ティグ溶接におけるヒューム生成機構の総合数値解析*

田代 真一**, 銭谷 佑***, 山本健太郎***, 田中 学**, 中田 一博**,
Anthony B MURPHY****, 山本 恵理*****, 山崎 圭*****, 鈴木 啓一*****

Numerical Analysis of Fume Formation Mechanism in TIG Welding*

by TASHIRO Shinichi**, ZENIYA Tasuku***, YAMAMOTO Kentaro***, TANAKA Manabu**, NAKATA Kazuhiro**,
B MURPHY Anthony****, YAMAMOTO Eri*****, YAMAZAKI Kei*****, and SUZUKI Keiichi*****

In order to clarify fume formation mechanism in arc welding, quantitative investigation based on understanding of interaction among the electrode, arc and weld pool is indispensable. A fume formation model consisting of a heterogeneous condensation model, a homogeneous nucleation model and a coagulation model has been developed and coupled with a TIG welding model. A series of processes from setting arc operation conditions to generation of metal vapor and fume formation from the metal vapor is totally investigated by employing this simulation model. This paper aims to visualize the fume formation process and clarify the fume formation mechanism theoretically through numerical analysis. Furthermore, the reliability of the simulation model was also evaluated through comparison of the simulation result with experimental result. As a result, it was found that the size of the secondary particle consisting of small particles with size of several nm which range like a chain reaches 300nm at maximum in helium TIG welding.

Key Words: Numerical simulation, Fume, Metal vapor, TIG welding

1. 緒 言

アーク溶接においては、溶接ワイヤー先端部の溶滴や母材の熔融池表面より、高温の金属蒸気が発生する¹⁾。これが周囲空間へと放出される過程において、場合によっては酸化を伴いながら、急激に冷却固化され、粒径数 nm~100 nm 程度の極めて微細な一次粒子（ナノ粒子）が形成される。更にその一部は凝集し、粒径が最大で数 μm 程度となる二次粒子（クラスター）が形成され、アーク溶接部から煙状となって放出される。これらはヒュームと呼ばれている²⁾。

これまでのヒュームの研究報告は、実施工での利用率の高さからマグ・ミグ溶接を主な対象とし、その溶接条件とヒュームの発生量や組成との関係を明らかにしたものが大部分を占めている。例えば、菅らはアーク溶接中のヒュームの発生状況を高速度カメラにより観察し、溶滴等から蒸発した金属蒸気がプラズマ気流によりアーク柱下部から大気中に放出され、酸化を伴い冷却凝縮してヒュームを生じることを定性的に説明し、さらに熔融池からの金属蒸気の

発生量よりも溶滴からのものが多いことを示した³⁾。Jenkins らは、マグ・ミグ溶接や被覆アーク溶接におけるヒュームの組成を、エネルギー分散型 X 線分光分析（EDS）を用いて測定した結果について報告している³⁾。また、Bosworth らはマグ・ミグ溶接における溶滴サイズがヒュームの生成レートに及ぼす影響を明らかにしている⁴⁾。しかしながら、これらの多くは実験観察によるものであり、ヒュームの生成機構の理論的な解明にまで踏み込んだ研究は未だ見られない。なぜなら、ヒュームの生成機構を明らかにする為には、電極やアークと熔融池の相互作用の理解に基づいた定量的な検討が不可欠であるが、マグ・ミグ溶接は溶滴移行を含む極めて複雑なプロセスであり、未だ十分な理解が得られていないためである。

一方、産業用ナノ粒子の生成に関する研究分野では理論的な解明が進んでおり、プラズマを用いたナノ粒子の生成機構に関して、数値シミュレーションによる多くの研究報告が見られる。田中らや茂田らは、高周波誘導熱プラズマ装置を用いて生成されるナノ粒子を対象とし、熱プラズマによる粉体材料の蒸発から、冷却域での核生成や凝縮過程までを統合的に解析している⁵⁾。しかしながら、これらのモデルでは粒子を球体と仮定しており、凝集過程におけるクラスターの形状変化等については無視している。また、Schmid らは粒子同士の凝集過程における形状変化についてのモデルを提案しているが、核生成や凝縮過程との連成は成されておらず⁶⁾、プロセス全体を通して完全にモデル化できる段階には至っていない。

