パルスプラズマ中を飛行する高融点セラミックス粒子の加熱、加速特性

正員 宮本昌広 (株)富士電機総合研究所
 正員 彦坂知行 (株)富士電機総合研究所
 正員 山田 守 (株)富士電機総合研究所
 正員 作田忠裕 (金沢大学)
 非会員 田子政成 (金沢大学)

Heating and Acceleration Processes of High Melting Point Ceramic Particles in the Pulsed Plasma
 Masahiro Miyamoto, Member, Tomoyuki Hikosaka, Member, Mamoru Yamada, Member (Fuji Electric Corp. R&D, Ltd.)
 Tadahiro Sakuta, Member, Masanari Tago, non-member (Kanazawa University)

Plasma spraying is gradually becoming an important technique in the material processing field, with a feature of controlling the area or the thickness of deposited film. High temperature plasmas to heat ceramic particles with a high melting point have in the past been generated continuous D.C. power sources. We propose to apply a pulsed plasma using a high current of the order of tens of kA for plasma spraying of refractory materials. Numerical analysis of the short-time heating and acceleration of particles showed that alumina particles 20 microns in diameter reach the complete melting state after a residence time of 83 and 9.6 micro-second and a flying distance of 5.8 and 0.5 mm, when the temperature of the pulsed plasma is assumed to be 10,000 and 20,000 K, respectively, with a constant plasma velocity of 200 m/s. Experiments were then performed using a specially developed plasma torch with a pulsed discharge current of 24 kA peak and a duration of 400 micro-second. This current is provided from a capacitor with a maximum stored energy of 14 kJ. The simultaneous, in-flight measurements of the particle's temperature, velocity and size were carried out for alumina particles injected into the pulsed plasma. Results showed that the surface temperature of the alumina particles reached values as high as 2,700 to 3,300 K which was considerably higher than the melting point. The particle velocity was found to be around 200 m/s which is comparable with that in the D.C. plasma mode. The experimental results confirmed the applicability of the pulsed plasma for the spraying of refractory materials.

キーワード：パルスプラズマ、プラズマ溶射、高融点セラミックス、アルミナ粒子、光パルス解析法

1. ま え が き

一般にプラズマ溶射では高温プラズマ中を直径数10 μ mの溶射材料が急速に加熱、加速されながら飛行、溶融し、基板に高速度で衝突することにより溶射皮膜を形成する。通常、中心軸温度で10,000~20,000K、数100m/sと言われる高温、高速の熱プラズマと注入粒子間の熱エネルギーおよび運動量交換によって、微粒子を加熱、加速するのがこの利用の基本原理である^{(1)・(2)}。このような皮膜の特性に影響を及ぼす因子は多数あるが、基板に衝突する直前の

微粒子の温度、速度などは重要な因子である。これらの諸因子の組合わせによって、密着性、均一性、そして気孔の存在状態などの溶射皮膜特性は大きく影響される。

プラズマ溶射は高温、高速度などの優れた特徴により、高融点、高機能性セラミックス粒子の溶射が容易となり、電気機器の耐熱性、耐磨耗性の向上などの表面改質技術として広範囲な用途に適用されている。プラズマに注入される微粒子の基板直前における到達温度や速度は、そのサイズや飛行履歴に依存する。したがって、プラズマと注入微粒子間の相互作用を基礎的に解明するためには、温度、速

度、およびサイズの粒子パラメータを診断することが重要となる⁽³⁾。粒子パラメータは皮膜の機械的、電気的特性などを支配する因子となるために、飛行中の個々の粒子パラメータを観測することが工学的応用上望ましい。

プラズマ溶射では、プラズマ流が加熱源であると同時に加速流体でもあるので、両者を独立して考えることはできない。一般に微粒子の加速が大きいとプラズマ中の飛行時間が短くなり、十分に加熱されないまま基板に衝突することになる。さらに、アルミナ、ジルコニアなどの高融点セラミックスのプラズマ溶射を行う場合には、それらの付加価値を最大限に発揮するために、皮膜の面積、厚さ、位置などを要求に応じて制御する方式が望まれる。

