移行形アークプラズマから 水冷銅陽極への伝熱量に関する数値解析

正員 古川 静枝 (電力中央研究所)

正員 天川 正士 (電力中央研究所)

正員 足立 和郎 (電力中央研究所)

Numerical Analysis of Heat Transfer from Transferred Type Plasma to a Water Cooled-Copper Anode

Shizue Furukawa, Member, Tadashi Amakawa, Member, Kazuo Adachi, Member (CRIEPI)

A numerical study has been carried out to investigate the effects of gas properties on the mechanism of heat transfer from DC 200A atmospheric pressure arc plasma to heated materials. We also have performed numerical experiments about “hypothetical” gases, the properties of which were changed variously. These calculation results show the total amount of heat transfer from nitrogen plasma is greater than that from argon plasma, agreeing with the tendency of experimental results. The main reason for this is efficient conduction heating owing to the plasma’s high thermal conductivity and specific heat. In view of gas properties, it was concluded that the choice of gas which has both of high thermal conductivity and specific heat is beneficial for a policy of greater heat transfer. Nitrogen is one of the most hopeful gases.

キーワード：アークプラズマ加熱，数値解析，伝熱量，アークプラズマの物性，数値実験

1. はじめに

アークプラズマは、超高温であるなどの長所を持つことから、たとえば、廃棄物熔融処理やタンディッシュ加熱などの超高温加熱源を始め、様々な分野に応用されてきている⁽¹⁾。最適な炉設計や加熱条件を決定するためには、アークプラズマから被加熱物への伝熱機構の解明が重要である。

アークプラズマから被加熱物への伝熱に影響を及ぼす因子は、熱伝導率などのアークプラズマの物性を始め、アーク電流などのプラズマトーチの運転条件などが挙げられる。効率的な加熱手法を開発するためには、それぞれの因子に対して伝熱機構や加熱効率への影響を把握する必要がある。

これらの因子の内、運転条件やチャンバー内に充填されるガスの種類が陽極(被加熱物)への伝熱量に及ぼす影響に関しては著者等⁽²⁾をも含め実験的に研究した報告^(3,4)がある。

一方、数値解析手法を用いた報告は、著者等⁽⁵⁾が器壁安定化装置の出口から陽極界面までのアルゴン(以下 Ar と記す。)プラズマの数値解析を行ない、プラズマガス流量が陽極への伝熱量に及ぼす影響を解明している。数値解析では、境界条件を適切に設定することが重要であるが、同報

告ではまず完全に発達したプラズマと仮定して器壁安定化装置の出口における温度分布を計算し、この結果を境界条件に引用している。また、Wilhelmi 等⁽⁶⁾は、ガスを Ar または窒素(以下 N_2 と記す。)とし、測定結果から陽極上の温度境界条件を与え、陽極への伝熱量の相違を考察している。しかし、これらの報告は、何れもプラズマガスの種類などを変えた場合にはそれに応じて行なった計算や実験結果を基に境界条件を設定せざるを得ない。

これに対して本報告では、アークプラズマの物性が被加熱物への伝熱量に及ぼす影響を解明することを目的とし、Zhu 等の方法⁽⁷⁾を適用して被加熱物を模擬した銅板固体陽極(以下水冷銅と記す。)の水冷面で冷却水の温度を境界条件として与えるという明確かつ簡便な方法により、水冷銅を計算領域に含めて保存則を解いた。この温度境界条件の設定により、ガスの種類を変えた場合でも同一の温度境界条件下で、水冷銅への伝熱量の相違を考察することを可能とした。さらに、アークプラズマの物性をパラメータとする仮想ガスに関する数値実験を行うことも可能となった。本報告は、これらを基にアークプラズマの物性が水冷銅への伝熱量に及ぼす影響を詳細に検討した結果をまとめ

