

学位論文

コールドスプレーにおけるガス流動と
粒子挙動に関する研究

A Study of Gas Dynamics and Particle Behavior in Cold Spray

2014年3月

鹿児島大学大学院 理工学研究科
博士後期課程 物質生産科学 専攻

森田 洋充

目次

目次	I
論文中の図	III
論文中の表	V
主な記号	VI
概要	X
第1章 序論	1
1.1 表面処理技術の概要	1
1.1.1 溶射法	1
1.1.2 コールドスプレー	5
1.2 従来の研究	8
1.3 本研究の目的	15
1.4 本論文の構成	16
第2章 コールドスプレー装置におけるノズル入口全温度の推定方法	18
2.1 緒論	18
2.2 実験装置	20
2.2.1 質量流量計の精度検定	20
2.2.2 K型シートカップル熱電対によるノズル外壁温度の測定	21
2.3 解析方法	24
2.3.1 CSノズルの伝熱計算による混合ガス温度の推算	24
2.3.2 質量流量と貯気圧による混合ガス温度の推定	29
2.4 結果と考察	30
2.4.1 質量流量計の精度検定	30
2.4.2 CSノズルの伝熱計算	32
2.4.3 K型シートカップル熱電対によるノズル外壁温度の測定	36
2.4.4 質量流量と貯気圧による混合ガス温度の推定	37
2.5 本章のまとめ	39
第3章 表面温度に基づくコールドスプレーノズル内部流動状態の推定方法	40
3.1 緒論	40
3.2 実験装置	41
3.2.1 ノズル外壁温度測定	41
3.2.2 ノズル出口ピトー圧測定	44
3.3 解析方法	46
3.3.1 検定された質量流量計を用いたノズルの流出係数の計算方法	46

3.3.2	伝熱計算法	48
3.3.3	ノズル内流れの準一次元数値解析	52
3.3.4	ノズル出口ピトー圧の半径方向分布から マッハ数分布と断面平均マッハ数を求める方法	58
3.3.5	壁面静圧からノズル内のマッハ数を計算する方法	60
3.4	結果と考察	61
3.4.1	排除厚さとレイノルズ数の関係	61
3.4.2	ノズル外壁温度測定	63
3.4.3	ノズル出口ピトー圧測定	67
3.4.4	コールドスプレーノズルの断熱仮定の検証	69
3.4.5	伝熱計算結果	70
3.5	本章のまとめ	84
第4章	相互相関法により得られるコールドスプレーの粒子群の 速度と平均直径に関する考察	85
4.1	緒論	85
4.2	解析方法	87
4.2.1	単一粒子の輝度値分布	87
4.2.2	粒子位置の決定方法	90
4.2.3	粒子直径と粒子速度の関係	92
4.2.4	相互相関法	92
4.3	結果と考察	94
4.4	本章のまとめ	100
第5章	結論	101
参考文献		103
謝辞		107

論文中の図

☒ 1-1	Principle of thermal spray	4
☒ 1-2	Types of thermal spray methods	4
☒ 1-3	Schematic diagram of cold spray	8
☒ 1-4	Development flow of thermal spray coating	15
☒ 2-1	Typical setup of CS system	18
☒ 2-2	Experimental setup for calibration of the digital mass flow controller	20
☒ 2-3	Experimental setup	22
☒ 2-4	Cold spray nozzle	23
☒ 2-5	Schematic diagram of thermocouple attaching on the nozzle surface	23
☒ 2-6	Schematic diagram of analytical model	25
☒ 2-7	Modeled total temperature distributions at SC exit and nozzle throat	29
☒ 2-8	Time history of mass flow rate ($p_0=0.8\text{MPa}$)	31
☒ 2-9	Gas/wall temperature distributions	33-35
☒ 2-10	Heat flux distributions	35
☒ 2-11	Wall temperature distributions	37
☒ 2-12	Comparison of $T_{0,\text{mix,exp.}}$ with $T_{0,\text{mix,cal.}}$	38
☒ 3-1	Wall static pressure in the CS nozzle	40
☒ 3-2	CS nozzle	41
☒ 3-3	Experimental setup for nozzle temperature measurement	42
☒ 3-4	Nozzle geometry (Nozzle 3)	43
☒ 3-5	Experimental setup for measurement of Pitot pressure	45
☒ 3-6	Schematic diagram of Pitot probe	45
☒ 3-7	Analytical model of heat transfer calculation	52
☒ 3-8	Domain of quasi-one-dimensional analysis of CS nozzle	57
☒ 3-9	Quasi-one-dimensional gas flow in a pipe	57
☒ 3-10	Calibration curve of displacement thickness for nozzle 3	62
☒ 3-11	Calibration curve of the mass flow	62
☒ 3-12	Axial temperature distribution on the nozzle outer wall	64-66
☒ 3-13	Pitot pressure distribution of nozzle exit	67
☒ 3-14	Mach number distribution of nozzle exit	68
☒ 3-15	Mach number distribution of nozzle exit (Comparison of experimental and One-seventh power law calculation)	68
☒ 3-16	Finite element method simulation of CS nozzle ($p_0=1.0\text{MPa}$, $T_a=13^\circ\text{C}$)	69
☒ 3-17	Comparison of nozzle inner and outer wall temperature ($p_0=1.0\text{MPa}$, $T_a=13^\circ\text{C}$)	70
☒ 3-18	Mach number distribution in x -direction	71-73

☒ 3-19	Gas temperature distribution in x -direction	75-77
☒ 3-20	Gas velocity distribution in x -direction	78-80
☒ 3-21	Pressure ratio distributions in x -direction	82-84
☒ 4-1	Schematic diagram of PIV measurement system	85
☒ 4-2	Interrogation area images of PIV	86
☒ 4-3	Particle diameter on digital image against actual particle diameter	88
☒ 4-4	Maximum brightness against actual particle diameter	89
☒ 4-5	Brightness distribution of 10 μ m particle	89
☒ 4-6	Particle diameter distributions used for one-dimensional velocity calculation	91
☒ 4-7	Cross-correlation and subpixel interpolation	93
☒ 4-8	Calculated particle velocity at nozzle exit	95
☒ 4-9	Comparison of particle velocity calculation by cross-correlation method and one-dimensional analysis (Nitrogen gas)	96-97
☒ 4-8	Comparison of particle velocity calculation by cross-correlation method and one-dimensional analysis (Helium gas)	98, 99

論文中の表

表 1-1	Types of cold spray	6
表 1-2	Conditions of simulation	9
表 2-1	Three methods of gas temperature estimation	19
表 2-2	Experimental conditions	24
表 2-3	Calibration result of digital mass flow controller	31, 32
表 3-1	Specifications of infrared camera	43
表 3-2	Specifications of digital manometer	43
表 3-3	Specifications of positive and negative pressure sensor	43
表 3-4	Experimental conditions	44
表 3-5	Analytical conditions	58
表 4-1	Numerical conditions of gas and powder	92

主な記号

本論文で用いた主な記号は以下の通りである.

V_d	: デジタルマノメータの出力電圧	[V]
V_{ws}	: 負圧用圧力センサの出力電圧	[V]
V_{st}	: 半導体圧力センサの出力電圧	[V]
p	: 静圧	[Pa]
p_d	: デジタルマノメータ表示圧力	[Pa]
p_i	: ピトー圧	[Pa]
$T_{0,mix}$: 混合ガス温度	[K]
$T_{0,in}$: 貯気室入口全温度	[K]
$T_{0,c}$: 貯気室出口全温度	[K]
$T_{n,in}$: CS ノズル入口全温度	[K]
t	: 断熱材の厚さ	[m]
T	: 温度	[K]
T_w	: 壁面温度	[K]
T_a	: ボンベ設置場所の大気温度	[K]
\dot{m}_{MFM}	: デジタルマスフローコントローラーの質量流量	[kg/s]
$\dot{m}_{cal.}$: 計算した排除厚さから求めた質量流量	[kg/s]
\dot{m}	: 単位時間に管内を流れる質量流量	[kg/s]
R	: 気体定数	[J/(kg·K)]
σ^*	: 臨界流れ係数	[-]
A	: 断面積	[m ²]
A_g^*	: 流体力学的なスロート面積	[m ²]
$A_{\delta 1}$: 排除厚さ分の面積	[m ²]
d_1	: 任意の位置におけるノズル外径	[m]
d_2	: 任意の位置におけるノズル内径	[m]
d_3	: ガラスウール外径	[m]
d_{S1}	: 貯気室外径	[m]
d_{S2}	: 貯気室内径	[m]
d_{e2}	: ノズル出口における内径	[m]
δ	: 境界層厚さ	[m]
δ_1	: 排除厚さ	[m]
ρ	: 密度	[kg/m ³]
u	: 速度	[m/s]

R_{ed}	: ノズル内径 d を代表寸法として定義したレイノルズ数	[-]
C_d	: 流出係数	[-]
dQ_1	: 微小距離 dx におけるガスからノズル内壁への伝熱量	[J]
dQ_{12}	: 微小距離 dx におけるノズル金属内の半径方向伝熱量	[J]
dQ_{23}	: 微小距離 dx におけるガラスウール内の半径方向伝熱量	[J]
dQ_3	: 微小距離 dx におけるガラスウール外表面から大気への伝熱量	[J]
q	: 熱流束	[W/m ²]
h_1	: 強制対流熱伝達係数	[-]
h_2	: ノズル外表面と周囲大気にける自然対流熱伝達係数	[-]
h_3	: ガラスウール外表面と周囲大気にける自然対流熱伝達係数	[-]
θ_1	: ノズル内壁温度	[K]
θ_2	: ノズル外壁温度	[K]
Gr	: グラフホフ数	[-]
Nu	: ヌセルト数	[-]
g	: 重力加速度	[m/s ²]
β	: 体膨張係数	[-]
ν	: 動粘性係数	[m ² /s]
c_p	: 定圧比熱	[kg/s]
μ	: 粘性係数	[N·s/m ²]
k_g	: ガスの熱伝導率	[W/m·K]
k_a	: 空気の熱伝導率	[W/m·K]
k_{12}	: ノズル材料の熱伝達率	[W/m·K]
k_{23}	: ガラスウールの熱伝達率	[W/m·K]
M	: マッハ数	[-]
T_{aw}	: 回復温度	[K]
r_c	: 回復係数	[-]
x	: 流れ方向位置	[m]
γ	: 比熱比	[-]
A	: 面積	[m ²]
Γ	: 気体力学関数	[-]
h	: エンタルピー	[J/kg]
s	: エントロピー	[J/(kg·K)]
R	: ガス定数	[J/(kg·K)]
δQ_1	: 検査体積内に加えられる熱量	[J]
δF_w	: ノズル断面に働く力	[N]
δF_f	: 検査体積に働く摩擦力	[N]
τ_w	: せん断応力	[N]
f	: ファニング摩擦係数	[-]

λ	: ダルシー摩擦係数	[-]
k_s	: 壁面粗さ	[m]
$T_{g,CL}$: ノズル中心軸上のガス温度	[K]
M_{CL}	: ノズル中心軸上のマッハ数	[-]
$u_{g,CL}$: ノズル中心軸上のガス速度	[m/s]
r	: ノズル半径方向距離	[m]
$u_{g,r}$: ノズル半径方向の任意の位置におけるガス速度	[m/s]
$T_{g,r}$: ノズル半径方向の任意の位置におけるガス温度	[K]
Q	: 体積流量	[m ³ /s]
a	: 音速	[m/s]
Δm	: ボンベ内のガスの質量	[kg]
M_1	: 実験前のボンベの質量	[kg]
M_2	: 実験後のボンベの質量	[kg]
d_p	: 粒子直径	[m]
d_{pi}	: 画像上での粒子直径	[m]
d_a	: エアリディスク直径	[m]
M_l	: レンズ系の横倍率	[-]
F	: レンズ系の明るさを表す F 値	[-]
λ_l	: レーザー波長	[nm]
L_i	: ピンホールカメラモデルの主点から撮像面までの距離	[m]
L_o	: 主点から物体までの距離	[m]
I	: 画像上での輝度値分布	[-]
I_0	: 各粒径粒子に対する最大輝度値	[-]
X_p	: 粒子の中心の画像上での投影位置	[m]
\bar{d}_g	: 幾何平均直径	[μm]
σ_g	: 幾何標準偏差	[μm]
f_i	: 1 時刻目での任意の輝度値	[-]
g_i	: 2 時刻目での任意の輝度値	[-]
\bar{f}	: 1 時刻目の検査領域内での輝度の平均値	[-]
\bar{g}	: 2 時刻目の検査領域内での輝度の平均値	[-]
CC	: 相互相関法により得られた平均速度	[m/s]
$C(n)$: 相互相関係数	[-]
添字		
*	: ノズルスロートの状態	

0 : 流れのよどみ点状態
g : ガス
f : 膜温度における状態量

概要

本研究は、コールドスプレー（Cold spray；以下、CS）装置の超音速ノズル開発プロセスにおけるノズル性能の実験的検証方法の確立についてまとめたものである。

第1章では、まず、表面処理技術、溶射法、CSの概要について述べた。次にCSに関する従来の研究を詳細に述べた。具体的には、CSのガス流動に関する研究、粒子挙動に関する研究、粒子速度の計測に関する研究について解明された点と未解決となっている点を述べた。章の最後には、本研究の目的および本論文の構成について述べた。

第2章では、CS装置の混合ガス温度を推定する手法として、気体力学的な計算に基づいた混合ガス温度の推定と、ノズル外壁温度による間接的推定方法について検証した。前者は、まず正確な質量流量、貯気温度、貯気圧からスロート断面積を求め、スロート断面積と貯気圧から混合ガス温度を推定する手法の妥当性について検証した。後者は、ノズル外壁温度測定実験およびCSノズルの伝熱計算により、ノズル外壁温度を用いた貯気温度の推算方法の妥当性について検証した。CSノズルの伝熱計算の結果より、ノズルスロート位置での外壁温度は、ノズルのスロート位置での全温度（混合ガス温度）にほぼ等しいことが示された。しかし、実験により測定されたスロート位置での外壁温度と混合ガス温度との差は、伝熱計算結果より明らかに大きくなる。この理由は、本伝熱計算による理論解析では、軸方向の熱伝導を考慮していないためであると考えられる。気体力学的な計算に基づき推定した混合ガス温度は、コイル状に巻いたシース熱電対により測定されたノズル入口ガス温度と良く一致する。本計算での両者の温度差は、最大7%程度である。後の第3章で説明する準一次元解析により考察した結果、混合ガス温度の7%程度の差が直径 $10\mu\text{m}$ の銅粒子の速度に与える影響は1.3%程度である。

第3章では、赤外線カメラを用いて得られたCSノズル外壁温度の熱画像から、伝熱計算によりノズル内のガス温度、マッハ数、ガス速度、静圧を推定した。さらに、伝熱計算と、静圧測定実験、ノズル出口ピトー圧測定実験、準一次元数値解析の結果を比較し、本手法の妥当性を検証した。その結果、ノズル外表面の温度分布は、静圧分布と相関があり、衝撃波の有無に関わらず内部の静圧の流れ方向分布の定性的な傾向を診断することができることが示された。また、ノズル内に衝撃波が発生した場合は、その先頭位置も特定できる。乱流境界層を仮定した場合の伝熱計算結果による出口マッハ数は、ピトー圧測定実験により得た出口断面平均マッハ数とよく一致する。また、ノズル内に衝撃波が存在しない場合、壁面静圧測定結果から求めたガスのマッハ数、温度、速度、静圧の分布は、層流境界層および乱流境界層を仮定した伝熱計算結果のガス温度、速度、静圧の分布の範囲内に収まる。

第4章では、コールドスプレーにおいて、相互相関法により得られる粒子速度と、それに対応する粉末の平均直径について、相互相関法の原理に基づいて一次元の粒子流れを用いて考察した。作動ガスは窒素ガスとヘリウムガスの場合を考え、それぞれ貯気圧2MPa、貯気温度 300°C とした。溶射粒子は球形の銅とし、対数正規分布を確立密度関数とする4つの直径分布を考えた。本研究では、特にノズル出口中心での粒子速度に着目

した。総計 8 通りの解析結果について考察した結果，本研究の解析条件の範囲内では，長さ基準と面積基準の平均直径の算術平均値の速度が相互相関法により得られる平均速度に概ね対応する。

第 5 章では，本研究の結論を総括した。

第1章 序論

1.1 表面処理技術の概要

私たちの身の回りでは、様々な場所・用途で工業機器が使用されており、それらは文明的な生活を送る上で欠かせないものとなっている。このような工業機器をはじめ、あらゆる材料は、特定の環境に置かれた場合、必ず何らかの劣化を生じる。劣化とは物理的あるいは化学的变化により、材料機械的あるいは化学的な特性が低下する現象であり、時間が経過する以上避けることができないものである。一方で、近年、工業の急速な成長に伴い、様々な分野で利用されている工業機器の多くは、高速化、高精度化、長寿命化および高安全性などの高付加価値の付与に対する要求がますます高まってきている。その要求を満たすには、機器を構成する材料の選択が非常に重要である。例えば、高速で回転する軸やその軸受は、激しく摩耗する恐れがある。そのような部位には、耐食性に優れた材料の選択が求められる。しかし、これらの優れた機能をもつ材料は希少金属を含むため、一般的に高価である。このような要求に応えるべく、機械・器具を構成する部品、構造物や部材などの表面改質を行い、表面の性能を向上させる方法として表面処理加工技術がある。表面処理とは、材料の表面を何らかの方法で処理加工することである。表面処理加工技術は、材料表面に優れた性能を持つ別の材料を被覆する技術であり、この技術は、工業機器の更なる長寿命化や低コスト化等に伴い、注目を集めている[1]。

代表的な表面処理加工技術の一つにメッキがある。現在のメッキは、大別すると、電気メッキ、熔融メッキ、化学メッキ、化成皮膜処理等に分類される。メッキの目的は、素材の外観装飾価値を高めることや、金属を腐食から防ぎ、製品の機能性を高めることである。現在、最も多く使用されているのが電気メッキであり、現代生活においては、なくてはならない重要なものとなっている。電気メッキは、その目的に応じて比較的安価に、適切な金属皮膜を付与できる。そのため、工業製品に限らず、家電製品など幅広い分野で用いられている。一方で、メッキを施工する際に問題となるのが、水質汚濁や大気汚染などの環境保全である。特に、硬質クロムメッキは、発がん性が疑われる有害な六価クロム電界溶液を用いる上に、メッキ作業中には電解液ミストを含む多量の水素ガスが発生するため、重大な環境汚染として指摘されている[2]。法律や各都道府県の条例により、メッキ工場からの排水に含まれる金属類のほとんどが、成分や濃度の規制を受けている。環境保全が重要視される昨今、メッキは施工コストが安価であっても、環境保全対策コストが高価になる。また、メッキによる皮膜性能の向上は、ほぼ限界に達しており、現在の高い要求を満足することが困難になってきている。メッキに代わる新たな表面処理加工技術として注目を集めているのが溶射法である。

1.1.1 溶射法

溶射法は、1909年にスイスのDr. M. U. Schoopにより発明・開発された。日本では、

1919年に、江沢謙二郎氏によって初めて、フレイム溶射法が導入された[3]。導入された当初は美術品や工芸品など装飾品に用いられていた程度であったが、その後防錆・防食を目的とした亜鉛やアルミニウムの溶射が注目され、1950年頃からは構造用鉄骨や船体などにも採用された。溶射は、金属やセラミックスなどの材料を、様々な熱源を用い溶融し、コーティングすべき固体（基材）表面に吹き付けて、皮膜を形成する表面加工技術である。このように溶射は、溶かして（溶）、吹き付ける（射）プロセスそのものを表現している。溶射法の原理を図 1-1 に示す。供給される溶射材料粒子を溶融するための高温域は可燃ガスの燃焼や電気放電などにより実現される。ここで溶融された溶射粒子は高速ガス流により加速されて基材に衝突し、瞬時に扁平化し凝固する。このように溶融または半溶融状態となった溶射粒子が次々と基材に積層していくことで皮膜を形成する[4]。この積層構造（ラメラ構造）が溶射皮膜の大きな特徴である。

溶射プロセスに必要な高温と高速をどのように実現するか、また、この高温・高速域へどのように、また、どのような材料を供給するかにより様々な溶射法に分類することができる。現在利用されている主な溶射法を図 1-2 に示す。溶射法は、溶射粒子を加熱する熱源の種類によって2つに大別される。1つは、酸素と燃料の反応による燃焼エネルギーを用いるガス式溶射である。もう1つは、電気エネルギーを用いる電気式溶射である。また最近では、これらとは独立した特殊な溶射法として、レーザーなどの光エネルギーを用いるレーザー溶射、運動エネルギーだけで成膜するコールドスプレーやエアロゾルデポジションなどがある[5]。

溶射法は、金属、セラミックス、プラスチックと極めて幅広い材料を対象に高速で被覆できるコーティング技術として産業界で幅広く利用されている。技術の高度化に伴い、機械部品が厳しい環境や条件で使用されており、その分野は航空宇宙、自動車、製鉄、製紙、プラント、造船、医療など多岐にわたっている。溶射法は、適切な溶射材料と溶射法の選択により、防食、防錆、耐高温腐食・酸化、耐摩耗、電気絶縁、導電、耐熱、断熱、装飾などに利用されている。また、近年では、溶射の応用分野が拡大し、電磁シールド、超電動、光触媒、燃料電池のセル、人工骨への機能を付与することを目的としても活用されている。また、溶射法は性能を付与する表面処理加工技術としてだけではなく、メンテナンス技術としても利用可能である。省資源、補修、リマニュファクチャリング、リサイクルが叫ばれている中で、溶射法はますます重要な加工技術として利用が一層拡大されるものと思われる。さらに、産業ロボットを始めとして高度生産加工分野におけるセンサー技術などを含む、エレクトロニクス部品にも溶射加工が利用され、またクリーンエネルギー源としての電池電極や防汚、防かび、殺菌に利用できる光触媒皮膜などの機能性材料の開発にも溶射加工の利用が進んでいる。この背景には、理論的あるいは実験的な解析が進み溶射プロセスの多くの現象が理解されるようになったこと、多様な要求に対応できる数多くの材料が供給されるようになったこと、皮膜の信頼性を高める新しい装置の開発が進んだことなどがあげられる。溶射法の主な長所を以下に示す[6], [7]。

- 1) 溶射材料に利用できる材料選択の自由度が大きい（金属，合金，セラミックス，ガラス，サーメット，プラスチックなど）。
- 2) 基材の種類，形状，寸法に対する自由度が大きい（金属，セラミックスから，木材，布，紙などの有機材料まで）。
- 3) 厚い皮膜の形成が可能である。
- 4) 溶射装置はコンパクトであるため移動性に富み，現地施工が可能である。
- 5) 皮膜形成時の素材変形，材質変化が少ない。
- 6) 他の被覆法に比べて成膜速度が極めて速い。
- 7) ドライプロセスであり，環境に有害な廃液処理が不要である。
- 8) 再生補修技術として部材のリサイクル化が可能であるため，部材の寿命延長によりメンテナンス費用の低減が可能である。
- 9) 複合皮膜を形成することが容易である。
- 10) 溶射加工寸法に制限がない。
- 11) 基材の温度を低温に保って皮膜形成できる。

次に，溶射法の主な短所を以下に示す[3]，[6]，[7]，[8]。

- 1) 前処理として行うブラスト作業では，ブラスト材の微粒子が飛散する。
- 2) 溶射皮膜は材料本来の特性を示さない場合が多い。
- 3) 小さい基材や小さい曲率をもつ基材に対して，付着率（溶射効率）が低い。
- 4) 騒音，粉塵，熱線，紫外線の環境に作業者が曝されるので安全対策に留意が必要である。
- 5) 溶射作業中は，溶射材料の飛散が伴い，大きな騒音が発生するため，防音・粉塵等への対策が必要である。
- 6) 成膜プロセスの解明が不十分で，加工工程の要因（パラメータ）と皮膜特性の関係が未解明である。
- 7) 皮膜品質の評価方法（非破壊検査）が確立していない。
- 8) 溶射皮膜内には，気孔や亀裂が存在すると共に，高温の溶射状態からの急冷に伴う残留応力も存在するため，溶射皮膜は材料本来の特性を示さないことが多い。
- 9) 上記の残留応力は形成される皮膜が厚くなるほど大きくなる傾向があるため，厚い溶射皮膜の形成が困難である。

近年，特に注目を浴びている溶射法として，粒子を溶かさず，主に運動エネルギーを利用して成膜するコールドスプレー法[9]や，高速フラーム（High velocity oxy-fuel：以下，HVOF）溶射よりも低温のプロセスガスを用いるウォームスプレー[10]がある。本研究は，コールドスプレーに関するものである。

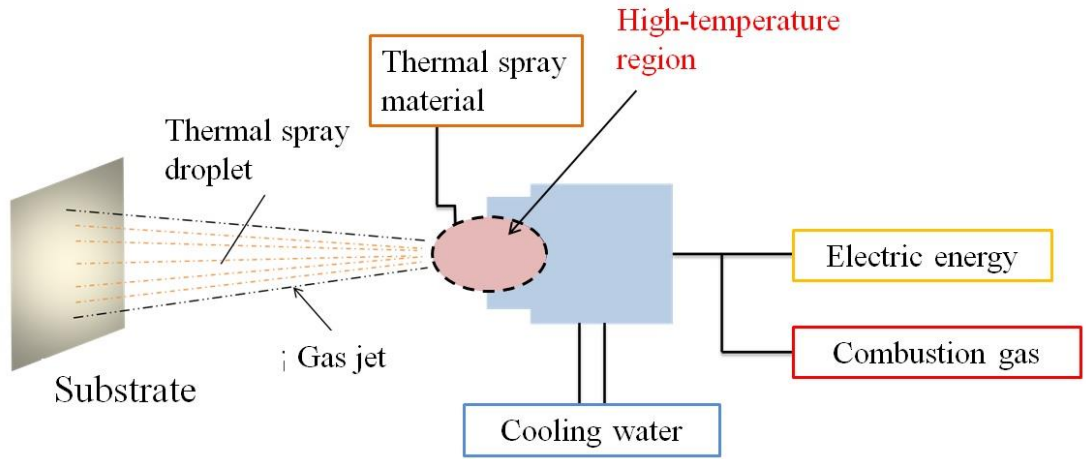


Figure 1-1 Principle of thermal spray

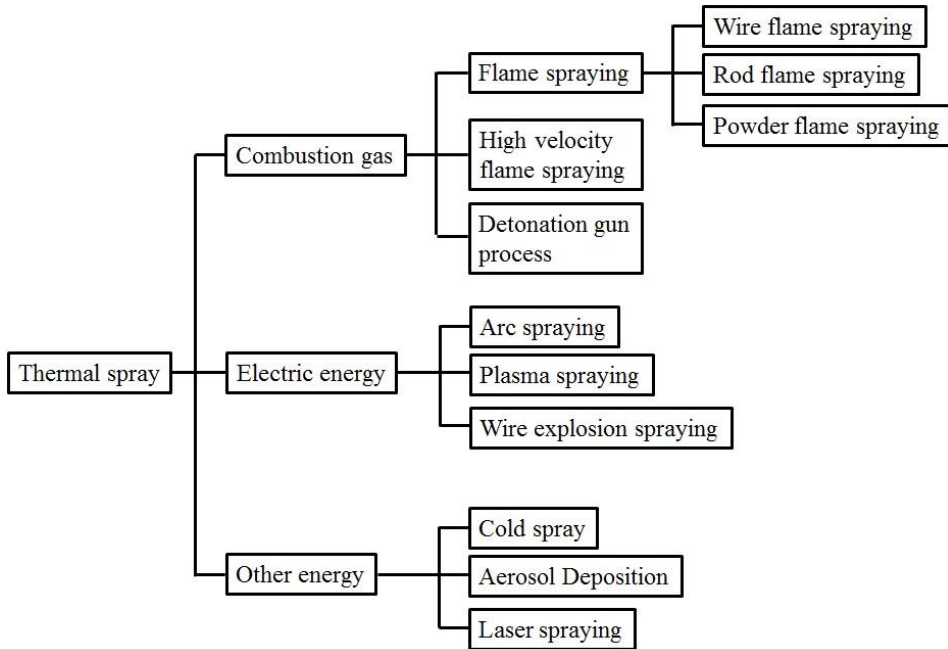


Figure 1-2 Types of thermal spray methods

1.1.2 コールドスプレー

溶射法の1つであるコールドスプレー (cold spray : 以下, CS) は, 1980年代にロシアの Institute of Theoretical and Applied Mechanics of the Russian Academy of Science にて, Dr. A. N. Papyrin によって開発された技術である。その後, 米国とドイツを中心に研究が行われてきた[11]。さらに, 2000年前後から日本, カナダ, イギリス, 中国, オーストラリアなどでも活発に研究され, 最近ではインド, ブラジルなどにも広まっている。