我々は、高融点材料の溶射への適用に関して上記要求を満足するパルスプラズマ方式を新規に提案する。ここでいうパルスプラズマとは、コンデンサバンクなどのパルスパワー電源を用いて溶射トーチから1ms程度の短時間に発生されるパルス状のプラズマを示し、従来の直流プラズマによる溶射と比較して以下の特徴が期待される^{(1), (2)}。

①プラズマジェット温度は10,000K以上が想定され、溶射材料が短時間で溶融し、プラズマ中の飛行距離が短縮する。これにより溶射皮膜の面積、位置を制御できる。

②プラズマジェットはパルス状であるがゆえに数100m/sと言われる直流プラズマより高速度になると予想され、溶射材料の基板への密着性が向上する。

③溶射回数を任意に設定できるために、溶射皮膜の厚みを数 μm ～数100 μm の範囲で容易に制御できる。

本論文は上記特徴の実現性を検討することを目的に、高融点セラミックスの一つである直径20、50、100 μm のアルミナ粒子の短時間加熱、加速特性に関する数値的解析の実施と、平均直径21 μm のアルミナ粒子がパルスプラズマ中を飛行する状況を、温度、速度、サイズという粒子パラメータの同時計測による観測により、高融点セラミックス材料のプラズマ溶射に関して、パルスプラズマの適用可能性を初めて評価したものである。

2. アルミナ粒子の加熱、加速特性の数値的解析

パルスプラズマを溶射に適用するためには、少なくとも短時間の飛行中に粒子が溶融状態に達することが必要となる。この状態を数値的に評価するために、鉛直方向のパルスプラズマ中を飛行するアルミナ粒子の加熱、加速特性として温度上昇と溶融過程を解析する^{(4) - (6)}。ただし、以下の計算では直径が100 μm 程度と微小のために粒子表面温度は粒子温度と同等と仮定する。

<2.1> プラズマ流中を飛行する単一粒子の速度特性

鉛直方向のプラズマ流に注入された粒子の飛行中の代表的な作用力を以下に示す^{(4) - (6)}。

①慣性力 F_i

$$F_i = m_a \alpha_a = (\pi d_a^3 \rho_a / 6) dV_a / dt \quad (1)$$

②粘性ドラッグ力 F_d

$$F_d = C_d \rho_i C_s (V_i - V_a)^2$$

$$= (\pi d_a^2 C_d \rho_i / 4) (V_i - V_a)^2 \quad (2)$$

③重力 F_g

$$F_g = m_a G = (\pi d_a^3 \rho_a / 6) G \quad (3)$$

ただし、

m_a : 粒子質量[kg]、 α_a : 粒子加速度[m/s²]

d_a : 粒子直径[m]、 ρ_a : 粒子密度[kg/m³]

V_a : 粒子速度[m/s]、 t : 時間[s]、 G : 9.8 [m/s²]

C_d : ドラッグ係数[s²/m]、 ρ_i : プラズマ密度[kg/m³]

C_s : 粒子中央断面積[m²]、 V_i : プラズマ速度[m/s]

④圧勾配力 : 流れ場の急激な圧力勾配における作用力

⑤バセット履歴項 : 高加速状態における作用力

⑥熱伝導効果 : 急激な温度勾配による作用力で対象は粒子直径0.1 μm 以下の微粒子

⑦Coriolisの力 : 粒子の螺旋運動時の作用力

上記作用力の中で、プラズマ溶射などに適用される直径10 μm 以上の粒子を対象にすると、④から⑦項の作用力は一般的に無視できる。したがって、プラズマ流中を飛行する単一粒子の作用力のバランスは、(1)式から(3)式を用いて以下で表現される。

$$F_i = F_d + F_g \quad (4)$$

(4)式からプラズマ流中を移動する単一粒子速度を求める dV_a/dt について下式が導き出される。

$$\begin{aligned} dV_a/dt &= 0.75 C_d (V_i - V_a)^2 \rho_i / (\rho_a d_a) + G \\ &= 18 \mu (V_i - V_a) / (\rho_a d_a^2) + G \end{aligned} \quad (5)$$

