

Ar-He 混合ガスタングステンアークにおける 熱輸送特性の数値シミュレーション

Numerical Simulation of Energy Balance in Argon-Helium Mixed Gas Tungsten Arc

田代真一*・田中 学*・中田一博*・輿石房樹**・鈴木啓一**・山崎 圭**
Shinich TASHIRO, Manabu TANAKA, Kazuhiro NAKATA, Fusaki KOSHIISHI, Keiichi SUZUKI and Kei YAMAZAKI

(Received November 1, 2005)

High temperature arc plasma produced by employing Gas Tungsten Arc (GTA) is highly controllable, since it is stabilized with a shielding gas. Additionally, GTA requires low cost for equipment investment. Therefore, it is widely utilized as a heat source for material processing such as melting, cutting and welding, or decomposition and detoxification of toxic waste. Energy source properties of GTA strongly depend on the physical properties of the shielding gas. For instance, helium (He) gas or admixture of He gas with argon gas is employed as the shielding gas for conditions requiring high productivity in GTA welding process. Since He has low electrical conductivity especially in low temperature range due to high ionization potential, the current channel in He arc plasma is constricted near the arc axis. Consequently, the enhanced heat input intensity into a base material by the constriction increases weld depth and, thus, leads to the high productivity. However, the effect of the admixture on the heat input characteristics to the base metal is still not clear. In this paper, energy source properties of Ar-He GTA are predicted. The properties of arc plasma and the heat input intensity into a water-cooled copper anode are numerically analyzed.

Key Words: Numerical Simulation, Gas Tungsten Arc, Mixed Gas, Heat Input

1. 緒言

プラズマトーチはシールドガスの作用により高温アークプラズマを安定化させる事が可能である。移行型プラズマトーチに分類されるガスタングステンアーク(GTA)は、タングステン陰極と被加熱材となる陽極との間にアークプラズマを発生させる構造を持つ、最もよく用いられるプラズマトーチの形式の一つである。GTA は高い熱効率と制御性を示し、設備投資が比較的安価であるため、溶融、切断、溶接等の材料加工プロセス¹⁾を始めとし、廃棄物の分解、減容、無害化等²⁾にも広く用いられている。

GTA の熱源特性は使用するシールドガスの物性に強く依存する。シールドガス種としては、アルゴン(Ar)、ヘリウム(He)、水素(H₂)、酸素(O₂)、二酸化炭素(CO₂)、窒素(N₂)等が一般的に用いられている。O₂やCO₂については、2重シールドガスシステムを採用し、内側ノズルより不活性ガスを流入させる事により酸化による電極損耗を防ぐ事が可能な新たなGTAも開発されている³⁾。低い電気伝導度を示すHe⁴⁾や高い比熱を示すCO₂⁵⁾等はアークプラズマ中の電流経路の緊縮を引き起こす事から、高いエネルギー密度のアークプラズマの

生成に適している。また、ArやHe等の不活性ガスを用いる事により、化学的な性質変化を伴わないクリーンな加熱が可能となり、被加熱材の酸化を促進したい条件においてはO₂やCO₂等が用いられる。一方で、He等は比較的高コストとなる事から、経済性が強く求められる際には、CO₂等の他の安価なガスが好まれる傾向もある。この様に、必要となるアークプラズマの特性に応じて適当なシールドガスが選択される。

溶接プロセスにおいて、生産性の指標の一つとなる溶接強度は、母材の溶け込み深さに強く依存する。この溶け込み深さは、アークプラズマから母材への入熱密度に加え、溶融池内においてローレンツ力等を駆動力として引き起こされる、対流を主とした熱輸送プロセスにより支配される事が知られている⁶⁾。従って、特に高い生産性が要求される条件においては、高いエネルギー密度をもつアークプラズマの生成が不可欠となる事から、Heがシールドガスとして選択され、しばしばAr等との混合ガスとしても用いられている。

上記のAr-He混合GTAに関しては、アークプラズマの温度特性⁷⁾を始めとし、局所組成特性⁸⁾等についても分光計測による検討が行われ、更に母材への入熱特性として熱効率評

*大阪大学接合科学研究所 (〒567-0047 茨木市美穂ヶ丘 11-1)

Joining and Welding Research Institute, Osaka University (11-1 Mihogaoka, Ibaraki, Osaka 567-0047, Japan)

