ_c : 陰極材料の仕事関数[eV], j_i : イオン電流密度[A/m²], V_i : ガスの電離電圧[eV], $S_{SC, ele}$: ガス領域と接する電極領域の第一隣接セル表面積[m²], $V_{SC, ele}$: ガス領域と接する電極領域の第一隣接セル体積[m³], ϕ_a : 陽極材料の仕事関数[eV]である. なお, 表面積は内部境界に接する面の表面積である. 陰極においてのみ電子電流とイオン電流が別々に考慮されるが, これは次式のショットキー放出を考慮したりチャードソン・ダッシュマンの熱電子放出電流密度式に基づいて定義される¹⁰⁾.

$$j_r = A_R T^2 \exp\left(-\frac{e \phi_c}{k_B T}\right) \quad (13)$$

ここで, k_B : ボルツマン定数[J/K], A_R : 陰極材料に依存する定数[A/m²/K²], ϕ_c : 実効仕事関数[eV]¹⁰⁾である. 定数 A_R には, 便覧¹¹⁾に掲載されている複数の値の平均値 5.0×10^4 [A/m²/K²]を用いた. また, 実効仕事関数 ϕ_c には, ショットキー放出を考慮したトリタンのもので, 本研究と同じ100 Aでアークが点弧されているときの値 $2.6 \text{ eV}^{10)}$ を用いた. この実効仕事関数は, アーク点弧中のトリタン電極先端に, 様々な波長のパルスレーザを照射して, トリタン電極に吸収される光子数に対する放出光電子数の比

を測定し、これに理論式をフィッティングすることで算出されたものである。なお、この計算には電極表面温度の測定が必要となるが、これはアーク点弧中の電極先端から生じる放射を波長の関数として測定し、プランクの式をフィッティングすることによって算出される¹²⁾。イオン電流 j_i は $|j_i|$ が $|j_R|$ よりも大きい場合、 $j_i=|j_i|-|j_R|$ とし、また、 $j_i=|j_i|+|j_R|$ とする。

ところで、本モデルの対象としているランプは、発光管で密閉されているので、発光管内の圧力が、ランプの点灯による温度上昇にともない高くなる。そのため、用いた物性値は、ガス温度および動作ガス圧力の依存性が考慮された値である。この動作ガス圧力は、ガスの実効動作温度を求めて、次式によって算出されるものとした¹³⁾。なお、タングステン蒸気の生成量は、ガス量に比べて非常に少ないと考えられるため、質量密度以外の物性値は、ガス中へのタングステン蒸気の混入により、影響されないものとした。

$$P_w = T_{eff} \times \frac{P_{fill}}{T_{fill}} \quad \dots\dots\dots(14)$$

ここで、 P_w :動作ガス圧力[Pa]、 P_{fill} :点灯前の封入ガス圧力[Pa]、 T_{eff} :実行動作温度[K]、 T_{fill} :点灯前のガス封入温度(室温300 K)である。また、この動作圧力を用いて、(8)式の D_{W-Xe} は、次式によって算出されるものとした¹⁴⁾。

$$D_{W-Xe} = \frac{3}{8} \frac{k_B T}{P_w} \left[\frac{\pi k_B T (m_{Xe} + m_w)}{2 m_{Xe} m_w} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{1}{Q_{W-Xe}} \quad \dots\dots\dots(15)$$

ここで、 m_{Xe} :キセノン原子質量[kg]、 m_w :タングステン原子質量[kg]、 Q_{W-Xe} :キセノン原子とタングステン原子の衝突断面積[m²]である。