たものである。

2. モデリング

〈2・1〉 仮定および支配方程式 対象とする系は2次元円筒座標で扱い、定常状態で軸対称とし、アークプラズマ領域、水冷銅表面領域、水冷銅内部領域、およびプラズマと水冷銅との間に位置する境界領域に分けた。この境界領域は、電極シースや急激な電位勾配をもつ領域を含む層であり、文献(7)に基づくものである。

プラズマおよび境界領域には次の5点の仮定を用いた^(6,8,9)。

①光学的に薄い、②準中性条件を満たす、③流れは層流で非圧縮性、④重力および粘性散逸項は無視できる、⑤全領域で局所熱平衡が成立する、の5点である。⑤に関して、一般に大気圧におけるアークプラズマは局所熱平衡が成り立つが、電極に接しているアークプラズマのシースと呼ばれる領域においては重粒子と電子の温度は異なり、重粒子の温度は電子の温度より低いといった非平衡現象が存在すると言われている⁽⁷⁾。シース領域を含むこの境界領域においても局所熱平衡が成立するとしており、これを2温度とした取り扱いをすることは今後の課題の一つである。

用いた支配方程式を以下に記す。

(a) 質量保存則

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v) + \frac{\partial}{\partial x} (\rho u) = 0 \quad (1)$$

(b) 軸方向の運動量保存則

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\eta^p \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \eta^p \frac{\partial u}{\partial r} \right) + j_r B_\theta + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \eta^p \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\eta^p \frac{\partial v}{\partial r} \right) - \frac{\partial P}{\partial x} \quad (2)$$

(b') 径方向の運動量保存則

$$\rho u \frac{\partial v}{\partial x} + \rho v \frac{\partial v}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\eta^p \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \eta^p \frac{\partial v}{\partial r} \right) - j_x B_\theta + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \eta^p \frac{\partial v}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\eta^p \frac{\partial u}{\partial r} \right) - \frac{2\eta^p}{r^2} v - \frac{\partial P}{\partial r} \quad (3)$$

(c) エネルギー保存則 (アークプラズマ領域)

$$\rho u \frac{\partial h}{\partial x} + \rho v \frac{\partial h}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\kappa^p}{C_p^p} \frac{\partial h}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\kappa^p}{C_p^p} \frac{\partial h}{\partial r} \right) + j_x E_x + j_r E_r + \frac{5}{2} \frac{k_B}{e} \left(\frac{j_x}{C_p^p} \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{j_r}{C_p^p} \frac{\partial h}{\partial r} \right) - S_R \quad (4)$$

(c') エネルギー保存則 (境界領域)

$$\rho u \frac{\partial h}{\partial x} + \rho v \frac{\partial h}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\kappa^p}{C_p^p} \frac{\partial h}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\kappa^p}{C_p^p} \frac{\partial h}{\partial r} \right) + j_x E_x + j_r E_r + \frac{5}{2} \frac{k_B}{e} \left(\frac{j_x}{C_p^p} \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{j_r}{C_p^p} \frac{\partial h}{\partial r} \right) - S_R \quad (5)$$

(c'') エネルギー保存則 (水冷銅表面領域)

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\kappa^{\text{Cu}}}{C_p^{\text{Cu}}} \frac{\partial h}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\kappa^{\text{Cu}}}{C_p^{\text{Cu}}} \frac{\partial h}{\partial r} \right) + j_x E_x + j_r E_r + \frac{\partial}{\partial x} \left(j_x \cdot \frac{5}{2} \cdot \frac{k_B}{e} \cdot T + j_x \cdot \phi_W \right) = 0 \quad (6)$$

(c''') エネルギー保存則 (水冷銅内部領域)

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\kappa^{\text{Cu}}}{C_p^{\text{Cu}}} \frac{\partial h}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\kappa^{\text{Cu}}}{C_p^{\text{Cu}}} \frac{\partial h}{\partial r} \right) + j_x E_x + j_r E_r = 0 \quad (7)$$

(d) 電荷保存則

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\sigma^m \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \sigma^m \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) = 0 \quad m = p, \text{ Cu} \quad (8)$$