**株式会社神戸製鋼所 (〒251-8551 藤沢市宮前 100-1)

Kobe Steel, Ltd. (100-1Miyamae, Fujisawa, Kanagawa 251-8551, Japan)

価⁹⁾も試みられている。しなしながら、上述の様に溶接プロセスにおいて重要なファクターとなる、母材への入熱密度特性については、未だ十分な検討が成されているとは言い難い。そこで本論文では、Ar-He 混合 GTA のアークプラズマ特性について数値解析を行うと共に、母材として仮定する水冷銅陽極への入熱密度特性についても検討を行った結果について報告する。

2. シミュレーションモデル

Fig.1は水冷銅陽極、酸化トリウム入りタングステン陰極(陰極径 3.2mm, 先端角 60度), 電極間距離 5mm の GTA トーチの構造を模擬した、軸方向座標 z 及び径方向座標 r で定義される2次元円筒座標系の軸対称なシミュレーション領域である。領域寸法は A-C 間 45mm 及び A-F 間 25mm とした。入力電流は 150A とし、シールドガスとしては、100%Ar, 80%Ar-20%He, 60%Ar-40%He, 40%Ar-60%He, 20%Ar-80%He 及び100%Heの6種類を考慮する。ここでは、局所熱平衡(LTE)状態が成立するものとし、層流及び非圧縮性を仮定した電磁流体方程式及び補助方程式(1)~(6)をSIMPLEC法¹⁰⁾を用いて

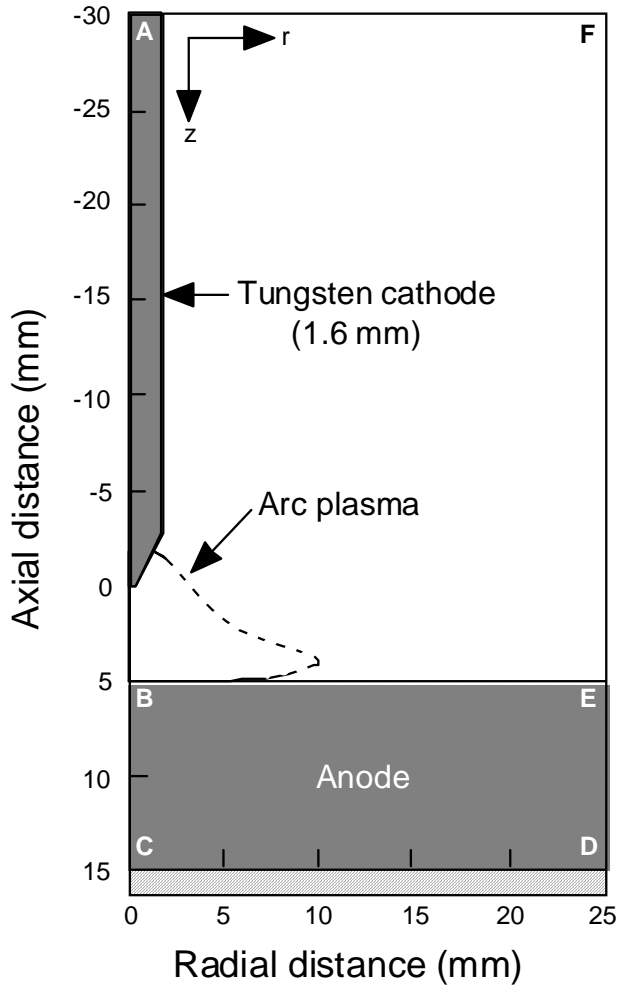


Fig. 1 Schematic illustration of simulation domain.

解く事により、定常状態におけるアークプラズマ特性を求める。但し、アークプラズマは光学的に薄く、準中性条件を満たすものとする。境界条件及び計算方法の詳細は文献^{6),11)}同様とした。

(1) 質量保存則

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z) = 0$$

(2) 径方向運動量保存則

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r^2) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_r v_z) = -\frac{\partial P}{\partial r} - j_z B_\theta + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(2r \eta \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\eta \frac{\partial v_r}{\partial z} + \eta \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) - 2\eta \frac{v_r}{r^2}$$