完全な純タングステンであれば、個体から気体への相変態は一定値、すなわち融点で開始する。しかし、通常、使用するタングステンには多くの不純物が存在しており、これらの中にはタングステンと合金を形成するものがある。この場合、相変態する温度は一定値ではなく、ある範囲をもつようになる。そのため、本研究においては、溶融が、凝固点から開始して融点(3680 K)で完了するものとし、この相変態温度範囲を50 Kと仮定した。この温度範囲内においては、タングステンが固液共存となる状態、すなわち半溶融状態となる。既述のとおり、電極は固体として扱われるが、電極表面からのタングステン蒸気の生成は、以下に述べる溶融率に応じて生じるものとした。固体に対する液体の割合を溶融率と定義し、溶融率は次式によって算出されるものとした¹⁴⁾。なお、融点以上においては、溶融率を1とした。

$$f_{melt} = 1 - \left(\frac{T_m - T_s}{\Delta T} \right) \quad (T_m - \Delta T < T_s < T_m) \quad \dots\dots\dots(16)$$

ここで、 T_m :タングステンの融点[K]、 $\Delta T=50$ Kである。これより、電極表面からのタングステン蒸気生成は、単位面積あたりのタングステン蒸気生成流束¹⁵⁾から、次式によって算出されるものとした。

$$J = \left[f_{melt} \left(\frac{p_v}{\sqrt{T_s}} - \frac{p_{w,vap}}{\sqrt{T}} \right) \sqrt{\frac{m_w}{2\pi R}} \right] \frac{S_{SC, gas}}{V_{SC, gas}} \quad \dots\dots\dots(17)$$

ここで、 J :タングステン蒸気生成流束[kg/m³/s]、 p_v :タングステン飽和蒸気圧[Pa]、 $p_{w,vap}$:タングステン蒸気分圧[Pa]、 R :気体定数[J/mol/K]、 $S_{SC, gas}$:電極領域と接するガス領域の第一隣接セル表面積[m²]、 $V_{SC, gas}$:電極領域と接するガス領域の第一隣接セル体積[m³]である。なお、表面積は内部境界に接する面の表面積である。また、(17)式の P_v は次式によって表される¹⁴⁾。なお、既述のとおり、ランプの点灯時、発光管内の圧力は高くなるため、実際にはタングステンの飽和蒸気圧が変化すると考えられるが、これは考慮されないものとした。

$$p_v = p_{latm} \exp \left[\frac{H_{vap}}{R} \left(\frac{1}{T_{boil}} - \frac{1}{T_s} \right) \right] \quad \dots\dots\dots(18)$$

ここで、 p_{latm} :標準大気圧[Pa]、 H_{vap} :タングステンの蒸発エンタルピー[J/kg]、 T_{boil} :タングステンの沸点[K]である。上記温度範囲における溶融に必要なエネルギーは、次式によって考慮されるものとした¹⁴⁾。

$$C_p^{eff} = \frac{H_{fus}}{\Delta T} + C_p \quad \dots\dots\dots(19)$$

ここで、 C_p^{eff} :相変態温度範囲におけるタングステンの比熱[J/kg]、 H_{fus} :タングステンの融解エンタルピー[J/kg]、 C_p :タングステンの比熱[J/kg/K]である。

最後に、境界条件について以下に述べる。本モデルでは、一定電流モードで点灯される実際のキセノンランプと同じガス封入圧力、および点灯電流値で数値解析を行った。具体的な条件は、次のとおりである。室温(300 K)での封入圧力および陰極後部(境界CD)における電流値をそれぞれ、17.3 atm および100 Aとした。境界条件として、数値解析領域の外部境界(境界AB, BC, CD)の温度は、文献¹⁶⁾を参考に1000 Kとした。更に発光管(境界BC)においては、タングステン蒸気が熱速度 u_{th} [m/s]で壁面へと輸送され、(20)式で表されるタングステン蒸気量が消失するものとした。陽極後部(境界AB)の電位は0Vとした。電流は陽極後部(境界AB)にすべて流入する。表1にこれらの条件を整理した。

$$Q_d = (Y \rho u_{th}) \frac{S_{SC, out}}{V_{SC, out}} \quad \dots\dots\dots(20)$$

ここで、 $S_{SC, out}$:外部境界(境界BC)と接するガス領域の第一隣接セル表面積[m²]、 $V_{SC, out}$:電極領域と接するガス領域の第一隣接セル体積[m³]である。なお、表面積は外部境界と接する面の表面積である。