CSの最大の特徴は, 従来のプラズマ溶射法, フレーム溶射法, 高速フレーム溶射法等に比べ, 溶射材料粒子を加熱・加速する作動ガスの温度が極めて低い点である。このことから“Cold” Spray と呼ばれている。また, CSは主に運動エネルギーにより粒子を付着させることから別名“Kinetic” Spray とも呼ばれている[12]。CSは, 溶射材料の融点または軟化温度よりも低い温度の作動ガスを先細末広ノズルによって超音速に加速し, その流れの中に材料粒子を投入して加速させ, 固相状態のまま基材に高速(300~1200m/s)で衝突させ皮膜を形成する技術である。皮膜や基材に従来の他の溶射法ほど熱が加わらないこと, 皮膜は圧縮性の残留応力を帯びていることから, 厚さ数 μm から数十mm程度の皮膜が作製可能である。従来の溶射法では, 程度の差はあるが主たる溶射材料である金属の融点は500~1800 $^{\circ}\text{C}$ 付近であるため, 溶射粒子の熱変質は避けられなかった。一方, CSは前述のように作動ガスの温度が極めて低く, ノズル入口部において高々1000 $^{\circ}\text{C}$ 程度以下である。また, ノズルの末広部では作動ガスが膨張するため, ガスの静温度は貯気温度によっては室温以下に下がる。そのため, 銅やチタンなどの皮膜を熱劣化なしに成膜することが可能となる[13]。

現在, CS法はTable 1-1に示すように, 作動ガスの種類の観点から大きく4つのタイプに分けることができる。(a)の高圧タイプのCS装置では使用する粒子がおおよそ5~50 μm 程度であり, 従来の溶射用の粉末の粒度分布より細かいので, 市販の溶射粉末が利用できない場合が多い。この欠点を克服するため, ガスをより高温化したり, ノズル入口部を延長したりした(b)高圧高温タイプやカインティックスプレーがある。(c)低圧携帯型CS装置は, 空気を0.6MPa程度まで圧縮できるヒーター内臓のガンである。作動ガス温度は最大600 $^{\circ}\text{C}$ 程度であり, ノズルから噴射される。高圧型と同じくロシアで開発され, ロシア国内では主に部材の修理とメンテナンスの用途に使用されている。(d)低圧音速型CS法は米国Inovati社により開発され, ヘリウムによる低圧(0.5MPa程度)でガス速度を音速程度に留めるKinetic Metallization (KM)である。ヘリウムの音速は, 300 $^{\circ}\text{C}$ 程度まで加熱すると1000m/sを超え, 比較的細かな粉末を500m/s程度以上に加速できる。KMでは, 高圧CS法のように超音速ガスを流すことによる衝撃波などの弊害を無くし, 低圧でガス消費量が少ないのが特徴である。

CS装置の模式図を図1-3に示す。ガス源(通常はボンベ)から供給された高圧作動ガスは2つの流路に分けられ, このうち主流のプロセスガスはヒーターで加熱され, その後溶射ガンに供給されて先細末広ノズルにおいて超音速に加速され噴出する。作動ガスの一部は粉末供給装置へ分流され, キャリアーガスとして溶射粒子と共に溶射ガン後方から流入する。作動ガスとしては空気, 窒素ガス, ヘリウムガスまたはそれらの混合気

体が使用される。ヘリウムガスを用いると、高い流速が得られる。

粒子を低速で衝突させても基材に皮膜は形成されず、場合によってはエロージョン摩耗（噴流内の固体粒子が材料に衝突し、被衝突材料の表面を損傷、除去する現象）が生じる。銅粒子の場合、衝突速度が 500 m/s 程度以上になると、粒子の運動エネルギーにより粒子が塑性変形して皮膜を形成し始める。この皮膜が形成し始める速度を臨界速度 [9] と呼ぶ。この臨界速度は、粒子の材質、直径、温度、酸素含有量、さらに基材の材質などにより異なる。基材衝突時の粒子速度が粒子臨界速度よりも大きい場合に皮膜の形成が可能となる。したがって、CS 法を用いた成膜プロセスでは、基材衝突時の粒子速度は大変重要となる。溶射粒子を高速度に加速するためには、加速に用いるガス流を高速度にする必要がある。そのため、高圧ガスを膨張させて超音速流を発生させるノズルの形状設計は重要であり、ノズル上流の貯気圧、ガスの種類、ガス温度が重要な溶射パラメータとなる。ガス圧力を大きくすると、ある程度までは速度上昇に効果があるが、限界がある。作動ガスとしては安価な窒素ガスがよく使用されるが、ガス速度は気体の音速が大きいほど大きいため、ヘリウムガスを用いると格段に粒子を高速度に加速させることができる。しかし、ヘリウムガスは窒素ガスに比べて高価なため、ランニングコストも高くなる。また、ガス速度を大きくするためには、ガス温度を上げることも効果的であり、CS 装置開発の一つの傾向として、高温・高圧化が競われている [14]。また、溶射材料としては、金属（銅、ステンレス、ニッケル、チタンなど）をはじめ、プラスチックさらにはサーメットも成膜することが確認されている [15][16]。

これまで、CS に関する多くの研究が国内外で行われてきたため、現在では実用段階に入りつつある。しかし、今後のさらなる発展と実用化のためには、データベースの充実と成膜のメカニズムの解明を含め、材料科学や圧縮性流体力学などの学際的な研究を組織的に進めていく必要がある。

Table 1-1 Types of cold spray

	Type	Gas conditions			Characteristics
		Gas	Pressure	Temperature	
(a)	High pressure - Low temperature	Air Helium	1~4 MPa	Under 500°C	Low thermal alteration coating
(b)	High pressure - Low temperature	Air Helium	1~4 MPa	Under 500°C	Adjustment of refractory metal
(c)	Low temperature - portable	Air	Under 1 MPa	Under 600°C	Low melt point metal, maintenance
(d)	Low pressure - supersonic	Helium	Under 1MPa	Under 400°C	Low gas cost

CS の長所を以下に示す[12].

- 1) 溶融や凝固の回避
 - (i) 熱応力の除去が可能である.
 - (ii) 酸化・熱変質の制御が可能である. (未成膜粉末の再利用)
 - (iii) 相と組織の安定性がある.
 - (iv) 結晶粒の成長がなく, 微小結晶構造の残存が可能である.
- 2) 緻密な皮膜が作成可能である.
- 3) 密度, 熱および電気伝導率が高い皮膜が作成可能である.
- 4) 圧縮性残留応力の皮膜となるため, 厚膜が作成可能である.
- 5) 付着率が高い. (※粉末材料, 粒子速度に依存)
- 6) 基材への入熱量の抑制が可能である.
- 7) 従来の皮膜より硬度が高い. (※加工硬化による)
- 8) 必要最小限のマスキングが可能である. (小さな堆積パターン)
- 9) 小さい面積にもコーティング可能である. (※形状に依存するが長さ 3mm 以下も可能である)
- 10) 表面仕上げの加工性が優れている.
- 11) 装置が比較的シンプルである.

次に, CS の短所を以下に示す[12].

- 1) 基礎的な成膜メカニズムの理解が不十分である.
- 2) 皮膜特性の解明とそのベータベースが少ない.
- 3) 粉末材料とその施工パラメータのデータベースや経験が不十分である.
- 4) ガス消費量が多い.
- 5) ノズル内に粒子が付着・堆積する (※粒子が溶融していないのにノズル内に堆積する. 特にアルミニウムなど低融点金属).
- 6) 使用できる粒子径が比較的細かい. (5 ~ 40 μm 程度)
- 7) 基材上での超音速ガスジェットによるプレート衝撃波の影響により, 数 μm 以下の微細粒子が成膜しない.
- 8) 衝突速度による粒子間の接合状態に差異があり皮膜特性が異なる. (※熱処理により膜質の改善が可能. また, ヘリウムガスを使用して高速で衝突させた場合, 良質な膜質が製作可能)
- 9) 皮膜が厚くなると密着力が低下する.
- 10) 直径 1mm 程度以下の微細孔内に堆積しにくいなど, ガス流のよどみの影響などを受ける.

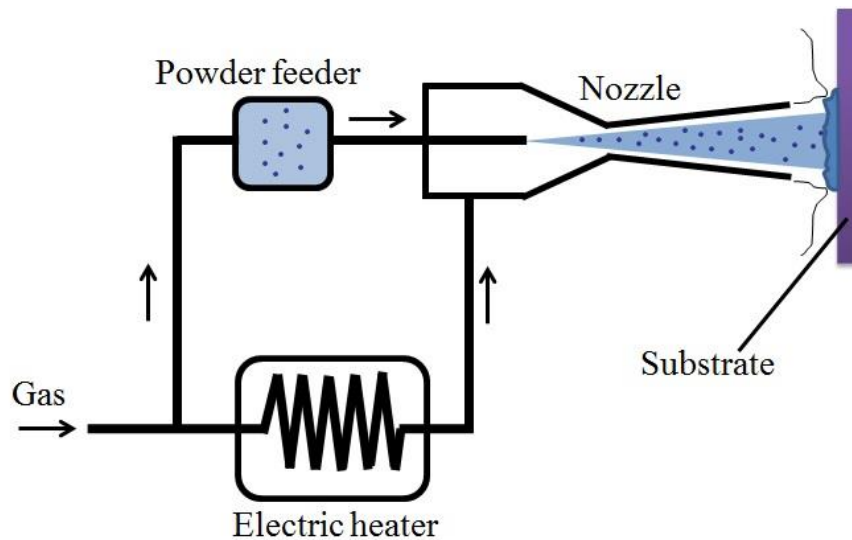


Figure 1-3 Schematic diagram of cold spray

1.2 従来の研究

1.1.2 項で述べたように、CS では粒子成膜のために、粒子の臨界速度以上の衝突速度が必要である。粒子速度を大きくするためには、ガス速度を大きくする必要がある。ガス速度を大きくするためには、新しいCS ノズルの開発が必要である。これらの理由から、CS ノズル内の詳細な流動状態および粒子挙動を把握することは極めて重要である。本節ではCS の流動状態と粒子挙動について、従来の研究で解明された点と、未解決になっている点について述べる。

Dykhuzen ら[17]は、一次元等エントロピー流れを仮定することにより、CS 装置内のガス流動および粒子挙動の一次元解析を行った。その結果、ノズルや粒子に関する非常に多くの形状パラメータと材料パラメータとの間に相互作用が存在することが示された。粒子速度はガス変数、粒子材料の密度、直径に大きく依存することも分かった。またCS ノズル性能は、ノズル長さの変化に対しては大きな影響を受けるが、ノズル形状の変化に対しては、それほど影響を受けないことが報告されている。

片野田[18]は、作動ガスにヘリウムガスを用いた場合におけるCS のガス流動状態と粒子挙動を一次元解析により求め、窒素ガスの場合と比較した。この研究ではノズル内を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速度、密度、温度、圧力の流れ方向分布を計算した。解析に用いたノズル形状は、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 の円錐形である。ノズル内壁の等価相対粗さ[20]は 0.003 としている。ノズルから噴出したガスが基材に衝突する際に発生するプレート衝撃波は、基材の上流 1mm の位置に発生すると仮定した。溶射粒子は、直径 5、15 μm 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% の速度、温度 300K で下流に向けて噴射されるとした。一次元解析の結果より、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とが示された。これは、粒子噴射直後からプレート衝撃波の位置まではヘリウムガスの方が粒子が受ける抗力が大きいためである。また、プレート衝撃波から基材までの間では、ヘリウムガスの方が窒素ガスの場合よりも粒子は減速しにくいことが示された。これは、プレート衝撃波を通過した後の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 以下になり、上流向きの抗力の絶対値が小さくなるためであると結論付けられた。

黄ら[21]は、CS ノズルに対し二次元軸対称モデルの数値シミュレーションを行い、ノズル内半径方向におけるガス温度分布および粒子挙動を明らかにした。この研究では市販の CFD ソフト (Fluent V6.3) を用い、 $k-\varepsilon$ 乱流モデルを用いてガスの速度場と流れ場を解析した。用いたノズル形状は入口直径 15mm, スロート直径 2mm, 末広部出口直径 3.6mm, バレルと呼ばれる直管部の出口直径 6.5mm, 先細部長さ 148mm, スロート部長さ 2mm, 末広部長さ 55mm, バレル長さ 200mm である。本研究の計算条件を表 1-2 に示す。

Table 1-2 Conditions of simulation

Process gas	Nitrogen gas
Stagnant gas pressure (MPa)	1, 2, 3
Stagnant gas temperature (°C)	200, 300, 400
Powder material	Aluminium
Particle initial temperature (°C)	70
Particle initial velocity (m/s)	10
Particle diameter (μm)	30

計算結果より、ノズル末広部の領域では、半径方向のガスの温度勾配が非常に大きいことが示された。貯気温度を 300°C に設定した場合、バレル入口中心部のガス温度は -130°C であるのに対し、同じ軸方向位置での管壁近傍のガス温度は 230°C を超えている。これは粘性によるガスの摩擦により管壁付近のガス速度が大幅に下がることが原因であると結論付けられている。一方、粒子挙動に関するシミュレーション結果より、粒子はスロート直前からノズル出口までガスにより加速され、粒子の加熱はノズルの先細部で終了することが示された。スロートを通過した後、ガスは断熱膨張することで温度が急激に下がるため、粒子温度も急激に減少する。ノズル末広部からバレルに接続する位置においては、衝撃波により、ガス速度および温度の振動が確認されたが、粒子の速度と温度に関しては衝撃波発生による振動は確認されなかった。作動ガス圧力を 1~3MPa へと増加させると、ノズル出口下流 20mm における Al 粒子の速度は 490m/s から 630m/s と約 140m/s ほど増加する。同じように作動ガス温度を 200°C から 400°C へと上昇させると、粒子速度は 580m/s から 660m/s と約 80m/s ほど増加することが示された。この結果より、作動ガスの圧力と温度は CS ノズル内の粒子挙動に大きな影響を与えることが分かる。

このように、CS ノズル内の流動状態および粒子挙動に関する研究の多くは数値シミュレーションによるものだが、Katanoda ら[22]は、CS ノズル内の複雑な流れ場をノズル内壁面圧力測定とシュリーレン法による可視化により実験的に解明した。作動ガスには圧縮機により圧縮された常温の空気を用いた。貯気圧力は 0.2~0.7MPa である。この研究ではノズル内部流れを可視化するために、矩形断面をもつノズルを用いた。ノズルはスロート高さ 6.5mm、スロート部長さ 10mm、末広部長さ 11mm であり、末広部下流には可視化するために高さ 11mm、長さ 110mm のバレルが取り付けられている。また流路幅は、ノズル入口、スロート、バレル全てにおいて 11mm で一定である。シュリーレン法による可視化実験により、貯気圧 0.2~0.4MPa ではバレル内に衝撃波が存在することが示された。またバレル入口辺りでは、衝撃波の構造は垂直衝撃波と同様であるが、下流側になると擬似衝撃波へと発達し、貯気圧 0.25MPa 以上になるとショックトレインの下流部分がバレル内に存在することも確認されている。

CS に関する数値シミュレーションでは、ノズルから基材までの噴流状態および飛行中の粒子挙動のみならず、粒子が基材に衝突する際の塑性変形現象についても、多くの研究が行われている。Assadi ら[23]は基材への粒子衝突時における塑性変形現象を、有限要素解析を用いてモデル化した。その結果、粒子密度と粒子温度は、粒子臨界速度に対し最も影響を与える 2 つのパラメータであることが結論付けられた。そこで、Schmidt ら[24]は、より高い基材衝突時の粒子温度を実現するために研究を行った。これは粒子温度を高くすることで粒子臨界速度を小さくし、溶射粒子の基材への付着率を向上させるという新しいアプローチである。高い粒子温度を実現するために新設計された温度調整器は従来の CS 装置に組み込まれた。様々なガス条件、粒子サイズに対して実験は行われ、計算結果と比較された。この研究で用いた CS 装置は、小型の 17kW 電気ヒーターが貯気室に直接設置されており、最大 900°C のガス温度を実現できる。設計ガス圧力は 4.5MPa であり、溶射粒子は貯気室内に噴射される。実験条件は、貯気圧 3MPa、貯気温度は 200~800°C の範囲で 100°C 刻みに設定された。粒子を搬送するためのキャリアーガス流量は主ガスの 10% とした。粒子の噴射位置は、スロートから 20mm、135mm 上流に設定された。溶射粒子の材料は銅である。この研究で改良された CS 装置による実験の結果、基材衝突時の粒子温度を高くすることに成功した。別途行われた数値シミュレーション結果からも、CS 装置の改良により、基材衝突時の粒子速度と粒子温度が著しく増加したことが示された。また、実際に製膜された銅皮膜の電気伝導性および強度も、従来の装置と比べて著しく改善されたと報告されている。

上記の Assadi らと Schmidt らの研究からも分かるように、CS での皮膜特性を向上させるために粒子臨界速度を小さくするという点でも、ノズルスロート上流の正確な貯気温度を把握することは極めて重要であると言える。しかしながら、実際の CS 装置において、ノズル直前の正確な貯気温度を把握することは極めて困難である。

Gilmore ら[25]は、粒子速度に対する貯気温度、貯気圧力、粒子供給量の影響を粒子速度計測実験と数値シミュレーションにより調べた。粒子速度の測定には、Laser two-focus system を用いた。粒子はスロート上流 25mm の位置から、直径 2.2mm の粒子供給管によ

りノズル内に投入された。ノズル入口における主ガスの温度は K 型熱電対により測定された。ガス温度は単純抵抗ヒーターにより、 25°C ~ 500°C の範囲で設定された。なお、加熱は主ガスのみであり、キャリアーガスは常温のままである。この研究では作動ガスを乾燥空気とヘリウムガスとし、主ガスとキャリアーガスは同じガス種とした。用いた粒子は全て球形であり、体積平均直径が $19\mu\text{m}$ と $22\mu\text{m}$ の 2 種類の粉末を用いた。作動ガスの種類と貯気圧力を固定し、貯気温度変化に対する粒子速度の変化を調べた結果、貯気温度が増加することにより粒子速度も増加することが示された。これは、貯気温度が増加する際のガス密度減少の影響に対し、ガス速度増加の影響が勝るため、結果としてガスから受ける抗力が大きくなることに起因する。この結果は、特に貯気温度が低い場合 (300°C 以下) において、別途行われたシミュレーション結果とも一致する。しかし、貯気温度が高い場合においては、実験結果とシミュレーション結果は一致しないことが報告されている。この原因の 1 つとしては、実験において、キャリアーガスと主ガスが完全に混合されていないためだと考えられる。つまり、完全に混合したと仮定している計算でのガス条件と実験でのガス条件が異なっている可能性がある。この影響は貯気温度が高温になるほど顕在化すると報告されている。

Samareh ら[26]は、幾何学的なガスの流れ構造、粒子速度、流れに対する粒子負荷率の影響を CS における固気混相流の数値シミュレーションと実験により明らかにした。この研究におけるシミュレーションおよび実験結果より、 3g/s 以下という比較的少ない粒子流量 (ガス流量 0.026kg/s) の範囲においても、粒子速度は減少することが示されている。また、実験によるガス温度測定により、ノズルスロートでの全温度は、ヒーター出口で測定された全温度に対し 100K ほど低い値を示すことも報告されている。これは、ガスから CS 装置内壁への熱伝達が原因であるとされている。これらの結果から分かるように、CS 装置の貯気温度として一般的に測定されるヒーター出口でのガス温度と、ノズル入口でのガス温度は大きく異なる。粒子挙動やガス流動状態を予測するためには、ノズル入口でのガス温度を正確に把握する必要があるが、溶射粒子が混在するため、熱電対挿入による直接の測定は極めて困難である。加えて現時点でノズル入口全温度を正確に予測する手法は、著者の知る限り存在しない。

Jodoin ら[27]は、CS ノズル内部流動、またノズル出口近傍の粒子速度を推定するために、2次元軸対称数学モデルを用いた。この研究で提案される数学モデルは、流れ場中の乱流の影響を考慮するため、レイノルズ平均の一般的な保存形式での連続の式、運動量保存則、エネルギー保存則が用いられた。乱流モデルには、 $k-\varepsilon$ 乱流モデルが用いられた。計算結果と比較するための粒子速度測定実験も行われた。実験に用いられたノズル形状は、スロート直径と出口直径はそれぞれ、 2.6mm 、 8.4mm である。また、粒子速度に関しては、Spray watch system (OSEIR 社製) と高速シャッター CCD カメラを組み合わせ計測を行った。計算結果と実験結果の比較により、提案する数学モデルは一次元理論に比べて良い精度を示した。この数学モデルは、噴流中に衝撃波が存在したとしても、粒子挙動の予測に関して良い精度を示した。Jodoin らの計算結果では、ノズル末広部領域にて斜め衝撃波が確認された。この衝撃波により、ガス速度とマッハ数は急激に下が

り、一方、圧力とガス温度は急激に増加する。また、1つ目の斜め衝撃波の直前においてガス速度は最大となることが示された。

Pardhasaradhi ら[28]は、粒子速度を計算するために、粒子加速モデルを組み合わせた1次元等エントロピーガス流動モデルを用いた。また粒子速度に対する貯気温度、貯気圧、粒子供給量、粒子直径および密度の影響を、粒子速度を測定することで実験的に調べた。本実験では矩形断面出口をもつ超音速ノズルを使用した。スロートと出口寸法はそれぞれ、 $3\times 3\text{mm}$ と $10\times 3\text{mm}$ 、末広部長さは 102mm であり、末広部は直線的に拡大する。粒子は先細部入口から投入され、粒子速度の計測には **SprayWatch** が使用された。実験結果と計算結果の比較により、貯気温度は、貯気圧力と比較して粒子速度に大きな影響を与えることを示した。また、粒子直径と粒子密度は、貯気温度、貯気圧力と比較して、粒子速度に大きな影響を与えることが分かった。さらに、粒子速度に対するガス変数(貯気温度、貯気圧)と供給粒子変数(粒子直径、密度)の間の相互依存性は存在しないことが確認された。

Katanoda ら[29]は、粒子直径と粒子密度が粒子速度に影響を及ぼすことをCSの数値シミュレーションにより明らかにした。この研究では材料の種類とは無関係に、粒子速度と粒子温度に影響を与える実用性の高い組合せパラメータを調べた。数値シミュレーションでは、作動ガスに窒素ガスとヘリウムガスを用い、粒子直径 $0.1\sim 30\mu\text{m}$ のCu, WC-12Co, Ti粒子を用いた。スロート上流の貯気温度と貯気圧力は、それぞれ 3MPa , 576K に設定した。シミュレーション結果より、粒子直径に粒子密度を掛けたパラメータは、粒子速度に影響を及ぼすことを示した。一方、粒子直径の自乗と粒子材料密度、比熱比を掛けたパラメータは、粒子温度に影響を及ぼすことを示した。

上記で紹介したように数値シミュレーションによる粒子挙動の解明、また計算手法の改良に伴い、より正確な溶射粒子の速度を測定するための研究も行われている。黒田ら[30]は、溶射粒子からの熱放射を利用して、溶射に適した実用性の高い粒子温度、粒子速度計測法を開発することを目的として研究を行った。従来の溶射粒子の速度計測は、レーザードップラー法や **Laser Two-focus system** により行われてきた。しかし、これらの方法は光学系の精密な測定が必要であり、且つ、溶射で用いられるような高密度粒子流に適用しにくいなどの問題がある。この研究で提案される方法は、多数の溶射粒子の流れを1つの粒子束と見なし、測定体積中に含まれる複数の粒子からの放射光を同時に取り込み、平均的な温度を迅速に求めようとするものである。この研究はプラズマ溶射を対象に行われた。その結果、本計測手法により、実際の成膜形成に用いられるような高密度の粒子に対しても、その平均速度や温度の測定が可能であることが示された。しかしながら、CSではプラズマ溶射の場合ほど粒子温度が高くないため、粒子が発する放射光が弱い。そのため、放射光を検出する手法で粒子速度を測定することは困難である。このような場合、粒子の流れにレーザーシートを照射する粒子画像流速測定法

(**Particle Image velocimetry**; 以下、**PIV**) が用いられる。粒子速度の測定に関しては多くの手法が存在するが、**PIV**はデータ生産性の高さ(平面内の速度分布が一度に取得可能)、様々な流れへの汎用性、使用ハードウェア及びソフトウェアの完成度などの点で、特に

有望なシステムであると考えられている。

坂田ら[31]は、PIVによるCSの粒子速度計測の手法について、高速シャッターカメラによる粒子直接撮影との比較により考察を行った。粒子速度測定実験に使用したCS装置は、INOVATI社製KM-CDS3.0装置である。また、使用したNi粉末は球状でメジアン径は $17.32\mu\text{m}$ 、WC-Co粉末は塊状でメジアン径は $4.09\mu\text{m}$ である。粒子の直接撮影に用いた高速シャッターカメラは、記録画素数 $1280\times 1024\text{pixel}$ 、最短露光時間 3ns 、多重露光インターバル最短 500ns で撮影可能なICCDカメラ(PCO社製DiCAM-Pro)である。撮影条件は、光学倍率20倍(使用カメラにおける視野幅 $0.97\text{mm}\times 0.78\text{mm}$)、露光時間 10ns 、 500ns のインターバルで2回の多重露光を行い、照明には高感度フラッシュを用いた。高速度シャッターカメラによる撮影結果より、 $15\mu\text{m}$ 以上の粒子径を有する粒子の場合、多重露光撮影による粒径、粒子速度の同時計測が可能であることを示唆した。しかし、 $15\mu\text{m}$ 以下の粒子径を有する場合は、粒子径が小さく粒子速度が高速であったために撮影できないことが報告されている。またPIVシステムによる計測結果より、 $1\mu\text{m}$ から数 μm 程度の粒子径を有する粉末の場合は 1200m/s 程度までの速度分布計測を可能にする必要があるため、ダブルパルスの時間間隔を 100ns まで短くしなければならないことが示唆された。さらにCSシステムにおけるPIV計測のような高速の粒子速度を測定する場合、標準的なPIV計測では無視できるレーザーのQスイッチビルドアップタイムのばらつきの影響が顕在化する可能性がある。そのため、ダブルパルスの時間間隔を高速フォトディテクタで常にモニターし、実測値で速度計算できるように補正機能を付加するなど工夫する必要があることも報告されている。

Zahiriら[32]は、市販のチタン粒子に対してPIVを適用することにより、異なるガス圧力、ガス温度に対する超音速流れ場を特徴付けることを目的とし、研究を行った。使用したチタン粒子は平均直径 $27\mu\text{m}$ である。作動ガスには窒素ガスとヘリウムガスの2種類が用いられた。ノズル形状は、スロート直径 2.6mm 、出口直径 8.5mm 、末広部長さ 71.3mm である。ガス温度とガス圧力はノズルの先細領域の上流(よどみ領域)にて測定された。本研究で用いたPIVシステムは、SensiCam12bitデジタルCCDカメラ($1280\times 1024\text{pixels}$)、New Wave 120mJ double-cavity Nd:YAG Laserで構成されている。出力レーザーは波長 532nm であり、CCDカメラにより撮影される物理空間は $278\times 22\text{mm}^2$ である。検査領域は $16\times 16\text{pixels}$ でオーバーラップは50%とした。また2時刻目の画像を撮影するためのレーザーパルス間隔は $4\mu\text{s}$ であり、最大 900m/s の粒子速度まで捕えることができる。この実験では800組の画像からPIV平均速度を算出した。実験の結果より、コールドスプレーの超音速噴流中における粒子速度が実験的に明らかとなった。特にヘリウムガスを作動ガスとして用いた場合、チタン粒子はノズル外部で加速することが示された。窒素ガスと比較した場合、ヘリウムガスではCSノズル下流の高速噴流領域が拡大することも確認されている。貯気圧力を大きくすることにより、ノズル軸近傍を飛行する粒子の速度が大きくなる。これは貯気圧を大きくすることにより、ノズル中心軸上における高速噴流領域が拡大するからであると結論付けられた。

三上ら[33]は、コールドスプレーにおける粒子速度をPIVにより測定し、貯気温度と

貯気圧力の変化による粒子速度の比較を行い、さらに数値シミュレーションによる結果との比較を行った。実験条件は、貯気圧力 1, 2, 3MPa, 貯気温度は常温, 500, 600, 700°Cである。作動ガスにはヘリウムガスを用いた。金属粉末は高炭素鋼粉末で、粒子直径 25 μm 以下のものが使用された（粒子形状に関する記載はない）。数値シミュレーションに関しては、乱流モデルに圧縮性を考慮した Large Eddy Simulation の Smagorinsky モデルが用いられた。粒子の運動方程式においては粘性抵抗力のみが考慮されている。この研究の結果より、貯気圧力を増加させることにより、粒子速度は著しく増加することが示された。一方、貯気温度を上昇させることによる粒子速度の増加も確認できたが、ガスが高温になるにつれて過膨張の影響から粒子速度の上昇率が低下する傾向も報告されている。また実験結果と数値シミュレーション結果の比較に関しては、貯気圧が小さい範囲においては、実験結果と数値シミュレーション結果との差は小さいことが報告されている。しかし、高圧側に関しては、実験結果と数値シミュレーション結果との差が大きくなり、今後さらに検討する必要があると考えられている。