*受付日 平成22年5月11日 受理日 平成22年9月28日 平成21年度秋季全国大会で発表

**正 員 大阪大学接合科学研究所 Member, Joining and Welding research Institute Osaka university

***学生員 大阪大学接合科学研究所 Student-Member, Joining and Welding Research Institute Osaka university
**** CSIRO

*****会 員 (株)神戸製鋼所 Member, KOBE STEEL, LTD.

ヒュームの生成機構の理論的な解明には、まずは最初の取り組みとして、比較的機構がシンプルなティグ溶接を対象とすることが望ましいものと考えられる。近年、ティグ溶接における電極やアーク及び溶融池を相互干渉する総合的なシステムとして捉え、数値シミュレーションにより溶融池の形成機構を解明しようとする試みが盛んになされている。田中らは、アークと溶融池の熱的・力学的な相互作用を考慮し、その形成機構を詳細に明らかにしている⁷⁾。山本らや森らは、このモデルを発展させて、溶融池からの金属蒸気の蒸発や、アーク中での拡散機構についても検討を加えている^{8,9)}。しかしながら、さらに踏み込んでアーク中の金属蒸気からのヒュームの生成機構について明らかにした研究報告は未だ存在しないのが現状である。

そこで本論文では、産業用ナノ粒子の分野で用いられるナノ粒子生成モデルを参考として、ヒューム生成モデルを開発し、静止ティグ溶接モデルとの連成を図ることにより、アークの運転条件の設定から金属蒸気の発生、ならびにヒュームの発生・成長に至る一連のプロセスの総合的な数値解析を行う。そして、数値解析によりヒュームのクラスター形状を可視化し、実験観測結果との比較検討を通じて、ヒューム生成機構を理論的に解明することを目的とする。

2. シミュレーションモデル

本研究で用いるシミュレーションモデルは、ティグ溶接モデル⁸⁾とヒューム生成モデルから構成される。ティグ溶接モデルに溶接条件を与えて、溶融池から蒸発しアークプラズマ中を拡散する金属蒸気の濃度分布と、核生成が生じる領域での冷却速度を求め、これをヒューム生成モデルの計算条件として与えることにより、ヒュームの生成機構を検討できる。本章では、これらの一連のモデルについて説明する。

2.1 ティグ溶接ならびに金属蒸気輸送モデル

本モデルは、タングステン電極（直径 3.2 mm, 先端角 60°）を用いた静止ティグ溶接を対象としている。想定する計算領域は Fig. 1 に示すように軸方向 45 mm（陰極：30 mm, アーク長：5 mm, 陽極：10 mm）、半径方向 25 mm（陰極：1.6 mm, 陽極：25 mm）の軸対称二次元円筒座標系である。母材（陽極）は、最も単純な純鉄と仮定する。シールドガスは金属蒸気発生量とスマット発生量が多いヘリウムを選定¹⁰⁾、ガス流量は 30 L/min とする。また、電流値は直流 200 A とし、現象は定常状態として扱う。本モデルで使用した電磁熱流体の支配方程式（質量、運動量保存式、エネルギー及び電流の保存式等）や境界条件等の詳細については、文献¹⁰⁾と同様とした。

また、金属蒸気の挙動に関しては以下の質量保存式¹¹⁾を用いる。なお、本研究で扱う母材は純鉄であるため、金属蒸気種としては、鉄のみを考慮する。

Fig. 1 Schematic illustration of simulation domain.

