

コールドスプレーにおけるヘリウムガスの効果 (粒子のノズル内における加速とプレート衝撃波による減速)^{*}

片野田 洋^{*}

Effect of helium gas in cold spray process (Particle acceleration in nozzle and deceleration by plate shock wave)^{*}

Hiroshi KATANODA^{*}

This paper investigates the physical reasons of why the particle is more accelerated in the cold spray nozzle when helium gas is used as a process gas compared to nitrogen gas, by using one-dimensional calculation. In addition, the deceleration mechanism of the particle between a plate shock wave and a substrate is also investigated. The selected particle in the calculation is spherical Cu with the diameters of 5 and 15 μm . The calculated results reveal that 1) the particle injected into the helium gas flow has a larger velocity just upstream of the plate shock wave because a larger drag force keeps acting on the particle from the injection port to the plate shock wave. The larger drag force is due to a larger drag coefficient just downstream of the injection port, followed by a larger squared relative velocity of the particle in the downstream region, 2) the particle accelerated by the helium gas is less decelerated between the plate shock wave and the substrate because the squared relative velocity of the particle is decreased to less than 1/10 by passing through the plate shock wave for the helium gas case.

Key Words : Cold spray, Particle velocity, Helium gas, Plate shock wave

1. まえがき

コールドスプレーでは、Fig.1に示すように圧力1～4MPa程度のプロセスガスが二方向に分けられ、片方はヒーターにより最大1000℃程度まで加熱された後、ノズルの上流側に供給される。もう一方の配管を通ったガスはパウダーフィーダーで溶射粒子を巻き込み、ノズルの上流側に供給される。ヒーターで加熱された気体と、溶射粒子を含んだ常温の気体はノズル上流の貯気室で混合する。混合した気体はノズルのスロートを通じた後に末広部で超音速になり、基材に向けて吹き付けられる。基材に衝突する流れは超音速であるため、基材の数mm上流にプレート衝撃波¹⁾が形成される。後に示すように、溶射粒子はプレート衝撃波を通過した後は減速して基材に衝突する²⁾。

コールドスプレーでは、粒子が基材に衝突するときの速度がある速度を超えると付着し始める。この「ある速度」は臨界速度³⁾と呼ばれ、粒子の材料、直径、温度、酸素含有率、および基材の種類などに依存する^{4), 5)}。そのため、コールド

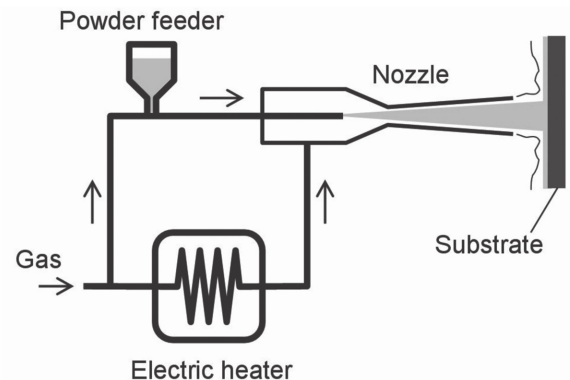


Fig.1 Schematic diagram of cold spray

スプレーでは臨界速度を下げることも、または粒子速度を臨界速度よりも高めることが必須となる。粒子速度を高める場合、粒子の材料(密度)と粒子の直径を決定した後、粒子速度に寄与するパラメータのうち実験者が指定可能なものはプロセスガスの種類、貯気圧力、貯気温度である。これらの各

^{*}原稿受付 2011年2月2日

^{*}鹿児島大学大学院理工学研究科機械工学専攻(〒890-0065 鹿児島市郡元1-21-40)

^{*}Department of Mechanical Engineering, Graduate School of Science and Engineering, Kagoshima University (1-21-40 Korimoto, Kagoshima, 890-0065 Japan)

パラメータは、粒子に作用する抗力の構成因子（抗力係数、ガス密度、粒子に相対的なガス速度）に直接的、間接的に影響する。コールドスプレーでは、プロセスガスとして窒素ガスやヘリウムガスが主に用いられる。ヘリウムガスを使うと、窒素ガスの場合よりも粒子速度が大きくなる^{6), 7)}。しかし、ヘリウムガスを使うと窒素ガスの場合に比べて抗力係数、ガス密度、粒子に相対的なガス速度がどの程度大きく、または小さくなる等の加速原理の詳細を明らかにした研究は見あたらない。

ヘリウムガスは窒素ガスに比べて極めて高価であるため、コールドスプレーに用いられる機会は少ない。しかし、ヘリウムガスによる粒子の加速・減速の原理を理解することは、コールドスプレーの流体力学的な側面をより深く理解する上で重要である。本研究では、コールドスプレーにおいて粒子の加速・減速に与えるヘリウムガスの効果の詳細について、窒素ガスの場合との比較により一次元解析を用いて明らかにする。