その他にアークプラズマおよび境界領域において以下の式を用いた。

(e) 電荷の中性条件

$$n_e = n_i \quad (9)$$

(f) Maxwell の方程式

$$B_\theta = \frac{\mu_0}{r} \int_0^r j_x r' dr' \quad (10)$$

(g) 軸・径方向の電場の式

$$E_x = -\frac{\partial \Phi}{\partial x}, \quad E_r = -\frac{\partial \Phi}{\partial r} \quad (11)$$

(h) 気体の状態方程式

$$P = (n_i + n_e + n_n) k_B T \quad (12)$$

また、全領域において(i)オームの式を用いた。

(i) 軸・径方向のオームの式

$$j_x = \sigma^m E_x, \quad j_r = \sigma^m E_r, \quad m = p, \text{ Cu} \quad (13)$$

ここで、 r 、 x は半径、軸方向の座標、 u 、 v は速度の r 、 x 成分、 ρ は密度、 C_p は定圧比熱、 h はプラズマのエンタルピー、 j は電流密度、 E は電界強度、 κ は熱伝導率、 k_B はボルツマン定数、 S_R は放射量、 Φ は電位、 n は粒子数密度、 B_θ は方位角方向の自己誘導磁場、 μ_0 は真空の透磁率、 P はアークプラズマの全圧を表す。下添え字 i , e , n はイオン、電子、中性粒子を表す。 κ など物性値の上添え字 p , Cu は、その物性値がそれぞれアークプラズマ、銅の物性値であることを示す。アークプラズマ、銅の物性値は、妥当であると

図1 計算領域
Fig.1. Calculation domain.

表 1 境界条件

Table 1. Boundary Conditions.

	AB(ガス流入域)	BC(ガス流出域)	CD(水冷銅下面)	DA(中心軸)	CDHG(水冷銅内)
u	ノズル開口部KL 0.75m/s, KL以外 0m/s	$\partial u / \partial r = 0$	$u = 0$	$\partial u / \partial r = 0$	$u = 0$
v	0	系全体の質量保存則より算出	$v = 0$	$v = 0$	$v = 0$
h	1,000K (陰極内3,000K)	$\partial T / \partial r = 0$	300K	$\partial T / \partial r = 0$	計算より算出
	EF (陰極先端面)	FC (ガス流出域)	CD (水冷銅下面)	DE (中心軸)	
ϕ	電流密度分布を指数関数で与えた ⁽⁸⁾	$\partial \Phi / \partial r = 0$	$\Phi = 0$	$\partial \Phi / \partial r = 0$	

考えられる文献(13)および文献(14), (15)よりそれぞれ引用しており, 温度依存性を加味している。

水冷銅領域においては, 固体であるため u, v は 0 である。したがって, 質量保存則, 運動量保存則を考慮する必要がない。エネルギー保存則に関してはアークプラズマ領域, 境界領域, 水冷銅表面領域, 水冷銅内部領域で異なっている。水冷銅表面領域においてはアークプラズマからの熱流束を熱生成項として考慮している。

また, プラズマ内 (式(13)において $m=p$ とした場合) のオームの法則は, 一般的なオームの法則⁽¹⁰⁾に対してイオンスリップ効果やホール効果, 磁界の効果を省略したものであるが, ここではこれらの効果は無視できる程小さい。

後述する計算領域をコントロールボリュームと呼ばれる微小体積に分割し, 各々のコントロールボリュームで保存則を解いている。式(5)を解く境界領域は, 水冷銅に隣接したコントロールボリュームを以って境界領域とした。この境界領域で電流が流れる機構は, 電場ではなく, 電子の密度勾配に駆動される拡散が支配的と考えられる。したがって, 軸方向のジュール発熱による熱生成項を除去している。そして, この領域における導電性は, 簡便上, 境界領域のコントロールボリュームにおける導電率をこれに隣接したアークプラズマのコントロールボリュームにおける導電率に等しくすることによって表している^(7, 11)。また, この厚みを 0.04mm とした⁽⁷⁾。この値は電流密度などアークプラズマの状態に依存するが⁽¹¹⁾, 文献 (7) における圧力, 電流値, ギャップ長, 電極材質などの条件が本論文に同じであり, Ar プラズマに対してこの値を用いることは妥当であると考えた。一方, N_2 プラズマに対しては, 適切な値が得られておらず, 同じ値を用いた。ただし, この値を用いた計算結果における電流密度の値は, 径方向中心の水冷銅に接している領域で, Ar プラズマ, N_2 プラズマ共に約 10^7 A/m^2