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r C_1) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z C_1) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \rho D \frac{\partial C_1}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho D \frac{\partial C_1}{\partial z} \right) \quad (1)$$

ここで、 ρ は質量密度、 v は流速、 C_1 は金属蒸気の質量分率である。また、 D は拡散係数であり、次式で表される粘性近似式¹²⁾を使用した。

$$D = \frac{2\sqrt{2}(1/M_1 + 1/M_2)^{0.5}}{\left[(\rho_1^2 / \beta_1^2 \eta_1^2 M_1)^{0.25} + (\rho_2^2 / \beta_2^2 \eta_2^2 M_2)^{0.25} \right]^2} \quad \dots\dots\dots(2)$$

ここで、 M_1 、 M_2 はそれぞれ金属蒸気及びシールドガスの分子量である。また、 ρ_1 、 ρ_2 及び η_1 、 η_2 も同様に金属蒸気とシールドガスの密度及び粘性をそれぞれ表している。なお、 β_1 、 β_2 はともに $\beta_i = (D_i \rho_i) / \eta_i$ で定義される無次元化された定数で、理論上ではアルゴン、ヘリウム、水素、窒素、酸素、炭酸ガスなど様々なガスに対して1.2~1.543の範囲の数値となるが¹²⁾、多くの実験データに基づく平均値として $\beta_1 = \beta_2 = 1.385$ を仮定した¹²⁾。この近似式は室温から3万度の高温に至るまで比較的に精度が高く¹³⁾、溶接アークのモデルには適していると考えられる。

陽極表面（BE）において温度が融点以上の領域に関しては次式に示す境界条件を与える¹¹⁾。

$$C_1 = \frac{p_{v,1} M_1}{p_{v,1} M_1 + (p_{atm} - p_{v,1}) M_2} \quad \dots\dots\dots(3)$$

ここで、 p_{atm} は大気圧（1 atm）である。 $p_{v,1}$ は金属蒸気圧であり、その位置における溶融池の表面温度に依存する関数¹⁴⁾で与えられる。これによって、 C_1 には0~1の間の値が溶融池表面の境界条件として与えられることになる。Fig. 2の計算領域外側（AF, FE）については $C_1 = 0$ 、中心軸上（AB）では $(\partial C_1 / \partial r) = 0$ とする。

本モデルでは、金属蒸気混入時のアークプラズマの物性

Fig. 2 Sampling point of welding fume for TEM observation

値は温度だけでなく金属蒸気の濃度にも依存するようにしており、任意の金属蒸気混入率におけるプラズマの物性値を算出している¹⁵⁾。算出には、アークプラズマに局所熱平衡 (LTE) 状態を仮定し、Chapman-Enskog 近似を適用した¹⁵⁾。

以上の支配方程式及び補助方程式を SIMPEC 法を用いて解いた。

2.2 ヒューム生成モデル

前述のティグ溶接モデルの出力結果を計算条件として用い、ヒュームの生成機構を検討するためのモデルの構築を試みた。本モデルでは、以下の仮定を用いる。

- (1) 冷却による金属蒸気の過飽和状態の形成
- (2) 均一核生成による一次粒子の生成
- (3) 不均一凝縮による一次粒子の成長
- (4) 凝集による二次粒子の形成
- (5) 不均一凝縮と凝集による二次粒子の成長

2.2.1 均一核生成モデル

本論文では、全ての核が液相で生成されると仮定する。Friendlander のリキッドドロップモデルを採用する¹⁶⁾。均一核生成は過飽和度が1を超えた時点から発生し始め、臨界粒子径 d_{peri} を持つ球状の核が生成されるものと仮定する。ここで、臨界粒子径とは核が安定して存在し得る最小の径であり、式 (4) で表わされる。

$$d_{peri} = \frac{4\sigma_p v_m}{kT \ln S} \quad \dots\dots\dots(4)$$

ここで、 σ_p は表面張力、 v_m は核を構成する鉄原子の体積、 k はボルツマン定数、 T は温度、 S は過飽和度である。このとき、単位時間あたりに生成される単位体積中の核の個数である均一核生成速度 J は以下の式 (5) で表わされる¹⁷⁾。

$$J = N \frac{\zeta n_1}{12} \sqrt{\frac{\Theta}{2\pi}} \exp \left[-\frac{4\Theta^3}{27(\ln S)^2} \right] \quad \dots\dots\dots(5)$$