2. 解析法

本研究ではノズル内は準一次元定常の断熱摩擦流れと仮定し、準一次元流れの基礎式と理想気体の状態方程式を数値的に解いてノズル内のガスの速度、密度、温度、圧力の流れ方向分布を計算した⁸⁾。現実のノズル内の流れでは、ノズル内壁から流れに作用する摩擦力（管摩擦）により下流方向に境界層が発達する。すなわち、ノズルの断面で考えると、流れはノズル内壁に接するリング状の境界層（低速流れ）と、それより内側の主流（高速流れ）の2つの領域に分かれる。本計算では、管摩擦を考慮することにより境界層がノズル内の流れに与える影響を考慮する。ただし、本計算で得られるガス速度などの流れの物理量は、ノズル断面内での平均的な値である。

コールドスプレーの標準的なノズル形状と貯気圧条件では、ノズル出口の静圧は大気圧よりも低い過膨張状態の超音速流となる。本解析では、ノズル出口直後に流れは大気圧まで等エントロピー的に圧縮され、その超音速流はプレート衝撃波まで一定速度を保つものとする⁸⁾。プレート衝撃波直後の亜音速の流れは基材に向かって直線的に減少し、基材上で速度0になるとした。この速度変化に伴い、流れの温度は断熱的に、静圧と密度は等エントロピー的に変化すると仮定した。プレート衝撃波の発生位置は、著者が別途行った2次元軸対称の数値シミュレーション結果に基づきヘリウムと窒素の場合で、それぞれ基材の1.0, 1.5mm上流⁹⁾とした。これらの値は、ヘリウムと窒素を作用ガスに用いたコールドスプレーのプレート衝撃波位置の実験結果¹⁰⁾と比較しても妥当である。

本研究に用いたノズルの形状をFig.2に示す。ノズル形状は入口直径10mm、スロート直径2mm、出口直径5mm、先細部長さ25mm、末広部長さ100mmの円錐型とした。ノズル内壁の等価相対粗さ¹¹⁾は0.003とした。スロート上流の貯

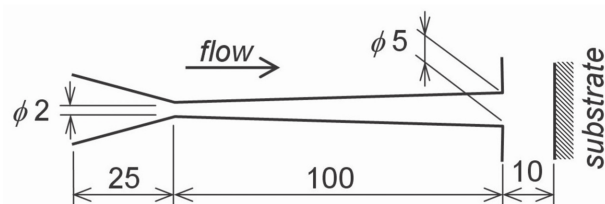


Fig.2 Nozzle geometry

気室の圧力、温度はそれぞれ2MPa, 573Kとした。作動気体はヘリウムガスとし、比較用に窒素ガスの場合も計算した。溶射距離は10mmとした。

溶射粒子は単一の粒子が抗力のみによって加速されるとし、流れの運動量と熱エネルギーには影響を与えないとした。粒子速度は、次の運動方程式を数値的に積分して求めた。

$$m_p \frac{du_p}{dt} = F_p \quad (1)$$

$$F_p = \frac{1}{2} c_d \rho_g (u_g - u_p) \cdot |u_g - u_p| \cdot A_p \quad (2)$$

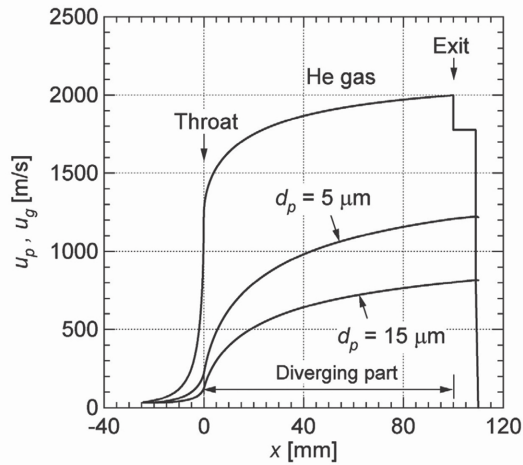
ここで、 t , m_p , u_p , u_g , F_p , A_p , c_d はそれぞれ、時間、粒子の質量、粒子速度、ガス速度、抗力、粒子の投影面積、抗力係数である。抗力係数は種々の実験式が提案されているが、本研究では文献12)の実験値をレイノルズ数とマッハ数に基づいて整理したデータベースから、内挿により算出した。

溶射粒子は直径 $d_p = 5, 15 \mu\text{m}$ の球形の銅とし、スロートの上流25mmの位置から中心軸に沿って流入ガス速度の90%、温度300Kで下流に向けて噴射されるとした。本解析では、粒子のエネルギーの式を解いて粒子温度も求めたが、本研究の趣旨より粒子温度には言及しない。