ただし、 $\mu = 24 C_d (V_i - V_a) / (\rho_i d_a)$

<2.2> プラズマ流中を飛行する単一粒子の熱エネルギー

バランス プラズマ流に注入される粒子の温度は粒子の熱エネルギーバランスから計算できる。プラズマ中で粒子の得る単位時間当たりの熱量 Q_a は、プラズマと粒子間の熱伝導と粒子表面からの輻射による熱損失との差で表現され、下記関係式が導かれる^{(4) - (6)}。

$$\begin{aligned} Q_a &= h_c S_a (T_i - T_a) - \epsilon \sigma S_a (T_i^4 - T_m^4) \\ &= h_c \pi d_a^2 (T_i - T_a) - \epsilon \sigma \pi d_a^2 (T_i^4 - T_m^4) \end{aligned} \quad (6)$$

ただし、

h_c : 熱伝達率[W/(m²K)]、 S_a : 粒子表面積[m²]

T_i : プラズマ温度[K]、 T_a : 粒子温度[K]

T_m : 周囲温度[K]、 ϵ : 粒子の放射率

σ : ステファン-ボルツマン 定数で 5.67×10^{-8} [Wm⁻²K⁻⁴]

<2.3> プラズマ流中を飛行する単一粒子の温度変化

プラズマ流中を飛行する単一粒子の相変化に対応する温度を計算する。

(1)粒子の注入温度から融点までの温度上昇過程 粒子の表面温度はプラズマへの注入時温度から融点まで上昇する。この間の状態は固体である。粒子の比熱を C_p 、融点を T_m とすると、次式が導かれる^{(4) - (6)}。

$$dT_a/dt = Q_a / (C_p m_a) = 6 Q_a / (\pi C_p \rho_a d_a^3) \quad (7)$$

ただし、 $T_a < T_m$

(2)粒子の溶融過程 融点に達した粒子が溶融する過程では、粒子温度の上昇は無く外部から供給される熱量は粒子が溶融する熱として消費される。この間の状態は固体と

液体の混在状態である。粒子の溶融潜熱を H_m 、溶融割合を X_a とすると、次式が導かれる⁽⁴⁾⁻⁽⁶⁾。

$$dX_a/dt = Q_a/(H_m a) = 6Q_a/(\pi H_m \rho_a d_a^3) \quad \text{..... (8)}$$

ただし、 $T_a = T_m$ 、 $0 \leq X_a \leq 1$

＜2.4＞ 解析結果 本解析の目的は、パルスプラズマ流中に注入した常温のアルミナ粒子が融点まで温度上昇するために必要な時間と融点から完全溶融するまでの経過時間を計算し、粒子が溶射に適用できる程度に溶融するために必要なパルスプラズマの継続時間を算定することにある。

前記(5)式～(8)式と表1の値を用いてアルミナ粒子の温度上昇と溶融状態に対応する経過時間を計算する。

表1の解析条件のうち、パルスプラズマの温度、速度は本論文1章に示したプラズマジェットの特徴から設定した値である。また、(5)式中の μ と(6)式中の h_c の値は、周囲気体としたアルゴンプラズマの輸送特性のうちで熱伝導率と密度に関係しており、温度の関数としてこれまで公表された文献のうち、1気圧下で温度10,000、20,000Kのデータ⁽⁷⁾⁻⁽⁹⁾を基に算出した。

図1にアルミナ粒子が注入時温度から融点まで温度上昇し($X=0$)、そして完全溶融($X=1$)するまでの溶融割合に対する経過時間特性を示す。図1より以下の結果を得た。

①融点までの経過時間($X=0$)

融点までの経過時間は、パルスプラズマ温度 20,000K、直径 $20\mu\text{m}$ の条件で $6.25\mu\text{s}$ 、そして温度10,000K、直径 $100\mu\text{m}$ の条件で $1,420\mu\text{s}$ であった。