ここで、 N は規格化定数であり、式 (6) で求められる。 ζ は金属原子間で生じるブラウン運動による衝突周波数であり式 (7) で与えられ、後述するクヌーセン数が10以上の場合適用可能となる。例として、後に説明する核生成が生じる条件である金属蒸気分圧 100 Pa、温度 1,500 K に対して計算

すると、およそ 10^8 程度の値となり適用可能であることがわかる。ただし、代表長さには金属原子半径を用いた。 n_1 は金属原子数密度、 Θ は無次元化された表面張力であり、式 (8) で表される。

$$N = n_s \exp \Theta \quad \dots\dots\dots(6)$$

$$\zeta = 4 \left(\frac{3v_m}{4\pi} \right)^{1/6} \sqrt{\frac{12kT}{\rho}} \quad \dots\dots\dots(7)$$

$$\Theta = \frac{\sigma_p s_1}{kT} \quad \dots\dots\dots(8)$$

ここで、 n_s は金属原子の飽和数密度、 s_1 は金属原子表面積である。

2.2.2 不均一凝縮モデル

粒子の成長が不均一凝縮により支配される時、単位時間あたりの粒子径の成長速度を表す不均一凝縮速度 G は粒子表面における物質の蒸発と凝縮とのバランスにより決定し、以下の式で表わされる¹⁸⁾。

$$G = \frac{4}{d_p} \frac{R_g}{R_c} D_g (X - X^s) \left\{ \frac{1 + K_n}{1 + 1.7K_n + 1.333K_n^2} \right\} \quad \dots\dots\dots(9)$$

ここで、 d_p は一次粒子径、 R_g は気相のモル濃度、 R_c は凝縮相のモル濃度である。 D_g は拡散係数であり $D_g = \lambda \bar{v} / 3$ として定義され、 λ は凝縮相の金属原子の平均自由行程、は平均速度である¹⁹⁾。 $(X - X^s)$ は金属原子の気相中でのモル分率と平衡時のモル分率との差を表している。 K_n はクヌーセン数であり、ここでは $K_n = \lambda / (d_p / 2)$ で定義される。また、均一核生成モデル及び不均一凝縮モデルに用いる物性値は文献¹⁴⁾より引用した。

2.2.3 凝集モデル

核生成により発生した一次粒子は、金属原子の凝縮現象と同時に、粒子の個数濃度が高くなることによる粒子間の衝突での凝集によっても成長する。本凝集モデルでは、発生した粒子を領域内に配置し、その運動や衝突を追跡することにより凝集過程を検討する。

この領域サイズは、一次粒子の計算によって得られた粒子数密度から決定される。領域内に配置する最大粒子数を1,000個とし、これらが存在する領域サイズを逆算した。ここで、一次粒子モデルの計算による粒子数密度は三次元の値として求められるが、それでは計算時間が長時間にわたるために、三次元粒子数密度を2/3乗することにより、簡易的に二次元へと次元を変換し計算することとした。

計算の流れは次のようになる。まず、一次粒子モデルの計算により核生成が生じた時、粒子は領域内に配置され、初速度、運動方向が与えられる。位置と運動方向はランダムに与えられるが、初速度は周囲のプラズマ温度に相当する熱速度が与えられる。粒子同士の衝突の前後では運動量が保存される。凝集の際の化学反応はないものと仮定し、

粒子間での衝突が起きたときには必ず合体するとした（付着係数を1とした）。ただし、衝突し合体する際には、鉄の融点よりも高い温度の場合液状のため体積を保存した一つの球体になり、融点以下の場合は、固体のためそのままの形を保って合体することとした。また、領域境界から逸脱した粒子については、対向境界から、逸脱時と同じ速度ベクトルで再び入射させることとした。