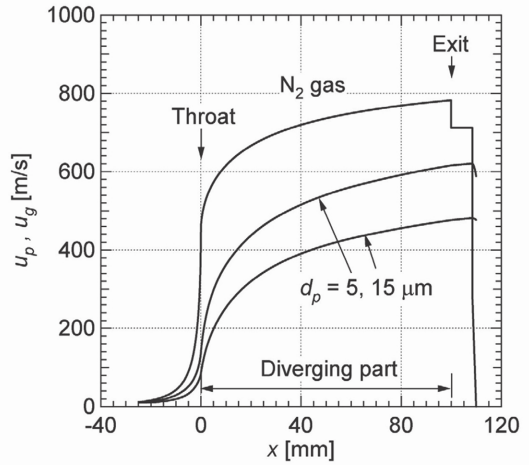
3. 計算結果と考察

プロセスガスにヘリウムを用いた場合の中心軸上のガス速度 u_g 、粒子速度 u_p の計算結果をFig.3(a)に示す。図の横軸は、スロートを原点とする流れ方向距離 x である。ノズル出口は $x = 100\text{mm}$ 、基材位置は $x = 110\text{mm}$ である。図より、ヘリウムのガス速度は、スロート前後の数mmを通過する間におよそ500m/sから1300m/sへ大きく増加する。その後、末広ノズル部では速度の増加は緩やかになり、ノズル出口 $x = 100\text{mm}$ で $u_g = 2000\text{m/s}$ （マッハ数 $M_g = 2.47$ ）に達する。ノズル出口直後で、ガス速度は不連続的に $u_g = 1780\text{m/s}$ （ $M_g = 1.84$ ）に低下するが、これはノズル出口の流れが過膨張状態になっていることを意味する。銅粒子はガス速度ほど加速しないものの、ノズル出口において $d_p = 5, 10 \mu\text{m}$ の場合にそれぞれ $u_p = 1200\text{m/s}$, 800m/s に達する。

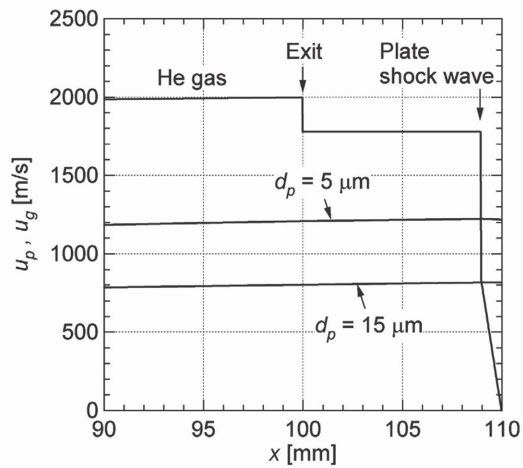
Fig.3(a)の $x = 90 \sim 110\text{mm}$ の区間を拡大した図をFig.3(b)に示す。基材前方1mmにあるプレート衝撃波により、ヘリウムのガス速度は $u_g = 1780\text{m/s}$ から 840m/s へ（ $M_g = 1.84$ から0.614へ）不連続的に減少する。前述のモデル化により、プレート衝撃波の直後からガス速度は基材へ向かって直線的に



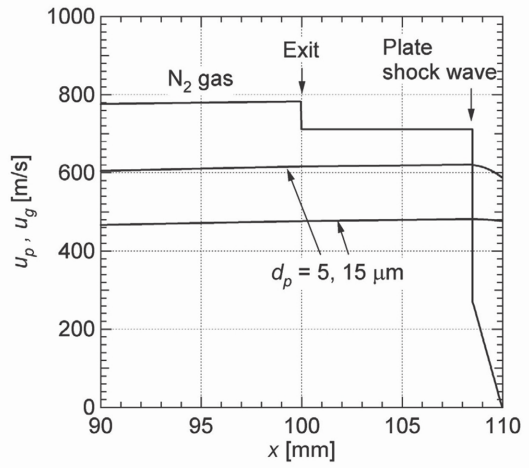
(a)



(a)



(b)



(b)

Fig.3 He-gas/particle velocity in x-direction (a), Close-up view of nozzle exit region (b)

Fig.4 N₂-gas/particle velocity in x-direction (a), Close-up view of nozzle exit region (b)

減少し、基材上で0となる。ここで重要なことは、 $d_p = 5 \mu\text{m}$ の場合にプレート衝撃波の直後でガス速度が粒子速度を下回ることである。その結果、 $d_p = 5 \mu\text{m}$ の銅粒子の速度はガス速度よりも相対的に大きくなるため、粒子は上流向きの抗力を受ける。しかし、Fig.3(b)より、プレート衝撃波から基材の間で銅粒子の減速は無視できるほど小さい。この理由は後で考察する。

プロセスガスに窒素を用いた場合の中心軸上のガス速度 u_g 、粒子速度 u_p の計算結果を Fig.4 (a) に示す。窒素ガスの場合もスロートを通過するときに速度が大きく増加するが、ノズル出口での速度は $u_g = 780\text{m/s}$ であり、ヘリウムガスの場合の39%である。銅粒子はスロート通過後に徐々に加速し、ノズル出口 $x = 100\text{mm}$ において $d_p = 5, 15 \mu\text{m}$ の場合にそれぞれ $u_p = 615\text{m/s}, 475\text{m/s}$ になる。これらの粒子速度は、それぞれヘリウムガスの場合の51%, 59%である。

Fig.4(a)の $x = 90 \sim 110\text{mm}$ の区間を拡大した図をFig.4(b)に示す。基材前方1.5mmの位置に生じたプレート衝撃波に