以上のように、CS の粒子挙動に関する実験的研究、および数値シミュレーションによる研究から、ノズル上流の貯気圧力および貯気温度が粒子速度に与える影響は極めて大きいことが分かる。このため溶射皮膜特性の良否を左右する粒子速度を正確に予測するためにも、貯気圧力および貯気温度を正確に把握することが極めて重要であると言える。貯気圧力は、校正された圧力センサーを貯気室へ取付けることにより、正確な貯気圧力の測定が可能である。しかし、現状の CS 装置においては、前述したように正確な貯気温度を把握することは極めて困難である。一般的な CS 装置では、ヒーター出口のガス温度を測定しているが、ガスからノズル内壁への熱伝達の影響、さらには常温のキャリアガスとの混合により、ガス温度が著しく低下するからである。また上記の文献からも分かるように、CS の粒子速度測定には、しばしば PIV が用いられる。通常の PIV 計測と比べ、粒子速度が比較的高速であるため、精度の良い測定を行うには様々な工夫や考慮が必要である。また、文献[33]では、貯気圧が大きいのに関しては PIV 計測結果と数値シミュレーション結果との差が大きくなるとの報告があるが、これに関する明確な原因は示されていない。

1.3 本研究の目的

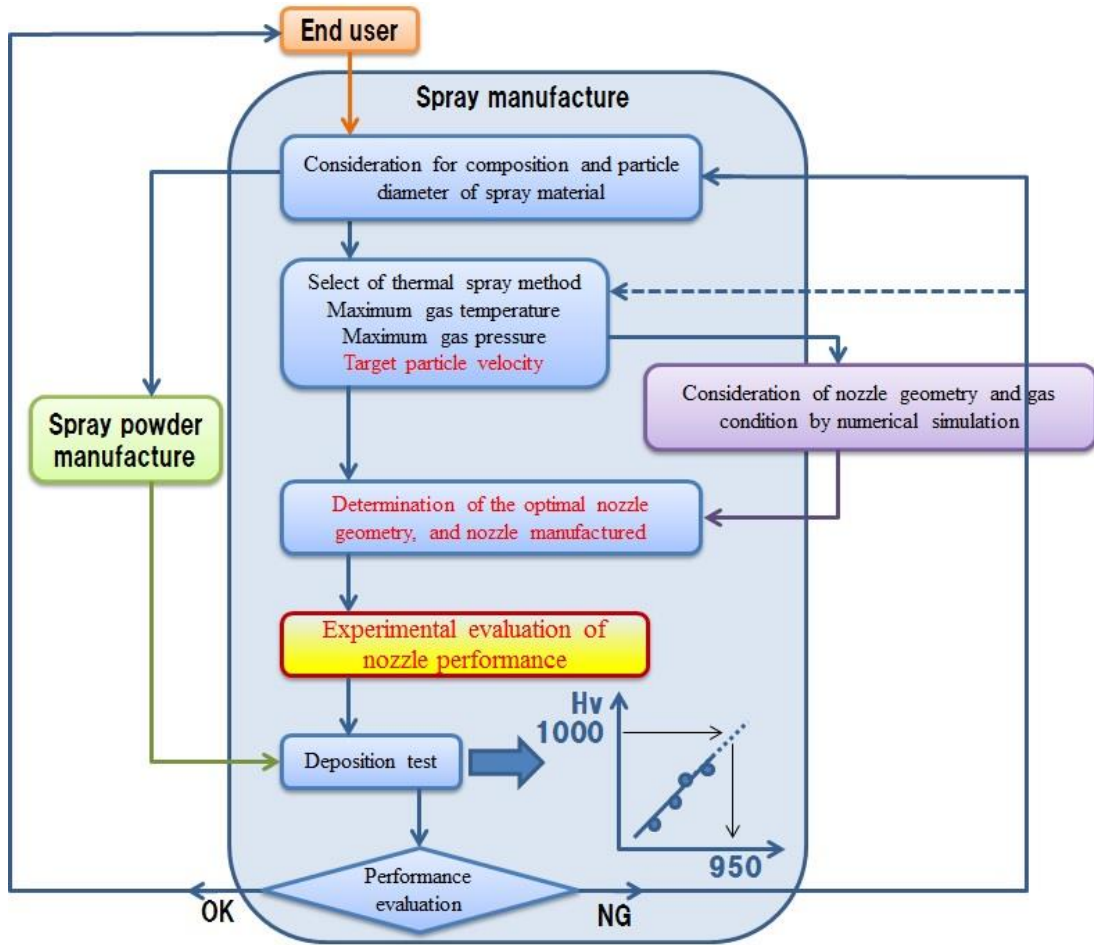


Figure 1-4 Development flow of thermal spray coating

実際の溶射皮膜の開発フロー例を図 1-4 に示す。エンドユーザー（例えば、A 自動車）が皮膜仕様を溶射施工メーカーに提示する。皮膜仕様を提示された溶射施工メーカーは、まず、溶射材料の組成・粒径の検討を行い、溶射法の選定、最大ガス温度、最大ガス圧力を検討し、目標粒子速度を設定する。次に、設定された目標粒子速度を達成するためのノズル形状とガス条件を流体シミュレーションにより検討し、ノズル形状を決定した後、実際に製作を行う。しかし、この段階では、実際に製作されたノズルが設計通りの性能を達成しているか不明である。実験的に最終確認を行うためにも、ノズル性能の実験的検証が必要である。実験的検証によりノズル性能が設計通りの性能を達成していることが判明した後、実際に成膜実験を行い、製作された皮膜の評価を行う。評価の結果、合格の場合は、エンドユーザーに皮膜が納品され、不合格の場合は、溶射材料の組成・粒径、もしくは溶射法の選定について再検討される。

以上のように、実際に製作されたノズルの性能を正確に把握することは、目標とする皮膜特性を実現する上でも極めて重要である。特に、CS ノズルのようにスロートが 2mm 程度の小径で、末広部長さ 100mm 以上の細長い超音速ノズルの製作においては、設計図

面通りに正確に製作するには高度な技術が必要であり、内面の加工精度に多少のばらつきが発生することは避けられない。しかも、製作されたノズル内形状を実際に測定することは、三次元精密測定機をもってしても不可能である。そのため、ノズル性能を評価できる唯一の方法は、ノズル内における流動パラメータ（圧力、速度、マッハ数、温度）を測定し、各設計値と比較する方法である。しかし、1.2節からも分かるように、CSノズル内部の流動状態を実験的に検証した研究は少なく、特にノズル入口の貯気温度、またノズル内のガス温度、ガス速度、マッハ数などを実験的に計測する手法もほとんど確立されていない。また、PIVによりCSの粒子速度の計測を行いシミュレーション結果と比較する場合、同じガス条件であるにも関わらず、シミュレーションでの粒子速度とPIV計測結果が一致しないことがしばしばある。この場合、数値シミュレーション側に問題があるのか、もしくはPIV計測側に問題があるのかを議論する以前に、両者を同じ条件で比較しているかという根本的な問題がある。溶射粒子には、流れに追従しやすい小粒径の粒子から、追従しにくい大粒径の粒子までが含まれる。大小の粒子からなる粉末を気流に混入させてPIVを適用すると、1つのPIV速度ベクトルを算出する微小領域にも、高速の小粒子から、低速の大粒子が混在することになる。すなわち、そのような粒子画像に対して得られる微小領域の平均速度ベクトルは、平均直径何 μm の粒子の速度に対応するのであろうか。著者の知る限り、この疑問に明確に答えられる研究は見あたらない。数値シミュレーションでは、実際に用いられた粉末の代表直径で粒子速度を計算する機会が多いが、PIV計測と同じ条件で粒子速度の数値シミュレーションを行う場合、代表直径をいくらにすれば良いかが判然としない。

そこで本研究では、コールドスプレーノズル開発プロセスにおけるノズル性能の実験的検証方法の確立を最終目的とする。ノズル性能の実験的検証方法を確立するため、本研究では具体的に以下のことを明らかにする。

- (1) コールドスプレー装置における貯気温度の推定方法
- (2) 表面温度に基づくコールドスプレーノズル内部流動状態の推定方法
- (3) 相互相関法により得られるコールドスプレーの粒子群の速度と平均直径に関する考察

1.4 本論文の構成

本論文は5章から構成されている。

第1章では、まず、表面処理技術、溶射法、CSの概要について述べる。次にCSに関する従来の研究を詳細に述べる。具体的には、CSのガス流動に関する研究、粒子挙動に関する研究、粒子速度の計測に関する研究について解明された点と未解決となっている点を述べる。章の最後には、本研究の目的および本論文の構成について述べる。

第2章では、CS装置の混合ガス温度を推定する手法として、気体力学的な計算に基づいた混合ガス温度の推定と、ノズル外壁温度による間接的推定方法について検証する。前者は、まず正確な質量流量、貯気温度、貯気圧からスロート断面積を求め、スロート断面積と貯気圧から混合ガス温度を推定する手法の妥当性について検証する。後者は、

ノズル外壁温度測定実験および CS ノズルの伝熱計算により，ノズル外壁温度を用いた貯気温度の推算方法の妥当性について検証する．

第 3 章では，赤外線カメラを用いて得られた CS ノズル外壁温度の熱画像から，伝熱計算によりノズル内のガス温度，マッハ数，ガス速度，静圧を推定する．さらに，伝熱計算と，静圧測定実験，ノズル出口ピトー圧測定実験，準一次元数値解析の結果を比較し，本手法の妥当性を検証する．

第 4 章では，コールドスプレーにおいて，相互相関法により得られる粒子速度と，それに対応する粉末の平均直径について，相互相関法の原理に基づいて一次元の粒子流れを用いて考察した．

第 5 章では，本論文の結論を総括した．

第2章 コールドスプレー装置におけるノズル入口全温度の推定方法

2.1 緒論

コールドスプレーでは、基材衝突時の粒子の速度と温度が皮膜の特性に大きな影響を与える。一般的には、ガス速度が大きいほど基材衝突時の粒子速度が大きくなり、ガス温度が高いほど基材衝突時の粒子温度が高くなる[34], [35], [36], [37]。それゆえ、CSノズル上流に設置されている貯気室の圧力（以下、貯気圧）と温度（以下、貯気温度）は、皮膜の特性に大きな影響を与える重要なパラメータである。貯気圧を大きくすることにより、ノズル内軸方向のガス速度分布は変化しないが、ガス密度が増加するため粒子速度が大きくなる。これは粒子に作用する流体抗力が、ガス密度に比例して大きくなるからである。しかしながら、ガスの質量流量は貯気圧に対し線形的に比例するため、粒子速度を大きくするために貯気圧を大きくすると、ガスの消費量が増加する。一方、貯気温度を高くした場合は、ガス速度が大きくなるため粒子速度は大きくなり、ガスの消費量は減少する。これはノズル内でのガス速度は貯気温度の平方根に比例し、ガスの質量流量は貯気温度の平方根に反比例するからである。さらに、ガス温度を高くすることにより基材衝突時の粒子温度が高くなるため、粒子臨界速度が小さくなり[38], [39]、粒子の付着率が向上するというメリットもある。

貯気圧と貯気温度は皮膜特性に大きな影響を与える重要な溶射パラメータであるため、それらは正確に測定されなければならない。貯気圧は、校正された圧力センサを用いることにより容易に正確な測定が可能である。しかし、貯気温度は、ガスから装置内壁への熱伝達、さらには常温のキャリアーガスとの混合により、正確な値を測定するのは容易ではない。図 2-1 に典型的な CS 装置を示す。図に示すように、多くの CS に関する研究では、貯気温度の実測値（実験値）としてヒーター出口で測定されるガス温度が示されることがほとんどであるが、この温度にはヒーター出口から粒子噴射孔までの熱損失や常温のキャリアーガス混合による主ガスの温度減少などが考慮されていない[40]。

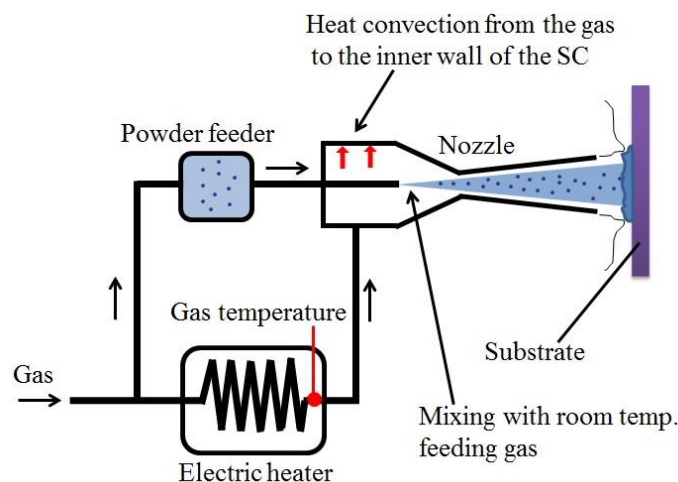


Figure 2-1 Typical setup of CS system

ここで強調したいことは、粒子速度と温度に直接影響を与えるガス温度は、ヒーター出口のガス温度ではなく、粒子噴射位置 (Powder injection point ; 以下, PIP) 下流において常温のキャリアーガスと主ガスが混合したガスの温度だという点である。それゆえ、PIP 下流 (例えば, CS ノズルスロート) における混合ガス温度を正確に測定, もしくは推定する必要がある。

Table 2-1 Three methods of gas temperature estimation

#	Method	Measurement	Problem
1	Direct measurement	Mixed gas temperature	Powder collision to thermo-couple
2	Indirect measurement	Metal temperature	Uncertainly in accuracy
3	Calculation	Mass flow rate of total gas flow	Dependency on throat diameter

主ガスとキャリアーガスの混合ガス温度を求める3つの方法を表2-1に示す。まず、1つ目の方法は熱電対を挿入することにより、直接混合ガス温度を測定する方法である。この方法ではPIPより下流に熱電対を挿入しなければならない。それゆえ、飛行中の溶射粒子が熱電対に衝突し付着するため、この方法ではガス温度の計測は困難である。

2つ目の方法は間接的に混合ガス温度を測定する方法である。すなわち、CSノズル外壁温度を測定することで、混合ガス温度を求める方法である。CSノズルから実際に溶射粒子を噴く場合においても、本手法は実用的であると言える。しかし、ノズル表面温度を測定することによる混合ガス温度の予測精度については不明である。

3つ目の方法は、計算によりガス温度を求める方法である。すなわち、主ガスの質量流量 \dot{m} を正確に測定し、以下の質量流量の式から混合ガス温度 $T_{0,mix}$ を求める。

$$\dot{m} = \frac{p_0 A^*}{\sqrt{RT_{0,mix}}} \sigma^* \quad (2.1)$$

ここで、 p_0 は貯気圧、 A^* はスロートでの断面積、 R はガス定数、 σ^* は臨界流れ係数である。式(2.1)から分かるように、混合ガスの全温度 $T_{0,mix}$ は A^* の自乗に比例、すなわちスロート直径の4乗に比例するため、スロート直径を正確に求める必要がある。CSのような細長い超音速ノズルにおいて、スロート直径の正確な実測は極めて困難である。そのため、本実験では、まず常温の状態で測定されたガスの質量流量と貯気圧からスロートでの断面積を求める。スロートでの断面積と貯気圧を用いて、式(2.1)より高温の実験での混合ガスの全温度を推定する手法について検証する。

以上のように、本研究ではCS装置の混合ガス温度を推定する手法として、計算による混合ガス温度の推定(表2-1の手法3)と、ノズル外壁温度による間接的推定方法(表2-1の手法2)について検証を行う。手法3については、まず正確な質量流量、貯気温度、貯気圧からスロート断面積を求め、スロート断面積と貯気圧を用いて混合ガス温度を推

定する手法の妥当性について検証を行う。手法2については、ノズル外壁温度測定実験およびCSノズルの伝熱計算により、ノズル外壁温度を用いた貯気温度の推算方法の妥当性について検証を行う。

2.2 実験装置

本節では、研究で使用した実験装置、計測器、実験条件および実験の手順について述べる。2.2.1項では質量流量計の精度検定について、2.2.2項ではK型シートカップル熱電対によるノズル外壁温度の測定について説明する。

2.2.1 質量流量計の精度検定

(1) 実験装置および計測機器

本研究では、質量流量の測定には山武社製MQV0500型デジタルマスフローコントローラー(定格圧力0.6MPa_{abs}, 標準フルスケール流量500slm)(Digital mass flow controller以下, DMC)を使用している。DMCの精度が保証されている定格圧力は絶対圧で0.6MPaである。しかし、本研究では、1MPaの圧力でDMCを使用しており、測定精度が不明である。そこで本実験では、定格圧力以上の圧力下でのDMCの測定精度を確認する。

DMCの検定実験の模式図を図2-2に示す。実験装置本体は、貯気室およびCSノズルから構成される。使用したCSノズル(Nozzle3)の材質はSUS304であり、先細部長さは35mm、ノズル末広部長さは180mm、スロート直径は1.89mm、出口直径は4mmである。本実験では作動ガスとして常温の窒素ガスを使用した。窒素ガスは、窒素ガスボンベ⑬(最大15MPa)から減圧弁によって3MPa以下に減圧され、貯気室内に送られる。貯気室に送られた窒素ガスは、貯気室内でよどみ状態となり、貯気室下流に接続してあるCSノズルを通り大気中に噴出する。DMC⑭の出力電圧はAD変換器⑦を介してパーソナルコンピュータ⑤に記録される。AD変換器のサンプリング周波数は0.5Hzとした。

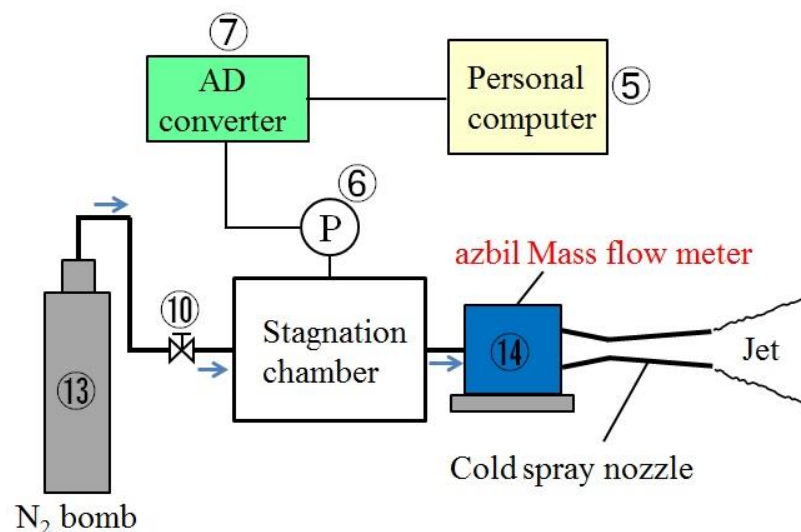


Figure 2-2 Experimental setup for calibration of the digital mass flow controller

(2) 実験の手順

本実験の手順は以下に示す通りである。

- 1) 天秤ばかりを用い、充びんの窒素ボンベの全質量を測定した。
- 2) サンプリング周波数 0.5Hz で DMC の出力電圧の測定を開始した。DMC が測定した電圧データは、AD 変換器を経由し、パーソナルコンピュータに記録された。
- 3) 手動式の調圧弁を開放し、貯気室内の圧力を目標圧力まで昇圧させた。
- 4) デジタルマノメータの表示圧力が目標圧力を下回り始めた直後に、調圧弁を閉じた。
- 5) 使用した窒素ガスボンベの全質量を再び天秤ばかりで測定した。

なお、計測時間は約 25 分であった。

(3) 実験条件

DMC の精度検定には、作動ガスとして窒素ガスを用いた。貯気圧は 0.8, 0.9, 1.0MPa とした。

2.2.2 K 型シートカップル熱電対によるノズル外壁温度の測定

(1) 実験装置および計測器

本研究で用いた CS 装置の模式図を図 2-3 に示す。実験装置本体は、コンプレッサー、エアドライヤー、エアータンク、電磁弁、電気ヒーター、貯気室、CS ノズル、溶射ブース、集塵機から構成される。使用した CS ノズルの詳細寸法を図 2-4 に示す。ノズルの材料は SUS304 である。先細部長さ 35mm、ノズル末広部長さ 180mm、スロート直径 1.89mm、出口直径 4mm である。作動ガスには空気を用いた。コンプレッサー①から吐出された空気はエアドライヤー②を通り、容量 1000L の空気タンク 2 基③に最大 1MPa まで蓄えられる。空気タンク内の圧縮空気は手動の調圧弁⑥により圧力が調整され、調圧弁⑥を通過した後、ガスは主ガスとキャリアーガスに分岐する。主ガスは、電気ヒーター⑪を通過することで加熱され、その後、貯気室内⑫に送られる。一方、キャリアーガスは分岐した後、キャリアーガス側の手動弁⑨により流量が調整され、常温のまま貯気室内に送られる。貯気室に送られた主ガスとキャリアーガスは、貯気室内でよどみ状態になり、混合する。その後、主ガスとキャリアーガスの混合ガスは CS ノズル⑬で超音速へと加速し、溶射ブース内⑭に噴出する。溶射ブース内に噴出された混合ガスは、集塵機⑮により回収され、実験室屋外に放出される。本実験装置では、ヒーター、貯気室と CS ノズルの外壁面を断熱材（グラスウール製）⑩で覆っている。本実験では、ガスの質量流量、貯気圧、混合ガス全温度、CS ノズル外壁温度の測定を行った。全体のガスの質量流量 \dot{m}_{DMC} の測定には山武社製 MQV0500 型デジタルマスフローコントローラー④、キャリアーガス $\dot{m}_{carrier}$ と主ガス \dot{m}_{main} の質量流量の測定には、それぞれ SUNX 社製 FM-255-AR（定格圧力 0.7MPa, gauge）⑦, ⑧、貯気圧 p_0 の測定には、Sensez 社製 HLV-001MP 型半導体圧力センサ（測定圧力範囲：0~1.0MPa, gauge）、混合ガス温度 $T_{0,mix,exp}$ の測定には、チノー社製 K 型シース熱電対（測定温度範囲：0~1200℃）、CS ノズル壁面温度 θ_2 の測定には、チノー社製 K 型シートカップル熱電対（測定温度範囲：0~1200℃）を用いた。

ガスの質量流量は、DMC に表示される値を記録した。貯気室内壁面からの熱伝導誤差の影響を避けるため、シース熱電対⑰の先端が中心にくるようにコイル状に巻き、先細ノズル入口部に設置した。ノズル外壁に貼付したシートカップル熱電対⑱の詳細な模式図を図 2-5 に示す。シートカップル熱電対は、ノズルスロートを原点として、流れ方向に 0, 90mm, 179mm の位置にアルミテープで固定し、ノズル外壁の温度を測定した。このとき、熱電対の先端にある測温接点部近傍のみがノズル表面に接触するようにアルミテープで固定した。シース熱電対⑰とシートカップル熱電対⑱により測定された温度は温度表示器⑬に表示され、表示された温度を記録した。半導体圧力センサ⑭からの出力電圧は、AD 変換ボードを介してパーソナルコンピュータに記録された。なお、本実験では粒子は噴射していない。

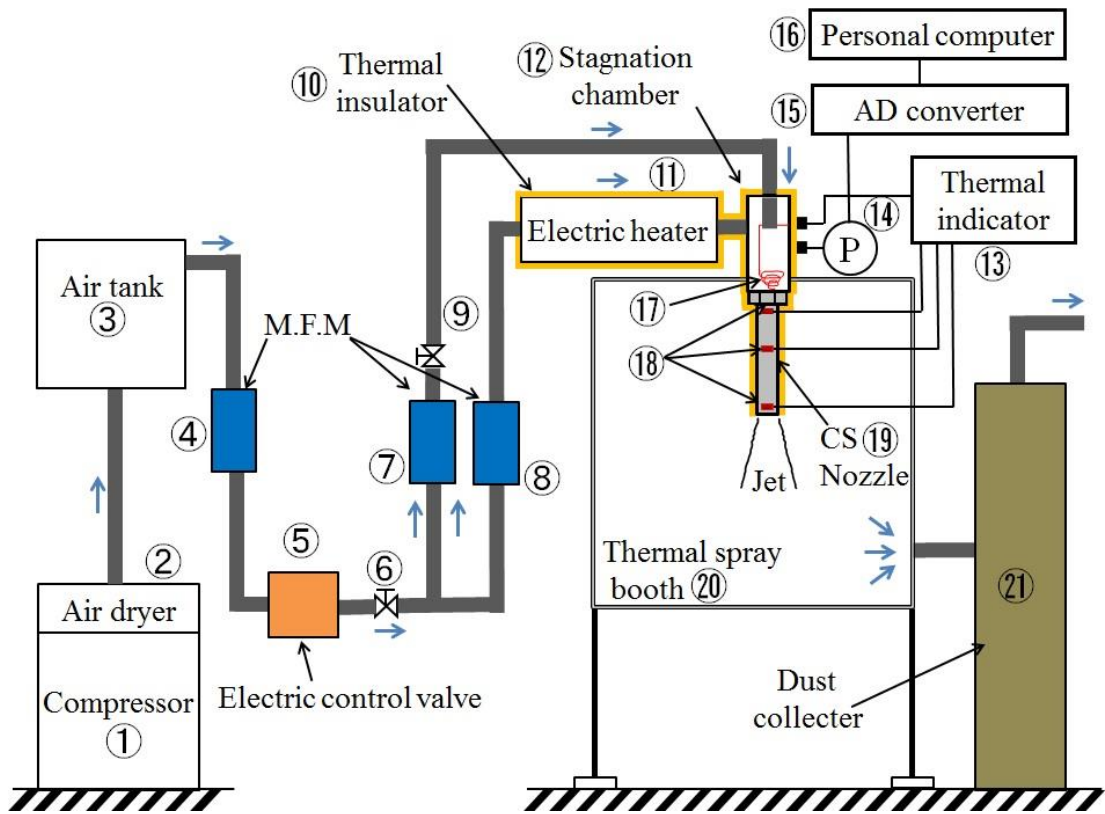


Figure 2-3 Experimental setup

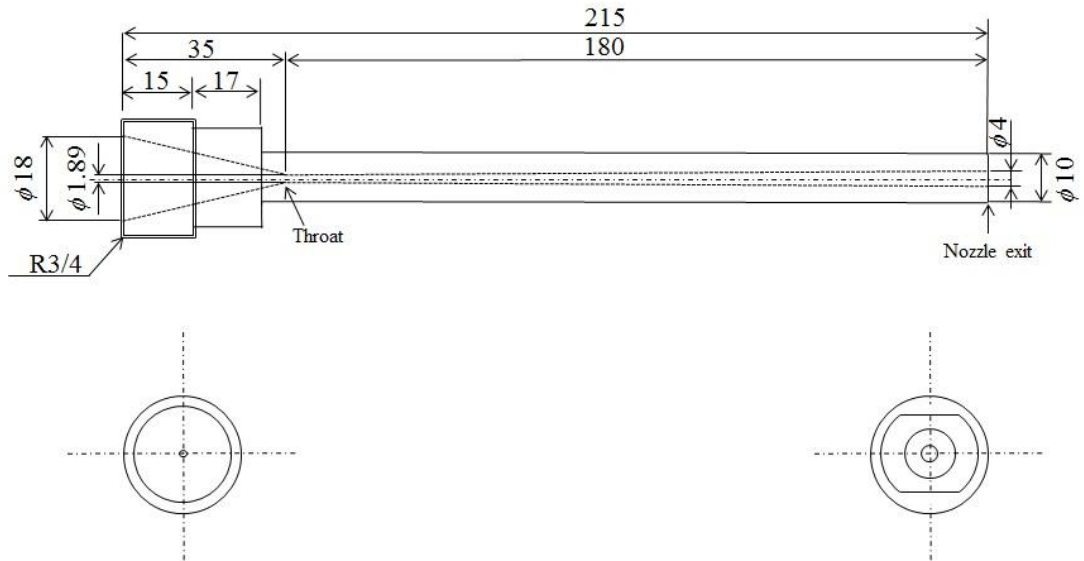


Figure 2-4 Cold spray nozzle

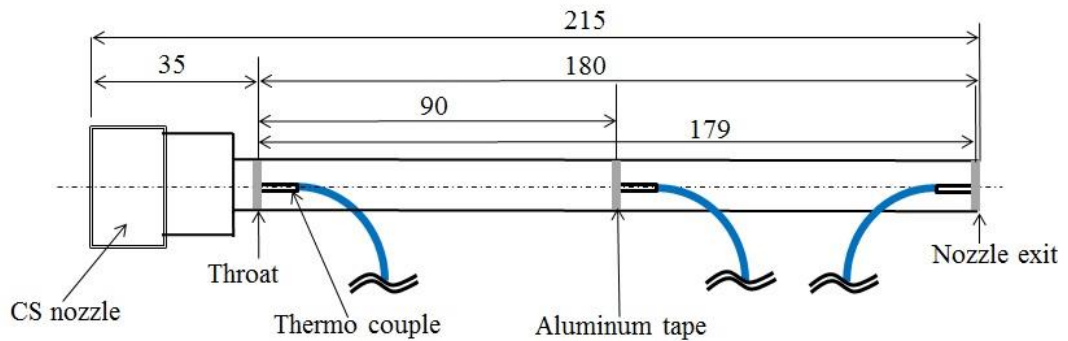


Figure 2-5 Schematic diagram of thermocouple attaching on the nozzle surface

(2) 実験の手順

本実験の手順は以下に示す通りである。

- 1) 半導体圧力センサの大気圧時における出力電圧を測定した。
- 2) 手動式の調圧弁を開放することで、貯気室内の圧力を目標圧力まで昇圧させた。本実験は、ノズル内に衝撃波が存在しない貯気圧 1MPa の条件下で行った。
- 3) 貯気圧が目標圧力近傍で安定したのを確認した後、ヒーター設定温度を目標温度に設定し、ヒーターを作動させた。
- 4) 静定時間を 30 分として、DMC の表示質量流量 \dot{m}_{MFM} 、半導体圧力センサの出力電圧 V_{st} 、混合ガス温度 $T_{g_mix,exp}$ 、CS ノズル壁面温度 θ_2 を測定した。
- 5) 測定した半導体圧力センサの出力電圧は、AD 変換器を経由し、パーソナルコンピュータに記録された。一方、混合ガス温度、CS ノズル外壁温度は、表示器に表示される値の最大値、最小値をそれぞれ 3 回記録し、それらの値を算術平均したものを記録した。