3. 計算・実験結果と考察

まず、図2(a)と(b)に領域全体とアーク近傍の電位分布をそれぞれ示す。なお、図2(a)の表示レンジは、図2(b)のそれと同様である。陽極後部(境界AB)と陰極後部(境界CD)の電位差は、約31.6 V となっていることを確認できた。この値は、実際のランプ電圧30.0±2 V とほぼ同等の値である。

つぎに、図3(a)と(b)にガス領域と個体領域の温度分布をそれぞれ示す。図3(a)をみると、陰極先端のガス領域に、最大温度が11949 Kの陰極輝点が形成され、陽極に近づくにつれ熱が径方向に広がり、融状態になっていることを確認できた。図4に数値解析と同電流値で点灯されたランプの陽極を示す。なお、ランプが点灯されることによって生じる現象をわかりやすくするため、150時間点灯した。陽極先端の中心部をみると、表面の一部が鏡面になり溶融した跡がみられることから、溶融状態、あるいは半溶融状態になっていたと考えられる。この跡の直径は約1 mm であり、数値解析で半溶融状態以上になっていた直径0.8 mm とほぼ同等である。経験的には、キセノンショートアークランプにおける陽極先端中心の僅かな溶融が、黒化以外のランプ諸特性に影響を及ぼすことはない。そのため、電極の変形に関する仮定において、数百時間の時間領域であれば、変形を無視しても良いと考

表1 境界条件
Table 1 Boundary conditions.

Boundary	Mass and momentum	Mass fraction of tungsten vapor	Energy	Electric potential	Magnetic potential	Emissivity
AB (Anode root)	-	-	1000 K	$\Phi=0$	$\partial A_i / \partial n=0$	-
BC (Quartz glass)	$u=0$	Equation (20)	1000 K	$\partial \Phi / \partial n=0$	$A_i=0$	1
CD (Cathode root)	-	-	1000 K	$-\sigma \partial \Phi / \partial n=j$	$\partial A_i / \partial n=0$	-
DA (Axis)	$\partial u / \partial n=0$	$\partial Y / \partial n=0$	$\partial T / \partial n=0$	$\partial \Phi / \partial n=0$	$\partial A_i / \partial n=0$	-

図2 電位分布
Fig.2 Distributions of electric potential (a) Entire domain and (b) Near the arc.

図3 温度分布
Fig.3 Distributions of temperature in (a) Gas region and (b) Solid region.

図4 150時間点灯されたランプの陽極
Fig.4 Anode of the lamp after 150hrs operation.

えられる。また、陰極の最高温度は、凝固点以下であった。図5に放射パワー密度分布を示す。放射パワー密度は最高温度部で最も高く、この部分における発光が、強いことを示している。

更に、図6と図7にタングステン蒸気を含む、キセノンガスの速度分布図と速度ベクトル分布図を示す。なお、速度ベクトル分布

図5 放射パワー密度
Fig.5 Distribution of radiation power density.

図6 速度分布
Fig.6 Distribution of velocity.

図7 速度ベクトル分布
Fig.7 Distribution of velocity vectors.

図については、アークの流れをわかりやすくするため、表示速度範囲を限定的に示してある。陰極先端部の前面に最大速度が9.1 m/sの陰極ジェットが形成されていることを確認できた。これは、既述のとおり、陰極先端部における電流密度がほかの部分よりも高いため、ローレンツ力 ($\vec{j} \times \vec{B}$) による強い電磁ピンチが、電流路の収縮を起こしてアークを緊縮させ、結果として陰極近傍からアーク中心部にかけて圧力勾配が生じ、それが駆動力となって発生した流れであると考えられる。速度ベクトル分布図をみると、更に傾斜部および最大径部、発光管へと分布しているのを確認できた。この輝点は、陰極先端部における電流密度がほかよりも高いため、より多くのジュール熱が発生することで形成されていると考えられる。また、図3(b)をみると、陽極先端の中心部で半溶の流れは、陽極傾斜部に沿って流れ、更に最大径部に差し掛かったところで剥離し、石英ガラスに向かってのを確認できた。