②溶融開始から完全溶融までの経過時間($0 \leq X \leq 1$)

溶融開始から完全溶融までの経過時間は、上記①と同一

条件下で、それぞれ $2.71\mu\text{s}$ 、 $664\mu\text{s}$ であった。

③上記①、②よりパルスプラズマに注入された常温のアルミナ粒子が完全溶融するまでの経過時間は、上記パラメータに対して $9\mu\text{s}$ から $2,100\mu\text{s}$ の範囲内にあった。

④常温アルミナ粒子が完全溶融するまでの飛行距離は上記パラメータに対して 0.5mm から 140mm の範囲内にあった。

3章で実験検討する平均直径 $21\mu\text{m}$ のアルミナ粒子が、パルスプラズマ温度 10^4K の条件で完全溶融するまでの経過時間と飛行距離は、それぞれ $83\mu\text{s}$ 、 5.8mm であった。本解析結果をトーチやパルスパワー電源も含めた実験装置設計に反映させた。

＜2.5＞ 常温アルミナ粒子の完全溶融に必要な熱量

上記の解析は、パルスプラズマが所定の温度を保有すると仮定した場合に、高融点セラミックスであるアルミナ粒子が注入時温度(常温)から融点まで温度上昇し、さらに完全に溶融するまでの経過時間と移動距離の観点からアルミナ粒子のパルスプラズマによる溶射への適用可能性を検討してきた。ここでは、常温のアルミナ粒子が温度上昇により融点まで達し、そして完全に溶融するために必要な熱量を計算し、それらの結果に基づいて次章で実験検討するパルスプラズマやパルスパワー電源が保有すべきエネルギーの目安を算定する。

表2に(7)式、(8)式を用いて計算される常温の単一アルミナ粒子が融点まで温度上昇し、完全溶融するのに必要なエネルギー Q 、溶射への適用を考慮して所定面積(1cm^2)を占有するのに必要な粒子数 n 、それらの積 Qn を示す。その結果、直径 20 、 $100\mu\text{m}$ のアルミナ粒子が完全に溶融す

表1 解析条件と定数

Table 1. Analysis conditions and constants of alumina particle.

解 析 条 件	
アルミナ粒径 (μm)	:20, 50, 100
アルミナ粒子注入時温度(K)	:300
パルスプラズマ温度(10^4K)	:1, 2
パルスプラズマ速度(m/s)	:200
周囲温度(K)	:300
アルミナ粒子の定数	
融点、沸点(K)	: 2,323、3,800
密度 (kg/m^3)	: 3,900
溶融潜熱(MJ/kg)	: 1
比熱 [$\text{MJ}/(\text{kgK})$]	: 1.2
放射率 ε	: 0.4
ステファン-ボルツマン 定数: $5.67 \times 10^{-8} \text{W}/(\text{m}^2\text{K}^4)$	

$X=0$: 融点 ●: $20\mu\text{m}$, $2 \times 10^4\text{K}$ ○: $20\mu\text{m}$, 10^4K
 $X=1$: 完全溶融 ▲: $50\mu\text{m}$, $2 \times 10^4\text{K}$ △: $50\mu\text{m}$, 10^4K
 ■: $100\mu\text{m}$, $2 \times 10^4\text{K}$ □: $100\mu\text{m}$, 10^4K
 移動距離 (mm) 0.5 2.8 5.8 11 36 140

図1 パルスプラズマ中アルミナ粒子の溶融状態

Fig.1. Melting states of an alumina particle in pulsed plasma.