より、窒素のガス速度は710m/sから280m/sへ ($M_g = 1.92$ から0.580へ) 不連続的に減少し、基材に向かって直線的に減速して0となる。 $d_p = 5 \mu\text{m}$ の銅粒子の速度は、プレート衝撃波の直前では620m/sであるが、その直後から減速し、590m/sで基材に衝突する。 $d_p = 15 \mu\text{m}$ の銅粒子の場合、プレート衝撃波通過後の減速は無視できるほど小さい。Fig.3, 4より、ヘリウムガスの場合は窒素ガスの場合に比べて粒子噴射位置からプレート衝撃波までは粒子速度が大きく、プレート衝撃波から基材までは粒子速度の減少量が小さい。この理由について、 $d_p = 5 \mu\text{m}$ の粒子に着目して以下に考察を行う。

まず、粒子噴射位置からプレート衝撃波までの粒子の速度について考察する。この区間において、粒子に作用する抗力 F_p の x 方向分布を Fig.5 に示す。プレート衝撃波から基材までの区間は、後に考察するため図中には示していない。Fig.5より、ノズルの先細部、末広部、およびプレート衝撃波までの噴流部の全ての区間において、ヘリウムガスの場合

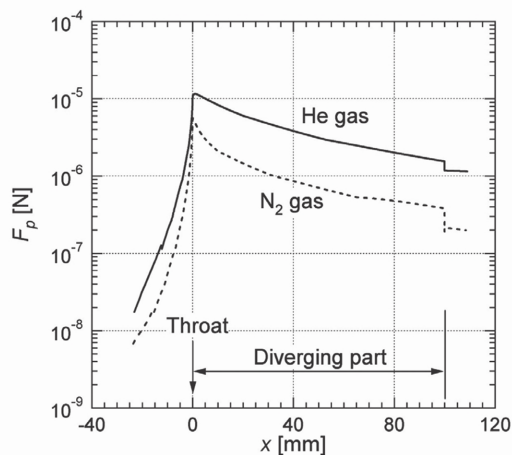


Fig.5 Drag force acting on 5 μ m particle from powder injection port to plate shock wave

の方が窒素ガスの場合よりも抗力が大きい。また、ヘリウムガス、窒素ガスの場合ともにノズルの先細部 $x < 0$ では $dF_p/dx > 0$ 、末広部 $x > 0$ では $dF_p/dx < 0$ である。これは、次のように理解することができる。すなわち、Fig.3(a), 4(a)より u_p の x に関する2階微分 d^2u_p/dx^2 の符号は $x < 0$ で正、 $x > 0$ で負である。図示はしないが、 u_p^2 についても同じになる。ところで、式(1)の左辺を x に関する微分に変形すると式(3)が得られる。式(3)の左辺を変形して式(4)が得られ、その両辺を x で微分すると式(5)が得られる。

$$m_p u_p \frac{du_p}{dx} = F_p \quad (3)$$

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{m_p}{2} u_p^2 \right) = F_p \quad (4)$$

$$\frac{d}{dx} \left\{ \frac{d}{dx} \left(\frac{m_p}{2} u_p^2 \right) \right\} = \frac{dF_p}{dx} \quad (5)$$

式(5)より、粒子の運動エネルギー（または u_p^2 ）の x 方向勾配が下流方向に増加するときは $dF_p/dx > 0$ 、減少するときは $dF_p/dx < 0$ である。これは、前述した u_p 、 u_p^2 の x 方向勾配の増減に対応している。

次に、Fig.5の粒子噴射位置近傍（2つの曲線の左端近傍）に着目してみる。この領域で、既にヘリウムガスの方が粒子の抗力が大きい。この理由について考察する。式(4)の両辺を x について積分すると、

$$\frac{1}{2} m_p u_p^2 = \int_{x_0}^x F_p dx \quad (6)$$

ただし、 x_0 は粒子噴射位置であり、 x は u_p が粒子の初速度よりも十分大きくなる位置である。すなわち、式(6)では、初速度の運動エネルギーを無視している。式(6)とFig.5より、ヘリウムガスの場合には大きな抗力が粒子に作用し続けるために、粒子の運動エネルギーが大きくなる。粒子に作用する抗力 F_p は、抗力係数 c_d 、ガス密度 ρ_g 、粒子に対するガスの相対速度の自乗 $(u_g - u_p)^2$ の積に比例する。そこで、次にこ

れらの x 方向分布を比較してみる。

まず、粒子噴射位置からプレート衝撃波までの抗力係数 c_d の x 方向分布をFig.6に示す。ヘリウムガスの場合、粒子噴射位置の直後では $c_d = 122$ となったが、図の縦軸の表示の上限は25にしている。Fig.6より、粒子噴射直後からノズル出口まで、ヘリウムガスの方が窒素ガスの場合よりも c_d が大きい。

2つ目として、粒子噴射位置からプレート衝撃波までのガス密度の x 方向分布をFig.7に示す。貯気室からノズル出口までの区間において、ヘリウムガスの密度は窒素ガスの場合の0.14～0.18倍である。ヘリウムガスの流れの密度が小さいのは、貯気室でのガス密度が小さいためである。すなわち、静圧を p 、ガス温度を T_g として、理想気体の状態方程式より $\rho_g = p/RT_g$ である。ただし、 R は気体定数であり、一般気体定数を \mathfrak{R} 、分子量を M_w として $R = \mathfrak{R}/M_w$ である。よって、貯気室での密度はヘリウムガス($R = 2078 \text{ J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$)の場合は $1.68 \text{ kg}/\text{m}^3$ 、窒素ガス($R = 296.7 \text{ J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$)の場合は $11.8 \text{ kg}/\text{m}^3$ である。本計算では、両方のガスに対して貯気室の圧