であり, 概ね文献(11)における値に一致していることを確認している。

アルゴリズムは SIMPLER 法⁽¹²⁾を用いた。

<2・2> 計算領域および境界条件 計算領域を図1に記す。(d)電荷保存則のみ図1の EFCD の領域で解いた。他の式は陰極, 水冷銅を含めた ABCD 全領域で解いた。

また, 表1に境界条件を示す。BC の v の境界条件は BC から流出するガスの質量が系に流入するガスの質量に等しくなる様に決定した。CD の h の境界条件は, 冷却水の温度 300K に同等の h に設定した⁽⁷⁾。水冷銅内の温度分布は, (c''')水冷銅領域のエネルギー保存則を解くことにより得られる。また, 陰極内は一律に 3,000K とした⁽⁸⁾。

(d)電荷保存則の式を解く際に用いた, EF における j の境界条件の決定方法は文献(8)を参照し, 陰極近傍のアークプラズマの写真撮影から以下のように決定した。

$$j_x = -j_{\max} \exp(-\alpha r) \quad (x \leq R_j) \quad (14)$$

ここで $j_{\max}$, α は定数であり, Ar は $j_{\max} = 7.31 \times 10^7 \text{ A/m}^2$, $\alpha = 1,655$, N_2 は $j_{\max} = 1.17 \times 10^8 \text{ A/m}^2$, $\alpha = 2,360$ とした。

<2・3> 移行形アークプラズマから固体陽極(水冷銅)への伝熱機構 一般的な熱エネルギーの伝達である伝導, 対流, 放射の3種の形態のうち, アークプラズマと水冷銅の境界においては, 流体の速度は粘着条件により 0 であるので対流による熱伝達はない。また, アークプラズマから陽極に電流が流れることにより, 輸送されるエネルギーが存在する。これらをまとめ, 移行形アークプラズマから固体陽極(水冷銅)への伝熱機構を表2に挙げる^(9, 16)。

表2における①の機構による水冷銅への伝熱量は, 小さいとの報告^(7, 9, 16)があるため, 考慮していない。③-3 は, 陽極直前面の急激な電位勾配を持つ領域⁽¹⁷⁾において電子が電界から得たエネルギーを陽極に与えるという機構である。この電位勾配はアークプラズマの状態によっては, 0⁽¹⁸⁾や

表 2 移行形アークプラズマから固体陽極(水冷銅)への伝熱機構および熱流束

Table 2. The mechanism of heat transfer from arc plasma to the solid anode and heat fluxes.

	伝熱機構	熱流束 q
放射	① 放射	$X \cdot R_{\text{rad}}(T)$ X ; 水冷銅の吸収割合
熱伝導	② 熱伝導	$-\kappa \cdot dT/dx$ κ ; 熱伝導率, T ; 温度
荷電粒子の熱輸送	③-1 電子のエンタルピー輸送	$j_e \cdot e \cdot (5/2 \cdot k_B \cdot T)$ j_e ; プラズマから水冷銅への電子電流の密度
	③-2 電子のコンデンセーション(凝縮)	$j_e \cdot \phi_w$ ϕ_w ; 電極の仕事関数(銅なら約 4.51~5.02V)
	③-3 陽極降下電圧における加速など	$j_e \cdot U_a - E_i$ U_a ; 陽極降下電圧 E_i ; 陽極降下電圧領域で損失したエネルギー
	③-4 イオンの再結合	$j_i \cdot (\varepsilon_i - \phi_w)$ j_i ; イオン電流 ε_i ; 電離エネルギー

図2 (1)Ar, (2)N₂ プラズマの温度分布計算結果
Fig.2. Temperature contours. (1)argon,(2)nitrogen.