るためにそれぞれ14J、70Jのエネルギーが必要となる。ここで、パルスプラズマからアルミナ粒子への熱伝達効率を5%と仮定すると、パルスプラズマの保有すべき放電エネルギーEは、直径が20、100 μm の場合にそれぞれ280J、1.4kJとなる。また、放電エネルギーのコンデンサバンク蓄積エネルギーに対する比は、事前の実験検討から2%程度であったので、本実験におけるコンデンサバンクの蓄積エネルギーの目安は、それぞれ14kJ、70kJと算出された。

3. パルスプラズマ中の粒子パラメータの同時計測

パルスパワー電源を用いてトーチから発生させるパルスプラズマ中を飛行するアルミナ粒子の溶融状況を温度、速度、そしてサイズの粒子パラメータを同時計測することにより観測し、パルスプラズマの溶射への適用可能性を2章の数値的解析に続いて実験的に検討する。

〈3.1〉計測方法 図2にパルスプラズマ発生系と光パルス計測用の光学系で構成される粒子パラメータ同時計測システムを示す。以下に計測システムの構成を説明する。

(1)パルスプラズマ発生系 パルスプラズマ発生用のパルスパワー電源系は、大電流発生用のコンデンサバンク、始動スイッチ、そして波形整形回路素子から構成される。コンデンサバンクの仕様は1.72mF、10kVで最高充電エネルギー86kJ、始動スイッチとしたイグナイトロンスイッチの定格は25kV、300kA、200Cである。本実験では表2の直径20 μm のアルミナ粒子が完全に溶融するのに必要な熱量の解析結果に基づいて、コンデンサバンクの充電エネルギーが14kJ程度になるように、充電電圧を4kV (13.8kJ)に設定した。パルスプラズマトーチに電流を供給する回路には、放電電流の波形整形用にインダクタ12 μH と抵抗50m Ω を挿入した。放電電流計測には高周波変成器 (Pearson 社カレントモニタ、No.1423)を用いた。そして、トーチの電極間電圧計測には、放電電流のノイズを低減するために電極間を1k Ω の低インダクタンス抵抗で短絡し、その分流を高周波変成器 (Pearson 社カレントモニタ、No.2877)で計測する方法を用いた。

パルスプラズマ発生用トーチには、図2に示す直流プラズマトーチと同様な構成のトーチを新規に製作した。中央には高電圧を印加するタングステン陰極、そしてその外周に接地電位の銅陽極を設置し、数kVの印加電圧で絶縁破壊するように電極間隔を調整した。陽極にはシードガスであるアルゴンガスを所定量外部から導入するガス供給孔を設けている。ただし、パルスプラズマは単発のパルス大電流印加によるものであり、電極の温度上昇を考慮する必要がないことから、電極には強制冷却機構は設けていない。

溶射への適用を検討するために、パルスプラズマ中に溶射材料を挿入し、その溶融状況を実際に観測する必要がある。そのため、今回採用した溶射材料は、高融点セラミックスとして一般的なアルミナ粒子 (昭和電工 (株) 製K-16T、

平均直径21 μm 、融点2,323K、沸点3,800K)である。

本実験では溶射装置の構成を簡易化するために、1ショット毎に所定量 (およそ50mg)のアルミナ粒子を予め陽極のプラズマジェット吹出口に粘着性薄膜を用いて設置する方式を適用した。

表2 常温アルミナ粒子の完全溶融に必要なエネルギー
Table 2. Energy for complete melting of an alumina particle with normal temperature.

項目	直径20 μm	直径100 μm
単位質量 m_a (kg)	1.6×10^{-11}	2.0×10^{-9}
単位熱量 温度上昇 Q_t (J)	4.0×10^{-5}	5.0×10^{-3}
完全溶融 Q_m (J)	1.6×10^{-5}	2.0×10^{-3}
合計 Q (J)	5.6×10^{-5}	7.0×10^{-3}
1cm ² 占有の粒子数 n (一層分) 質量 (kg)	2.5×10^5 4.0×10^{-6}	10×10^3 2.0×10^{-5}
所要熱量 $n \cdot Q_t$ (J)	10	50
$n \cdot Q_m$ (J)	4.0	20
$n \cdot Q$ (J)	14	70

(2)光パルス計測用の光学系 高温プラズマ中に注入された微粒子は、飛行過程で加熱され、その温度は高融点セ

図2 粒子パラメータ同時計測システム
Fig.2. The simultaneous measuring system of the particle parameters.