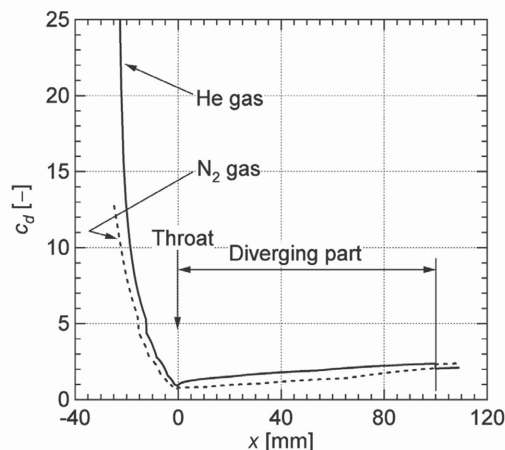


Fig.6 Drag coefficient of 5 μ m particle from powder injection port to plate shock wave

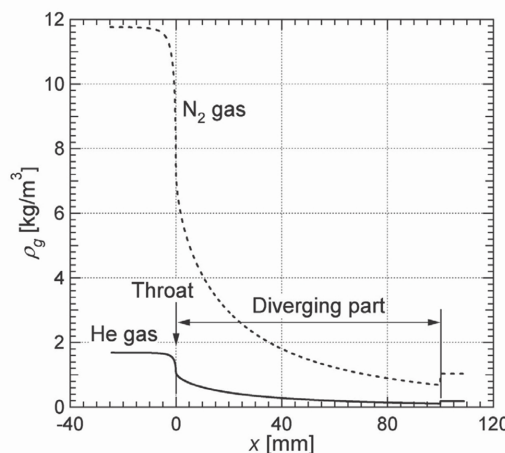


Fig.7 Gas density from nozzle inlet to plate shock wave

力と温度を同じに設定しているため、貯気室でのガス密度は気体の分子量に比例する。したがって、貯気室からノズル出口までの間においてヘリウムガスの密度が窒素ガスの場合の0.14～0.18倍であるのは、ヘリウムガスの分子量が窒素ガスの0.14倍であることに起因する。

3つ目として、粒子噴射位置からプレート衝撃波までの間において、直径5 μmの粒子に対するガスの相対速度の自乗(squared relative velocity:SRV)のx方向分布をFig.8に示す。図の縦軸は対数である。なお、Fig.3(a), 4(a)より、粒子噴射位置からプレート衝撃波までは常に $u_g > u_p$ である。Fig.8より、ヘリウムガスの場合、SRVは粒子噴射位置からスロートまでの間に約 10^5 倍になり、スロートから下流では徐々に減少する。窒素ガスの場合も同様の傾向を示すが、その大きさはヘリウムガスの場合よりも約一桁小さい。

Fig.6～8に示した抗力係数、ガス密度、およびSRVのそれぞれに対し、任意のxについてヘリウムガスの場合の値を窒素ガスの場合の値で除したものをFig.9に示す。図の縦軸は対数で表している。Fig.9より、ヘリウムガスの場合に抗

力 F_p が大きくなるのは、粒子噴射位置からプレート衝撃位置までガスの密度比が0.14～0.18と小さいにもかかわらず、粒子噴射位置の近傍では c_d 比が10程度と大きいためであり、粒子噴射位置よりも十分下流ではSRV比が約10以上に大きくなるためである。そこで、次に、粒子噴射位置直後 $x = -25 \sim -20$ mmでのSRV比と c_d 比の増減の理由について考察する。この区間でSRV比は2.4から7.0へ増加し、 c_d 比は10から1.5へ減少する。

Fig.3(a), 4(a)の $x = -25 \sim -20$ mmでのガス速度と直径5 μmの粒子の速度を拡大したものをFig.10に示す。図より、 $x = -25 \sim -20$ mmでは、ヘリウムガスの場合も窒素ガスの場合も粒子速度はほとんど増加しない。したがって、この区間でSRV比が2.4から7.0へ増加するのはガス速度の違いに起因する。そこで、窒素ガスに対するヘリウムガスの速度の比について考察する。本研究の流体解析では管摩擦を考慮しているが、 $x = -25 \sim -20$ mmの区間についての以下の考察では、簡単のため管摩擦を無視する。ノズルの先細部で一次元定常の等エントロピー流れを仮定すると、断面積とガス速度の関係は次式¹³⁾となる。

$$\frac{A}{A^*} = \frac{1}{M_g} \left[\frac{(\gamma-1)M_g^2 + 2}{\gamma+1} \right]^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \quad (7)$$