(3) 実験条件

実験条件を表 2-2 に示す。

Table 2-2 Experimental conditions

Working gas	Air
Stagnant pressure [MPa]	1.0
Heater target temperature [K]	373, 479, 579, 677
Stabilization time [min.]	30
Thermal insulator material	Glass wool
Ratio of main gas and carrier gas	4 : 1

2.3 解析方法

本節では、本研究で用いた混合ガス温度の解析方法について記述する。2.3.1 項では CS ノズルの伝熱計算について、2.3.2 項では質量流量と貯気圧から混合ガス温度を計算する方法について述べる。

2.3.1 CS ノズルの伝熱計算による混合ガス温度の推算

2.1 節において、ノズル表面温度を測定することによる混合ガス温度を推算する方法について述べたが、本手法の精度については不明である。そこで、本研究では CS ノズルの伝熱計算による理論解析を行う。本解析で用いた CS ノズルにおける伝熱計算の解析モデルを図 2-6 に示す。以下に示す解析モデルの各部の寸法は、実験装置と同様である。貯気室の内径 d_{s1} および外径 d_{s2} は、それぞれ 18mm, 28mm とした。断熱材であるグラスウールの厚さ t は、貯気室およびノズル外壁全てにおいて 1mm とした。CS ノズルのスロート直径 d_1^* 、出口直径 d_{1e} 、ノズル外径 d_2 は、それぞれ 1.89mm, 4mm, 10mm である。貯気室、ノズル先細部、ノズル末広部の軸方向長さは、それぞれ $L_c=100\text{mm}$, $L_{con}=35\text{mm}$, $L_{div}=180\text{mm}$ である。自然対流によるノズルの冷却は考慮する。電気ヒーターにより加熱された全温度 $T_{0,in}$ の主ガスは、貯気室の上流端から流入する。その後、貯気室入口 ($x=0\text{mm}$) から貯気室出口 ($x=100\text{mm}$) まで移動する間のガスから貯気室内壁への熱伝達により、ガス温度は $T_{0,in}$ から減少する。 $x=100\text{mm}$ (PIP) において、加熱された主ガスは常温のキャリアーガスと混合し始め、スロートにおいて十分に混合して温度 $T_{0,mix}$ となるとした。本解析で用いた仮定を以下に示す。

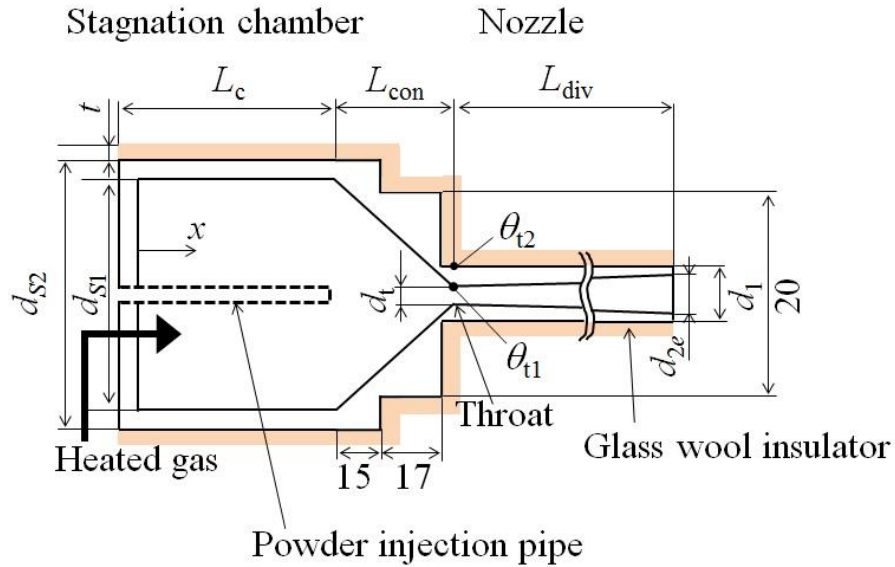


Figure 2-6 Schematic diagram of analytical model

- 1) ノズル内の流れは熱伝達を伴う準一次元流れとする。
- 2) 気体は完全気体とする。
- 3) ノズル半径方向に対する一次元定常の熱伝導及び熱伝達のみを考える。

上記の仮定を基に、貯気室におけるガス温度、内壁温度および外壁温度の計算方法を以下に述べる。

まず、主ガスのみでキャリアガスを噴射しない場合について説明する。貯気室内の圧力 p_0 、ガス温度 $T_{0,in}$ が与えられたときの主ガスの質量流量 \dot{m}_{main} は次式で計算される [41]。

$$\dot{m}_{main} = \frac{p_0 (\pi d_1^{*2} / 4)}{\sqrt{RT_{0,in}}} \sigma^* \quad (2.2)$$

$$\sigma^* = \sqrt{\gamma \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}} \quad (2.3)$$

ここで、 d_1^* 、 γ はそれぞれスロート直径、比熱比である。厳密に言えば、式 (2.2) は貯気室上流端からノズルスロートまで等エントロピー流れの仮定で成り立つ式であるため、ガスから内壁への伝熱を考慮する本解析では適用できない。しかしながら、熱損失による質量流量の計算誤差は最大で 0.5% であるため、本解析では式 (2.2) を適用する。任意の軸方向位置におけるガス速度 u_g は、質量保存則より以下の式で計算される。

$$u_g = \frac{\dot{m}_{main}}{\frac{\pi}{4} d_1^2 \rho_g} \quad (2.4)$$

ここで、 d_1 、 ρ_g は、それぞれ任意の軸方向位置における CS ノズル内径、ガス密度である。ガス密度は理想気体の状態方程式より、

$$\rho_g = \frac{p}{RT_g} \quad (2.5)$$

ここで、 p 、 T_g は、それぞれガスの静圧、静温度である。全温度 T_0 、静温度 T_g およびマッハ数 M の関係は、以下のようになる。

$$\frac{T_0}{T_g} = 1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \quad (2.6)$$

全圧 p_0 、静圧 p およびマッハ数 M の関係は、以下のようになる。

$$\frac{p_0}{p} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (2.7)$$

マッハ数は、以下の等エントロピー流れの関係式より計算できる。

$$\left(\frac{d_1}{d_1^*}\right)^2 = \frac{1}{M} \left[\frac{(\gamma-1)M^2 + 2}{\gamma+1} \right]^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \quad (2.8)$$

ある特定の p_0 、 $T_{0,in}$ 、 d_1 、に対し、以下に示す伝熱計算により計算された T_0 を与え、式 (2.2) ~ (2.8) を解く。

次に、本解析における伝熱計算について説明する。ノズル軸方向の微小区間 $x \sim x+dx$ におけるガスからノズル内壁への伝熱量 dQ_1 は、以下のように表すことができる。

$$dQ_1 = h_1(T_{aw} - \theta_1)\pi d_1 dx \quad (2.9)$$

ここで、 h_1 、 T_{aw} 、 θ_1 は、それぞれ管内強制対流の熱伝達係数、乱流の回復温度、ノズル内壁温度である。回復温度は次式により計算される。

$$\frac{T_{aw}}{T_g} = 1 + r_c \frac{\gamma-1}{2} M^2 \quad (2.10)$$

$$r_c = Pr^{1/3} = \left(\frac{c_p \mu_g}{k_g} \right)^{1/3} \quad (2.11)$$

$$\mu_g^* = \mu_{ref} \left(\frac{T_g}{T_{ref}} \right)^{3/2} \frac{T_{ref} + S}{T_g + S} \quad (2.12)$$

ここで、 r_c 、 Pr 、 c_p 、 μ_g 、 k_g は、それぞれ回復係数、CS ノズル内のガスのプラントル数、定圧比熱、粘性係数、ガスの熱伝導率である。式 (2.9) の強制対流熱伝達係数 h_1 は、乱流の場合における以下の式より計算される[42]。

$$Nu_1 = \frac{d_1 h_1}{k_g} = 0.023 R_{ed}^{0.8} Pr^{0.4} \quad (2.13)$$

$$R_{ed} = \frac{\rho u d_1}{\mu_g} \quad (2.14)$$

$$\mu_g^* = \mu_{ref} \left(\frac{T_g}{T_{ref}} \right)^{3/2} \frac{T_{ref} + S}{T_g + S} \quad (2.15)$$

(Air ; $\mu_{ref}=17.16 \times 10^{-6} \text{ N}\cdot\text{s/m}^2$, $T_{ref}=273.15\text{K}$, $S=111\text{K}$) [43]

ここで、 N_{ul} , R_{ed} は、それぞれ管内乱流の強制対流熱伝達におけるヌセルト数、レイノルズ数である。ここで、ガスの圧縮性を考慮するため、次式に示す境界層内の温度勾配の影響を考慮した参照温度[44]を用いて c_p , μ_g , k_g を決定した。

$$\tilde{T}_g = T_g + 0.50(\theta_1 - T_g) + 0.22(T_{aw} - T_g) \quad (2.16)$$

式 (2.9) を変形することにより、ノズル内壁温度は以下の式から求められる。

$$\theta_1 = T_{aw} - \frac{dQ_1}{\pi l_1 dx h_1} \quad (2.17)$$

円筒座標における熱伝導方程式より、ノズル外壁温度 θ_2 およびグラスウール外壁温度 θ_3 は、ノズル肉厚部の半径方向伝熱量 dQ_{12} とグラスウール内の半径方向伝熱量 dQ_{23} により、以下の式で表される。

$$\theta_2 = \theta_1 - \frac{dQ_{12}}{2\pi k_{12} dx} \ln \frac{d_2}{d_1} \quad (2.18)$$

$$\theta_3 = \theta_2 - \frac{dQ_{23}}{2\pi k_{23} dx} \ln \frac{d_3}{d_2} \quad (2.19)$$

ここで、 d_2 , d_3 , k_{12} , k_{23} は、それぞれ貯気室外径、グラスウール外径、貯気室の材料の熱伝導率 (SUS : $16.3 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$)、グラスウールの熱伝導率 (本計算では、 $0.05 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$) である。

グラスウール外表面から大気への自然対流熱伝達と輻射による伝熱量 dQ_3 は、以下の式で表される。

$$dQ_3 = h_3(\theta_3 - T_a)\pi l_3 dx + \sigma \varepsilon_3(\theta_3^4 - T_a^4)\pi l_3 dx \quad (2.20)$$

ここで、 h_3 , T_a , σ , ε_3 は、それぞれ自然対流熱伝達係数、大気温度、ステファン・ボルツマン定数、グラスウール表面の輻射率である。本解析では、式 (2.20) 中の T_a , ε_3 をそれぞれ 300K , 0.10 とした。なお、 ε_3 は 0.9 としても結果にほとんど影響を与えなかった。自然対流熱伝達係数 h_3 は、水平に設置された円柱周りの層流の場合の次式より計算した[45]。

$$Nu_3 = \frac{d_3 h_3}{k_{a,f}} = 0.53(G_r Pr)^{1/4} \quad (2.21)$$

$$G_r = \frac{g \beta_f |T_a - \theta_3| d_3^3}{(\mu_{a,f} / \rho_{a,f})^2} \quad (2.22)$$

$$\beta_f = \frac{1}{T_f} \quad (2.23)$$

$$T_f = \frac{(T_a + \theta_3)}{2} \quad (2.24)$$

ここで、 Gr , g , β , k_{af} は、それぞれグラフホフ数、重力加速度、体膨張係数、空気の熱伝導率である。式 (2.22) における μ_{af} と ρ_{af} は、膜温度 T_f における空気の粘性係数と密度である。ここで定常の熱伝導および熱伝達を考えると

$$dQ_1 = dQ_{12} = dQ_{23} = dQ_3 \quad (2.25)$$

式 (2.2) から (2.25) を数値的に解くことにより、 dQ_1 を含む全ての未知数を計算できる。このとき、軸方向の任意の位置 $x+dx$ での全温度 $T_0(x+dx)$ は、エネルギー保存則より以下の式から計算することができる。

$$T_0(x+dx) = T_0(x) - \frac{dQ_1}{c_p \dot{m}} \quad (2.26)$$

式 (2.26) より得られる全温度を用いて、式 (2.2) ~ (2.8) を解くことにより、 $x+dx$ における u_g , T_g , ρ_g を計算した。

最後に、先細ノズル部における主ガスとキャリアーガスの混合に関する数学モデルについて説明する。本解析での PIP は貯気室出口であるため、PIP における半径方向の全温度分布は、図 2-7 に示すようにステップ関数により与えられる。主ガスは、スロートに達するまでにキャリアーガスと完全に混合するものとする。それゆえ、スロートにおける全温度は、 $T_{0,mix}$ で与えるものとし、以下の式より計算される。

$$T_{0,mix} = (1-\phi)T_{0c} + \phi T_a \quad (2.27)$$

$$\phi = \frac{\dot{m}_{carrier}}{\dot{m}_{main}} \quad (2.28)$$

ここで、 T_{0c} は、貯気室出口におけるガスの全温度である。先細ノズル部におけるガスから壁面への伝熱量を計算する際、壁面（境界層端）でのガス温度が必要となる。そこで本解析では、先細ノズル部の距離 dx での混合による境界層端の全温度減少量 $dT_{0,mix}$ を以下のようにモデル化した。

$$dT_{0,mix} = \frac{T_{0,c} - T_{0,mix}}{L_{con}} dx \quad (2.29)$$

スロート下流において、断面積内の全温度は $T_{0,mix}$ で一定と仮定する。 $0 < x < L_c$ の質量流量は \dot{m}_{main} とし、 $x > L_c$ の質量流量は、式 (2.2) での \dot{m}_{main} と $T_{0,in}$ を、それぞれ $\dot{m}_{main} + \dot{m}_{carrier}$ と $T_{0,mix}$ に置き換えることで計算される $\dot{m}_{main} + \dot{m}_{carrier}$ とする。

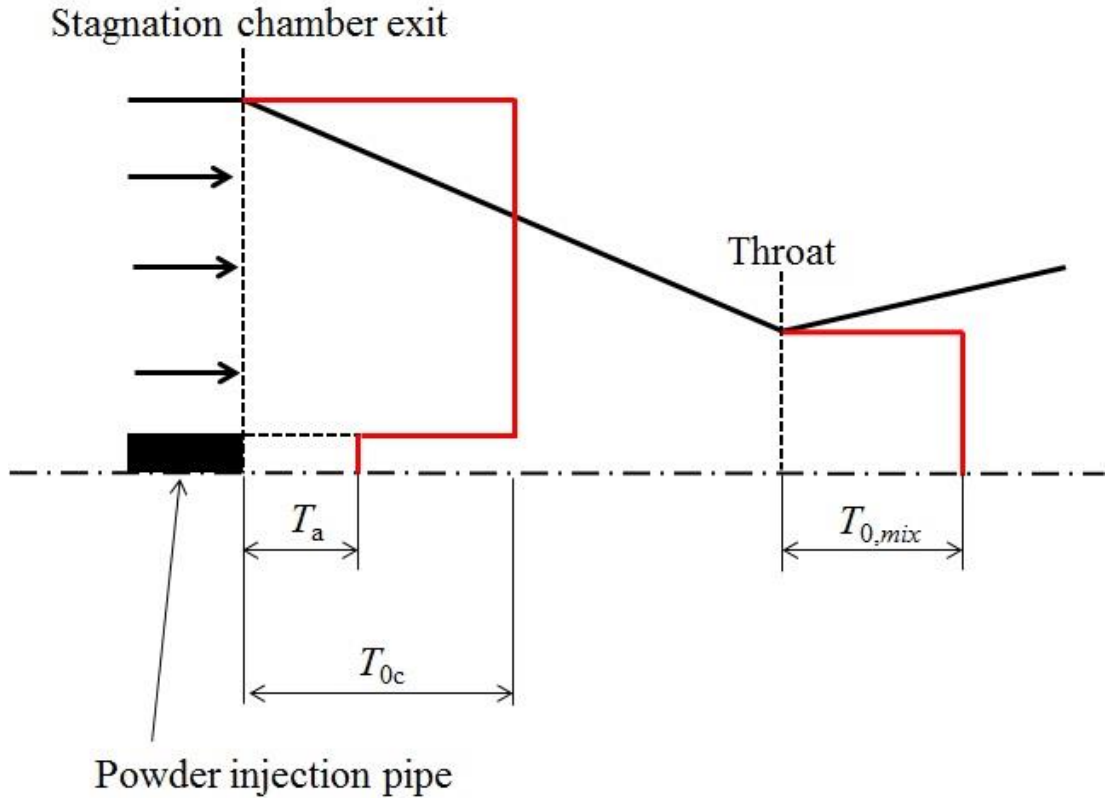


Figure 2-7 Modeled total temperature distributions at SC exit and nozzle throat

本伝熱計算の解析条件は、作動ガスは空気、貯気圧は 1MPa とした。貯気室入口での全温度は、実験条件と同じく $T_{0,in}=373, 473, 573, 673\text{K}$ とした。大気温度は実験日の大気温度である 299K とした。

2.3.2 質量流量と貯気圧による混合ガス温度の推定

本項では、DMC により得られた CS ノズルの質量流量およびノズル入口部で測定された貯気圧を用いて、ノズル入口部の全温度、すなわち、混合ガス温度 $T_{0,mix,cal}$ を計算により推定する手法について述べる。

ノズル入口からスロートまでを等エントロピー流れと仮定した場合、DMC で測定された CS ノズルの質量流量 \dot{m}_{MFM} 、スロート面積 A^* 、貯気圧 p_0 、混合ガス温度 $T_{0,mix,cal}$ の関係は次式で表される。

$$\dot{m}_{MFM} = \frac{p_0 A^*}{\sqrt{RT_{0,mix,cal}}} \sigma^* \quad (2.30)$$

式 (2.30) を変形して、

$$T_{0,mix,cal} = \frac{1}{R} \left[\frac{p_0 A^*}{\dot{m}_{MFM}} \sigma^* \right]^2 \quad (2.31)$$

実験により測定された質量流量 \dot{m}_{MFM} 、貯気圧 p_0 を用いて、式 (2.31) より、混合ガス

温度 $T_{0,\text{mix, cal}}$ を計算することができる。ここで、スロート断面積 A^* の算出方法について説明する。式 (2.31) から分かるように、推定する混合ガス温度 $T_{0,\text{mix, cal}}$ は A^* の自乗に比例するため、 A^* を正確に求める必要がある。しかし、CS ノズルのような細長い超音速ノズルでは、数 mm のスロート直径を正確に測定することは極めて困難である。そのため本解析では、常温の空気を用いた実験でスロート断面積を算出した。すなわち、大気温度を T_a とし、常温の空気を用いるときの貯気温度は大気温度に等しいとして、式 (2.30) から

$$A^* = \frac{\dot{m}_{MFM} \sqrt{RT_a}}{p_0 \sigma^*} \quad (2.32)$$

上式で得られた A^* を式 (2.31) に用いた。ヒーターで加熱した作動ガスを用いるときは、式 (2.31) で混合温度を推定した。

2.4 結果と考察

2.4.1 質量流量計の精度検定

DMC の定格圧力 0.6MPa 以上の圧力下において、DMC の測定精度の検証を行った。代表例として、貯気圧 0.8MPa 時における流量の測定結果を図 2-8 に示す。図の縦軸は質量流量 \dot{m}_{MFM} 、横軸は時間 t である。測定値より最小二乗法を用いて近似曲線を算出し、曲線で囲まれた面積を時間 Δt の間にボンベから流出したガスの総質量 Δm とする。このとき、ロンバーグ積分し、ボンベから流出したガスの総質量 Δm を算出した。また、実験前のボンベの質量を M_1 、実験後のボンベの質量を M_2 として、実験前後におけるボンベの質量差 $M_1 - M_2$ を計算した。DMC により測定した質量を実験前後におけるボンベの質量差と比較することにより、DMC の精度検定を行った。貯気圧 0.8, 0.9, 1.0MPa における検定結果を表 2-3 に示す。表より、貯気圧 0.8MPa のときに測定誤差は最大で 1.8% である。この結果より、貯気圧 1.0MPa までの範囲において、本研究で使用した DMC は、 $\pm 1.8\%$ 以内の精度で質量流量を測定することが可能である。

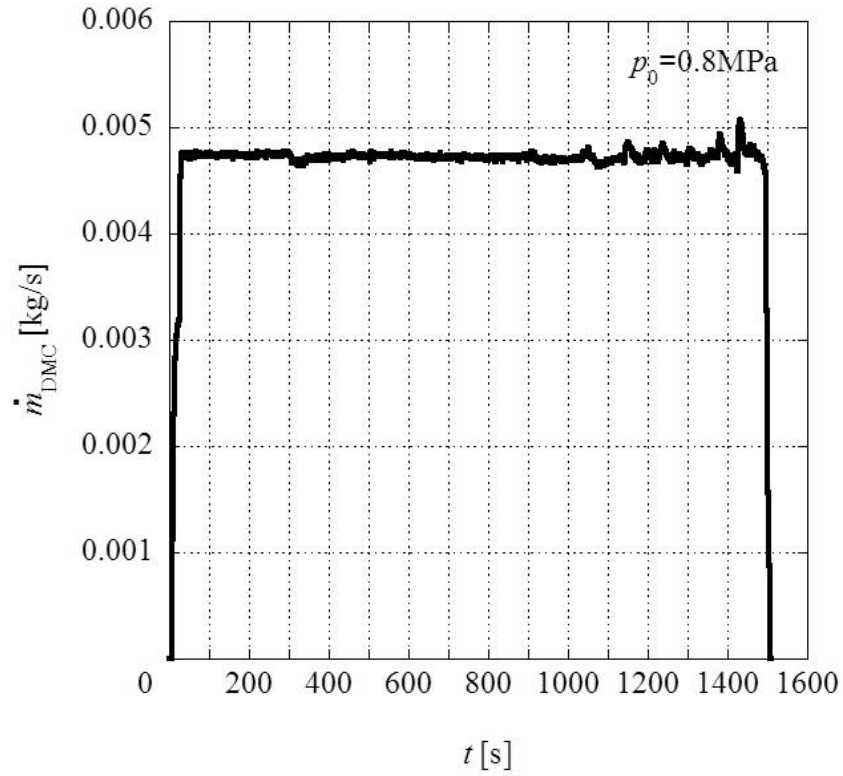


Figure 2-8 Time history of mass flow rate ($p_0=0.8\text{MPa}$)

Table 2-3 Calibration result of digital mass flow controller

(a) $p_0=0.8\text{MPa}$

Run_No.	1	2
$M1$ (kg)	59.80	65.25
$M2$ (kg)	52.90	58.40
$M1-M2$ (kg)	6.90	6.85
Δm (kg)	7.02	6.75
$[(M1-M2)-\Delta m]/[M1-M2]$	-0.018	0.014
Measurement deviation (%)	-1.8	1.4

(b) $p_0=0.9\text{MPa}$

Run_No.	1	2
$M1$ (kg)	62.15	62.60
$M2$ (kg)	55.50	55.85
$M1-M2$ (kg)	6.65	6.75
Δm (kg)	6.66	6.72
$[(M1-M2)-\Delta m]/[M1-M2]$	0.001	-0.005
Measurement deviation (%)	0.1	-0.5

(C) $p_0=1.0\text{MPa}$

Run_No.	1	2
$M1$ (kg)	63.75	61.15
$M2$ (kg)	57.25	54.55
$M1-M2$ (kg)	6.50	6.60
Δm (kg)	6.40	6.67
$[(M1-M2)-\Delta m]/[M1-M2]$	-0.015	0.001
Measurement deviation (%)	-1.5	0.1

2.4.2 CS ノズルの伝熱計算

本研究では図 2-6 に示す解析モデルに対して伝熱計算を行い、貯気室から CS ノズル内にかけてのガスの全温度 T_0 、ガスの静温度 T_g 、貯気室と CS ノズルの内壁温度 θ_1 および外壁温度 θ_2 を計算した。 $p_0=1.0\text{MPa}$ 、 $T_{0,\text{in}}=373, 479, 579, 677\text{K}$ における T_0 、 T_g 、 θ_1 、 θ_2 の軸方向分布を図 2-9 に示す。 図の縦軸は温度 T 、横軸は貯気室入口を原点とする流れ方向距離 x である。 図中の黒の実線はガスの全温度 T_0 、黒の一点鎖線はガスの静温度 T_g 、青の実線は貯気室と CS ノズルの内壁温度 θ_1 、赤の鎖線は貯気室と CS ノズルの外壁温度 θ_2 である。 横軸上での貯気室、ノズルの先細部、ノズルの末広部の範囲は、それぞれ、 $0 < x < 100\text{mm}$ 、 $100 < x < 135\text{mm}$ 、 $135 < x < 315\text{mm}$ である。

図 2-9 (a) に示す $T_{0,\text{in}}=373\text{K}$ の結果より、 $0 < x < 100\text{mm}$ の範囲において、全温度 T_0 は貯気室内壁からの熱損失により、 377K から 372K へ直線的に減少する。その後、 $100 < x < 135\text{mm}$ のノズル先細部では、キャリアーガスの混合と貯気室内壁からの熱損失により 372K から 353K まで直線的に減少する。ガスの静温度 T_g は、 $0 < x < 135\text{mm}$ の範囲において全温度とほぼ一致する。しかし、ノズルスロート ($x=135\text{mm}$) を通過後は急激に減少する。これはガスがスロートを通過し超音速まで加速する際に、ガスの熱エネルギーが運動エネルギーに変換されるからである。内壁温度 θ_1 は $x=0$ において 364K であり、 $x=100\text{mm}$ までは T_0 、 T_g と同じ減少率で減少する。しかし $100 < x < 135\text{mm}$ では、 T_0 、 T_g よりも温度の減少率は緩やかであり、スロート位置 ($x=135\text{mm}$) で T_0 に最も近づく。スロート位置における T_0 と θ_1 は、それぞれ 353K と 352K である。スロートを通過後、 $135 < x < 315\text{mm}$ には、 θ_1 は下流方向に向かい減少する。このとき、ノズル外壁温度 θ_2 は、 $0 < x < 315\text{mm}$ の範囲で θ_1 より最大 0.6K 程度低い値となる。