ラミックスでは数1,000Kまで上昇する。この間、微粒子はPlanckの放射則に従って表面から連続光を放射する。粒子パラメータ計測に適用した光パルス解析法^{(3)・(10)}は、プラズマ中を飛行する単一粒子の連続放射光に対して2つの異なる波長の光だけを分光器、光電子増倍管(PMT)を介して電気パルス信号として波形記録装置に直接計測し、それらの検出波形の立上がり時間と平坦部時間から粒子パラメータのうち速度、サイズを、そして2波形の絶対値の比から温度を精度10%で解析する手法である。

この解析法は既に直流や高周波誘導プラズマ中の飛行粒子パラメータ計測として実績があり、今回初めてパルスプラズマに適用したものである。粒子パラメータの計測位置は、パルスプラズマ放射光の影響をできるだけ軽減するために、電極ノズルからの軸方向距離 Z として100、120、142、そして151mmの4箇所に設定した。以下に光パルス計測系構成要素を示す。

計測領域指定用レーザとしてビーム直径300 μm 、波長633nmのHe-Neレーザを用いた。計測領域指定の原理は、微粒子が計測空間に侵入するとレーザ光が散乱されるのでその散乱光を分光器、光電子増倍管を介して波形計測装置の外部トリガ用の入力信号とする。これより、計測指定領域に侵入した微粒子からの連続放射光のうち下記の2波長だけを波形記録装置に計測できる。なお、633nmのレーザ波長の選択は、パルスプラズマの放射光に含まれる空気やシードガスであるアルゴン線から外れた波長とした。

分光器は、分光波長として可視光領域を対象とし、分解能は4.8nm/mm、入射光用スリットは幅1mm、高さ1.49mmの設定とした。分光器で検出する波長は、前記のレーザ波長と同様な選択理由から638nmと724nmの波長を選択した。なお、波形記録装置は縦軸感度10ビット、64kワード長であり、Ch.1、Ch.2にはそれぞれ638nm、724nmの波長の光パルス波形を入力した。

また、光パルス計測系の校正は既に実績のある標準光源とピンホールを設けた回転円板を用いて実施した⁽²⁾。

<3.2> 計測結果

(1)パルスパワー電源系 パルスパワー電源系において4kV充電のコンデンサバンクを用いてトーチ電極を放電させた時の放電電流、トーチ電極間電圧、そしてそれらの積として算出される放電電力のそれぞれの波形を図3～図5に示す。放電電流はピークで24kA、トーチ電極間電圧は平均30V程度、そして放電電力のピークは850kWであった。また、放電電力の時間積分として求めた放電エネルギーは250Jであった。コンデンサバンクの充電エネルギーは13.8kJに設定したので、充電エネルギーに対する放電エネルギーの比は1.8%となり、表2で検討した2%にほぼ一致していた。このように数100Jの放電エネルギーを保有するパルスプラズマ中に飛行するアルミナ粒子が熔融状態に達するか否かは、光パルス計測法を用いて粒子温度を実測し、その温度を粒子の融点と比較することで評価できる。

(2)光パルス信号計測系 図2に示す計測システムで得られた光パルス信号として $Z=100\text{mm}$ における典型的波形例を図6に示す。2つの波形の開始と終了時刻はほぼ一致しており、同一粒子からの放射光を分光計測していることが分かる。また、粒子速度に依存するパルスの立上がり時間/幅はどちらも0.2程度で一致しており、波高値は波長の短いCh.1の方が大きかった。以上の波形条件を備えた光パルス波形を計測できれば既に実績のある光パルス解析法を用いて粒子パラメータを算出できる。図6の光パルス波形からは粒子温度3,960K、速度118m/s、サイズ9.25 μm とい

図3 放電電流波形

Fig.3. Discharge current waveform.

図4 トーチ電極間電圧波形

Fig.4. Voltage waveform between electrodes of the torch.

図5 放電電力波形

Fig.5. Discharge power waveform.