ただし、Aは任意のxにおけるノズル断面積、A*はスロートの断面積、 γ はガスの比熱比である。式(7)より、 $x = -25$ mm ($A/A^* = 25.0$)、 $x = -20$ mm ($A/A^* = 17.6$)におけるヘリウムガス、窒素ガスのマッハ数 M_g を計算すると、いずれも0.05よりも小さい。このように $0 < M_g < 1$ のとき、式(7)は近似的に以下のように変形することができる。

$$M_g \approx \frac{A^*}{A} \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \quad (8)$$

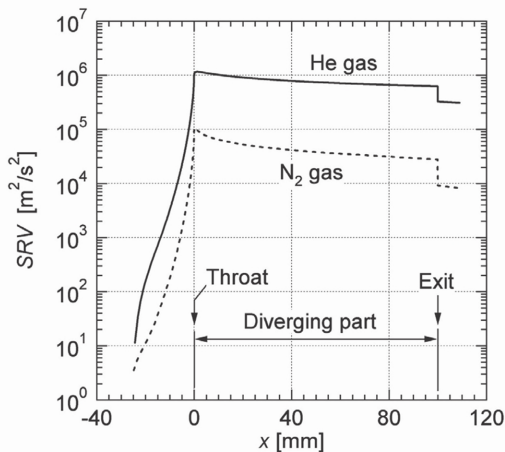


Fig.8 SRV of 5 μm particle from powder injection port to plate shock wave

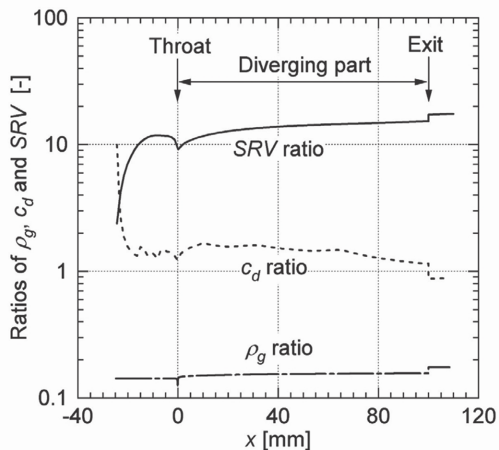


Fig.9 Ratios of ρ_g , c_d and SRV from powder injection port to plate shock wave

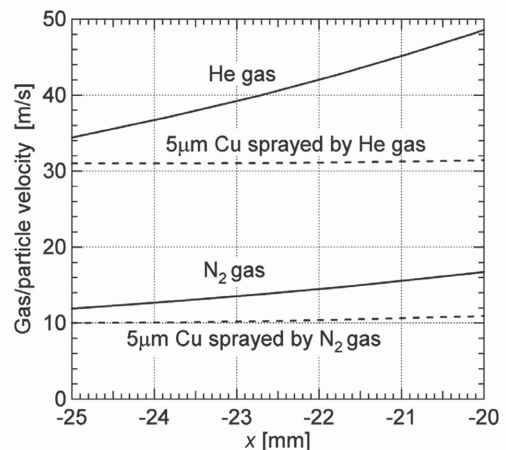


Fig.10 Gas/particle velocity downstream of powder injection port

$x = -25 \sim -20\text{mm}$ では $0 < M_g \ll 1$ より、静温度 T_g は全温度にほぼ等しい。全温度一定のとき、マッハ数の定義式を用いて式 (8) を変形すると

$$u_g \approx \frac{A^*}{A} \sqrt{\gamma R T_0} \frac{\sigma^*}{\sqrt{M_w}} \propto \frac{A^*}{A} \cdot \frac{\sigma^*}{\sqrt{M_w}} \quad (9)$$

ただし、

$$\sigma^* = \sqrt{\gamma \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}} \quad (10)$$

式 (10) の値はヘリウムガスのとき $\sigma^*_{He} = 0.726$ 、窒素ガスのとき $\sigma^*_{N_2} = 0.685$ であり、その比はただか $\sigma^*_{He} / \sigma^*_{N_2} = 1.06$ である。ところが、ヘリウムの分子量4は窒素の分子量28の1/7である。そのため、式 (9) の比は $u_{g,He} / u_{g,N_2} = 2.8$ となる。すなわち、マッハ数 M_g が1よりも十分小さい領域では、ヘリウムガスの速度は窒素ガスの2.8倍で下流方向に増加する。ゆえに、 $x = -25 \sim -20\text{mm}$ で直径 $5 \mu\text{m}$ の粒子に対するSRV比が急増するのは、粒子速度がほぼ一定の状態、ヘリウムガスの速度が窒素ガスの場合の2.8倍で下流方向に増加するためである。 $x > -20\text{mm}$ でSRV比の増加が緩やかになるのは、粒子速度が増加するためである。

次に、Fig.9の粒子噴射管直後の抗力係数 c_d の比に着目する。Fig.9より、粒子噴射管直後では、SRV比よりも c_d 比の方が大きい。これは、ヘリウムガスの場合、粒子の初期加速に最も寄与しているのは c_d であることを意味する。この理由について以下に考察する。直径 $5 \mu\text{m}$ の粒子について、 $x = -25 \sim -20\text{mm}$ の粒子レイノルズ数 R_{ep} の分布を Fig.11 に示す。ここで、粒子レイノルズ数 R_{ep} は、粘性係数 μ_g を用いて次式で定義される。

$$R_{ep} = \frac{\rho_g |u_g - u_p| d_p}{\mu_g} \quad (11)$$

Fig.11より、 $x = -25 \text{ mm}$ では、ヘリウムガスの場合 $R_{ep} = 0.21$ 、窒素ガスの場合 $R_{ep} = 2.9$ である。前述のように、本研究では抗力係数 c_d は実験値のデータベースから算出した。しかし、データベースに基づいて R_{ep} が c_d に与える影響を定