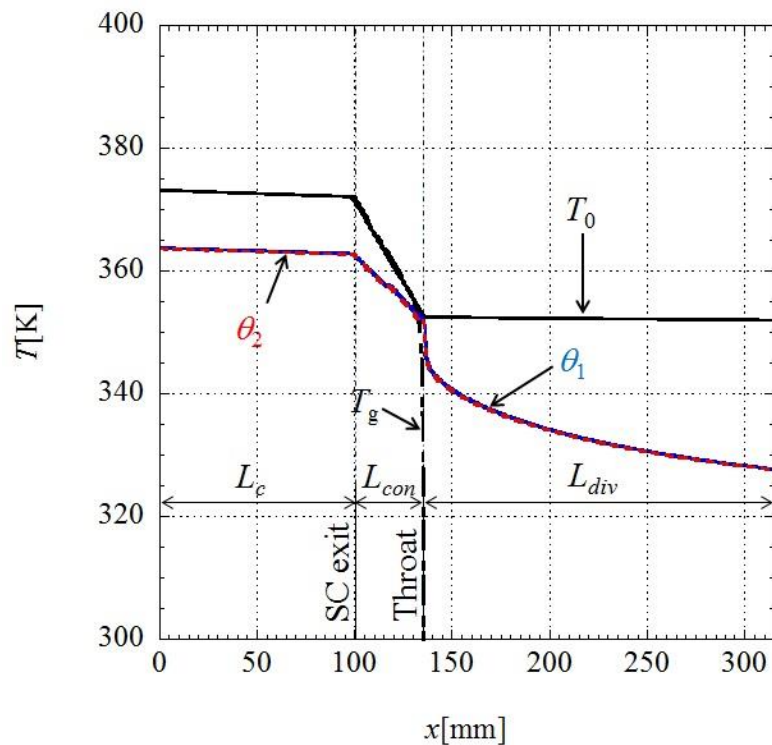
図 2-9 (b), (c), (d) に示す $T_{0,\text{in}}=479, 479, 677\text{K}$ の結果についても、 $T_{0,\text{in}}=373\text{K}$ の場合と同じ傾向を示す。しかし、本解析条件の中で最も温度が高い $T_{0,\text{in}}=677\text{K}$ の場合、スロート位置における T_0 と θ_1 は、それぞれ 572K と 568K となり、 $T_{0,\text{in}}=373\text{K}$ の場合より温度差が大きくなる。また θ_2 は、 $0 < x < 315\text{mm}$ の範囲において θ_1 より最大 3.5K 程度低い値となる。図 2-9 の結果を概観すると、本解析条件において、ノズルスロート位置での外壁温度 θ_2 は、ほぼスロート位置での全温度 T_0 と見なすことができる。また、 $T_{0,\text{in}}$ が高くなるに従い、 θ_2 と T_0 の差は大きくなる。

最後に、ノズル先細部 ($100 < x < 135\text{mm}$) での θ_1 の減少率が、 T_0 、 T_g に比べ緩やかに

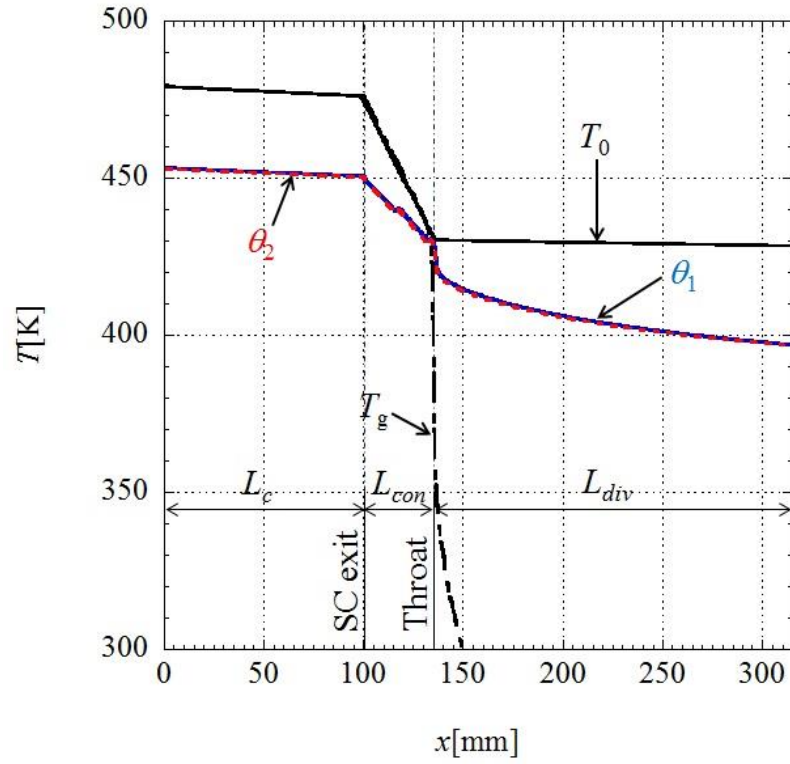
なる理由について $T_{0,in}=373\text{K}$ の場合を例にとって説明する. 貯気室および CS ノズル内壁における軸方向熱流束分布を図 2-10 に示す. 縦軸は熱流束 q , 横軸は貯気室入口を原点とする流れ方向距離 x である. 図 2-10 より, 熱流束 q はノズル先細部入口 ($x=100\text{mm}$) において増加し始め, スロートに近づくにつれ急増する. q はスロート位置 ($x=135\text{mm}$) で最大値をとり, 下流に向かって減少する. 図中のノズル先細部における熱流束の段差は, 本解析モデルの先細部のノズル肉厚が一定でないことに起因する. ここで, スロートにおいて熱流束 q が最大となる理由を説明する. 式 (2.13) を展開すると,

$$h_1 = 0.023 \frac{(\rho u)^{0.8} k_g Pr^{0.4}}{d_1^{0.2}} = \frac{0.023}{(\pi/4)^{0.8}} \frac{\dot{m}^{0.8} k_g Pr^{0.4}}{d_1^{1.8}} \quad (2.30)$$

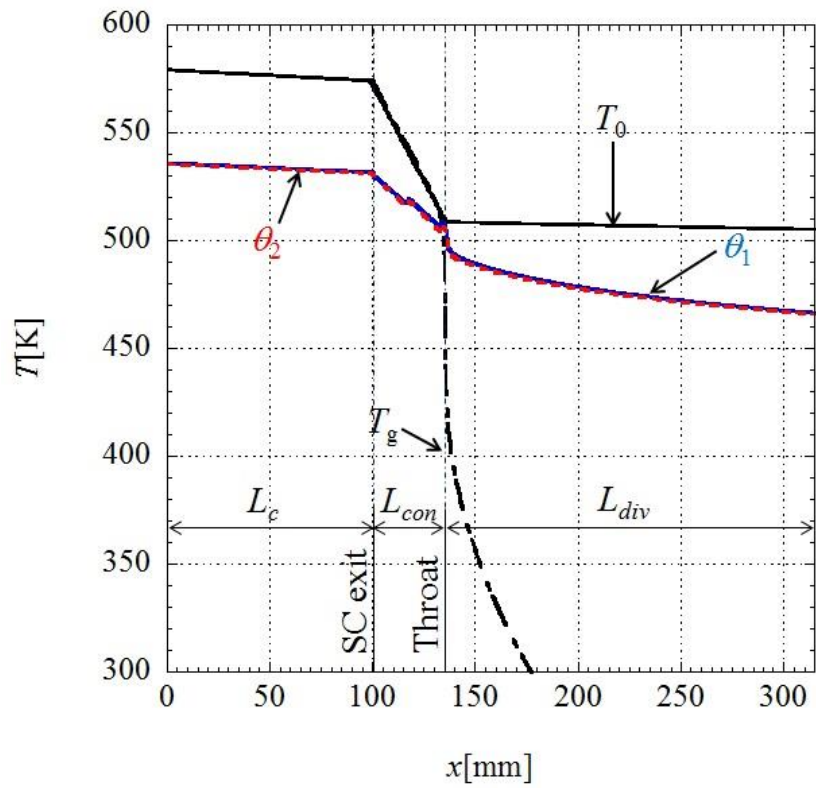
式 (2.30) より, d_1 が最小のとき, すなわちスロートにおいて h_1 が最大となることは明らかである. 以上の理由から, $100 < x < 135\text{mm}$ での θ_1 の減少率が, T_0 , T_g に比べ緩やかになり, スロートにおいてノズル内壁温度 θ_1 がガスの全温度 T_0 に最も近づく.



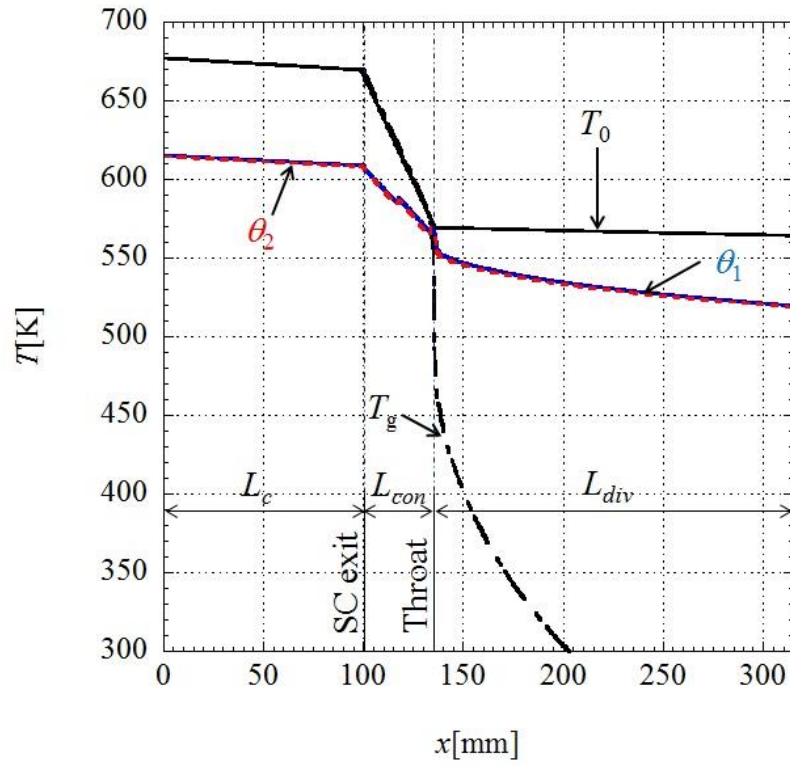
(a) $T_{0,in}=373\text{K}$



(b) $T_{0,in} = 479\text{K}$



(c) $T_{0,in} = 579\text{K}$



(d) $T_{0,in}=677K$

Figure 2-9 Gas/wall temperature distributions

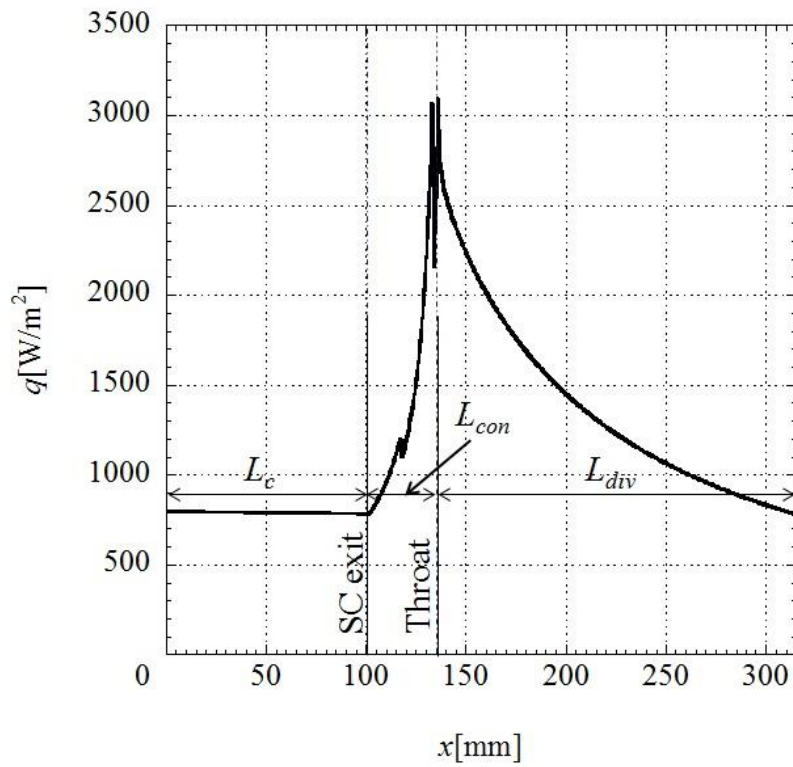


Figure 2-10 Heat flux distributions

2.4.3 K型シートカップル熱電対によるノズル外壁温度の測定

2.4.2 項の伝熱計算による理論解析結果より、ノズルスロート位置での外壁温度 θ_2 が、スロート位置でのガスの全温度 T_0 に最も近づくことが分かった。そこで、本研究では研究室所有のCS装置を用いて2.1.2項で説明した方法により、伝熱計算による理論解析結果の実験的検証を行った。 $T_{0,in}=373, 479, 579, 677\text{K}$ におけるK型シートカップル熱電対により測定したノズル外壁温度の軸方向分布を図2-11に示す。図の縦軸は温度 T 、横軸はスロートを原点とする流れ方向距離 x である。図中の赤い丸印は $T_{0,in}=373\text{K}$ における軸方向温度分布、青い四角印は $T_{0,in}=479\text{K}$ における軸方向温度分布、緑の四角印は $T_{0,in}=579\text{K}$ における軸方向温度分布、黒の三角印は $T_{0,in}=677\text{K}$ における軸方向温度分布である。また、図の左側の縦軸から横に伸びる実線は、図2-3中のシース熱電対⑰により測定されたノズル先細部入口ガス温度 $T_{0,mix,exp}$ である。その点での流れのマッハ数は、 $T_{0,in}=677\text{K}$ においても $M=0.007$ であり、静温度と全温度の違いは 0.005K 以下である。図2-11の結果より、各 $T_{0,in}$ におけるノズル入口温度 $T_{0,mix,exp}$ は、スロートでの外壁温度 θ_2 に最も近い。これは、スロート位置において、ガスの全温度と装置外壁温度が最も近くなる理論解析結果とも一致する。また、 $T_{0,in}$ が高くなるに従い、スロートでの θ_2 と $T_{0,mix,exp}$ （理論解析では T_0 ）の差が大きくなる傾向も、理論解析結果と一致する。しかし、スロートでの θ_2 と $T_{0,mix,exp}$ の差を定量的に評価すると、実験により測定した θ_2 と $T_{0,mix,exp}$ の差は理論解析結果より明らかに大きい。 $T_{0,in}=677\text{K}$ における $T_{0,mix,exp}$ およびスロートでの θ_2 は、それぞれ 570K 、 533K となり、スロートでの θ_2 は $T_{0,mix,exp}$ より 40K ほど低い結果となった。本伝熱計算による理論解析では、軸方向の熱伝導を考慮していないため、実験結果と理論解析結果に差が生じているものと考えられる。

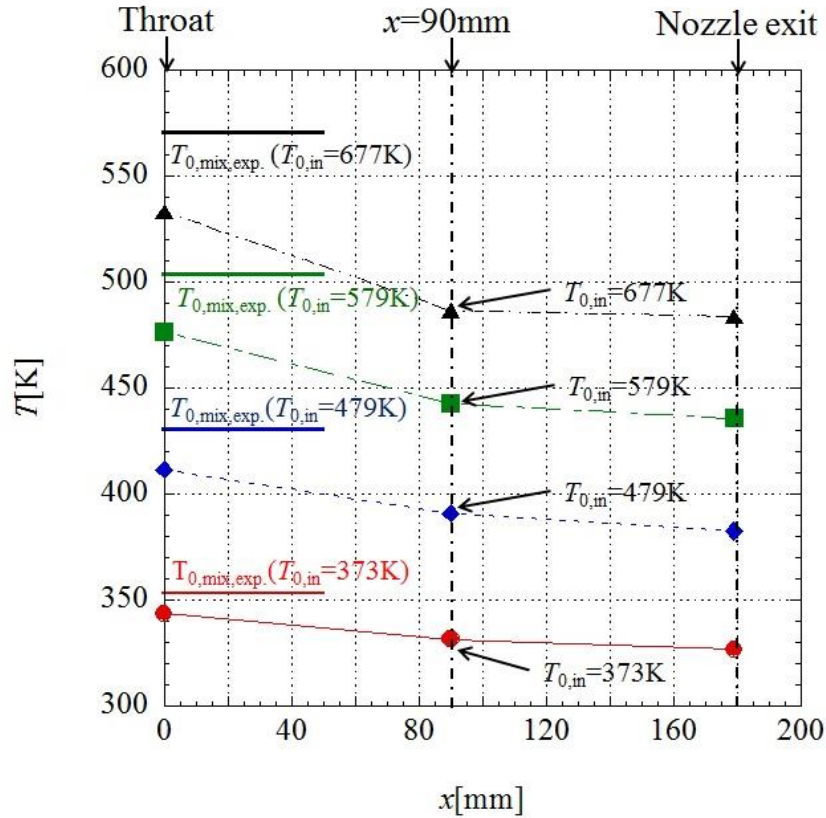


Figure 2-11 Wall temperature distributions

2.4.4 質量流量と貯気圧による混合ガス温度の推定

2.3.1 項で述べた方法により、DMC により得られた CS 装置全体の質量流量およびノズル入口部で測定される貯気圧を用いて、ノズル入口部の全温度、すなわち、混合ガス温度 $T_{0,mix,cal}$ を計算により推定した。まず、本手法では使用した CS ノズルにおける正確なスロート断面積 A^* を算出した。すなわち、正確な温度を把握できる大気温度を $T_{0,mix,cal}$ として使用し、DMC により測定した質量流量 \dot{m}_{MFM} および貯気圧 p_0 から、式 (2.32) よりスロート断面積 A^* を求めた。以上の方法により求めた CS ノズルのスロート断面積は $A^*=2.8 \times 10^{-6} \text{m}^2$ である。算出した A^* と、 $T_{0,in}=373, 479, 579, 677\text{K}$ において測定した \dot{m}_{MFM} および p_0 を用いて、式 (2.31) より計算した $T_{0,mix,cal}$ の結果を図 2-12 に示す。図の縦軸は混合ガス温度 $T_{0,mix}$ 、横軸は貯気室入口温度 $T_{0,in}$ である。図中の赤丸印は図 2-3 中のシース熱電対⑰により測定されたノズル入口ガス温度 $T_{0,mix,exp}$ 、青の四角印は式 (2.31) より計算した混合ガス温度 $T_{0,mix,cal}$ である。青の四角印の上下のバーは、DMC の測定精度による $T_{0,mix,cal}$ の標準誤差である。図中の実線は $y=x$ の直線を示す。

図 2-12 より、スロート断面積、質量流量および貯気圧により計算された混合ガス温度 $T_{0,mix,cal}$ は、コイル状に巻いたシース熱電対により測定されたノズル入口ガス温度 $T_{0,mix,exp}$ と良く一致する。本計算においては、 $T_{0,in}=677\text{K}$ における $T_{0,mix,exp}$ と $T_{0,mix,cal}$ の差が最も大きく、その差は 7% 程度である。ここで、7% のガス温度の差が、粒子速度にどの程度影響を与えるかについて、後の第 3 章で説明する準一次元解析により考察する。計算条

件としては、貯気圧 1.0MPa、貯気温度には図 2-12 中の $T_{0,in}=677\text{K}$ における $T_{0,mix,exp.}$ と $T_{0,mix,cal.}$ の値を用いた。解析に用いたノズル形状は図 2-4 で示す形状と同じであり、粒子は先細部入口より投入した。 $T_{0,mix,exp.}$ と $T_{0,mix,cal.}$ の値を貯気温度として用いた場合、粒子直径 $10\mu\text{m}$ の銅粒子において計算されるノズル出口での両者の速度の差は 1.3% 程度である。以上より、7% 程度の混合ガス温度の差は、粒子速度に対してほとんど影響を与えないと言える。また、通常 CS ノズルでは、溶射粒子を噴き続けることでノズルスロートが偏摩耗してしまう。しかし、そのような場合に対しても本手法を用いることで、正確なスロート直径を簡便かつ正確にモニタリングすることができ、正確な混合ガス温度の推定が可能である。

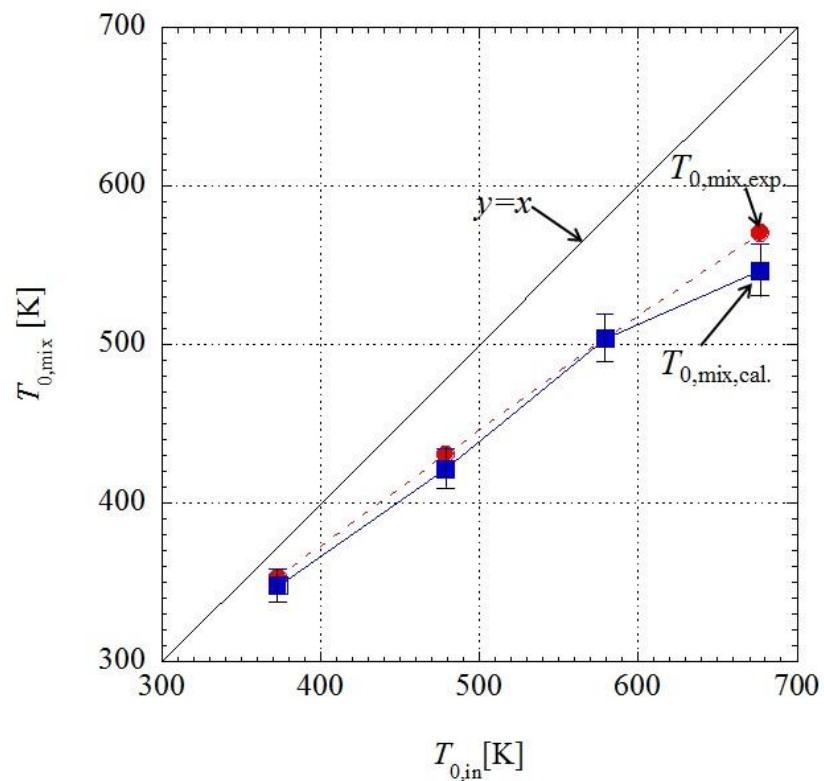


Figure 2-12 Comparison of $T_{0,mix,exp.}$ with $T_{0,mix,cal.}$

2.5 本章のまとめ

本研究ではCS装置の混合ガス温度を推定する手法として、気体力学的な計算による混合ガス温度の推定と、ノズル外壁温度による間接的推定方法について検証した。前者は、測定誤差の小さい質量流量、貯気温度、貯気圧からスロート断面積を求め、スロート断面積と貯気圧を用いて混合ガス温度を推定する手法の妥当性について検証した。後者は、ノズル外壁温度測定実験およびCSノズルの伝熱計算により、ノズル外壁温度を用いた貯気温度の推算方法の妥当性について検証した。得られた結果を要約すると以下の通りである。

- 1) コールドスプレーノズルの伝熱計算によれば、ノズルスロート位置での外壁温度 θ_2 は、ほぼスロート位置での全温度 T_0 と見なすことができる。また、 $T_{0,in}$ が高くなるに従い、 θ_2 と T_0 の差は大きくなる。しかし、実験によりスロートでの θ_2 と $T_{0,mix,exp}$ の温度差を検証した場合、測定された θ_2 と $T_{0,mix,exp}$ の差は理論解析結果より大きい。この理由は、本伝熱計算による理論解析では、軸方向の熱伝導を考慮していないためであると考えられる。
- 2) 気体力学的な計算に基づく手法で得られた混合ガス全温度 $T_{0,mix,cal}$ は、コイル状に巻いたシース熱電対により測定されたノズル入口ガス温度 $T_{0,mix,exp}$ と良く一致する。本計算での $T_{0,mix,exp}$ と $T_{0,mix,cal}$ の差は、 $T_{0,in}=677\text{K}$ のときに最大7%程度である。
- 3) 気体力学的な計算に基づく本推定方法は、溶射粒子によりノズルスロートが偏摩耗した場合でも、正確なスロート断面積直径と混合ガス全温度を簡便かつ正確に推定することができる。

第3章 表面温度に基づくコールドスプレーノズル内部流動状態の 推定方法

3.1 緒論

1章で述べたように、従来の溶射法では溶射材料を加熱する熱源としてプラズマや燃焼炎を用いるため、粒子は溶融、または半溶融状態となり熱的に劣化する。しかし、CSは固体粒子を融点未満で固相状態のまま高速で吹き付けるため、CSでは粒子をより加速させる超音速ノズルが求められる。1.2節で述べたように、これまで超音速ノズル内の流れについて数多くの研究が行われてきたが、CSノズルのように内径2mm程度の小径で、かつ末広部長さが100mm以上の細長い超音速ノズルについて実験的に研究を行った例はほとんど見当たらない。CSノズルでは境界層と衝撃波が強く干渉することが予想され[46]、衝撃波をノズル外に排出するために必要な貯気圧 p_0 は一次元理論により得られる値よりも大きくなることが予測される。これまでCSノズルの内部流動状態を実験的に解明するために、静圧孔付のSUS製のCSノズルを製作し、圧力測定を行ってきた。ノズル内静圧 p_{ws} の測定を行った結果を図3-1に示す。

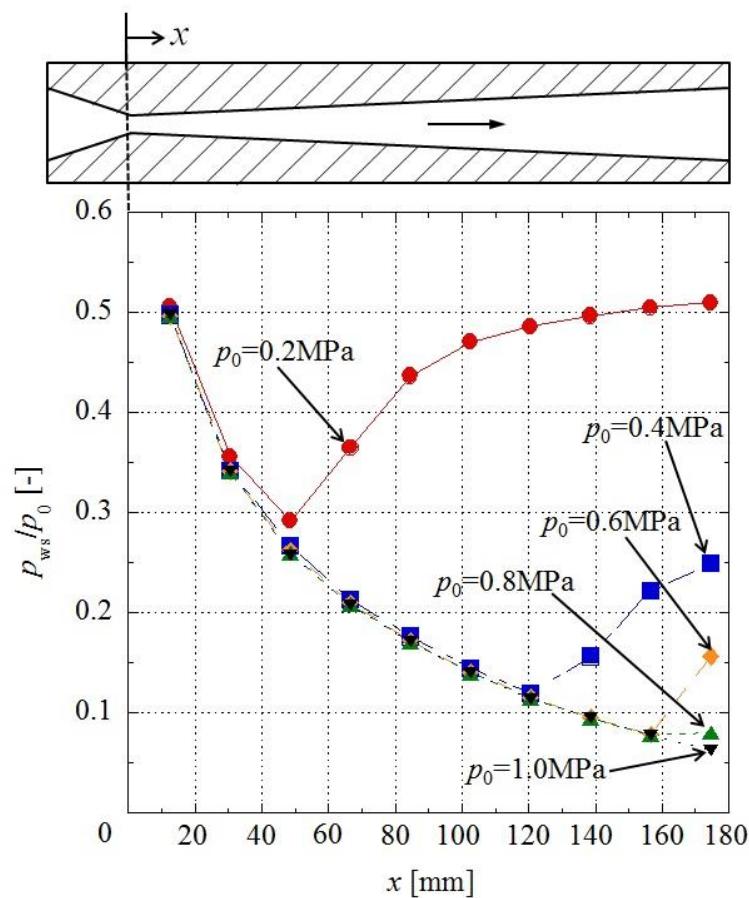


Figure 3-1 Wall static pressure in the CS nozzle



Figure 3-2 CS nozzle

図より、 $p_0=1.0\text{MPa}$ のときにノズル内は全て超音速流となる。CS ノズルは粒子をより加速させるために、流れがノズル出口まで超音速であることが必要である。図 3-1 に示すように、ノズルに静圧孔を加工し、静圧を測定することによってノズル内の流動状態を確認することができる。しかしながら、実際に皮膜施工に使用されるノズルは、溶射粒子によるノズル内の摩耗を避けるために、図 3-2 に示すように、タングステンカーバイド等の超硬合金で作られる。そのため、静圧孔の加工は不可能であり、かつユーザーに納品する実用ノズルに静圧孔を設けること自体現実的ではない。そこで、CS ノズルの開発では、実用ノズルに加工を施すことなく、流れがノズル出口まで超音速であるかどうかを簡便に確認できる測定技術が求められている。

そこで、本章では、ノズルに静圧孔などの加工を施すことなく、小径かつ細長い超音速ノズル内の流動状態を非接触で推定する方法として、圧縮性流れのガス温度がガス速度に強く依存することに着目した。赤外線カメラを用いて CS ノズルの外表面温度を測定し、得られた画像データ（ノズル外壁温度の軸方向分布）から伝熱計算により、ノズル内の流動状態を推定する方法について検討する。ノズル内のガス温度、マッハ数、ガス速度、静圧を伝熱計算により求め、伝熱計算結果と静圧測定実験、ピトー圧測定実験、準一次元数値解析の結果を比較し、本推定手法の妥当性を明らかにする。

3.2 実験装置

本節では、研究で使用した実験装置、計測器、実験条件および実験の手順について述べる。

3.2.1 ノズル外壁温度測定

(1) 実験装置および計測器

ノズルの外表面温度測定実験に用いた実験装置全体の模式図を図 3-3 に示す。ノズル外壁温度測定における実験装置本体は、貯気室および CS ノズルから構成される。使用した CS ノズルの形状を図 3-4 に示す。ノズルの材質は SUS304 である。ノズル末広部長

さは 180mm, 先細部長さは 35mm, スロート直径は 1.84mm, ノズル出口直径は 3.99mm
 である. ノズルには, 静圧を測定するための $\phi 0.05$ の静圧孔を設けており, 圧力センサ
 の受圧面をノズル末広部のコンターと平行に取付けるために, ノズル末広部の外表面は
 ノズルコンターと平行に削られている. 外表面温度を測定する際は, ノズル円筒側面に
 赤外線カメラを向けて撮影した. 使用するノズルのスロート直径と出口直径は, 鹿児島
 県工業技術センター所有の三次元精密測定器で測定した. CS ノズルの表面は, 放射率
 0.94 の黒体スプレーで黒色塗装し, 放射率を既知とした. 本実験では作動ガスとして常
 温の空気を使用した. 圧縮機①から吐出された圧縮空気はエアドライヤー②を通り, 容
 量 1000L の空気タンク 2 基③に最大 1MPa まで蓄えられる. 空気タンク内の圧縮空気は
 調圧弁④で圧力が調整され, 実験装置の貯気室内に送られる. 貯気室に送られた圧縮空
 気は貯気室内でよどみ状態となり, CS ノズルで超音速に加速し, 大気中に噴出する. ノ
 ズルの外表面温度は, 図 3-3 中の赤外線カメラ⑧を用いて計測した. 使用した赤外線カ
 メラの仕様を表 3-1 に示す. 貯気室の圧力測定とノズルの静圧測定に用いた圧力センサ
 の使用を表 3-2 に示す. また, 本実験では, 円筒面に K 型シートカップル熱電対を貼り
 付けた. 熱電対をノズル外表面に貼り付ける際はアルミテープを使用した.