図8は、数値解析と同電流値で点灯されているランプを撮影したものである。電極間で最も明るく、上側の陽極傾斜部に沿って細長く明るくなっているのがわかる。電極間における明るい部分が、アーク放電による発光であることは言うまでもないが、細長い部分(図中の点線内)は、この部分におけるガスの濃度と、周囲のそれとの差が大きく、屈折率に差が生じることで観察されるシュリーレン現象によって可視化されたものであると考えられる¹⁷⁾。すなわち、この部分では、ほかの部分よりも高温のガスが流れていることが明らかである。これらを比較すると、数値解析の方が僅かに陽極先端から離れた部分でガス流が剥離している。これは本モデルにおいては、重力が考慮されていないため、アーク流に

図8 ランプ点灯時のアーク流
Fig.8 Arc flow in the lamp during the operation.

働く浮力がなく、より先端から離れたところまでアークが流れているものと考えられる。アークランプにおけるアークへの重力影響はよく知られており¹⁸⁾、今後は、本モデルを3次元モデルへと拡張し、この影響も確認していく予定である。

続いて、陽極からのタングステン蒸発、輸送および黒化部分の形成プロセスについて検討するため、アーク-電極間の相互作用を調査する。図9に数値解析で算出されたランプ点灯中のエネルギーバランスを示す。既述のとおり、電圧と電流はそれぞれ約31.6 Vと100 Aであるから、投入電力が約3,160 Wである。この電力の大部分が、アーク中のジュール熱(3,075 W)になり、これが電極と発光管に熱輸送される。陽極表面に流入する正味の輻射熱量は246 W (376~130 W)、一方、陰極は1 W (61~60 W)である。したがって、投入電力の約86%にあたる2,715 W (=2,962~246~1 W)が系外へ損失する正味の熱量である。これは、ランプ点灯中に損失するエネルギーの大部分を占めており、ショートアークランプにおける輻射割合の実測値(88%)¹⁹⁾とおおむね一致している。

つぎに、陰極におけるエネルギーバランスをみると、アークプラズマからの輻射(61 W)とイオン流入(245 W)、熱伝導(56 W)およびジュール熱(13 W)によって加熱され、その一方で表面からの輻射(60 W)、電子放出(315 W)によって冷却されている。陰極は、陽極と同様に電流が流れるが、電子放出により冷却されるので、既述のとおり、最高温度が低く、本モデルで仮定した凝固点、すなわち、蒸発する温度に至っていない。実際には、タングステンの蒸発は2100 K程度から生じる²⁰⁾が、蒸発量は温度上昇とともに指数関数的に増加するため、電極表面から生じる全蒸発量は融点付近での蒸発が支配的となる。また、融点付近であっても、後述のように、蒸発に伴う熱損失量が無視できるほど小さいことから、それ以下の温度では同様に小さいことは明らかであり、エネルギーバランスにも影響しないと考えられる。よって、凝固点以上で蒸発が生じるとする仮定であっても、十分に黒化の形成プロセスを検討することができると考えられる。つぎに、熱伝導量と輻射量に着目すると、陽極に比べて、ともに熱の流入出が小さい。前者については、陰極は全体的に温度が低く、かつ表面積も小さいためであると考えられる。後者については、陰極はアークからの受光面が小さいためであると考えられる。その結果、正味の輻射による入熱は、無視できるほど小さくなっている。