量的に考察するのは難しい。ところで、粒子噴射管の近傍のようにマッハ数も粒子レイノルズ数も小さいとき、球の抗力係数は粒子レイノルズ数のみに依存し $c_d = 24/R_{ep}$ で表すことができる¹⁴⁾。そこで、Fig.11の考察に限り、この式を抗力係数の近似式として用いると、 $x = -25 \text{ mm}$ におけるヘリウムガスの c_d は窒素ガスの場合の13.8倍となる。これは、Fig.9に示した $x = -25 \text{ mm}$ での c_d 比の値とほぼ一致する。したがって、 $x = -25 \text{ mm}$ で直径 $5 \mu\text{m}$ の粒子の c_d 比が10程度と大きいのは、ヘリウムガスの R_{ep} が小さいためである。また、Fig.11より、ヘリウムガスの R_{ep} は、粒子が噴射位置から5mm進むまでに窒素ガスの場合と同じオーダーになる。そのため、 $x > -20\text{mm}$ では、ヘリウムガスの c_d は窒素ガスの場合と同程度、 c_d 比は1程度となる。

次に、プレート衝撃波から基材までの流れと粒子の速度について考察する。プレート衝撃波前後で直径 $5 \mu\text{m}$ の粒子が受ける抗力を Fig.12 に示す。図の横軸はプレート衝撃波の位置を原点とする流れ方向距離 x' をプレート衝撃波から基材までの距離 Δ で無次元化したものである。Fig.12より、プレート衝撃波を通過すると、ヘリウムガスの場合も窒素ガスの場合も抗力 F_p の符号は負に変わる。これは、Fig.3 (b), 4 (b) から明らかのように、プレート衝撃波を通過することで超音速のガス流が不連続的に亜音速に減速し、ガス速度に比べて粒子速度が相対的に大きくなるためである。また、Fig.3, 4より、ヘリウムガスの場合の方がプレート衝撃波後の粒子の減速の程度が小さい。これはFig.12より、ヘリウムガスの方が $0 < x'/\Delta < 1$ の区間の抗力 F_p の絶対値が小さいためである。最後にこの理由について考察する。

プレート衝撃波の前後について、Fig.9と同じ計算処理を行った結果を Fig.13 に示す。図の縦軸は対数で表示している。同図より、プレート衝撃波を通過した後は c_d 比は1~2、密度比は0.15であり、プレート衝撃波直前の状態とほとんど変わらない。しかし、SRV比はプレート衝撃波を通過することで1/10程度以下の1.4~4.3に減少する。よって、 $0 < x'/\Delta < 1$ では、SRV比が小さくなることでヘリウムガスの方が窒素ガ