(3) 軸方向運動量保存則

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r v_z) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z^2) = -\frac{\partial P}{\partial z} + j_r B_\theta + \frac{\partial}{\partial z} \left(2\eta \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \eta \frac{\partial v_r}{\partial z} + r \eta \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + \rho g$$

(4) エネルギー保存則

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r h) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z h) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \kappa \frac{\partial h}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\kappa}{c_p} \frac{\partial h}{\partial z} \right) + j_r E_r + j_z E_z - R$$

(5) 電荷保存則

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r j_r) + \frac{\partial}{\partial z} (j_z) = 0$$

(6) オームの法則

$$j_r = -\sigma E_r, j_z = -\sigma E_z$$

ここで、 ρ は質量密度、 P は圧力、 v_z 及び v_r は軸方向及び径方向の流速、 η は粘性、 h はエンタルピー、 j_z 及び j_r は軸方向及び径方向の電流密度、 g は重力加速度、 κ は熱伝導度、 C_p は比熱、 σ は電気伝導度、 R は放射係数(放射損失)、 E_z 及び E_r は $E_z = -\partial V / \partial z$ 及び $E_r = -\partial V / \partial r$ で定義される軸方向及び径方向の電界強度、但し V は電位である。アーク電流により生じる磁界強度は以下のマクスウェルの方程式により求められる。

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\theta) = \mu_0 j_z$$

但し、 μ_0 は真空中の透磁率である。

式(1)~(6)に加えて、電極表面でのみ生じる熱流束については特別な扱いが必要である。陰極表面における熱流束 H_k としては、放射冷却、熱電子放出による冷却、陰極表面へのイオン衝突による加熱を考慮し、

$$H_k = -\varepsilon \alpha T^4 - |j_e| \phi_k + |j_i| V_i$$

と定義する。ここで、 ε は陰極の表面放射係数、 α はステファンボルツマン係数、 ϕ_k は陰極材料の仕事関数、 V_i はシールドガスの電離電圧、 j_e は電子電流密度、 j_i はイオン電流密度である。また、 j_e は下式で与えられる Richardson の式により決定される熱電子電流密度 J_R ¹²⁾以下となる。

$$|j_R| = AT^2 \exp\left(-\frac{e\phi_{Ke}}{k_B T}\right)$$

ここで、Aは陰極材料に依存する定数、 ϕ_{Ke} は陰極材料の実効仕事関数、 k_B はボルツマン定数である。 $|j|$ が $|j_R|$ より大きい時、イオン電流密度 j_i は $|j| - |j_R|$ と仮定する。但し、 $|j| = |j_c| + |j_i|$ は式(5)より得られる陰極表面における全電流密度である。同様に、陽極表面に対する熱流束 H_A としては、放射冷却及び熱電子の流入による加熱を考慮し、

$$H_A = -\epsilon\sigma T^4 + |j|\phi_A$$

を定義する。ここで、 ϕ_A は陽極の仕事関数、 $|j|$ は式(5)より得られる陽極表面における電流密度である。

本シミュレーションで用いた熱力学係数及び輸送係数は「first-chapman-enskog」近似¹³⁾に基づき算出し、放射係数については文献¹⁴⁾と同様の手法により求めた。Heプラズマの物性としては、質量が小さく熱伝導度が高い点、また、電離電圧が高いことから特に低温域において電離が生じにくく、電気伝導度が低い点特徴的である。そこで、主要な物性データとして、熱伝導度及び電気伝導度の温度依存性を Fig.2 及び 3 に示す。

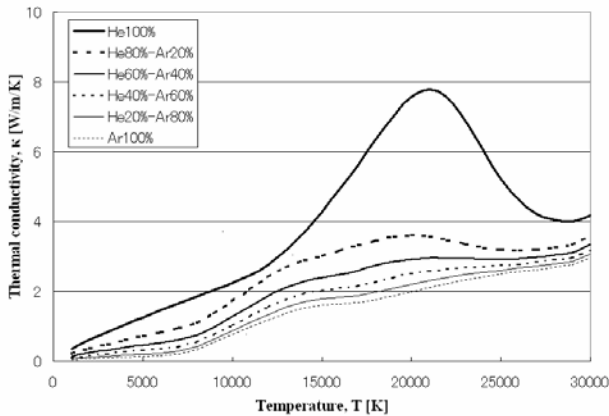


Fig.2 Dependence of thermal conductivity on temperature for each mixing ratio.