う結果が得られた。この温度はアルミナ粒子の融点を越えて沸点近傍にあり、粒子は完全に溶融状態にまで達していることを示している。

光パルス波形は各計測点ともに1ショットのパルスプラズマ中で数個から10個程度計測されていた。計測は同一計測点で数回実施したので、計測点毎に得られたパルス波形から解析される粒子パラメータを一つの図にまとめて表現してみた。その一例として、 $Z=142\text{mm}$ での粒子温度 T_p 、速度 V_p そしてサイズ D_p との関係を図7に示す。 T_p は $2,800 \sim 3,700\text{K}$ の範囲、平均で $3,220\text{K}$ であり、 D_p に対して右下りの傾向を示していた。また、 V_p は D_p に依らずに平均で 110m/s 程度であった。このように各計測点で得られた各粒子パラ

図6 光パルス信号の典型的波形

Fig.6. Typical waveforms of photo-pulse signals.

図7 粒子の温度、速度とサイズとの関係

Fig.7. The relations between the temperature, the velocity and size of particles.

メータのうち温度、速度と軸方向距離との関係を図8に示す。粒子温度は、 $Z=151\text{mm}$ においても $2,500\text{K}$ 以上と粒子の融点以上の温度を保っていた。

以上の計測より次の結果を得た。

①パルスプラズマ中飛行の平均直径 $21\mu\text{m}$ アルミナ粒子からの光パルス波形を計測し、光パルス解析法を用いて温度、速度、そしてサイズの粒子パラメータを解析できた。

②アルミナ粒子の平均温度は、 $2,700 \sim 3,300\text{K}$ の範囲にあり、電極ノズルからの軸方向距離に対して低下する特性を示した。この温度範囲はアルミナ粒子の融点以上で、かつ沸点以下と粒子は完全に溶融していることを示した。

③アルミナ粒子の平均速度は、 $110 \sim 200\text{m/s}$ の範囲にあり、電極ノズルからの軸方向距離に対して低下する特性を示していた。

④アルミナ粒子の平均直径は $14 \sim 27\mu\text{m}$ の範囲にあり原材料表示とはほぼ一致していた。

4. 結 論

本論文では、一般的な高融点セラミックスである直径 $20 \sim 100\mu\text{m}$ のアルミナ粒子が、所定温度のパルスプラズマ中で常温から完全に溶融するまでの短時間加熱、加速特性に関する数値的解析と、充電エネルギー 13.8kJ に設定したコンデンサバンクを用いて発生させたパルスプラズマ中に

図8 粒子の温度、速度と軸方向距離 Z との関係

Fig.8. Relations between the temperature, the velocity of particles and the axial distance Z .

平均直径 $21\mu\text{m}$ のアルミナ粒子を飛翔させた実験での、軸方向距離 $Z=100\sim 151\text{mm}$ の観測点における速度、温度、サイズの粒子パラメータの同時計測により、パルスプラズマの高融点材料溶射への適用可能性を明らかにしてきた。以下に本論文で得られた主要な結果を要約する。

(1)パルスプラズマの温度 $10,000\text{K}$ 、速度 200m/s と仮定する数値的解析の結果、常温のアルミナ粒子が完全に溶融するまでの経過時間は、直径 $20\mu\text{m}$ で $83\mu\text{s}$ 、直径 $100\mu\text{m}$ で $2,100\mu\text{s}$ と短時間特性を示し、時間的にはパルスプラズマの高融点材料溶射の可能性があると判断できる。

(2)上記と同一解析条件下で、常温のアルミナ粒子が完全溶融するまでのパルスプラズマ中飛行距離は、直径 $20\mu\text{m}$ で 5.8mm 、直径 $100\mu\text{m}$ で 140mm とトーチと基板も含めたスケールに関してもパルスプラズマの高融点材料溶射の溶射の可能性があると判断できる。

(3)パルスパワー電源系から発生させたパルスプラズマ中を飛行する平均直径 $20\mu\text{m}$ のアルミナ粒子に対して、光パルス解析法を適用した粒子パラメータ計測の結果、アルミナ粒子の平均温度は、 $2,700\sim 3,300\text{K}$ の範囲にあった。この温度範囲は、アルミナ粒子の融点以上、かつ沸点以下と粒子は完全に溶融していたことを示し、実験的にもパルスプラズマの高融点材料溶射の可能性があると判断できる。