2.2.4 計算条件

後述するように、本研究で計算条件とした電流域でのティグ溶接では、均一核生成は概ね 2,000 K 以下で生じる。この為、計算はその上流域の 3,000 K を初期温度とし、室温 300 K まで 0.5 K ステップで温度低下させた。温度ステップ毎に均一核生成モデルを解く。核生成が生じた後は、不均一凝縮モデルと凝集モデルも併せて解き、粒子の核生成・凝縮・凝集過程を同時に検討する。

ヒューム生成モデルの初期条件として、ティグ溶接モデルの出力結果として得られた金属蒸気分圧と冷却速度を与える必要がある。金属蒸気分圧については、ティグ溶接モデルの 3,000 K の領域における金属蒸気分圧を参照した。冷却速度は空間的な温度勾配とプラズマ流速との積として算出されるが、温度域毎に変化する為、冷却過程における平均的な値を採用することにした。具体的には、プラズマ流が外向きの領域で、かつプラズマ温度が 2,000 K となる領域での冷却速度を、ヒューム生成モデルの初期条件として与えた。また、これらの値は空間的なバラツキが大きいため、領域内の該当する計算セルの体積平均値を用いることとした。

3. 実験方法

本研究では、計算結果の妥当性の検証のため、ヘリウムガスで十分にパージし、ヘリウムを充填したシールドボックス内（大気圧）にて、静止ティグ溶接中に発生したヒュームを捕集して、透過型電子顕微鏡（TEM）による粒子形

Fig. 3 Photograph of experimental setup

状測定を実施した。溶接は30秒間行い、その間に発生したヒュームを、トーチ付近の母材から 4 cm 上部の位置にて捕集した。測定におけるヒューム捕集位置を Fig. 2 に、装置外観写真を Fig. 3 に示す。実験においては、先端角60度のタングステン陰極を用いた。母材は純鉄とし、アーク長は 2 mm とした。また、アーク電流値は直流 200 A である。シールドガスは純ヘリウムとし、トーチノズルから流量 30 L/min. を導入した。

4. シミュレーション結果と考察

静止ティグ溶接モデルの計算結果として、Fig. 4 に温度分布及びプラズマ流線を示す。アークプラズマの最高温度は陰極近傍で約 22,000 K となる。ヘリウムプラズマは低温での電気伝導率が極めて低いため、電流経路はプラズマが高温となる中心軸付近に集中する²⁰⁾。このため、同領域ではジュール加熱が促進される。さらに、アークプラズマから母材への入熱密度も、同様の理由により中心軸付近に集中する。その結果、母材の溶融池は著しく加熱され、最高温度は 3,056 K となった。

Fig. 5 は溶融池から蒸発した金属蒸気の分圧の空間分布で

Fig. 4 Distribution of temperature and fluid flow

Fig. 5 Distribution of metal vapor pressure

ある。陰極側から流入してくる強いプラズマ気流の圧力により、金属蒸気は溶融池表面近くに押し下げられ、多くは半径方向外側へと流出していく様子が確認できる。溶融池温度が最高となる中心軸付近で金属蒸気分圧は最大となり7,500 Paに達する。

これらの結果から、Fig. 4 及び 5 に白線で示した、2,000 K の領域における平均冷却速度及び 3,000 K の領域での平均金属蒸気分圧は、それぞれ 3.43×10^5 K/s 及び 169 Pa となった。

Fig. 6 に、金属蒸気分圧の温度依存性を示す。参考のため、飽和蒸気圧も併せて示した。約 1,500 K にて金属蒸気分圧が急激に低下しているが、これはこの温度域にて均一核生成やそれに続く不均一凝縮が生じ、結果として金属蒸気が大幅に消費されたことを示している。

Fig. 7 は、均一核生成により生じた一次粒子や、これらが凝集して形成された二次粒子の数密度の温度依存性である。まず、約 1,600 K から均一核生成により一次粒子密度が増加しはじめ、約 1,500 K にてピークとなる。その後一次粒子同士の凝集により密度は減少していき、代わりに二次粒子密度が増加していく。さらに温度が低下すると（時間経過す