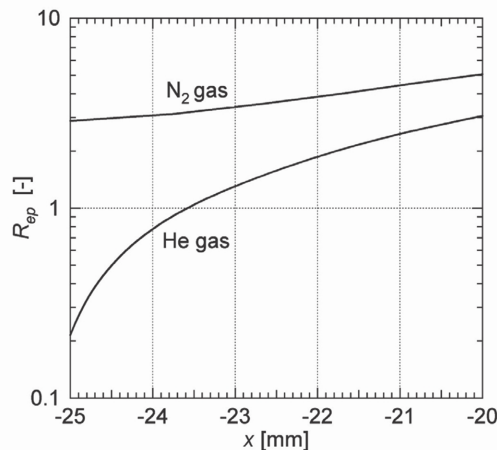


Fig.11 R_{ep} of $5 \mu\text{m}$ particle downstream of powder injection port

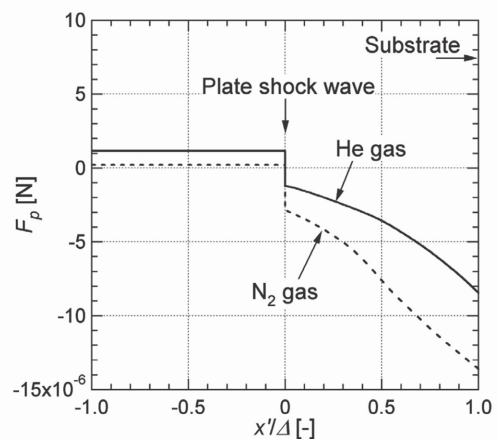


Fig.12 Drag force acting on $5 \mu\text{m}$ particle across plate shock wave

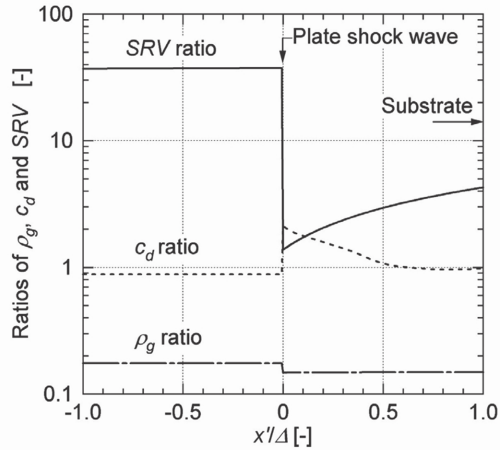


Fig.13 Ratios of ρ_g , c_d and SRV across plate shock wave

スの場合よりも抗力 F_p の絶対値が小さくなり、プレート衝撃波を通過した後に粒子は減速しにくくなる。以上は直径 $5\mu\text{m}$ の銅粒子についての考察であったが、直径 $15\mu\text{m}$ の場合は、 $5\mu\text{m}$ の場合に比べて慣性力が大きいため、窒素ガスの場合であっても流れによる減速の影響は無視できるほど小さい。

4. 結 論

コールドスプレーにおいて、粒子噴射位置からノズル出口を経て基材までの領域において、ヘリウムガスを用いた場合の粒子の加速・減速の特性を窒素ガスの場合との比較により、一次元解析を用いて調べた。ノズルスロート上流のガス条件は、ヘリウム、窒素ともに圧力 2MPa 、温度 573K とした。溶射粒子は直径 5 、 $15\mu\text{m}$ の銅とした。特に直径 $5\mu\text{m}$ の銅粒子について、本研究の計算条件で得られた主な結論を以下に要約する。

- (1)ヘリウムガスの方が窒素ガスの場合よりもプレート衝撃波直前の粒子速度が大きい。これは、粒子の噴射直後からプレート衝撃波の位置まで、前者の方が粒子が受ける抗力が大きいためである。その理由は、粒子噴射位置から 5mm 程度下流までは抗力係数が大きいため、それよりも下流では粒子の相対速度の自乗が大きいためである。
- (2)プレート衝撃波から基材までの間で、ヘリウムガスの場合の方が窒素ガスの場合よりも粒子は減速しにくい。これは、前者の方が粒子に作用する上流向き抗力の絶対値が小さいためである。その理由は、プレート衝撃波を通過した後に窒素ガスの場合に対するヘリウムガスの場合の粒子の相対速度の自乗が約 $1/10$ 以下に減少し、上流向き抗力の絶対値が小さくなるためである。

文 献

- 1) 中村友行, 岩本順二郎: 不足膨張衝突噴流の振動とプレート衝撃波の挙動に関する実験的研究, 日本機械学会論文集B編, **62**, 604, (1996), 4148-4153.
- 2) B. Jodoin: Cold Spray Nozzle Mach Number Limitation, J. Thermal Spray Technol., **11**, 4, (2002), 496-507.
- 3) H. Assadi, F. Gartner, T. Stoltenhoff and H. Kreye: Bonding Mechanism in Cold Gas Spraying, Acta Materialia, **51**, 15, (2003), 4379-4394.
- 4) T. Schmidt, F. Gärtner, H. Kreye and T. Klassen: Correlation of Particle Impact Conditions and Coating Properties in Cold Spraying, Proc. ITSC2008, Maastricht, (2008), 8pages.
- 5) C.-J. Li, H.-T. Wang, Q. Zhang, G.-J. Yang, W.-Y. Li and H. L. Liao: Influence of Spray Materials and Their Surface Oxidation on the Critical Velocity in Cold Spraying, J. Thermal Spray Technol., **19**, 1-2, (2010), 95-101.
- 6) D. L. Gilmore, R. C. Dykhuizen, R. A. Neiser, T. J. Roemer and M. F. Smith: Particle Velocity and Deposition Efficiency in the Cold Spray Process, J. Thermal Spray Technol., **8**, 4, (1999), 576-582.
- 7) 榊和彦, 新しい溶射プロセス Cold Spray, 溶射技術, **20**, 2, (2000), 32-41.
- 8) 片野田洋, 福原稔, 飯野直子, 松尾一泰, 超音速自由噴流の半実験式を用いた高速フレーム溶射の粒子挙動の理論解析, 溶射, **44**, 1, (2007), 108-114.
- 9) 片野田洋, 狩野祐介, 福原稔, コールドスプレーにおける溶射粒子の加速減速に与えるヘリウムガスの効果(窒素ガスの場合との比較), 日本溶射協会第90回全国講演大会概要集, (2009), 53-54
- 10) J. Pattison, S. Celotto, A. Khan and W. O'Neill: Standoff Distance and Bow Shock Phenomena in the Cold Spray Process, Surf. Coat. Technol., **202**, 8, (2007), 1443-1454.
- 11) 日本機学会編, 技術資料 管路・ダクトの流体抵抗, 丸善, (1979) 32.
- 12) A. B. Bailey and J. Hiatt: Sphere Drag Coefficient for a Broad Range of Mach and Reynolds Numbers, AIAA J., **10**, 11, (1972), 1436-1440.
- 13) 松尾一泰, 圧縮性流体力学, 理工学社, (1994) 74.
- 14) 松尾一泰, 流体の力学, 理工学社, (2007) 229.