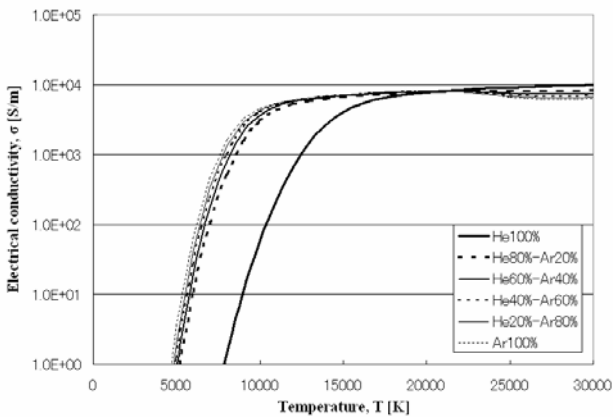


Fig.3 Dependence of electrical conductivities on temperature for each mixing ratio.

3. シミュレーション結果と考察

各混合率における領域内温度分布及びプラズマ流体速度分布を Fig.4~6 に、陽極表面における電流密度の半径方向分布を Fig.7 に、陽極への入熱密度の半径方向分布を Fig.8 に示した。更に、アーク電圧及びアーク軸上に見られる陽極表面温度ピーク値を Fig.9 に示した。

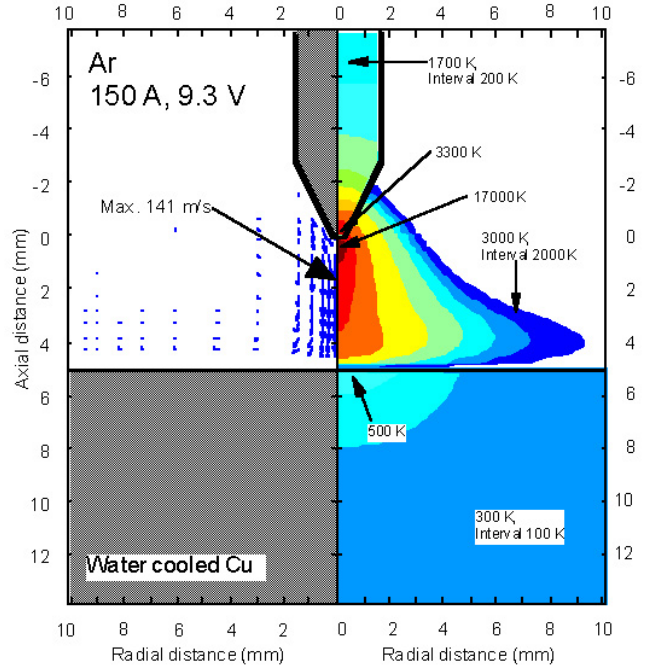


Fig.4 Two-dimensional distributions of temperature and fluid flow velocity for pure Ar.

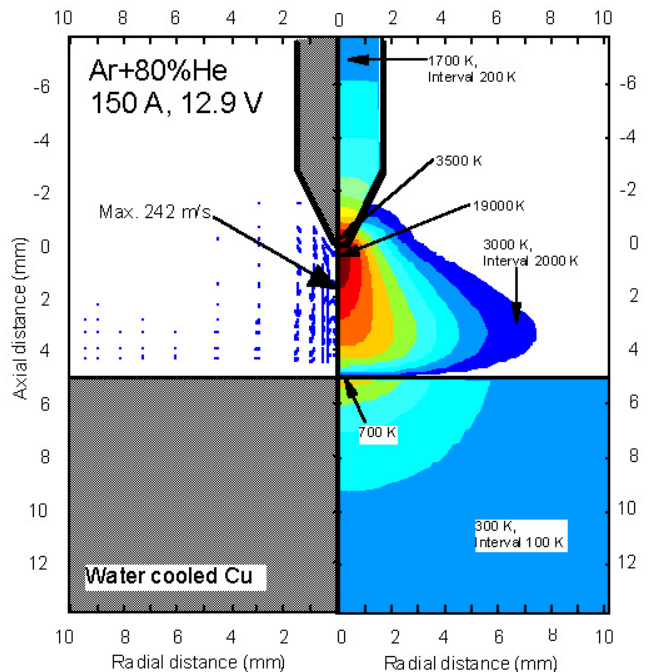


Fig.5 Two-dimensional distributions of temperature and fluid flow velocity for 20%Ar-80%He.