Fig. 6 Dependence of metal vapor pressure on temperature

Fig. 7 Dependences of number densities of primary and secondary particles on temperature

ると) 二次粒子同士の凝集が生じ始め、徐々に二次粒子密度も低下していくことがわかる。

Fig. 8 は、凝集モデルにより算出された、計算領域内の粒子分布の例である。ここでは、均一核生成や不均一凝縮による金属蒸気量の消費が特に大きかった温度域である 1,600 K、1,400 K 及び 1,200 K と、室温 300 K まで温度低下が完了した際の結果を示した。また、図示した計算領域のサイズは $27.9 \mu\text{m} \times 27.9 \mu\text{m}$ である。まず 1,600 K は、均一核生成が生じ始めた温度であり、非常に小さい一次粒子が多く分布していることが確認できる。粒子は高速でブラウン運動をし、その平均粒子速度は 7.7 m/s に及んだ。続いて温度が 1,400 K まで低下すると、不均一凝縮により一次粒子径は若干成長した。また、それらの一部は互いの衝突による凝集の影響により二次粒子を形成し、粒子数は大幅に減少していることがわかる。粒子重量の増加の影響により、平均粒子速度は 1.2 m/s まで低下した。さらに温度が低下し 1,200 K に達すると、凝集が進行して全ての一次粒子が凝集に費やされ、粒子数は 7 個にまで減少し、その平均粒子速度は 0.7 m/s となった。最終的に、300 K では二次粒子同士の凝集によって図中 (i)~(iv) の 4 個の二次粒子が形成された。

Fig. 9 は、Fig. 8 (i)~(iv) に示したそれぞれの二次粒子の近傍 $500 \text{ nm} \times 500 \text{ nm}$ の範囲を拡大し、比較した結果である。いずれの場合も、大きさが最大で 20 nm 程度の小型の粒子が数珠状に連なっており、最も大きい粒子 (i) の場合で、全体の大きさは 300 nm 程度に達していることがわかる。このように数珠状の二次粒子が形成されるのは、本条件では核生成が純鉄の融点以下で起こったため、融合が生じず衝突時の形を残したまま成長を続けたためと考えられる。また、

Fig. 8 Distribution of secondary particles at each temperature (region size is $27.9 \mu\text{m} \times 27.9 \mu\text{m}$)

Fig. 9 Shape of secondary particles at 300K
(region size is 500nm × 500nm)

小型の粒子の大きさにバラツキが見られるのは、それぞれ核生成温度が異なり、不均一凝縮量に差があるためである。

Fig. 10 は、最も大きく成長した Fig. 9 (i) の二次粒子が、温度低下に伴い凝集していく過程を観察した結果である。この二次粒子は大きく成長した二つの二次粒子が 600 K で衝突して形成されたものである。両粒子を Particle 1, Particle 2 と定義し、それぞれの成長過程を示す。Particle 1, Particle 2 とともに、凝集により数珠状に長細く成長していく様子が確認できる。これは、二次粒子と他の粒子との凝集が、全ての位置で均等な確率で生じるのでは無く、その端部で生じる確率が高いことを示している。これは、二次粒子の中心付近と比較して、端部の方が衝突可能な立体角が大きくなることが原因と推測される。結果として、これらは 600 K で衝突し、最終的にコの字状の二次粒子を形成した。

Fig. 11 に TEM 観察試験による典型的な形状のヒュームを 2 点示した。それぞれの二次粒子形状は数珠状に一次粒子が合体することにより形成されており、直線またはコの字状の形状を呈している。また、全体の大きさは最大で 300～600 nm 程度に及ぶことがわかる。これを構成する小さい粒子の大きさは概ね 10～20 nm であり、計算結果とよく一致していることがわかる。以上の様に、実験結果との比較検討の結果、計算モデルの妥当性を確認できた。タングステン陰極と母材の間に発生したヘリウムアークの温度は、熱的ピンチ効果により最高 22,000 K に達する。このアークからの加熱で母材に溶融が生じ、電磁力、マランゴニ力、せん断力、浮力等を駆動力とした溶融池対流により溶融池が形成される。この溶融池の表面温度は最高 3,056 K に