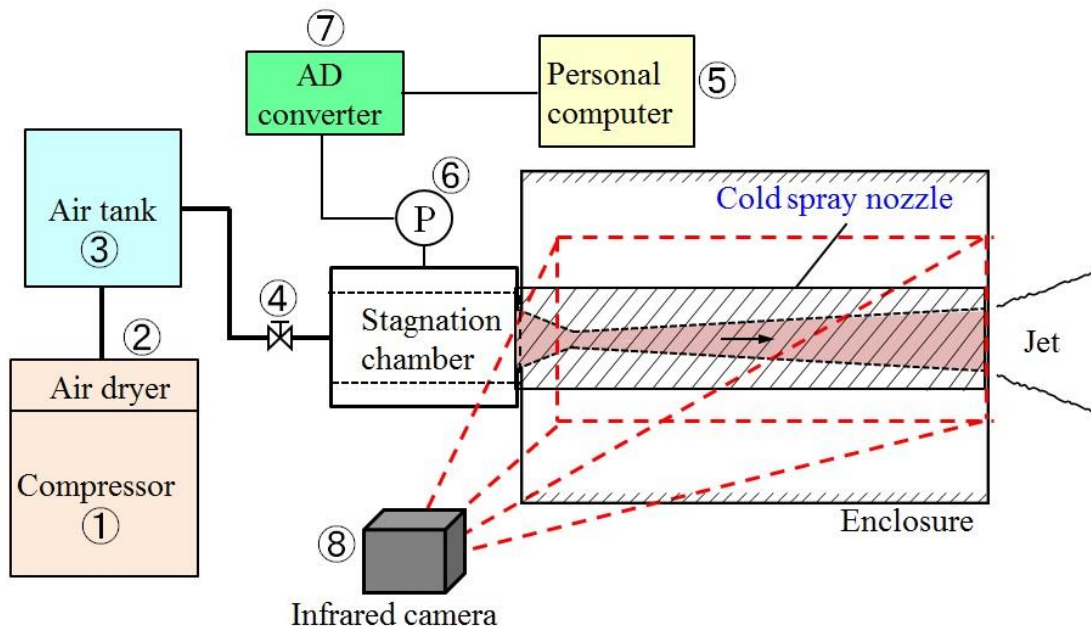


Figure 3-3 Experimental setup for nozzle temperature measurement

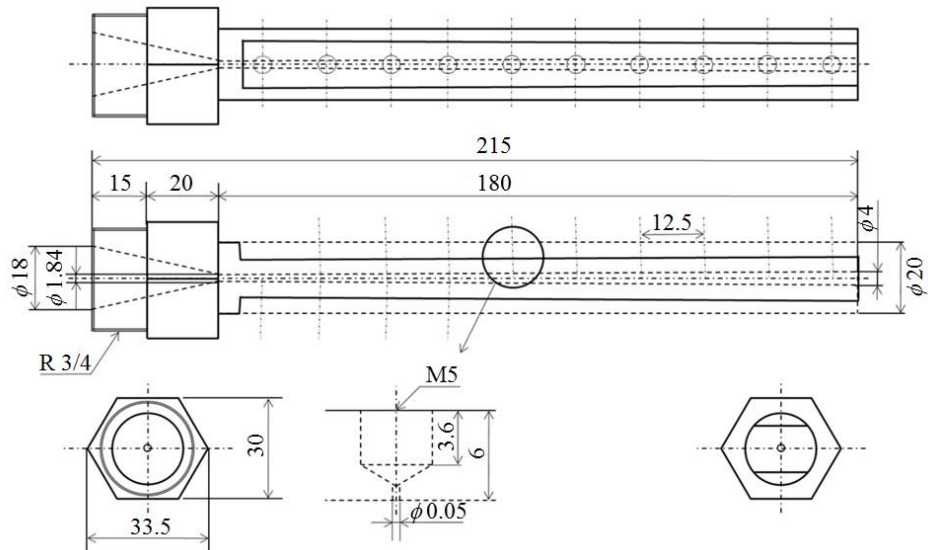


Figure 3-4 Nozzle geometry (Nozzle 3)

Table 3-1 Specifications of infrared camera

Manufacturer	NEC Avio Infrared Technologies Co., Ltd
Type	R300W2-NNU
Sensor	2-dimensional uncooled sensor
Resolution	320(H) × 240(V)
Temperature measuring range (°C)	-40 ~ 500
Temperature resolution (°C)	0.05
Accuracy	Ambient temperature 10 ~ 40°C : ±1°C Ambient temperature under 10°C : ±2°C

Table 3-2 Specifications of digital manometer

Manufacturer	Sayama Corporation
Type	30-3.5MP-G
Pressure measuring range (MPa)	0 ~ 3.5 (Gauge)
Supply voltage (V)	DC 0 ~ 3.0
Output voltage (V)	AC 100V ± 10%

Table 3-3 Specifications of positive and negative pressure sensor

Manufacturer	Panasonic corporation	
Type	DPH-102-M5 (-R)	DPH-103-M5 (-R)
Pressure measuring range (MPa)	0 ~ 1.0	-0.101 ~ 0
Supply voltage (V)	DC 1.0 ~ 5.0	
Output voltage (V)	DC 12 ~ 15 V DC ± 10%	

(2) 実験の手順

ノズルの外壁温度の測定は、以下の手順で行った。

- 1) 赤外線カメラのレンズをノズル円筒面に向けて設置し、焦点および測定範囲の設定を行った。
- 2) ノズル出口からの噴流により、ノズル円筒面に対流が生じる。このエンタレインメント効果によるノズル外壁温度の上昇を防止するために、撮影窓と噴出窓を設けた箱でノズルを囲った。
- 3) 調圧弁を開放して作動ガスを流し、CS ノズルから大気中にガスを噴出させた。目標圧力まで圧力を上昇させ、デジタルマノメータの数値が安定したことを確認後、貯気室内の圧力の測定を開始した。
- 4) 静定時間を 10 分とし、赤外線カメラにより CS ノズル外壁の熱画像を撮影した。また、撮影と同時にノズル円筒面に貼付した熱電対の表示温度を記録した。
- 5) 赤外線カメラで撮影された熱画像は、カメラ内蔵の SD カードに保存した。その後、専用の解析ソフト (InfRec Analyzer NS9500 Standard Demo Ver.2.3) にて温度データを抽出した。

(3) 実験条件

ノズル外壁温度測定の実験条件を表 3-4 に示す。大気温度は実験室内に設置しているフォルスタン水銀気圧計に付属の水銀温度計で測定し、貯気温度は大気温度に等しいと仮定した。

Table 3-4 Experimental conditions

Nozzle#	3
Atmospheric temperature (°C)	13.0
Working gas	Air
Stagnant gas pressure (MPa)	0.2 ~ 1.0
Settling time (min.)	10
Emissivity of black paint applied to the nozzle outer surface	0.94

3.2.2 ノズル出口ピトー圧測定

(1) 実験装置および計測器

伝熱計算により算出したノズル出口マッハ数の妥当性を検証するために、本研究では CS ノズル出口でのマッハ数を実験的に求めた。すなわち、本実験では、CS ノズル出口にピトー管を設置し、ノズル出口でのピトー圧の半径方向分布を測定した。CS ノズル出口のピトー圧測定に用いた実験装置全体の模式図を図 3-5 に示す。実験装置本体は、貯気室および CS ノズルから構成される。本実験では、作動ガスとして常温の空気を用いた。圧縮機①から吐出された空気はエアドライヤー②を通り、容量 1000L の空気タンク

2 基③に最大 1MPa まで蓄えられる。空気タンク内の圧縮空気は調圧弁④で圧力が調整され、実験装置の貯気室（容積： $8.9 \times 10^{-4} \text{m}^3$ ）内に送られる。貯気室に送られた圧縮空気は貯気室内でよどみ状態となり、CS ノズルで超音速に加速し、大気中に噴出する。ピトー管はノズル出口に設置した。使用したピトー管の形状を図 3-6 に示す。材質は SUS であり、ピトー管の先端の外径は 0.31mm、内径は 0.13mm、先端の長さは 35mm である。半導体圧力センサ⑫およびデジタルマノメータ⑥は AD 変換器を介して PC に接続されている。AD 変換器のサンプリング周波数は 1kHz、サンプリング時間は 1 秒とした。

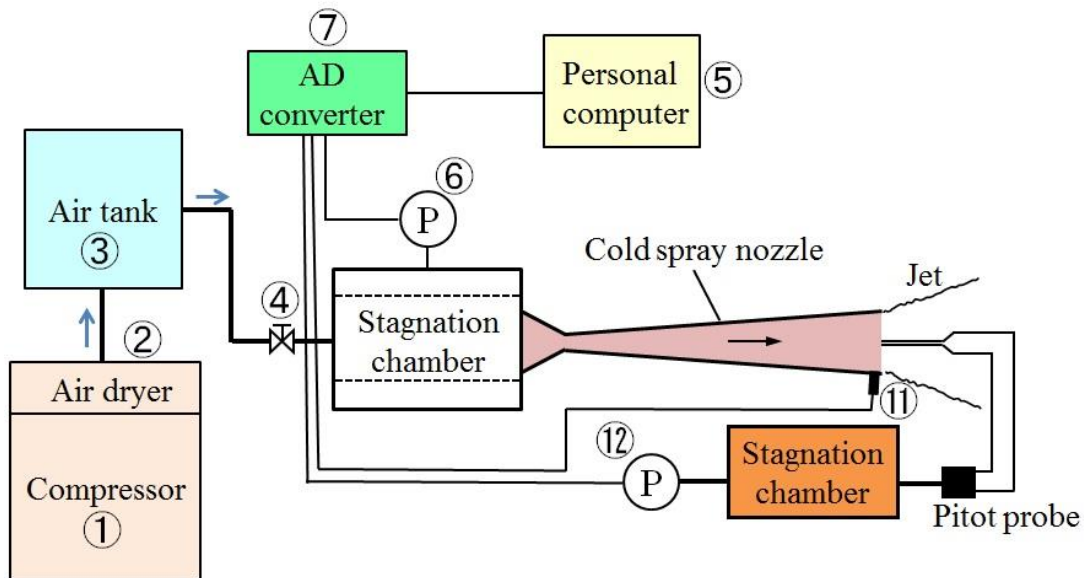


Figure 3-5 Experimental setup for measurement of Pitot pressure

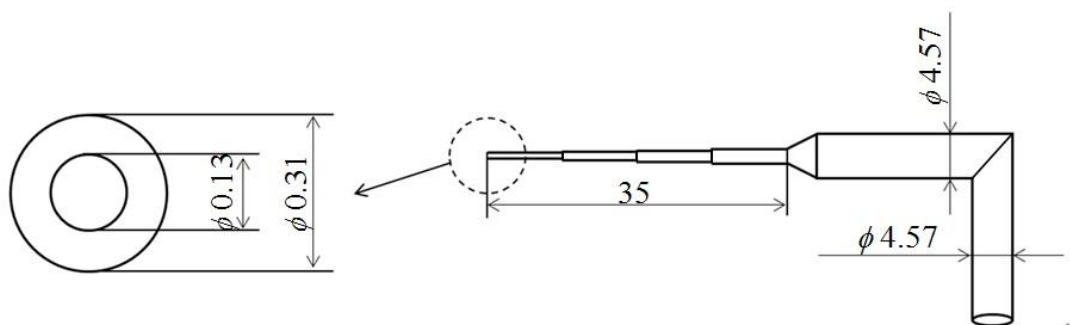


Figure 3-6 Schematic diagram of Pitot probe

(2) 実験の手順

ノズル出口ピトー圧の測定は、以下の手順で行った。

- 1) 小型圧力センサおよびピトー圧測定用半導体圧力センサの大気圧時における出力電圧を測定した。

- 2) 出口端から最も近い静圧孔の中心にピトー管の先端を合わせるために、ピトー管の先端をノズル出口断面位置から上流へ 5mm の位置となるように設置した。さらに、ピトー管の高さをノズル断面の中心に合わせ、この位置を $r=0$ とした。
- 3) 手動式の調圧弁を開放し、貯気室内の圧力を目標圧力まで昇圧させた。本実験は、ノズル内に衝撃波が存在しない貯気圧 1MPa の条件下で行った。
- 4) 貯気圧を目標圧力まで昇圧させた後、静定時間を 60 秒としてデジタルマノメータ表示圧力 p_d 、デジタルマノメータの出力電圧 V_d 、小型圧力センサの出力電圧 V_{sw} およびピトー圧 p_i を測定した。
- 5) 測定した電圧データは、AD 変換器を経由し、パーソナルコンピュータに記録された。
- 6) ピトー管をノズル中心から半径方向へ 0.2mm 刻みで内壁までトラバースさせ、圧力データを取得した。

(3) 実験条件

ノズル出口ピトー圧測定の実験では、作動ガスとして空気を用いた。貯気圧は 1.0MPa とした。サンプリング周波数は 1kHz で、サンプリング数は 1000 とした。

3.3 解析方法

本節では、本研究で用いた解析方法について述べる。3.2.1 項では検定された質量流量計を用いたノズルの流出係数の計算方法について、3.2.2 項では伝熱計算法について、3.2.3 項ではノズル内流れの準一次元数値解析について、3.2.4 項ではノズル出口ピトー圧の半径方向分布から断面平均マッハ数を求める方法について、3.2.5 項では質量流量と壁面静圧からノズル内のマッハ数を計算する方法について述べる。

3.3.1 検定された質量流量計を用いたノズルの流出係数の計算方法

CS に用いる作動ガスは高圧ガスであるため、流量の測定には質量流量計が用いられる。質量流量計の検定曲線（電気的特性）は経年変化するが、定期的に質量流量計を取り外してメーカーに検定に出すのは煩雑な作業であると同時に生産性を低下させる。そこで、本項では、質量流量計の検定曲線が経年変化しても質量流量を正確に測定することができる簡便な検定方法について考察する。

まず、スロート直径を三次元精密測定機で測定した（超）音速ノズルと、検定を終えた圧力センサを用意する。質量流量計の測定精度が保証されている期間に、常温の気体を（超）音速ノズルから大気に膨張させ、貯気圧と質量流量を測定する。貯気状態からスロートまでは等エントロピー流れと仮定すると質量流量、スロート面積、貯気圧、貯気温度の関係は次式となる。

$$\dot{m}_{MFM} = \frac{p_0 A_g^*}{\sqrt{RT_0}} \sigma^* \quad (3.1)$$

ここで、 A_g^* は幾何学的なスロート面積 A^* から排除厚さ分の面積 A_{δ_1} を差し引いた流体力学的なスロート面積である。すなわち、

$$A_g^* = A^* - A_{\delta_1} \quad (3.2)$$

式 (3.1) を変形して

$$A_g^* = \dot{m}_{MFM} \frac{\sqrt{RT_0}}{p_0 \sigma^*} \quad (3.3)$$

ところで、

$$A_{\delta_1} = \frac{\pi}{4} \left\{ d^{*2} - (d^* - 2\delta_1)^2 \right\} \cong \frac{\pi}{4} \times 4d^* \delta_1 = \pi d^* \delta_1 \quad (3.4)$$

ここで、 d^* 、 δ_1 は、それぞれスロート直径、排除厚さである。以上より、式 (3.2) ~ (3.4) から

$$\begin{aligned} \pi d^* \delta_1 &= A^* - A_g^* \\ \pi d^* \delta_1 &= \frac{\pi}{4} d^{*2} - \dot{m}_{MFM} \frac{\sqrt{RT_0}}{p_0 \sigma^*} \\ \frac{\delta_1}{d^*} &= \frac{1}{4} - \frac{\dot{m}_{MFM}}{\pi d^{*2}} \cdot \frac{\sqrt{RT_0}}{p_0 \sigma^*} \end{aligned} \quad (3.5)$$

よって、複数の p_0 、 \dot{m}_{MFM} の実験データを用いて上式から δ_1/d^* を求める。さらに、 δ_1/d^* はレイノルズ数の m 乗に反比例するとして、

$$\frac{\delta_1}{d^*} = \frac{A}{R_{ed}^{*m}} \quad (3.6)$$

ただし、

$$R_{ed}^* = \frac{\rho_g^* u_g^* d^*}{\mu_g^*} \quad (3.7)$$

ここで、 ρ_g^* 、 u_g^* 、 R_{ed}^* は、スロートでのガス密度、スロートでのガス速度、ノズルスロート径 d^* を代表寸法として定義されたレイノルズ数である。式 (3.5) により得られる δ_1/d^* を縦軸、式 (3.7) により計算される R_{ed}^* を横軸にとって数値を図にプロットし、式 (3.6) 中の定数 A 、 m を最小二乗法で求める。式 (3.6) により、任意の貯気温度、貯気圧に対して、検定用ノズルのスロートでの境界層排除厚さを計算することができる。大気温度の作動ガスを用いる理由は、式(3.5)中の T_0 を正確に与えることができるからである。式 (3.4) から、

$$\frac{A_{\delta 1}}{A^*} \cong \frac{\pi d^* \delta_1}{\pi d^{*2}} = 4 \frac{\delta_1}{d^*} \quad (3.8)$$

検定曲線が経年変化した質量流量計を通過したガスを検定用ノズルから噴いた場合を想定して、式 (3.2), (3.9) から

$$\begin{aligned} \dot{m}_{cal.} &= \frac{p_0 A_g^*}{\sqrt{RT_0}} \sigma^* = \frac{p_0}{\sqrt{RT_0}} \frac{A_g^*}{A^*} A^* \sigma^* = \frac{p_0}{\sqrt{RT_0}} \frac{A^* - A_{\delta 1}}{A^*} A^* \sigma^* \\ &= \frac{p_0}{\sqrt{RT_0}} \left(1 - \frac{A_{\delta 1}}{A^*} \right) A^* \sigma^* \\ &= \frac{p_0}{\sqrt{RT_0}} \left(1 - 4 \frac{\delta_1}{d^*} \right) A^* \sigma^* \end{aligned} \quad (3.9)$$

以上より、質量流量計の検定曲線が変化しても、式 (3.9) から計算により質量流量が得られる。その質量流量と、そのときの出力電圧から、質量流量の新たな検定曲線が得られる。

次に、流出係数 C_d を導入する。式 (3.9) を変形すると、

$$1 - 4 \frac{\delta_1}{d^*} = \frac{\dot{m}_{cal.}}{\frac{p_0 A^* \sigma^*}{\sqrt{RT_0}}} \quad (3.10)$$

これは、境界層排除厚さのみを考慮したときの流出係数 C_{d2} である。他に流れの二次元性による流出係数 C_{d1} がり、流出係数は $C_d = C_{d1} C_{d2}$ となる。ここでは、境界層排除厚さの影響のみを考慮して

$$C_d = 1 - 4 \frac{\delta_1}{d^*} \quad (3.11)$$

上式右辺中の δ_1/d^* は、式 (3.6) から計算する。

3.3.2 伝熱計算法

3.1 節で述べたように、本研究室では、これまでノズルの壁面に小型圧力センサを取り付けて壁面静圧を測定することにより、ノズル内におけるガスの流動状態を解明した。しかし圧力を測定するためには、ノズル壁面に静圧孔の加工を施す必要があり、ノズル壁面に圧力測定用の静圧孔を設けていない場合には、上記の方法ではノズル内の流動状態を解明できない。そこで、本研究では、圧縮性流れのガス温度がガス速度に依存することに着目した。本項では、赤外線カメラを用いてノズル外壁温度を測定し、得られた温度データから伝熱計算により、ノズル内のガス温度を推定する計算手順について説明する。さらに、得られたガス温度からノズル内のマッハ数、ガス速度、ノズル内の静圧を計算する。

本研究では以下の仮定を用いて計算を行った。

- 1) ノズル半径方向に対する一次元定常の熱伝導および熱伝達を考える。
- 2) 周囲流体とノズル外壁との間の熱伝達は自然対流熱伝達とする。
- 3) CS ノズル内の流れは一次元定常流れとする。

以下に計算手順について説明する。図 3-7 に解析モデルを示す。まず、ノズル外壁と周囲環境（大気）における自然対流熱伝達を考え、熱画像から得られるノズル外壁温度よりノズル内壁温度を計算する。CS ノズルにおけるノズル外壁と周囲環境との伝熱は、ノズルが円筒形状であることから水平円柱まわりの自然対流熱伝達として計算する。熱伝達で移動する単位時間当たりのノズル軸方向の微小距離 dx における伝熱量を dQ_2 で表すと、

$$dQ_2 = h_2(\theta_2 - T_a)\pi d_2 dx \quad (3.12)$$

ここで h_2 は自然対流の熱伝達係数、 θ_2 はノズル外壁温度、 T_a は大気温度である。自然対流の熱伝達係数は、一般にはヌセルト数をグラフホフ数 Gr とプラントル数 Pr の関数として表すことができる。水平に設置された円筒の熱伝達係数の場合、層流の場合のヌセルト数 Nu_2 は以下のように与えられる[47], [48]。

$$Nu_2 = \frac{d_2 h_2}{k_{a,f}} = 0.53(GrPr)^{1/4} \quad (3.13)$$

$$Gr = \frac{g\beta_f |T_a - \theta_2| d_2^3}{(\mu_{a,f} / \rho_{a,f})^2} \quad (3.14)$$

$$Pr = \frac{c_p \mu}{k_{a,f}} \quad (3.15)$$

ここで、粘性係数は式 (2.12) の Sutherland の式により計算する。また、空気の熱伝導率 $k_{a,f}$ および体膨張係数 β_f は

$$T_f = \frac{T_a + \theta_2}{2} \quad (3.16)$$

上記の膜温度を用いて、体膨張係数と空気の熱伝導率[47]は、

$$\beta_f = \frac{1}{T_f} \quad (3.17)$$

$$k_{a,f} = 0.0207[1 + 0.003(T_f - 273.15)] \times 1.16279 \quad (3.18)$$

式 (3.13) ~ (3.15) より熱伝達率 h_2 を計算することができる。

次に、ノズル肉厚部における熱伝導を考える。ノズルは、静圧を測定するために静圧孔を設けており、圧力センサを取付けるためにノズル末広部の外表面はフラットに削られている。以上より、ノズル円筒外径は一定ではないが、本解析では円筒外径を 20mm と近似して、外表面を削る前の円筒形状を想定して計算する。ノズル外壁からノズル内表面へ熱伝導で移動する単位時間当たりのノズル軸方向の微小距離 dx における伝熱量 dQ_{12} は、

$$\theta_2 = \theta_1 - \frac{dQ_{12}}{2\pi k_{12} dx} \ln \frac{d_2}{d_1} \quad (3.19)$$

以上より、ノズル表面温度からノズル内壁温度を計算する。

次に、断熱流れを仮定した場合におけるノズル内のガス温度の計算方法を説明する。ノズル内壁からノズル内部流れへ熱伝達で移動する単位時間当たりのノズル軸方向の微小距離 dx における伝熱量 dQ_1 は

$$dQ_1 = h_1(\theta_1 - T_g) \pi d_1 dx \quad (3.20)$$

式 (3.20) は非圧縮性流れにおける熱伝達の式である。

いま、高速気流中におかれた物体のよどみ点温度 T_0 は、気体が完全気体であると仮定すると次式で与えられる。

$$\frac{T_0}{T_g} = 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \quad (3.21)$$

一方、物体表面を加熱するのは流体と物体との摩擦によるものであり、断熱壁面の場合、伝達される熱量が 0 となる平衡温度、すなわち、回復温度 T_{aw} は次式で与えられる。

$$\frac{T_{aw}}{T_g} = 1 + r_c \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \quad (3.22)$$

ここで、 r_c は回復係数であり以下のように定義される。

$$r_c = \frac{T_{aw} - T_g}{T_0 - T_g} \quad (3.23)$$

したがって、回復係数は動圧による温度上昇 ($T_0 - T_g$) と壁面での温度上昇 ($T_{aw} - T_g$) との比を表す。この回復係数 r は、プラントル数 Pr の関数となることが知られており、乱流境界層の場合は式 (3.24)、層流境界層の場合は式 (3.25) のように定義される。

$$r_c = Pr^{1/3} \quad (\text{乱流境界層}) \quad (3.24)$$

$$r_c = Pr^{1/2} \quad (\text{層流境界層}) \quad (3.25)$$

式 (3.21) と式 (3.22) を比較すると、断熱の場合、物体表面の温度がよどみ点温度よりも低くなることがわかる。そのため、高速気流においては、流体の代表温度として主流のガス温度の代わりに回復温度をとる[50]。このとき、熱伝達係数の計算に用いる流体の物性値は、次の参照温度 \tilde{T}_g を用いて求める。

$$\tilde{T}_g = T_g + 0.50(\theta_1 - T_g) + 0.22(T_{aw} - T_g) \quad (3.26)$$

以上より、式 (3.20) は以下のように書き換えられる。

$$dQ_1 = h_1(\theta_1 - T_{aw}) \pi d_1 dx \quad (3.27)$$

式 (3.27) の中には、実際のノズル内壁温度と回復温度との差が用いられているので、CS ノズルは断熱であると仮定すると、 $\theta_1 = T_{aw}$ となり熱流束が 0 となることがわかる。結

局，断熱の場合は，

$$T_{aw} = \theta_1 = \theta_2 \quad (3.28)$$

式 (3.28) の仮定の検証については，後の図 3-17 で述べる．図 3-17 で示すように，常温ガスをを用いる場合，軸方向の熱伝導を考慮した場合においても，ノズル外壁とノズル内壁の温度は，ほぼ一致している．したがって，ノズル内の流れは十分に断熱とみなすことができ，ノズル内の半径方向の温度勾配は無視できる．

ノズル外壁の温度がノズル内壁の温度に等しいとみなせる場合（断熱； $\theta_2 = T_{aw}$ ），以下のようにしてノズル内の準一次元的な流動状態を推算することができる．式 (3.22) より，

$$\frac{T_{aw}}{T_g} = \frac{\theta_2}{T_g} = 1 + r_c \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \quad (3.29)$$

また，よどみガス温度 T_0 と主流の静温度 T_g との関係は，断熱流れより，

$$\frac{T_0}{T_g} = 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \quad (3.30)$$

式 (3.21)，式 (3.29) より

$$\frac{\theta_2}{T_0} = \frac{1 + r_c \frac{\gamma - 1}{2} M^2}{1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2} \quad (3.31)$$

$$\frac{\theta_2}{T_0} + \frac{\theta_2}{T_0} \frac{\gamma - 1}{2} M^2 = 1 + r_c \frac{\gamma - 1}{2} M^2$$

$$\left(\frac{\theta_2}{T_0} - r_c \right) \frac{\gamma - 1}{2} M^2 = 1 - \frac{\theta_2}{T_0}$$

$$M = \sqrt{\frac{2}{\gamma - 1} \cdot \frac{1 - \theta_2/T_0}{\theta_2/T_0 - r_c}} \quad (3.32)$$

ガスの静温度 T_g は，式 (3.30) より，

$$T_g = \frac{T_0}{1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2} \quad (3.33)$$