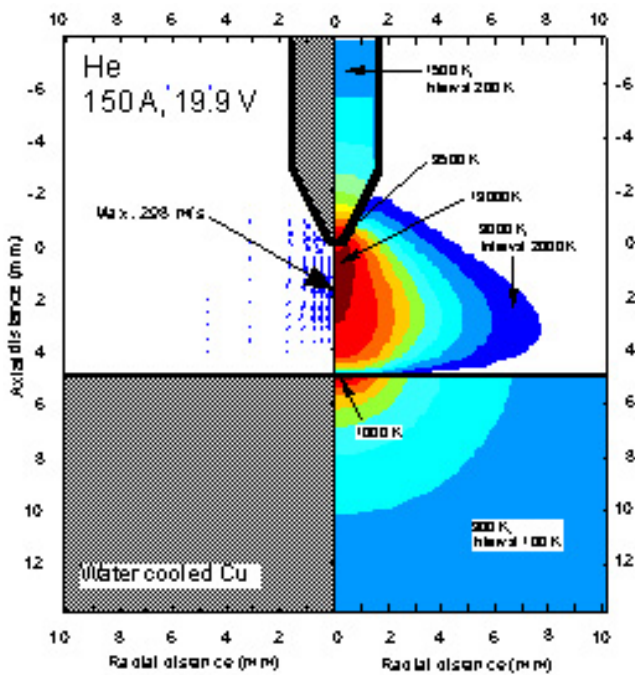


Fig.6 Two-dimensional distributions of temperature and fluid flow velocity for pure He.

まず Fig.4~6 のプラズマ温度分布及び流体速度分布に注目すると、He の混合率の増加に伴い、陰極側のアークコラム径が顕著に拡大する様子が確認できる。これは Fig.2 に示した様に、質量の小さい He によりもたらされる高い熱伝導度に起因する結果である。同時に、混合率の増加はアーク軸付近において顕著な温度上昇をもたらす事がわかる。プラズマ温度は陰極近傍でピーク値を取る事が確認できる。純 Ar プラズマで 17000K となり、He の混合率と共に徐々に上昇し純 He プラズマで 19000K に達する。一方、アーク軸付近の昇温領域は陽極表面近傍まで及び、陽極から 1mm 上では純 Ar プラズマの 13000K から純 He プラズマの 17000K まで 4000K 程度上昇する。

He の電離電圧は 24.6V であり、Ar の 15.8V と比較して 1.5 倍程度高い。この為、Fig.3 に示した様に純 He プラズマに近づく条件では、特に低温域において電離が生じ難く、電気伝導度は大幅に低下する事となる。一方で、少量でも Ar が混合したプラズマでは、電気伝導に必要な電子密度を賄う事が可能である為、純 Ar プラズマに近い電気伝導度が維持される事がわかる。

結果として、Fig.7 に示される様に、純 He プラズマに近づく条件で、アークプラズマ中の電流経路は高温であるアーク軸近傍に緊縮されると共に、同領域でのジュール加熱が増加し、温度上昇が生じる。また、陽極近傍における温度上昇の割合が陰極近傍と比較して大きい、同領域では相対的にプラズマ温度が低く、緊縮の効果が大きく現れる事が一因と思われる。更に、この緊縮による電流密度の上昇は電磁ピンチ力を強め、陰極ジェットも高速化される事から、陽極近傍へ

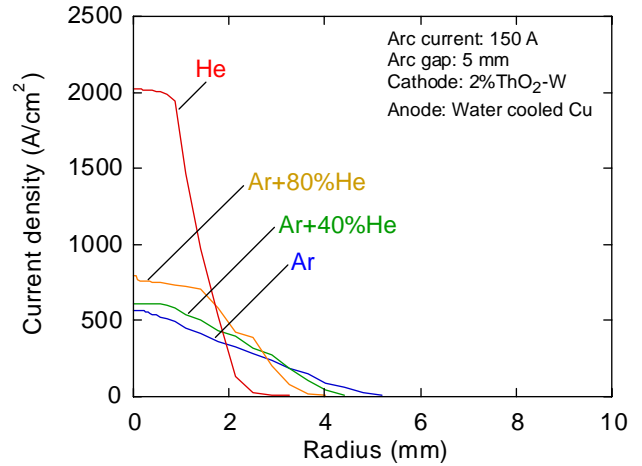


Fig.7 Radial distributions of current density on anode surface.