負になると理論的⁽¹⁶⁾, 実験的^(9, 19)に示されているが, 十分に解明されているとはいえないため, ここでは考慮しないこととした。③・4 は, イオン電流は約 0.1%⁽²⁰⁾と小さいためアーク電流は電子電流のみとしたので, この機構による伝熱量は 0 である。

以上より, 今回の数値解析においては, ②, ③-1, ③-2 の 3 種の伝熱機構による熱流束を考慮した。式(15)に, アークプラズマと水冷銅との境界におけるアークプラズマから水冷銅への熱流束 q_A を記す。

$$q_A = -\frac{\kappa}{C_p} \cdot \frac{\partial h}{\partial x} + j_x \cdot \frac{5}{2} \cdot \frac{k_B \cdot T}{e} + j_x \cdot \phi_w \quad (15)$$

T はプラズマの温度, e は素電荷, ϕ_w は銅の仕事関数であり, 他は<2・1>節に記した通りである。ここで κ などの物性値は調和平均⁽¹²⁾をとった値を用いている。

3. 計算結果

<3・1> Ar および N₂ の計算結果 図 2(1)に Ar プラズマ, (2)に N₂ プラズマの温度分布を 5,000K 以上 2,000K 毎に示す。同図(1)に併記したプロットは文献(7)の計算結果を示している。これに関しては<3・2>で後述する。また, 水冷銅内の温度分布を 300K から 100K 毎に示す。銅の融解のエンタルピー ΔH_m は, 融点 (1357.6K) から ΔT 内の温度領域において ΔH_m を ΔT で除した値をこの温度領域における定圧比熱として与えた。 ΔH_m は 205kJ/kg であり, ΔT は 1K として計算した。 ΔT を 10, 200K⁽²¹⁾ として計算しても, 水冷銅内の温度分布などの相違は何れも大変小さ

く, 計算結果の ΔT に対する依存は殆どないと判断した。ただし, 融解し液体となった銅部分内の対流は考慮していない。

7,000~13,000K の範囲のプラズマの等温線を比較すると, Ar プラズマの方が径が太く, N₂ プラズマの方が細い。また, 中心部の高温領域は N₂ の方が広い。

水冷銅内の温度分布に関しては, N₂ プラズマを着火した場合, Ar プラズマを着火した場合よりも高く, 水冷銅表面の中心で融点を超えた領域が存在する。

図 3 に(1)Ar, (2)N₂ プラズマの水冷銅への熱流束の径方向分布を伝熱機構別に示す。図中には, 各々の機構による伝熱量値も示した。(1)Ar, (2)N₂ プラズマ, 何れの場合も熱伝導の機構による熱流束が最も大きい。

次に, アークプラズマと水冷銅との境界におけるアークプラズマの温度と熱伝導率を図 4 に示す。Ar プラズマと N₂ プラズマで比較すると両者の温度分布は中心軸付近しか変わらない。一方, 熱伝導率は N₂ プラズマの場合が顕著に大きい。これは N₂ プラズマが 2 原子分子であるため, この解離反応に伴う反応熱伝導率の極大が 7,000K 付近に存在していることに起因している。

<3・2> 計算結果の妥当性

(1) 他の計算結果との比較 文献(7)では, 移行形 Ar プラズマを対象として数値解析を行っている。この計算結果を図 2(1)に併記した。アーク電流, ギャップ長に関する条件は本数値解析に同じである。ただし, プラズマガス流量に関しては記載されていなかったため, 不明である。ま

図3 水冷銅への伝熱量の径方向分布

Fig.3. Radial distribution of heat fluxes.