続いて、陽極におけるエネルギーバランスをみると、アーク

からの輻射(376 W)、電子流入(485 W)およびジュール熱(5 W)によって加熱され、その一方で表面からの輻射(130 W)、熱伝導(736 W)とタングステンの蒸発(0.002 W)によって冷却されている。前述のとおり、投入電力に対する輻射損失の割合は大きいものの、電極に輸送される輻射熱量が小さいことがわかる。これは溶融状態で輻射率が低下することで、同時に輻射熱の吸収も低下するためであると考えられる。また、電極に輸送される正味の輻射熱量(246 W)と電子流入を比較すると、電子流入の方が大きく、陽極の加熱は、主に電子流入によって支配されていることがわかる。更に、本モデルにおいて、陽極の温度が融点近傍である場合、投入電力に対する蒸発の熱損失は極めて小さく、電極へ与える熱的な影響はほとんどないことを確認できた。

つぎに、タングステン蒸気の輸送について詳しく調査する。図10にタングステン蒸気のマolar分率分布を示す。タングステン蒸気は、陽極先端部において最も濃度が高く、陽極傾斜部近傍や発光管にまで分布している。この分布が図3(b)の温度分布とよく似ているのは、タングステン蒸気が低温ではキセノンガス中を拡散しにくいいため、結果として、高温ガスの移流によって輸送されたためであると考えられる。図11に発光管へのタングステン蒸気付着流束分布を示す。また、図12に、図4と同じランプの外観を示す。なお、既述のとおり、ランプは150時間点灯されている。これらを比較すると、数値解析によるタングステン蒸気付着流束が高い部分と、実ランプの黒化部分がよく一致している。数値解析の結果の方が、僅かに陽極先端部から離れたところに分布しているが、これは既述のとおり、浮力が考慮されていないことによって、アーク流がより表面から剥離しにくくなったためであると考えられる。

このことから、黒化は、電極から生じたタングステン蒸気が高温のアーク流に拡散輸送され、発光管に到着したタングステン蒸気が付着して形成される、という形成プロセスを確認できた。また、陰極先端近傍で生じる陰極ジェットを起点としたアーク流が、陽極の先端部や傾斜角度などの形状によって影響を受け、タングステン蒸気の輸送プロセスを支配し、結果として、黒化位置にも影響すると考えられる。今後は、電極形状の違いが、アーク流の変化を通じて、黒化の形成プロセスに及ぼす影響について深く検討していく予定である。更に、今回の結果から、アーク流は浮力にも影響されることが考えられるので、本モデルを3次元モデルへと拡張し、この影響も検討していく。

4. 結言

本研究では、キセノンランプの電磁・熱流体解析モデル⁸⁾をメインモデルに、輻射伝熱とタングステンの蒸発、輸送および付着のサブモデルを加えた統合数値解析モデルを開発し、その妥当性を確認するとともに、タングステン蒸気による黒化の形成プロセスについて検討した結果を報告した。主要な結論を以下に記す。

- (1) 数値解析による両電極後部の電位差、溶融範囲およびガス流が、実際のランプにおけるこれらとおおむね一致しており、本モデルの妥当性が確認された。
- (2) 陽極の温度が融点近傍である場合、投入電力に対する蒸発の熱損失は僅かであり、電極へ与える熱的な影響はほとんどない

図9 キセノンランプのエネルギーバランス
Fig.9 Distribution of energy balance of xenon short arc lamp.

図10 タングステン蒸気のモル分率
Fig.10 Distribution of mole fraction of tungsten vapor.

図11 タングステン蒸気の付着流束
Fig.11 Distribution of deposition flux of tungsten vapor.

図12 150時間点灯されたランプ
Fig.12 Appearance of the lamp after 150hrs operation.

ことが明らかとなった。

- (3) 陰極先端近傍で生じる陰極ジェットを起点としたアーク流が、陽極の先端部や傾斜角度などの形状によって影響を受け、タングステン蒸気の輸送プロセスを支配し、結果として、黒化位置にも影響すると考えられる。
- (4) 数値解析によるタングステン蒸気付着流束が高い部分と、実ランプの黒化部分がよく一致しており、タングステン蒸気による黒化の形成プロセスが数値解析によっても確認された。これより、本モデルを用いた数値解析が、アーク流制御や黒化位置の検討などに対して有用であることが示された。