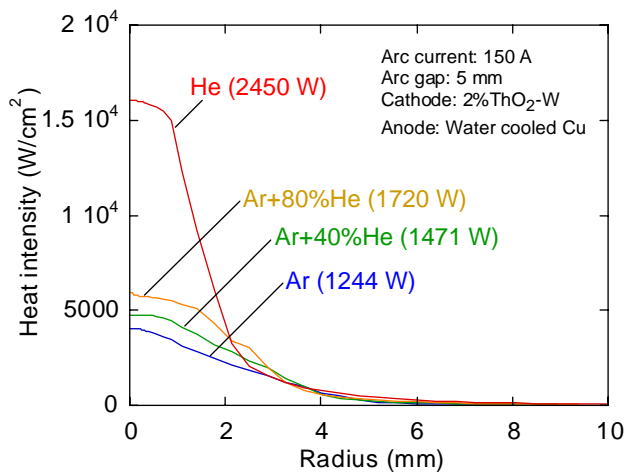


Fig.8 Radial distributions of heat intensity on anode surface.

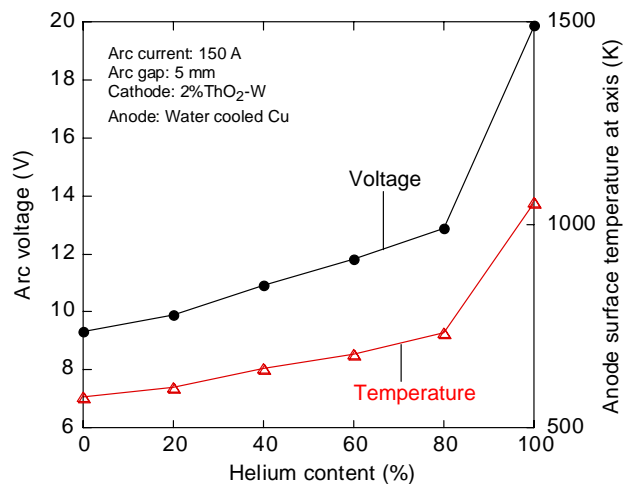


Fig.9 Dependence of arc voltage and anode surface temperature at axis on helium content.

の熱輸送も促進される事となる。アーク電圧についても、純 Ar プラズマの 9.3V から He の混合率と共に徐々に増加し、混合率 80%では 12.9V に達し、純 He プラズマに近づく条件で 19.9V 程度まで急増する。これは実験的に確認された傾

向⁹⁾とよく一致する結果である事がわかる。

前述の様に、陽極表面への入熱は、アークプラズマからの熱伝導と、熱電子流入による加熱により支配される。緊縮の作用により、電流密度に比例した熱電子流入による加熱はアーク軸付近に集中し、更に陽極表面近傍のプラズマ温度も上昇する事から、熱伝導による寄与もまた大きくなる。結果として、**Fig.8**のアーク軸上に見られる入熱密度のピーク値は、純 Ar プラズマの $4000\text{W}/\text{cm}^2$ から He の混合率と共に徐々に増加し、混合率 80% では $6000\text{W}/\text{cm}^2$ に達し、純 He プラズマに近づく条件では $16000\text{W}/\text{cm}^2$ まで急増する事が明らかとなった。これに伴い、**Fig.9** の陽極表面温度のピーク値も同様の傾向を示し、各条件で 580K, 730K, 1000K となり純 He プラズマに近づく条件で大きく昇温する結果が示された。