た、水冷銅の厚さも異なっている。

本数値解析の計算結果は、文献(7)の温度分布より半径方向にやや広がった結果となった。しかし、これらはプラズマガス流量や水冷銅の厚さなどの相違によると考え、今回行った計算手法や物性値は妥当であると判断した。

(2) 境界条件の影響 図1のEFで与えた j の境界条件、KLにおける u の境界条件⁽⁸⁾が計算結果に及ぼす影響に関して述べる。 j の境界条件は表1のものに加え、①中心軸上の電流密度を $j_{\max}$ とし径方向外側に向かって線形的に減衰する分布とした場合、②Arプラズマにおいて、N₂プラズマと同じ電流密度分布を与えた場合の2通りにおいて水冷銅への伝熱量を計算した。また、図1のKLにおける u の境界条件に関して、③陰極およびノズルの壁面で0となる径方向2次関数分布とした場合において水冷銅への伝熱量を計算した。境界条件を変えた何れの場合も水冷銅へ

の伝熱量はほとんど変わらなかったことから、これらの境界条件は水冷銅への伝熱量に顕著に影響を及ぼさない。

〈3.3〉 実験結果との比較 本数値解析にて行なった水冷銅への伝熱量の計算結果を実験結果と比較し、図5(1), (2)に示す。実験条件は、アーク電流 200A、ギャップ長 5mm、プラズマガス流量 10ℓ/min.であり、本数値解析と同じである。なお、実験値のエラーバーは2回行なった実験のばらつきを示したものである。Arの場合のばらつきは●の大きさ以内であった。

図5(1)の実験結果の水冷銅への伝熱量は、N₂プラズマの場合の方がArプラズマの場合よりも大きい。計算結果も定性的に同様の傾向を示した。

定量的には、Arプラズマの場合、計算結果は実験結果とほぼ同程度とみなせるが、N₂プラズマの場合、計算結果は実験結果よりも約50%程度大きい。この原因として、実験では、水冷銅を用いたにも係らず、銅蒸気がアークプラズマに混入し、アークプラズマの物性が変化したことが挙げられる。たとえば、N₂プラズマの熱伝導率は、混入した銅の蒸気の濃度が高い程低下すると報告^(22, 23)されている。これは、銅蒸気の濃度の増加に伴い、反応熱伝導率の高いN原子やN⁺イオンの数密度が相対的に減少するためや、大きい反応断面積を持つ銅原子の混入により、N原子やN⁺イオンの拡散が妨げられ、それが解離反応などに伴うエネルギー輸送を妨げ、熱伝導率を低下させる方向に働くことによる⁽²⁴⁾。一方、Arプラズマの場合は、銅蒸気が混入してもN₂プラズマの場合ほど熱伝導率は下らない。

アークプラズマ発生時のスペクトルの計測結果を図6に示す。(1)Arプラズマ発生時の場合は銅原子のスペクトルが観測されなかったが、(2)N₂プラズマ発生時には510.5nm, 515.3nm, 521.8nmに典型的な銅原子のスペクトルが観測されている。

以上より、本計算結果と実験結果の相違の一因として、数値解析では純粋なN₂としたことに対し、実験では、N₂プ

図4 水冷銅との境界におけるプラズマの温度と熱伝導率

Fig.4. Temperature and thermal conductivity of plasma at the anode.

	計算に用いたプラズマの物性値		
	熱伝導率	定圧比熱	他
●	Ar		
▲	N ₂		
(A) □	N ₂	Ar	Ar
(B) □	Ar	N ₂	Ar
(C) □	N ₂	N ₂	Ar

図5 水冷銅への伝熱量に関する(1)実験結果と(2)計算結果との比較および(3)数値実験結果

Fig.5. Comparison of (1)experiment results with (2)calculation results and (3)numerical experiment.