参考文献

- 1) 光行：キセノンランプとその寿命，マテリアルライフ，1-2，pp.85-86 (1989)。
 - 2) M.Tanaka,H and Terasaki,M et al. : Numerical Study of a Free-burning Argon Arc with Anode Melting, Plasma Chemistry and Plasma Processing, 23-3, pp.585-606 (2003)。
 - 3) 田中，田代ほか：ショートアークランプにおけるエネルギーバランスの数値解析，電学論B，133-5，pp.424-42 (2013)。
 - 4) P.Flesch and M.Neiger : Investigations on the influence of pressure, current and electrode gap in high-pressure mercury lamps, J. Phys. D : Appl. Phys., 38, pp.3792-3803 (2005)。
 - 5) T.Takemura and T.Hiramoto et al. : Self-Consistent Model of HID Lamp for Design Applications, IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE, 34-4, pp.1536-1547 (2006)。
 - 6) M.Born and M.Strösser : Fundamental investigations of mercury - free automotive discharge lamps, J. Phys. D : Appl. Phys., 40, pp.3823-3828 (2007)。
 - 7) S.Kaziz and R.Ben Ahmed et al. : Contribution to the numerical study of turbulence in high intensity discharge lamps, Physics of Plasmas, 18, p.073502 (2011)。
 - 8) 前中，田代ほか：数値解析を用いたキセノンショートアークランプの放射特性評価，スマートプロセス学会誌，6-1，pp.40-45 (2017)。
 - 9) Purdue University : Thermophysical Properties Research Center, Yeram Sarkis Touloukian, Thermophysical Properties of High Temperature Solid Materials, Macmillan, p.1031 (1967)。
 - 10) M.Tanaka and M.Ushio et al. : Anode melting from free-burning argon arcs, IEEE Transactions on Plasma Science, 32-1, p.110 (2004)。
 - 11) ヴェ・エス・フォメンコ：電子放出特性便覧，日・ソ通信社，pp.65-66 (1973)。
 - 12) M.Tanaka and M.Ushio et al. : In situ measurements of electrode work functions in free-burning arcs during operation at atmospheric pressure, Journal of physics. D, Applied physics, 38, p.32 (2005)。
 - 13) J.Zalachl and St.Franke : Iterative Boltzmann plot method for temperature and pressure determination in a xenon high pressure discharge lamp, J. Appl. Phys., 113, p.043303 (2013)。
 - 14) N.Phi Long, Y.Tanaka and Y.Uesugi : Numerical investigation of the effect of cathode holder shape on hafnium cathode evaporation for an oxygen plasma cutting arc, Journal of physics. D, Applied physics, 46-22, p.224012 (2013)。
 - 15) 荻野，平田：ミグ溶接プロセスの統合数値シミュレーション，溶接学会論文集，34-1，pp.35-41 (2016)。
 - 16) Mohamed Bechir Ben Hamida and Kamel Charrada : Contrasting the Effect of Electric Current Between Vertical and Horizontal High-Pressure Mercury Discharge Lamps, IEEE Transactions on Plasma Science, 41-7, pp.1696-1702 (2013)。
 - 17) 坂上，西岡：シュリーレン光学系による流れの定量計測，日本流体力学学会誌，28-2，pp.139-147 (2009)。
 - 18) M.B.Ben Hamida and H.Helali et al. : Contrast between the vertical and horizontal mercury discharge lamps, Physics of Plasmas, 18, p.063506 (2011)。
 - 19) 齋藤，吉川，京本：プロジェクト用光源の小型密閉・高輝度化に関する研究，照学誌，91-11，pp.695-699 (2007)。
 - 20) 照明学会：照明ハンドブック第2版，オーム社，p.103 (2004)。
- (受付日2017年9月1日／採録日2018年2月19日)

前中 志郎 (非会員)

〒671-2114 兵庫県姫路市夢前町糸田400
1982年生。姫路工業大学工学部材料工学科卒。2006年(株)ユメックスに入社。