4. 結論

Ar-He 混合 GTA のアークプラズマ特性について数値解析を行うと共に、水冷銅陽極への入熱密度特性についても検討を行った結果、以下の点が明らかとなった。

- 1) 純 He プラズマに近づく条件において、He のもつ高い電離電圧の影響が顕著となり、特に低温域において電気伝導度が大幅に低下する。その結果、アークプラズマ中の電流経路はアーク軸近傍に緊縮され、同領域の電流密度は純 Ar プラズマの 3 倍程度まで増加する事が明らかとなった。
- 2) アーク電圧は純 Ar プラズマの 9.3V から He の混合率の上昇と共に徐々に増加し、混合率 80% では 12.9V に達し、電流経路の緊縮が顕著となる純 He プラズマに近づく条件で 19.9V 程度まで急増する。
- 3) 陰極近傍におけるプラズマ温度は、純 Ar プラズマの 17000K から He の混合率と共に徐々に上昇し、純 He プラズマで 19000K に達する。一方、陽極近傍(陽極からから 1mm 上)では純 Ar プラズマの 13000K から純 He プラズマの 17000K まで 4000K 程度上昇する。陽極近傍における温度上昇の割合が陰極近傍と比較して大きい、同領域では相対的にプラズマ温度が低く、緊縮の効果が大きく現れる事が一因と思われる。
- 4) 陽極表面への入熱は、アークプラズマからの熱伝導と、熱電子流入による加熱により支配される。電流経路の緊縮の作用により、電流密度に比例した熱電子流入による加熱はアーク軸付近に集中する点に加え、陽極表面近傍プラズマ温度も上昇する事から、熱伝導による寄与もまた大きくなる。結

果として、入熱密度のピーク値は、純 Ar プラズマの $4000\text{W}/\text{cm}^2$ から He の混合率と共に徐々に増加し、混合率 80% では $6000\text{W}/\text{cm}^2$ に達し、純 He プラズマに近づく条件では $16000\text{W}/\text{cm}^2$ まで急増する事が明らかとなった。これに伴い、陽極表面温度のピーク値も同様の傾向を示し、各条件で 580K, 730K, 1000K となり純 He プラズマに近づく条件で大きく昇温する結果が示された。

引用文献

- 1) M. Ushio, et.al.: "Anode melting from free-burning argon arcs", IEEE Trans. Plasma Sci., **32** (2004) 108-117.
- 2) T. Inaba and T. Iwao: "Treatment of Waste by dc Arc Discharge Plasmas", IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul., **7** (2000) 684-692.
- 3) M. Tanaka, et.al.: "High Intensity Heat Source using CO₂ Gas Shielded Plasma Arc", Advances in applied plasma science, **5** (2005) 329-333.
- 4) M. Tanaka, et.al.: "Numerical study of gas tungsten arc plasma with anode melting", Vacuum, **73** (2004) 381-289.
- 5) S. Tashiro, et.al.: "Prediction of Energy Source Properties of Free-Burning Arcs", Advances in applied plasma science, **5** (2005) 103-108.
- 6) M. Tanaka, et.al.: "A Unified Numerical Modeling of Stationary Tungsten-Inert Gas Welding Process", Metal. Trans. A, **33A** (2002) 2043-2052.
- 7) J. Zijpand and K. Hiraoka: "Basic Parameters in Heat Transport in Argon-Helium Miced Gas Arcs", Quarterly Journal of Welding Society, **12** (1994) 21-29.
- 8) A. B. Murphy and K. Hiraoka: "A comparison of measurements and calculations of demixing in free-burning arcs", J. Phys. D: Appl. Phys. **33** (2000), 2183-2188.
- 9) 平岡 他: 「混合ガスアークにおける熱輸送特性に関する実験的検討」, 溶接学会論文集, **15-3** (1997) 459-466.
- 10) S. V. Patanker: "Numerical heat transfer and fluid flow", Hemishpere Publishing Corporation, (1980).
- 11) M. Tanaka, et.al.: "Numerical Study of Free-Burning Argon Arc with Anode Melting", Plasma Chem. Plasma Process, **23** (2003) 585-606.
- 12) E. Pfender: "Electric Arcs and Arc Gas Heaters", Ch. 6, published in M. H. Hirsh and H. J. Oskam, Gaseous Electronics, Academic Press, New York (1978) 291-398.
- 13) J.M. Yos, : "Transport Properties of Nitrogen, Hydrogen Oxygen, and Air to 30000 K", RAD-TM- 63-7, 1963, Research and Advanced Development Division AVCO Corporation, Wilmington (MA).
- 14) S, Honda, Y. Inoue, T. Iwao, M. Yumoto and T. Inaba: "Radiation Component in Wavelength emitted from High Temperature Argon Gas", The papers of Technical Meeting on Frontier Technology and Engineering, IEE Japan, **7** (2005) FTE-05.