ガス速度は，マッハ数の定義式から

$$u_g = M \sqrt{\gamma R T_g} \quad (3.34)$$

貯気室からスロートまでを等エントロピー流れと仮定して，質量流量 \dot{m} の式から，

$$\dot{m} = \frac{p_0 A^*}{\sqrt{R T_0}} \sigma^* = \frac{p_{0x} A}{\sqrt{R T_0}} \Gamma(M) \sigma^* \quad (3.35)$$

断熱流れでは全温度は流れ方向に一定なので，ある流れ方向位置 x での全圧 p_{0x} は上式から，

$$p_{0x} = \left(\frac{d_1^*}{d_1} \right)^2 \frac{1}{\Gamma(M)} p_0 \quad (3.36)$$

式 (3.36) で求めた全圧を式 (3.37) に代入することにより、次式から静圧が得られる。

$$p_x = \frac{p_{0x}}{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}} \quad (3.37)$$

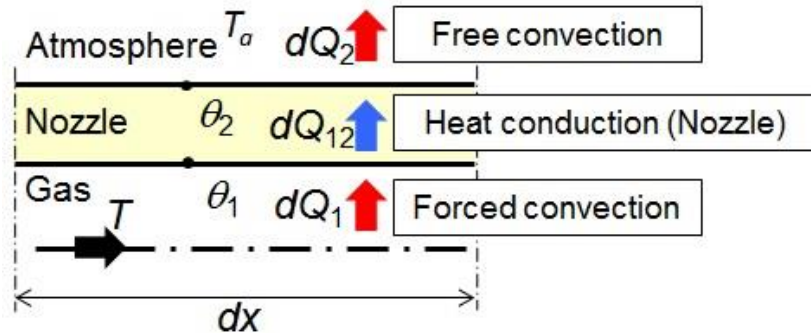


Figure 3-7 Analytical model of heat transfer calculation

3.3.3 ノズル内流れの準一次元数値解析

本研究では、ノズルの外表面温度を用いてCSノズル内の流動状態を明らかにすることを目的としている。そのため、実験だけでなくCSノズル内におけるガス流動の準一次元数値解析も行う。本項では、準一次元数値解析の基礎式と計算方法について述べる。ところで、CSノズル内の現実の流れでは半径方向に速度とマッハ数は一様でない。そのため、3.3.3項の解析で得られる断面平均の物理量は、CSノズル内の現実の物理量と直接比較することができない。そこで、半径方向に分布がある流れの物理量を一次元的に取扱うための計算方法について述べる。

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、ノズル内のガス温度、マッハ数、ガス速度、圧力の流れ方向分布を計算した。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管摩擦により下流方向に境界層が発達する。本計算では、管摩擦を考慮し、境界層がノズル内の流れに与える影響も考慮する。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。

CSノズルは、図3-8に示すように一般に先細末広形状である。ノズル先細部は軸方向距離が短いため、ノズル先細部内の流れを一次元定常の等エントロピー流れと仮定する。まず、ノズル先細部の準一次元解析に用いた準一次元定常等エントロピー流れの基礎式について述べる。定常でかつ断熱流れに対するエネルギー式を以下に示す。

$$h + \frac{1}{2} u_g^2 = \text{const.} \quad (3.38)$$

$$\frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p}{\rho_g} + \frac{1}{2} u_g^2 = \frac{\gamma R T_g}{\gamma-1} + \frac{1}{2} u_g^2 = \text{const.} \quad (3.39)$$

$$\frac{a^2}{\gamma-1} + \frac{1}{2} u_g^2 = \text{const.} \quad (3.40)$$

ここで, h , a はそれぞれ比エンタルピー, 音速である. 式 (3.40) より,

$$\frac{a^2}{\gamma-1} + \frac{1}{2} u_g^2 = \frac{a_0^2}{\gamma-1} \quad (3.41)$$

上式の両辺を a^2 で除し, $a = \sqrt{\gamma R T}$, $M = u/a$ を用いると,

$$\frac{T_0}{T} = 1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \quad (3.42)$$

理想気体の状態変化に対するエントロピー s の式を以下に示す.

$$ds = c_p \frac{dT}{T} - R \frac{dp}{p} \quad (3.43)$$

等エントロピー流れの場合, $ds=0$ であるので, 式 (3.43) より

$$\frac{dp}{p} = \frac{c_p}{R} \frac{dT}{T} = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{dT}{T} \quad (3.44)$$

上式を積分すると,

$$p = T^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (3.45)$$

式 (3.42) より,

$$\frac{p_0}{p} = \left(\frac{T_0}{T} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (3.46)$$

さらに, 理想気体の状態方程式 $p = \rho_g R T_g$, 式 (3.42) および式 (3.46) より,

$$\frac{\rho_0}{\rho_g} = \frac{p_0 T_g}{p T_0} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (3.47)$$

本計算では貯気室をよどみ点とし, 貯気室の気体の圧力を p_0 , 温度を T_0 , 密度を ρ_0 とする. ノズルスロート部では $M=1$ であるから, 貯気室とノズルスロート部における気体の各パラメータの関係式は, 式 (3.42), (3.46), (3.47) から

$$\frac{T_g^*}{T_0} = \frac{2}{\gamma+1} \quad (3.48)$$

$$\frac{p^*}{p_0} = \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (3.49)$$

$$\frac{\rho_g^*}{\rho_0} = \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (3.50)$$

次に、ノズル末広部の準一次元解析で用いた熱伝達を伴う準一次元定常摩擦流れの基礎式について述べる。ノズル末広部内の流動の検査体積を図 3-9 中に点線で示す。この検査体積は空間的に固定されている。検査体積の断面 1 における圧力、密度、温度、速度、管内断面積、管内断面直径をそれぞれ p , ρ_g , T_g , u_g , A , d_1 とする。また、検査体積内に加えられる熱量を δQ_1 、ノズル断面に働く力を δF_w 、検査体積に働く摩擦力を δF_f とする。単位時間に管内を流れる質量流量 \dot{m} は、定常流れでは全ての断面において一定であるから、質量保存式より、

$$\dot{m} = \rho_g u_g A = \text{const.} \quad (3.51)$$

式 (3.51) に対数を用いると、

$$\ln(\rho_g u_g A) = \ln \text{const.}$$

$$\ln \rho_g + \ln u_g + \ln A = \ln \text{const.} \quad (3.52)$$

式 (3.52) を密度 ρ_g で微分して、

$$\frac{1}{\rho_g} + \frac{1}{u_g} \frac{du_g}{d\rho_g} + \frac{1}{A} \frac{dA}{d\rho_g} = 0$$

$$\frac{d\rho_g}{\rho_g} + \frac{du_g}{u_g} + \frac{dA}{A} = 0 \quad (3.53)$$

式 (3.53) は定常流れにおける連続の式である。ノズル壁面に作用する力の x 方向成分は、

$$\delta F_{wx} = \left(p + \frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial x} dx \right) \frac{\partial A}{\partial x} dx = \left(p + \frac{1}{2} dp \right) dA \quad (3.54)$$

運動量保存式と式 (3.54) より、

$$pA + \left(p + \frac{1}{2} dp \right) dA + \dot{m} u_g = (p + dp)(A + dA) + \dot{m}(u_g + du_g) + \delta F_f \quad (3.55)$$

上式の 2 次以上の微小項を無視すると、式 (3.54) は、

$$u_g du_g = -\frac{1}{\rho_g} dp - \frac{\delta F_f}{\rho_g A} \quad (3.56)$$

τ_w をせん断応力、 f をファニング摩擦係数とすると、粘性により流体が壁面から受ける力、すなわち壁面摩擦力 δF_f は、

$$\delta F_f = \tau_w \pi d_1 dx = \left(\frac{1}{2} \rho_g u_g^2 f \right) \pi d_1 dx \quad (3.57)$$

式 (3.55) の右辺第 2 項に式 (3.56) を代入すると、

$$\frac{\delta F_f}{\rho_g A} = \frac{\delta F_f}{\rho_g \frac{\pi}{4} d_1^2} = \frac{1}{2} u_g^2 \frac{4f}{d} dx \quad (3.58)$$

よって式 (3.56) は

$$u_g du_g = -\frac{1}{\rho_g} dp - \frac{1}{2} u_g^2 \frac{4f}{d_1} dx \quad (3.59)$$

また、断面 1, 2 でのエネルギー保存式より、

$$\dot{m} \left(h + \frac{u_g^2}{2} \right) + \delta \dot{Q}_1 = \dot{m} \left\{ h + dh + \frac{1}{2} (u_g + du_g)^2 \right\} \quad (3.60)$$

上式の 2 次以上の微小項を無視すると、

$$\delta \dot{Q}_1 = \dot{m} (dh + u_g du_g) \quad (3.61)$$

$\delta \dot{q}_1 = \frac{\delta \dot{Q}_1}{\dot{m}}$ とおくと、式 (3.60) は、

$$dh + u_g du_g = \delta \dot{q}_1 \quad (3.62)$$

ここで、状態方程式 $p = \rho_g RT_g$ の両辺を対数微分して

$$\frac{dp}{p} = \frac{d\rho_g}{\rho_g} + \frac{dT_g}{T_g} \quad (3.63)$$

式 (3.53) と式 (3.63) より、

$$\left(\frac{dp}{p} - \frac{dT_g}{T_g} \right) + \frac{du_g}{u_g} + \frac{dA}{A} = 0$$

$$dp = p \left(\frac{dT_g}{T_g} - \frac{du_g}{u_g} - \frac{dA}{A} \right) \quad (3.64)$$

式 (3.59) に式 (3.64) を代入すると、

$$u_g du_g + \frac{p}{\rho_g} \left(\frac{dT_g}{T_g} - \frac{du_g}{u_g} - \frac{dA}{A} \right) + \frac{1}{2} u_g^2 \frac{4f}{d_1} dx = 0$$

$$\frac{dT_g}{T_g} - \frac{du_g}{u_g} - \frac{dA}{A} + \frac{\rho_g u_g^2}{p} \frac{du_g}{u_g} + \frac{1}{2} \frac{\rho_g u_g^2}{p} \frac{4f}{d_1} dx = 0 \quad (3.65)$$

ここで、式 (3.65) の左辺第 4 項の一部 $\frac{\rho_g u_g^2}{p}$ を変形して、

$$\frac{\rho_g u_g^2}{p} = \gamma \frac{u_g^2}{\gamma \frac{p}{\rho_g}} = \gamma \frac{u_g^2}{\gamma R T_g} = \gamma M_g^2 \quad (3.66)$$

また、式 (3.62) に $dh = c_p dT_g$ を用いて、

$$c_p dT_g + u_g du_g = \delta \dot{q}_1 \quad (3.67)$$

上式の両辺を T_g で除して変形すると、

$$\begin{aligned} \frac{dT_g}{T_g} &= \frac{1}{C_p T_g} (\delta \dot{q}_1 - u_g du_g) \\ &= \frac{\gamma - 1}{\gamma R} \frac{\delta \dot{q}_1}{T_g} - \frac{\gamma - 1}{\gamma R} \frac{u_g du_g}{T_g} \\ &= \frac{\gamma - 1}{\gamma R T_g} \delta \dot{q}_1 - (\gamma - 1) \frac{u_g^2}{\gamma R T_g} \frac{du_g}{u_g} \\ &= \frac{\gamma - 1}{\gamma R T_g} \delta \dot{q}_1 - (\gamma - 1) M_g^2 \frac{du_g}{u_g} \end{aligned} \quad (3.68)$$

これらの式 (3.65), (3.66) を、式 (3.68) に代入すると、

$$\begin{aligned} \left\{ 1 + (\gamma - 1) M^2 - \gamma M^2 \right\} \frac{du_g}{u_g} &= \frac{\gamma - 1}{\gamma R T_g} \delta \dot{q}_1 - \frac{dA}{A} + \frac{1}{2} \gamma M_g^2 \frac{4f}{d_1} dx \\ \frac{du_g}{dx} &= \frac{u_g}{(M_g^2 - 1)A} \frac{dA}{dx} - \frac{u_g}{(M_g^2 - 1)} \left(\frac{\gamma M_g^2}{2} \frac{4f}{d_1} + \frac{\gamma - 1}{\gamma R T_g} \frac{\delta \dot{q}_1}{dx} \right) \end{aligned} \quad (3.69)$$

上の二式は、断面積変化、管摩擦、熱伝達を伴う準一次元流れの方程式である。本計算では断熱流れと仮定して準一次元数値解析を行うため、 $\delta \dot{q}_1 = 0$ である。したがって、

$$\frac{du_g}{dx} = \frac{u_g}{(M_g^2 - 1)A} \frac{dA}{dx} - \frac{u_g}{(M_g^2 - 1)} \left(\frac{\gamma M_g^2}{2} \frac{4f}{d_1} \right) \quad (3.70)$$

また、式 (3.53) の両辺を dx で除して整理すると、

$$\frac{d\rho_g}{dx} = -\rho_g \left(\frac{1}{u_g} \frac{du_g}{dx} + \frac{1}{A} \frac{dA}{dx} \right) \quad (3.71)$$

上式は、断面積変化、管摩擦、熱伝達を伴う準一次元流れの質量保存式である。式 (3.68) の両辺を dx で除して整理すると、

$$\frac{dT_g}{dx} = \frac{\gamma - 1}{\gamma R} \left(\frac{\delta \dot{q}_1}{dx} - u_g \frac{du_g}{dx} \right) \quad (3.72)$$

上式は、断面積変化、管摩擦、熱伝達を伴う準一次元流れのエネルギー式である。

次に式 (3.69) および (3.70) 式中のファニング摩擦係数 f の求め方を説明する。ファニング摩擦係数は、次の Colebrook と White の式[51]を用いて求める。

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 1.74 - 2 \log \left(\frac{k_s}{d_1/2} + \frac{18.7}{R_{ed} \sqrt{\lambda}} \right) \quad (3.73)$$

ここで、 k_s は壁面の等価粗さであり、ノズル内径で除した値 $k_s/(d_1/2)$ は等価相対粗さである。本解析では等価相対粗さを0.00327とした。ファニング摩擦係数 f とダルシー摩擦係数 λ には次の関係がある。

$$f = \frac{\lambda}{4} \quad (3.74)$$

ここで、レイノルズ数 R_{ed} は、

$$R_{ed} = \frac{\rho_g u_g D}{\mu} \quad (3.75)$$

各ガス種の粘性係数は、文献[49]から次式によって求めた。

$$\ln \mu_i = A_i \ln T + \frac{B_i}{T} + \frac{C_i}{T^2} + D_i \quad (3.76)$$

ただし、添字 i はガスの種類を表す。 A 、 B 、 C 、 D は実験的に得られる定数である。式(3.70)～(3.72)を用いてガス速度、ガス密度、ガス温度を求めることが可能となる。

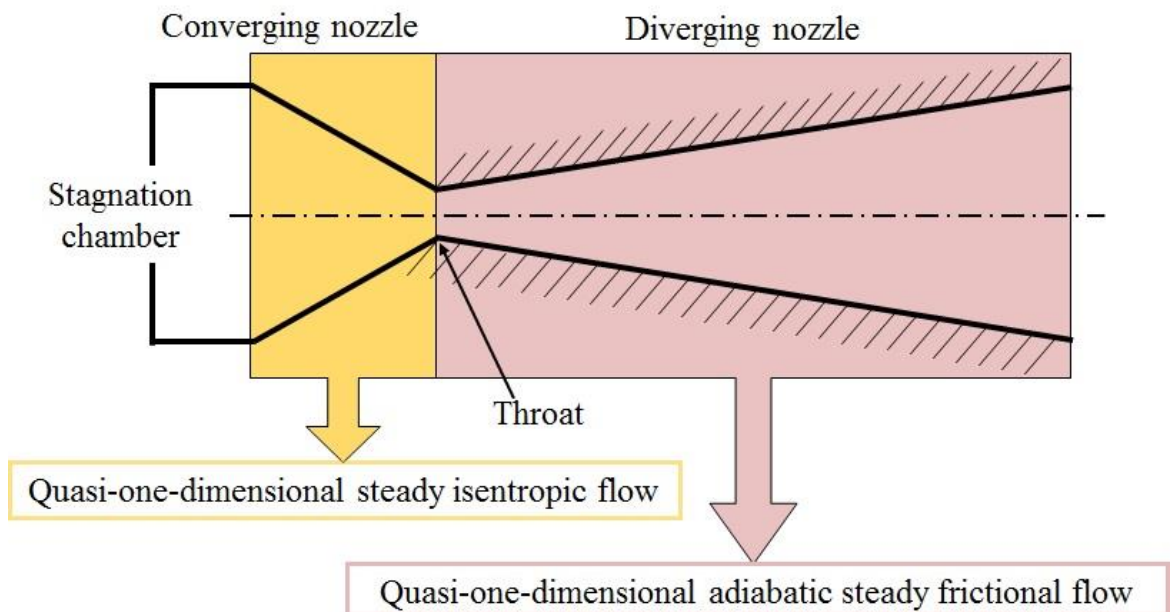


Figure 3-8 Domain of quasi-one-dimensional analysis of CS nozzle

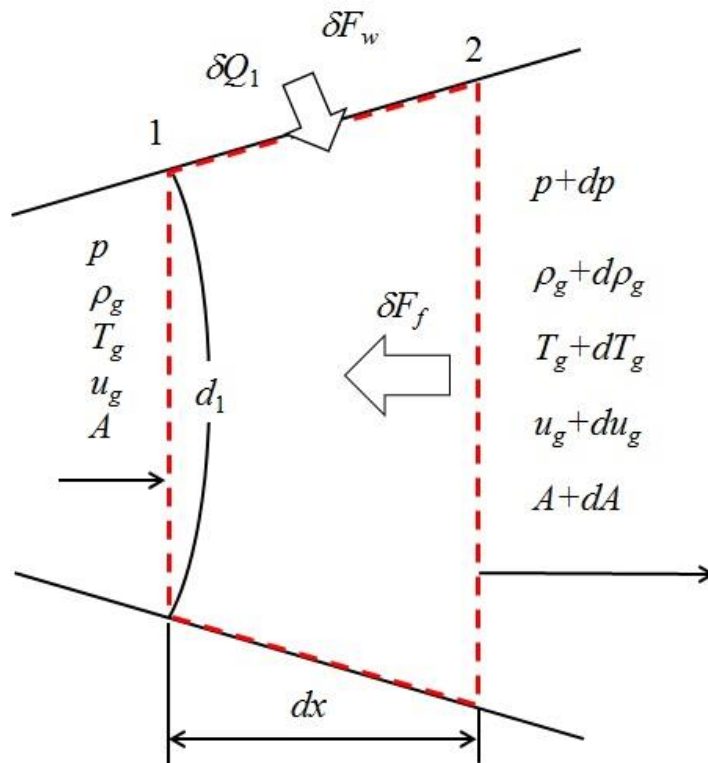


Figure 3-9 Quasi-one-dimensional gas flow in a pipe

準一次元数値解析に用いた仮定を以下に示す。

- 1) 作動気体は完全気体である。
- 2) 貯気室からスロートまでは準一次元定常等エントロピー流れとする。
- 3) スロートからノズル出口までは準一次元定常断熱摩擦流れとする。
- 4) ノズル内で剥離は生じない。
- 5) スロートでマッハ数は 1 とする。

準一次元数値解析の計算条件を表 3-5 に示す。

Table 3-5 Analytical conditions

Working gas	Air
Gas constant (J/kg·K)	287
Specific heat ratio	1.4
Stagnant gas pressure (MPa)	1.0
Stagnant gas temperature (°C)	Atmospheric temperature
Relative equation roughness	0.00327

以下に、CS ノズル流れの準一次元数値解析の手順を示す。ノズル先細部の準一次元数値解析では、貯気室におけるガスのパラメータを初期条件とし、式 (3.48) ~ (3.50) か

らノズルスロート部におけるガスの圧力 p^* , 温度 T_g^* , および密度 ρ_g^* を計算した. また, スロート部のマッハ数は $M=1$ とするので, 音速の式 とマッハ数の定義式スロート部のマッハ数は $M=1$ とするので, 音速の式 $a = \sqrt{\gamma RT_g}$ とマッハ数の定義式 $M = u_g/a$ を用いて, スロート部におけるガスの速度 u_g^* を計算した.

ノズル末広部の準一次元数値解析では, スロート部におけるガスのパラメータを境界条件とし, 式 (3.70) ~ (3.72) をスロートからノズル出口まで数値積分して任意の軸方向距離 x におけるガスの速度 $u_{g,x}$, 温度 $T_{g,x}$, および密度 $\rho_{g,x}$ を計算した. ガスの圧力 p_x は, 理想気体の状態方程式 $p_x = \rho_{g,x} RT_{g,x}$ により計算した.

3.3.4 ノズル出口ピトー圧の半径方向分布からマッハ数分布と断面平均マッハ数を求める方法

実際の CS ノズル内の流れでは, 断面にわたりマッハ数は一様でない. このような流れを一次元的に取り扱うために, 管内圧縮性流れの一次元的取扱い手法[52]を用いて, 実際の CS ノズル出口での断面平均マッハ数を計算する. 本項では, その計算手法について述べる. なお, ノズル出口の境界層は乱流境界層と仮定する.

まず, ピトー圧測定実験により得られたノズル中心軸上のマッハ数を用いて, 以下の式よりノズル中心軸上のガス温度 $T_{g,CL}$ を計算する.

$$\frac{T_0}{T_{g,CL}} = 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_{CL}^2 \quad (3.77)$$

ここで M_{CL} はノズル中心軸上のマッハ数である. またノズル中心軸上のガス速度 $u_{g,CL}$ は

$$u_{g,CL} = M_{CL} \sqrt{\gamma RT_{g,CL}} \quad (3.78)$$

次に, 実験で得られたマッハ数分布に境界層厚さを与えて, 半径方向の速度分布を計算する. 境界層外から中心軸までの主流の速度はノズル中心軸上の速度と等しいものと仮定し, 境界層内における任意のノズル半径方向距離 r の速度分布は, 1/7 乗則を適用して計算した. すなわち,

$$u_{g,r} = u_{g,CL} \quad (0 < r < \delta) \quad (3.79)$$

$$u_{g,r} = u_{g,CL} \left(\frac{r}{\delta} \right)^{1/7} \quad (r \geq \delta) \quad (3.80)$$

ここで, $u_{g,r}$, δ はそれぞれノズル半径方向距離 r の位置におけるガス速度, 境界層厚さである. さらに, ガス温度については次の Crocco の関係式[53], [54]を用いる.

$$T_{g,r} = T_a + T_{g,CL} \left(1 - \frac{T_a}{T_{g,CL}} + \frac{\gamma - 1}{2} M_{CL}^2 \right) \frac{u_{g,r}}{u_{g,CL}} - \frac{\gamma - 1}{2} M_{CL}^2 \left(\frac{u_{g,r}}{u_{g,CL}} \right)^2 T_{g,CL} \quad (3.81)$$

ここで、 $T_{g,r}$ はノズル半径方向距離 r の位置におけるガスの静温度である。上式は、温度分布と速度分布の間に一義的な関係があることを示している。式 (3.79), (3.81) を用いて、計算により得られたマッハ数が、後に図 3-14 に示す結果とよく一致するように δ を決定する。本解析では、後述のように貯気圧 1.0MPa における δ を 1.6mm とした。

次に管内圧縮性流れの一次元的取扱い手法により提案された平均化手法[52]を用いて、ノズル出口における断面平均マッハ数を計算する方法について述べる。管路断面にわたり静圧を一定と仮定して、エンタルピーは、

$$\begin{aligned}\int c_p T \rho u dA &= \int \frac{\gamma R T}{\gamma - 1} \rho u dA = \left(\frac{\gamma}{\gamma - 1} \right) p \int u dA \\ &= \frac{1}{\gamma - 1} \int a^2 u dA\end{aligned}\quad (3.82)$$

式 (3.82) において、

$$\bar{\rho} = \frac{\int \rho u dA}{\int u dA} = \frac{\dot{m}}{Q}\quad (3.83)$$

$$\bar{T} = \frac{\int T \rho u dA}{\dot{m}}\quad (3.84)$$

$$\bar{a}^{-2} = \frac{\int a^2 \rho u dA}{\dot{m}}\quad (3.85)$$

なる平均量が定義された場合のみ、以下の式 (3.86) が得られる。ここで記号 $\bar{}$ は断面平均量を表しており、 Q は体積流量である。

$$C_p \bar{T} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\bar{\rho}} = \frac{\bar{a}^{-2}}{\gamma - 1}\quad (3.86)$$

これより、単位質量あたりについて成り立つ状態方程式や音速の定義式は、次式のように本平均量に対してもそのままの形で成立する。

$$p = \bar{\rho} R \bar{T}\quad (3.87)$$

$$\bar{a}^{-2} = \gamma R \bar{T} = \frac{\gamma p}{\bar{\rho}}\quad (3.88)$$

次に、平均速度は運動エネルギーを基準として、次式のように定義される。

$$\bar{u} \equiv \left(\frac{\int \rho u^3 dA}{\dot{m}} \right)^{1/2}\quad (3.89)$$

以上より、全エンタルピーは、式 (3.86), (3.89) より次のようになる。

$$C_p \bar{T} + \frac{\bar{u}^{-2}}{2} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\bar{\rho}} + \frac{\bar{u}^{-2}}{2}$$

$$= \frac{a^{-2}}{\gamma-1} + \frac{u^{-2}}{2} = \frac{a_0^{-2}}{\gamma-1} \quad (3.90)$$

上式を変形して,

$$\frac{a_0^{-2}}{a^{-2}} = 1 + \frac{\gamma-1}{2} \overline{M}^2 \quad (3.91)$$

$$\overline{M}^2 = \frac{u^{-2}}{a^{-2}} \quad (3.92)$$

以上の平均化手法を用いて、実験により得られたマッハ数分布から、ノズル出口での断面平均マッハ数を求めた。

3.3.5 壁面静圧からノズル内のマッハ数を計算する方法

本項では、ノズル内静圧を用いてノズル内のマッハ数分布を計算する方法について述べる。まず、定常流れでは全ての断面で質量流量は一定であるから、式 (3.9) より、

$$\dot{m}_{cal.} = \frac{p_0 A^*}{\sqrt{RT_0}} \left(1 - 4 \frac{\delta_1}{d^*}\right) \sigma^* = \frac{p_{0,x} A_x}{\sqrt{RT_0}} \Gamma \sigma^* \quad (3.93)$$

ここで、 Γ は気体力学関数であり、流れの任意の位置における静圧と全圧の比 $p_x/p_{0,x}$ と、比熱比 γ のみで定まる。

$$\Gamma = M \left[\frac{2 + (\gamma-1)M^2}{\gamma+1} \right]^{-\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \quad (3.94)$$

ここで、 p_x は測定した静圧である。式 (3.93) を変形すると、

$$\frac{p_0}{p_{0,x}} = \frac{A_x}{A^* \left(1 - 4 \frac{\delta_1}{d^*}\right)} \Gamma \quad (3.95)$$

ここで、 $p_{0,x}$ 、 A_x は、それぞれ静圧を測定した位置の全圧、ノズル断面積である。式 (3.95) を陰的に解くことにより、静圧を測定した位置 x での局所全圧 $p_{0,x}$ が得られる。さらに、位置 x での局所全圧は、その流れを等エントロピー的にせき止めた場合に得られるものと定義されるので、任意の流れ方向位置 x において次式が成り立つ。

$$\frac{p_{0,x}}{p_x} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_x^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (3.96)$$

式 (3.95)、(3.96) から、

$$\Gamma \frac{p_{0,x}}{p_x} = \frac{p_0}{p_x} \frac{A^* \left(1 - 4 \frac{\delta_1}{d^*}\right)}{A_x} \quad (3.97)$$

式(3.97)の右辺は既知であり、左辺はマッハ数 M_x の関数である。よって、上式と式(3.96)