本論文は、従来の直流や高周波誘導プラズマにしか検討されていなかったプラズマ溶射における粒子の加熱、加速問題について、溶射皮膜に高付加価値を寄与できるパルスプラズマによる高融点材料溶射への適用を新規に提案し、数値的解析と光パルス解析法を適用した粒子パラメータの実測により、その可能性を明白にした点に特徴があり、将来のプラズマ溶射などのいわゆる熱プラズマの工学的応用分野に関して新たな知見を与えるものである。

(平成6年1月25日受付)

文 献

- (1)岡田 実、荒田吉明：プラズマ工学 第II編
“1. プラズマジェット” pp. 337-459, 1965
- (2)新井 和嘉（金属材料研究所プラズマ応用技術研究会）
“溶射技術の現状と将来の動向” pp5-11, 1990
- (3)作田忠裕、M. I. Boulos：「熱プラズマ中を飛行する微粒子の温度、速度およびサイズの同時測定手法」電気学会論文誌A, 108巻 9号 389, 昭和63年
- (4)E. Bourdin, et al., “Transient Heat Conduction under Plasma Conditions” Int. J. Heat Mass Transfer. Vol. 26, No. 4, pp. 567-582, 1983
Pierre Proulx, Javad Mostaghimi, Maher I. Boulos,
- (5)“Plasma-particle interaction effects in induction plasma modeling under dense loading conditions”, Int. J. Heat Mass Transfer. Vol. 28, No. 7, pp. 1327-1336, 1985
- (6)Pierre Proulx, Javad Mostaghimi, Maher I. Boulos,
“Heating of Powders in an R.F. Inductivity

Coupled Plasma under Dense Loading Conditions”
Plasma Chemistry and Plasma Processing, Vol. 7,
No. 1, pp. 29-52, 1987

- (7)R. S. Devoto, “Transport Coefficients of partially Ionized Argon”, Phys. Fluids, 10, 354, 1967
- (8)H. N. Olsen, “Thermal and Electrical Properties of an Argon Plasma”, Phys. Fluids, 2, 614, 1959
- (9)A. E. Mensing, L. R. Boedeker, “Theoretical Investigation of R-F Induction Heated Plasma”
NASA CR-1312, 1969
- (10)作田忠裕、高嶋武、M. I. Boulos：「光パルス解析法による誘導プラズマ中を飛行する金属、セラミックス粒子の加熱、加速特性の測定」電気学会論文誌A, 113巻 5号 420, 平成5年

宮本 昌広（正員）1956年7月21日生。79年3月東北大学電気工学科卒業。同年4月富士電機(株)入社。80年4月(株)富士電機総合研究所出向。主として高電圧絶縁技術、大電力変電機器の研究開発に従事し、現在に至る。

彦坂 知行（正員）1962年4月13日生。87年3月名古屋大学大学院工学研究科博士前期課程終了。同年4月富士電機(株)入社、(株)富士電機総合研究所出向。主としてパルスパワー技術の研究開発に従事し、現在に至る。応用物理学会会員。

山田 守（正員）1948年3月23日生。70年3月金沢大学電気工学科卒業。同年4月富士電機(株)入社。80年4月(株)富士電機総合研究所出向。主として高電圧絶縁技術、大電力変電機器の研究開発に従事し、現在に至る。

作田 忠裕（正員）1950年1月3日生。80年3月名古屋大学大学院工学研究科博士課程終了。同年4月同大学工学部助手。88年4月金沢大学工学部電気情報工学科助教授、94年1月同学部教授、現在に至る。主として高気圧熱プラズマアークの診断、応用研究に従事。工学博士。応用物理学会、IEEE会員。

田子 政成（非会員）1969年1月23日生。92年3月金沢大学電気情報工学科卒業。同年4月修士課程入学、現在に至る。主として熱プラズマアークの応用研究に従事。