ラズマに銅蒸気が混入し物性が変わった可能性があることが挙げられる。これらの影響を適切に評価するためには、銅蒸気の空間濃度分布を定量化することが必要である。

4. アークプラズマの物性の伝熱量への影響の検討

Ar プラズマよりも N₂ プラズマの水冷銅への伝熱量が大きいことに支配的に影響を及ぼしている物性を調べるために、数値実験をおこなった。N₂ は 2 原子分子であるため解離反応に起因し、Ar に比較して特に熱伝導率および定圧比熱の温度依存性が特徴的である。

(A)熱伝導率のみ、(B)定圧比熱のみ、(C)熱伝導率と定圧比熱の双方を N₂ プラズマの物性値とし、他を Ar プラズマの物性値とした場合の 3 種の仮想的なガスに対して水冷銅への伝熱量を計算した。これを図 5(3)に示す。同図上にプロット別に各々の物性がどのガスの物性を用いているかを示した表を掲げた。なお、圧力一定下で微小な温度変化に対する単位質量当たりのエンタルピー変化量が定圧比熱であるので、定圧比熱を変えた場合には、この定圧比熱を用いたプラズマのエンタルピーを再度計算した。

また、上記(A)~(C)の 3 種の仮想的なガスに対して、アークプラズマと水冷銅の境界におけるアークプラズマの温度および熱伝導率の径方向分布を図 7 に示す。(A)の熱伝導率のみを N₂ プラズマとした場合の水冷銅との境界における温度は中心軸上において 5,000K 程度で、水冷銅への伝熱量は Ar プラズマの場合と同程度の値である。また、(B)の定

図6 (1)Ar プラズマ、(2)N₂ プラズマ発生時の銅原子のスペクトル

Fig.6. Spectra of copper atom.

圧比熱のみを N₂ プラズマとした場合は、定圧比熱が高いため水冷銅との境界における温度は比較的高いが、熱伝導率が低いため、N₂ プラズマにおける場合程度の水冷銅への伝熱量は得られない。(C)の熱伝導率と定圧比熱の双方を N₂ プラズマの物性値とした場合は、水冷銅との境界における温度は比較的高く、かつ熱伝導率も高いため、水冷銅への伝熱量は、N₂ プラズマの場合とほぼ同じ値に近い。

したがって、Ar プラズマに比較して N₂ プラズマから水冷銅への伝熱量が大きいことに影響を及ぼしている支配的

図7 数値実験時のプラズマの温度、熱伝導率の径方向分布

Fig.7. Radial distribution of the temperature and the thermal conductivity.

な物性は熱伝導率と定圧比熱であり、これらが N_2 の解離反応に伴い共に高い値であることが高い伝熱量を実現可能とする要因である。

5. 結論

層流の非圧縮性電磁流体とみなせる Ar または N_2 プラズマに対して、SIMPLER 法を用いて数値解析を行なった。温度境界条件は、双方のガス共に、計算領域に含めた水冷銅陽極の水冷面において冷却水温度を簡潔に与えた。この結果得られた水冷銅陽極への伝熱量は、 N_2 プラズマの場合が Ar プラズマよりも高く、定性的に実験結果を模擬出来た。

また、アークプラズマの物性が水冷銅陽極への伝熱量に及ぼす影響を把握するために、Ar プラズマの物性の一部を N_2 プラズマに変えた仮想的なガスを考慮し、数値実験を行った。この結果、熱伝導率と定圧比熱の双方の物性を変えた場合のみ N_2 プラズマに同等の伝熱量が得られた。したがって、Ar プラズマに比較して N_2 プラズマから水冷銅陽極への伝熱量が大きい原因は、 N_2 プラズマの熱伝導率と定圧比熱の双方が高いためであると結論される。

以上より、アークプラズマの物性の観点からの固体電極への伝熱量増大への指針として熱伝導率と定圧比熱が共に高いガスの選択が有効であることが得られた。

最後に、本研究に用いた数値解析プログラムはミネソタ大学の Dr. Pfender 氏および Dr. Heberlein 氏が開発されたプログラムを基にしている。ここに深く謝意を表します。また、当研究所 今城 尚久 広報部長、高須 和彦 電力部長を始めとする電力部各位、特に、アークプラズマ研究関係の各位には終始、ご指導ならびに貴重なご助言を賜った。ここに謝意を表します。