Fig. 10 Shape of a secondary particle at each temperature
(region size is 500nm × 500nm)

Fig. 11 TEM image of fume

達した。高温となった溶融池表面からは金属原子が蒸発し、その分圧は最大で 7,500 Pa に達した。陰極側から流入してくる強いプラズマ気流の圧力により、金属蒸気は溶融池表面近くに押し下げられ、多くは半径方向外側へと流出してい

く、アーク中の金属蒸気が周囲の空間へと流出し冷却されていく過程で、約 1,500 K の領域で均一核生成が生じ数 nm 程度の極めて微細な一次粒子が生成され、その後不均一凝縮により徐々に粒子径が成長していく。空間中をブラウン運動する一次粒子同士の衝突により凝集が生じ二次粒子が形成される。二次粒子は最終的に大きさが最大で 20 nm 程度の小型の粒子が数珠状に連なっており、全体の大きさは最大で 300 nm 程度に達した。この様に、菅らにより定性的に説明されたヒューム形成過程を、数値シミュレーションにより定量的に説明することができた。今回は完全に不活性な雰囲気中でのヒューム生成を仮定したが、実際にはアークの外周において空気という酸化雰囲気が存在するため、ヒューム生成における酸化の影響についても考慮する必要がある。この点については今後の研究課題である。

5. 結 論

静止ティグ溶接モデルとヒューム生成モデルを開発し、これらを統合させてアークの運転条件の設定からヒュームの発生・成長に至る一連のプロセスの総合的な数値解析を行い、ヒューム生成機構の理論的な解明を試みた。さらに、ヒュームのクラスター形状を可視化し、実験観測結果と比較検討した。主要な結論を以下に記す。

- 1) 静止ティグ溶接の均一核生成が生じる領域近傍における平均冷却速度を算出したところ $3.43 \times 10^5 \text{ K/s}$ となり、平均金属蒸気分圧は 169 Pa であった。
- 2) 約 1,600 K から均一核生成により一次粒子密度が増加しはじめ、約 1,500 K にてピークとなる。その後、一次粒子同士の凝集により密度は減少していき、代わりに二次粒子密度が増加していく。さらに温度低下すると（時間経過すると）二次粒子同士の凝集が生じ始め、徐々に二次粒子密度も低下していくことがわかった。
- 3) 二次粒子の形状は数珠状で大きさは 300 nm 程度であり、これを構成する一次粒子の大きさは最大で 20 nm 程度となった。
- 4) 二次粒子形状が数珠状となる理由として、核生成が純鉄の融点以下で起こったため、融合が生じず衝突時の形を残したまま成長を続けたことと、二次粒子の中心付近と比較して、端部の方が衝突可能な立体角が大きくなることが考えられた。
- 5) 純ヘリウム雰囲気における純鉄のティグ溶接を実施し、発生したヒュームを捕集して、ヒュームの TEM 観察試験を行った。その結果、粒子の形状や大きさは計算結果とよく一致し、計算モデルの妥当性を確認できた。
- 6) アーク溶接中に熔融池から蒸発した金属蒸気がプラズマ気流によりアーク柱下部から大気中に放出され、冷却凝縮してヒュームが形成するまでのヒューム生成機構を、数値シミュレーションを利用して理論的に説明することができた。