(平成11年07月26日受付、平成12年02月14日再受付)

文 献

- (1) たとえば、(社)日本鉄鋼協会 熱プラズマプロセッシング研究部会 編、熱プラズマ材料プロセッシングの基礎と応用、信山社サイテック(1996)
- (2) 古川、他、電学論誌 A, **119-A**, 1209 (1999)
- (3) P. Tsantrizos *et al.*, Can. J. Chem. Eng., **60**, 822 (1982)
- (4) E. Davis. *et al.*, British Weld.J., **1**, 53 (1954)
- (5) T. Amakawa *et al.*, J. Phys. D: Appl. Phys., **31**, 2826 (1998)
- (6) H. Wilhelmi *et al.*, Numerical Heat Transfer, **8**, 731 (1985)
- (7) P. Zhu, *et al.*, J. Phys. D: Appl. Phys., **28**, 1369 (1995)
- (8) K. C. Hsu, *et al.*, J. Appl. Phys., **54**, 1293 (1983)
- (9) N. A. Sanders, *et al.*, J. Appl. Phys., **55**, 714 (1984)
- (10) Morton Mitchner, Charles H. Kruger, Jr., Partially Ionized Gases, A Wiley-Interscience Publication (1973)
- (11) R. Morrow, *et al.*, J. Appl. Phys., **26**, 634 (1993)
- (12) S. V. Patankar, Heat and Mass Transfer in Boundary Layers, 2nd ed., Intertext Books (1970)
- 水谷、他訳、コンピュータによる熱移動と流れの数値解析、森北出版株式会社 (1988)
- (13) M. I. Boulos, *et al.*, Thermal Plasmas 1, Plenum Publishing Corporation (1994)
- (14) 日本機化学会、伝熱工学資料 改訂第4版、丸善 (1986)
- (15) ヴェ・イエ・ジノヴィエフ、金属の高温物性便覧、有限会社 日ソ通信社 (1984)
- (16) H. A. Dinulescu, *et al.*, J. Appl. Phys., **51**, 3149 (1980)
- (17) 安藤、他、溶接アーク現象 増補版、産報、69 (1976)
- (18) 安藤、他、溶接アーク現象 増補版、産報、124 (1976)
- (19) M. Ushio, *et al.*, Trans. JWRI, **25**, 2 (1996)
- (20) 安藤、他、溶接アーク現象 増補版、産報、52 (1976)
- (21) R. T. C. Choo, *et al.*, Welding Research Supplement, **69**, 346-s (1990)
- (22) J. Mostaghimi-Tehrani, *et al.*, Plasma Chemistry and Plasma Processing, **4**, 129 (1984)
- (23) H. Abdelhakim *et al.*, J. Appl. Phys., **13**, 1427 (1980)
- (24) 作田、他、電学論誌 A, **101**, 55 (1981)

古川 静枝

(正員)1971年12月19日生まれ。95年3月筑波大学工学研究科修士課程修了。同年4月(財)電力中央研究所入所。以来、廃棄物の溶融処理などのアークプラズマの基礎技術に関する研究に従事。プラズマ・核融合学会会員。

天川 正士

(正員)1960年1月9日生まれ。84年3月早稲田大学理工学部電気工学科修士課程修了。99年同後期博士課程修了。84年4月(財)電力中央研究所入所。以来、廃棄物の溶融処理などのアークプラズマの応用技術に関する研究に従事。95年電気学会論文賞受賞。原子力学会、廃棄物学会会員。

足立 和郎

(正員)1962年2月26日生まれ。86年3月九州大学大学院工学研究科電気工学専攻修了。同年4月(財)電力中央研究所入所。以来、大電流アーク放電および廃棄物の溶融処理などのアークプラズマの応用技術に関する研究に従事。95年電気学会論文賞受賞。可視化情報学会会員。