参 考 文 献

- 1) H. Terasaki, M. Tanaka and M. Ushio: Effects on Metal Vapor on Electron Temperature in Helium Gas Tungsten Arcs, *Metall. mater. trans. A*, 33A (2002), 1183-1188.
- 2) 菅：溶接材料のヒューム発生現象に関する研究，大阪大学博士学位請求論文（2001）。
- 3) N. T. Jenkins and T.W. Eagar: Chemical analysis of welding fume particles, *Welding Journal*, 84 (2005), 87-s.
- 4) M. R. Bosworth and R. T. Deam: Influence of GMAW droplet size on fume formation rate, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 33 (2000), 2605-2610.
- 5) M. Shigeta and T. Watanabe: Numerical investigation of cooling effect on platinum nanoparticle formation in inductively coupled thermal plasmas, *Journal Applied Physics*, 103 (2008), 074903.
- 6) H.-J. Schmid, B. Al-Zaitone, C. Artelt and W. Peukert: Evolution of the fractal dimension for simultaneous coagulation and sintering, *Chemical Engineering Science*, 61 (2006), 293-305.
- 7) M. Tanaka and J. J. Lowke.: Predictions of weld pool profiles using plasma physics, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 40 (2007), R1-R23.
- 8) K. Yamamoto, M. Tanaka, S. Tashiro, K. Nakata, K. Yamazaki, E. Yamamoto, K. Suzuki and A. B. Murphy: Numerical Analysis of Metal Vapor Behavior with Multi-diffusion System in TIG Welding of Stainless Steel, *Quarterly J. Japan Welding Soc.*, 27-2 (2009), 4s-7s (in Japanese).
- 9) Y. Mori, T. Iwao, M. Yumoto, S. Tashiro and M. Tanaka: Effects of Metal Vapor for Temperature Distribution of Transient Arc in Pulsed TIG Welding, *Quarterly J. Japan Welding Soc.*, 27-2 (2009), 8s-12s (in Japanese).
- 10) K. Yamamoto, M. Tanaka, S. Tashiro, K. Nakata, K. Yamazaki, E. Yamamoto and K. Suzuki: Numerical Simulation of Metal Vapor Behavior in Gas Tungsten Arc Welding, *Quarterly J. Japan Welding Soc.*, 25 (2007), 443-449.
- 11) J. Menart and L. Lin: Numerical study of a free-burning argon arc with copper contamination from the anode, *Plasma Chem. & Plasma Process.*, 19-2 (1999), 153-170.
- 12) C.R. Wilke: A viscosity equation for gas mixtures, *J. Chem. Phys.*, 18-4 (1950), 517-519.
- 13) A. B. Murphy: A comparison of treatments of diffusion in thermal plasmas, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 29 (1996), 1922-1932.
- 14) The Japan Institute of Metals: 'Edition No. 3 Data Book of Metals'; 1993, Tokyo, MARUZEN CO., LTD (in Japanese).
- 15) A. B. Murphy: Transport Coefficients of Air, Argon-Air, Nitrogen-Air, and Oxygen-Air Plasmas, *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 15-2 (1995), 279-307.
- 16) S. K. Friedlander: DYNAMICS OF AEROSOL FORMATION BY CHEMICAL REACTION, *Annals of the New York Academy of Sciences*, 404 (1983), 354.
- 17) S. L. Girshick, C. P. Chiu and P. H. McMurry: Time-Dependent Aerosol Nucleation and Homogeneous Nucleation Rate, *Aerosol Sci. Tech.*, 13: 4 (1990), 465-477.
- 18) S. V. Joshi, Q. Liang, J. Y. Park and J. A. Batdorf: Effect of quenching conditions on particle formation and growth in thermal plasma synthesis of fine powders, *Plasma Chem. Plasma Process.*, 10 (1990), 339-358.
- 19) N. A. Fuchs and A. G. Sutugin: Topics in Current Aerosol Research" *International Reviews in Aerosol Physics and Chemistry*, Vol. 2, G. M. Hidy and H. R. Brock, eds., Pergamon Press, New York (1971).
- 20) M. Tanaka and S. Tashiro: A Study of Thermal Pinch Effect of Welding Arcs, *Quarterly J. Japan Welding Soc.*, 25 (2007), 336-342.