を陰的に解くことにより、ノズル軸方向位置 x におけるマッハ数 M_x が得られる。

3.4 結果と考察

3.4.1 排除厚さとレイノルズ数の関係

3.3.1 項で述べたように、排除厚さとレイノルズ数の関係を構築するために、各条件において質量流量 \dot{m}_{azbil} と貯気圧 p_0 の実験データを取得した。実験値を用いて、式 (3.5)、(3.7) より排除厚さを幾何学的スロート径直径で無次元化した値 δ_1/d^* およびスロートにおける R_{ed}^* をそれぞれ計算した。本研究で使用したノズルにおいて、各 R_{ed}^* に対する δ_1/d^* をプロットしたものを図 3-10 に示す。図の縦軸は排除厚さを幾何学的スロート直径で無次元化した値 δ_1/d^* 、横軸はスロートにおけるレイノルズ数 R_{ed}^* である。図中の実験値を用いて、式 (3.6) 中の定数 A 、 m を最小二乗法により求めた。その結果、図 3-4 に示す nozzle3 に対し、 $A=1.01$ 、 $m=0.35$ を得た。導出した定数 A 、 m の値を式 (3.6) へ代入し、式 (3.98) を導出した。導出した検定曲線を実線で示す。

$$\frac{\delta_1}{d^*} = \frac{1.01}{R_{ed}^{*0.35}} \quad (3.98)$$

次に、上述した定数 $A=1.01$ 、 $m=0.35$ の妥当性を検証するために、式 (3.98) より計算した境界層排除厚さから、式 (3.9) を用いて質量流量 \dot{m}_{cal} を求めた。さらに、計算した質量流量 \dot{m}_{cal} と実験により測定した質量流量 \dot{m}_{MFM} を比較した。各貯気圧における質量流量 \dot{m}_{cal} と \dot{m}_{MFM} の比較を図 3-11 に示す。図の縦軸は質量流量、横軸は貯気圧である。図中のプロットは実験により得られた質量流量 \dot{m}_{MFM} 、実線は計算により得られた質量流量 \dot{m}_{cal} である。図 3-11 より、圧力の増加と共に質量流量も増加することが分かる。また、今回の実験条件の範囲においては、 \dot{m}_{MFM} と \dot{m}_{cal} は 1.5% 以内の精度で一致する。したがって、本実験で求めた定数 A 、 m は妥当であると言える。

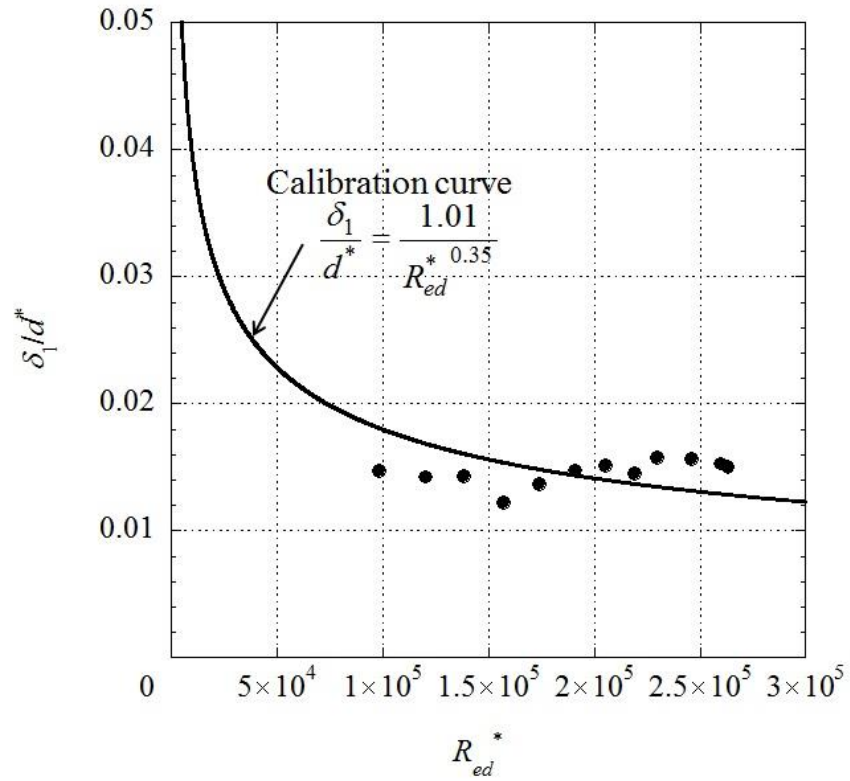


Figure 3-10 Calibration curve of displacement thickness for nozzle 3

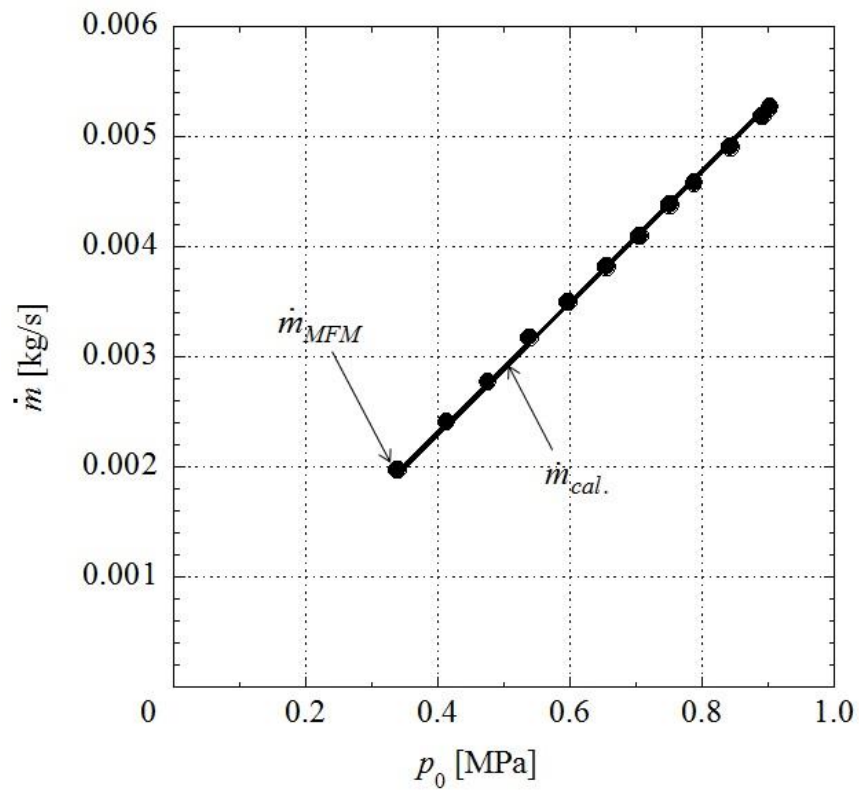


Figure 3-11 Calibration curve of the mass flow

3.4.2 ノズル外壁温度測定

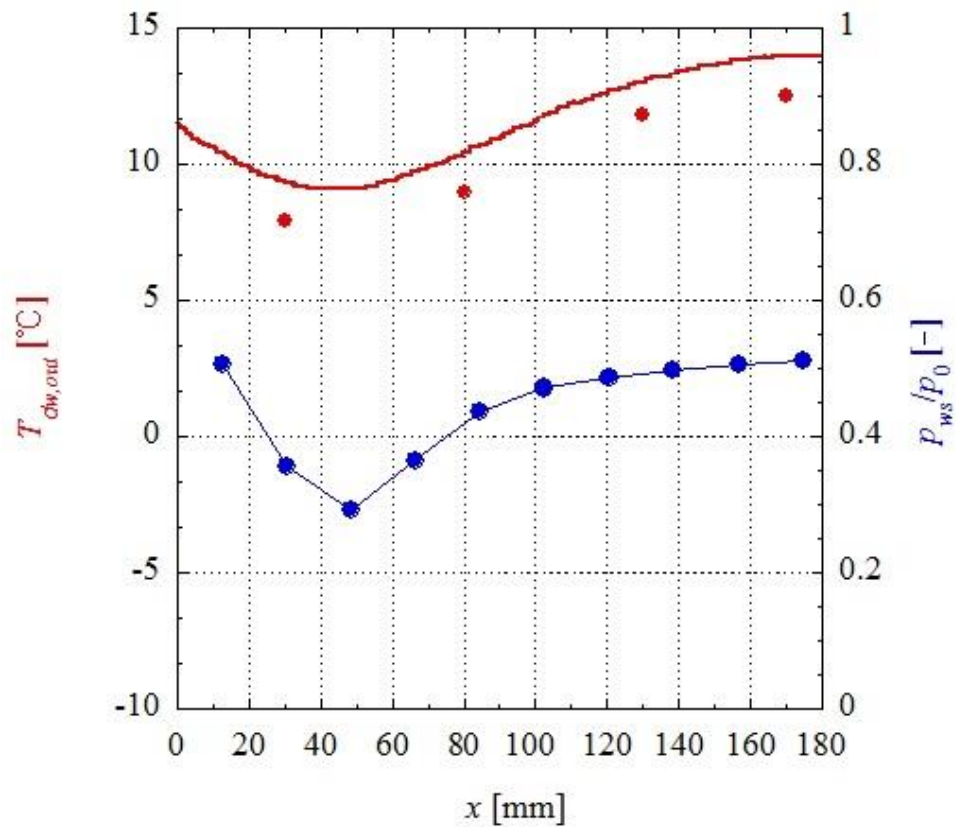
CS ノズル外壁を放射率 0.94 の黒体スプレーで黒色塗装し、赤外線カメラによりノズル外壁の温度を測定した。その際、赤外線カメラの放射率を 0.94 に設定した。各貯気圧に対する赤外線カメラによるノズル外壁温度の測定結果を図 3-12 に示す。図の左縦軸はノズル外壁温度 θ_2 、図の右縦軸はノズル壁面静圧 p_{ws} を貯気圧 p_0 で無次元化した値 p_{ws}/p_0 、横軸はスロート位置を原点とする流れ方向距離 x である。図中の赤色の実線は、撮影された熱画像から抽出したノズル中心軸上の温度、赤色の丸印は、 $x=30, 80, 130, 170\text{mm}$ の位置におけるノズル円筒面に貼付した K 型シートカップル熱電対の表示温度である。また、青の四角印は静圧測定結果である。

図 3-12 (a) に示す $p_0=0.2\text{MPa}$ の場合の結果より、ノズル中心軸上の温度は流れ下流方向に向かって減少し、衝撃波の先頭位置と考えられる $x=50\text{mm}$ から徐々に増加している。後の図 3-18 に示す静圧測定結果より求めたノズル内のマッハ数分布から、衝撃波発生位置直前の断面平均マッハ数はおおよそ 1.05 である。ここで発生している衝撃波が垂直衝撃波であるか、境界層と干渉して擬似衝撃波[55]となっているかは判断できない。擬似衝撃波とは、垂直衝撃波と境界層の干渉の程度が分枝衝撃波よりも強くなり、下流方向に発生する多数の衝撃波で構成される一連の波である。静圧測定結果と赤外線カメラにより測定した温度分布を比較すると、静圧測定結果およびノズル外壁温度の上昇位置がほぼ同じであることが確認できる。したがって、赤外線カメラを用いてノズル外壁温度を測定することにより、ノズル内の垂直衝撃波の位置または擬似衝撃波の先頭位置を判定することができる。さらに、圧力上昇の程度もおおよそ推定することができ、ノズル内の圧力分布を定性的に把握することが可能である。

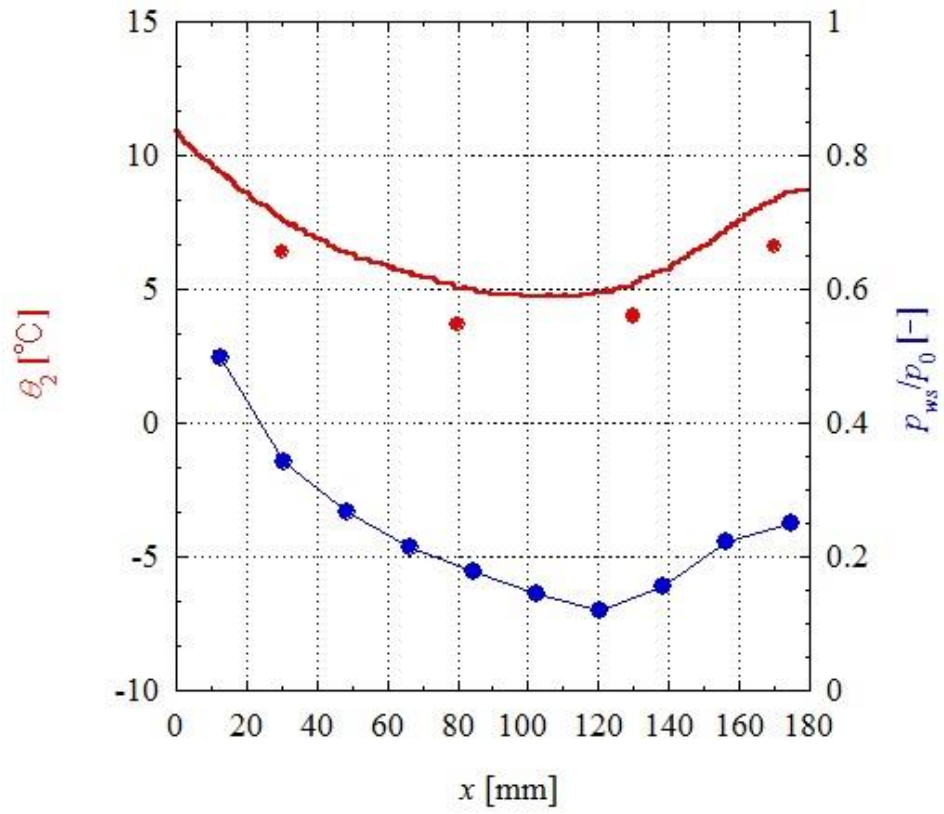
図 3-12 (b)、図 3-12 (c) の $p_0=0.4, p_0=0.6\text{MPa}$ の場合においても、それぞれのノズル外壁温度は衝撃波が発生していると考えられる $x=120\text{mm}, 150\text{mm}$ の位置から徐々に増加している。また、ノズル外壁温度より、貯気圧の上昇に伴い衝撃波の発生位置がノズル下流方向に移動することが分かる。ここで、発生している衝撃波については、 $p_0=0.4\text{MPa}$ の場合、衝撃波発生位置直前のマッハ数はおおよそ 1.3 である。また、 $p_0=0.6\text{MPa}$ の場合、衝撃波発生位置直前の断面平均マッハ数はおおよそ 1.5 であることから、主流のマッハ数は 1.5 以上となるため衝撃波は擬似衝撃波であると考えられる。

図 3-12 (d)、図 3-12 (e) に示す $p_0=0.8\text{MPa}, p_0=1.0\text{MPa}$ の場合では、ノズル外壁温度は両者とも $x=150\text{mm}$ の位置からノズル出口にかけて緩やかに上昇している。しかしながら、静圧測定結果より、 $p_0=0.8\text{MPa}$ では $x=160\text{mm}$ の位置から圧力上昇が確認できるが、 $p_0=1.0\text{MPa}$ では圧力の上昇は確認できない。すなわち、 $x=150\text{mm}$ からの温度上昇の理由は、ノズル内部のガス温度以外の影響が考えられる。本ノズルは、 $p_0=1.0\text{MPa}$ 時の静圧測定結果から分かるように、ノズル出口における圧力は大気圧よりも小さく、流れは過膨張となる。一般に、衝撃波は貯気圧の上昇に伴ってノズル末広部下流へ移動し、衝撃波の足はノズル出口端に固定され、斜め衝撃波となってノズルの外にはき出される。出口圧力から大気圧への上昇は、この斜め衝撃波によって行われる。つまり、本ノズルにおいても、ノズル出口圧力が大気圧以下になることから、ノズル出口からの噴流は過膨

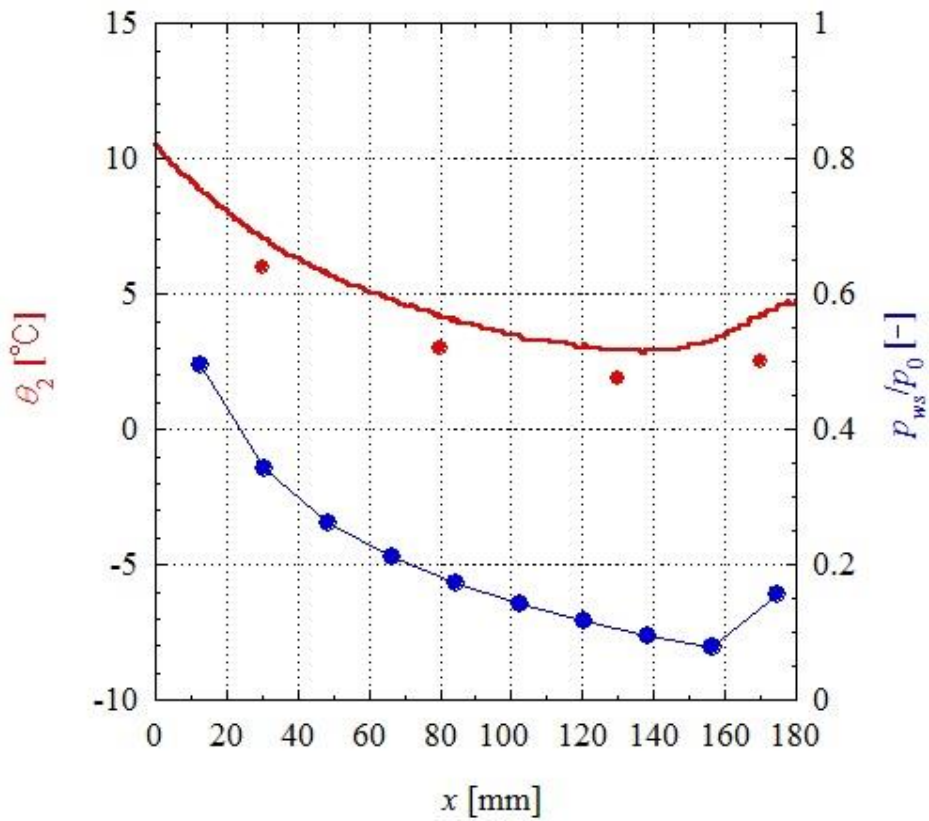
張噴流となり、ノズル出口端からは斜め衝撃波が生じる。この斜め衝撃波を通過することで、流れが急激に減速し、ガス温度が急上昇する。以上より、この斜め衝撃波の影響により $x=150\text{mm}$ からノズル出口にかけてのノズル外壁温度が上昇したものと考えられる。なお、本実験で赤外線カメラにより得られた熱画像温度は、ノズル外壁に貼付した K 型熱電対の表示温度よりも平均で 1.4°C 高い値を示した。そこで、以下に説明する伝熱計算では、K 型熱電対の温度が正しいとして、測定された熱画像のノズル外壁温度から 1.4°C 引くことで補正した温度を用いた。



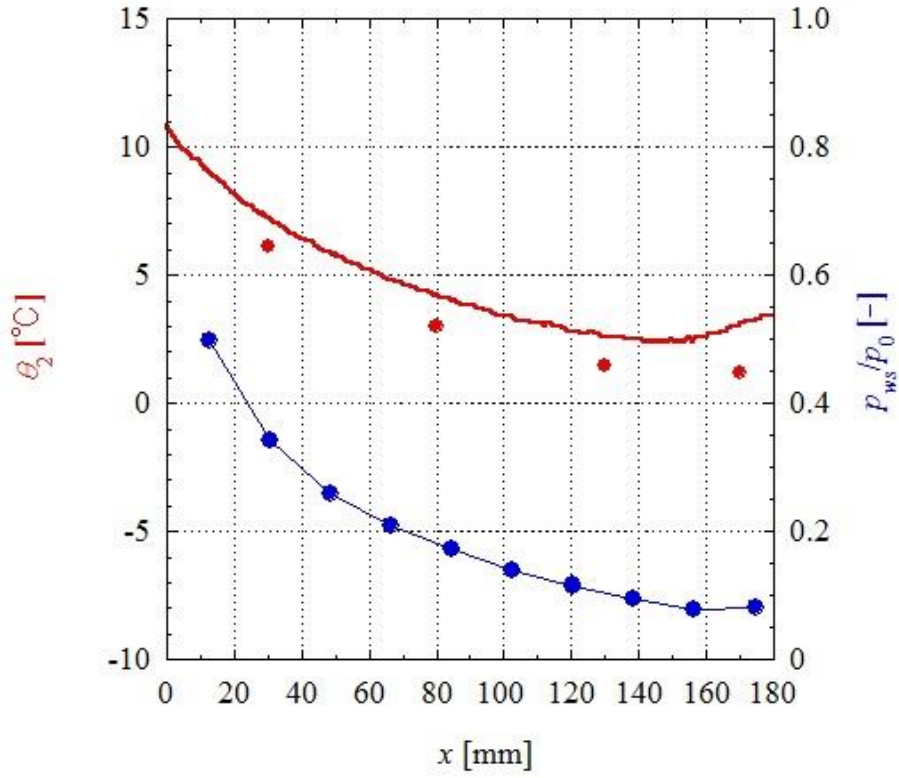
(a) $p_0=0.2\text{MPa}$



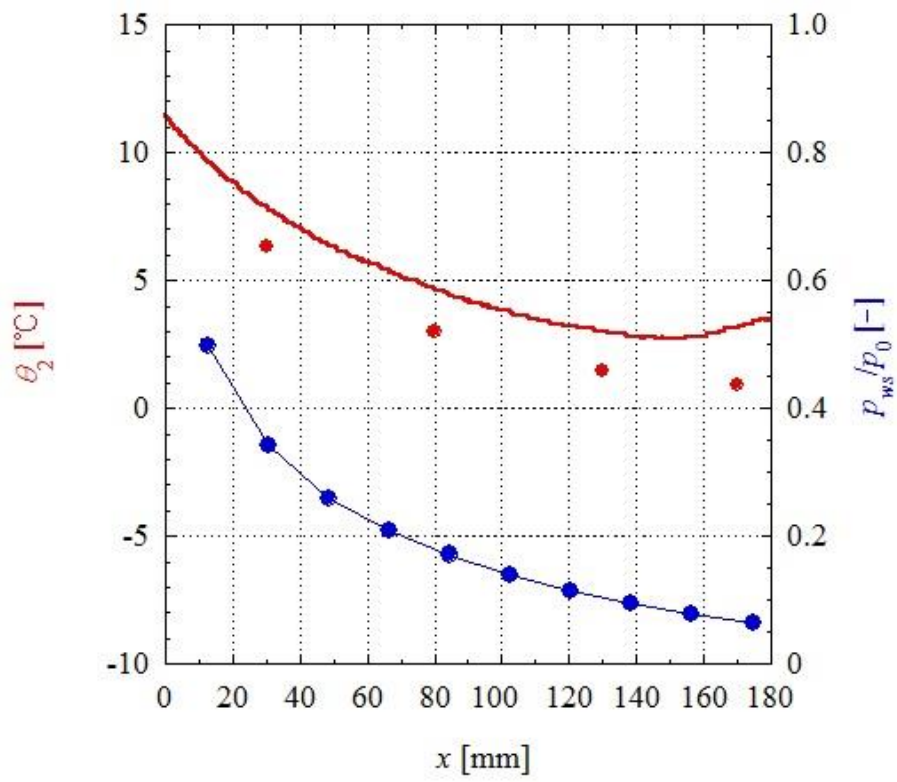
(b) $p_0=0.4\text{MPa}$



(c) $p_0=0.6\text{MPa}$



(d) $p_0=0.8\text{MPa}$



(e) $p_0=1.0\text{MPa}$

Figure 3-12 Axial temperature distribution on the nozzle outer wall

3.4.3 ノズル出口ピトー圧測定

ノズル出口から 5mm 上流（ノズル出口端に最も近い静圧孔の位置）の中心軸に対する半径方向のピトー圧測定を行い，ノズル出口半径方向のマッハ数を求めた．静圧はノズル半径方向に一定と仮定し，ノズル内が全て超音速となる貯気圧 1.0MPa で実験を行った．ノズル出口半径方向におけるピトー圧の測定結果を図 3-13 に示す．図の縦軸はピトー圧 p_i ，横軸はノズル出口断面の中心を基準とした半径方向距離 r である．図中のプロットは実験により得られたピトー圧である．図 3-13 より， p_i はノズル中心 ($r=0$) で最大であり，壁面に近づくにつれて境界層により減少する．

次に，図 3-13 の p_i を用いてノズル出口半径方向におけるマッハ数分布を計算した結果を図 3-14 に示す．図の縦軸はマッハ数，横軸は図 3-13 と同じである．図 3-14 より，マッハ数は，ピトー圧と同様にノズル中心で最大値をとり，壁面に近づくにつれて減少する．ノズル出口におけるマッハ数は， $r=0\text{mm}$ で $M=2.03$ ， $r=1.9\text{mm}$ で $M=1.29$ である．

最後に，3.3.4 項の圧縮性流れの一次元的取扱い手法により得られたマッハ数が図 3-14 の結果と一致するように，乱流境界層厚さ δ を決定する．図 3-14 より，ピトー圧測定実験により得られたマッハ数は，ノズル中心から $r=0.4\text{mm}$ までほぼ同じ値である．この結果から， δ を 1.6mm とし，1/7 乗則を適用して $r>0.4\text{mm}$ の境界層内におけるマッハ数分布を計算した．1/7 乗則より求めたマッハ数分布と，ピトー圧測定実験により得られたマッハ数分布の比較を図 3-15 に示す．図より，両者は概ね一致する．

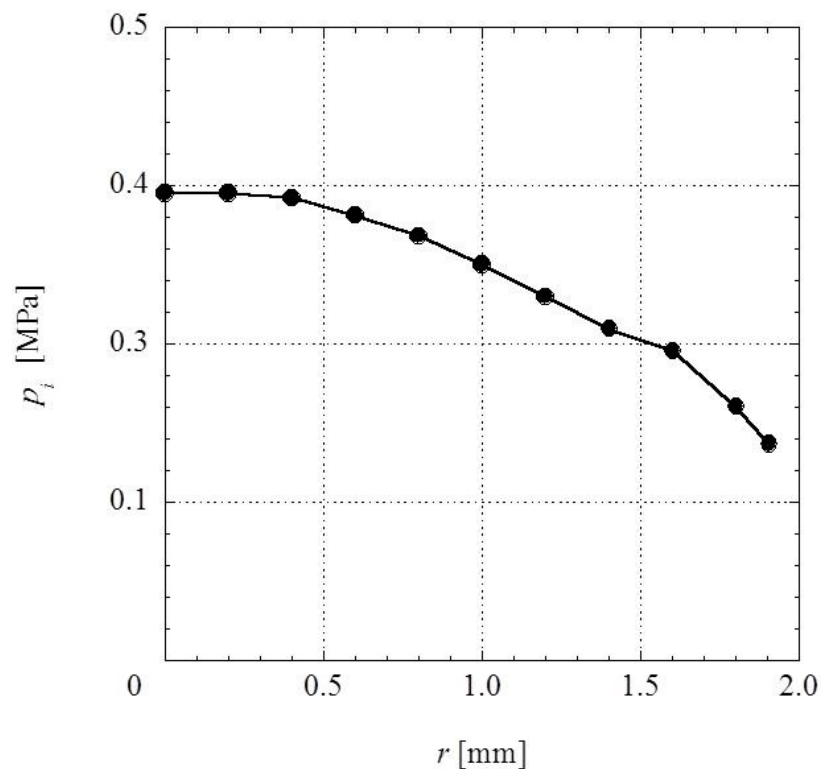


Figure 3-13 Pitot pressure distribution of nozzle exit

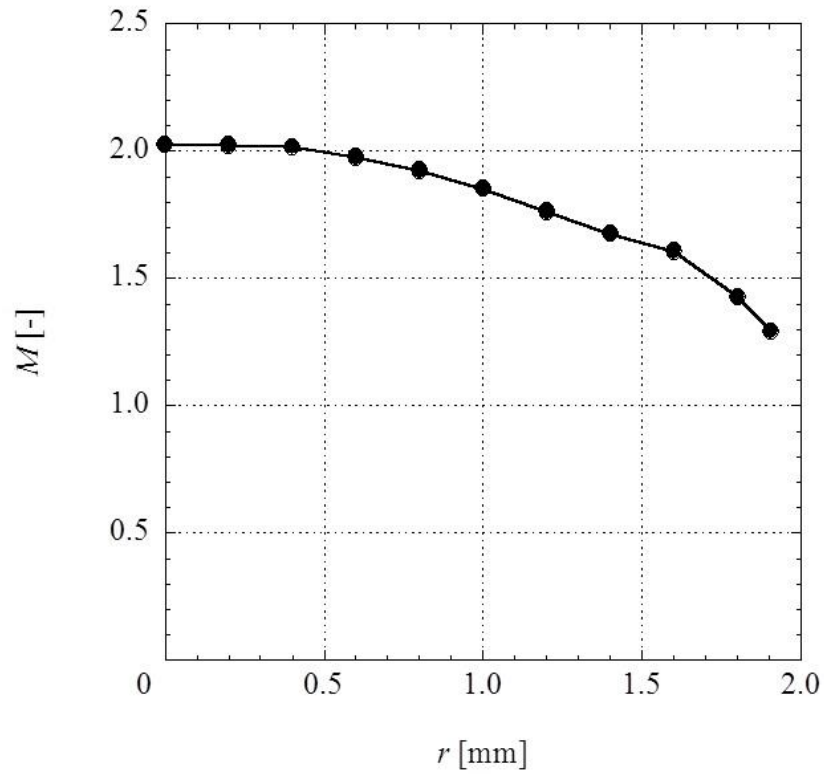


Figure 3-14 Mach number distribution of nozzle exit

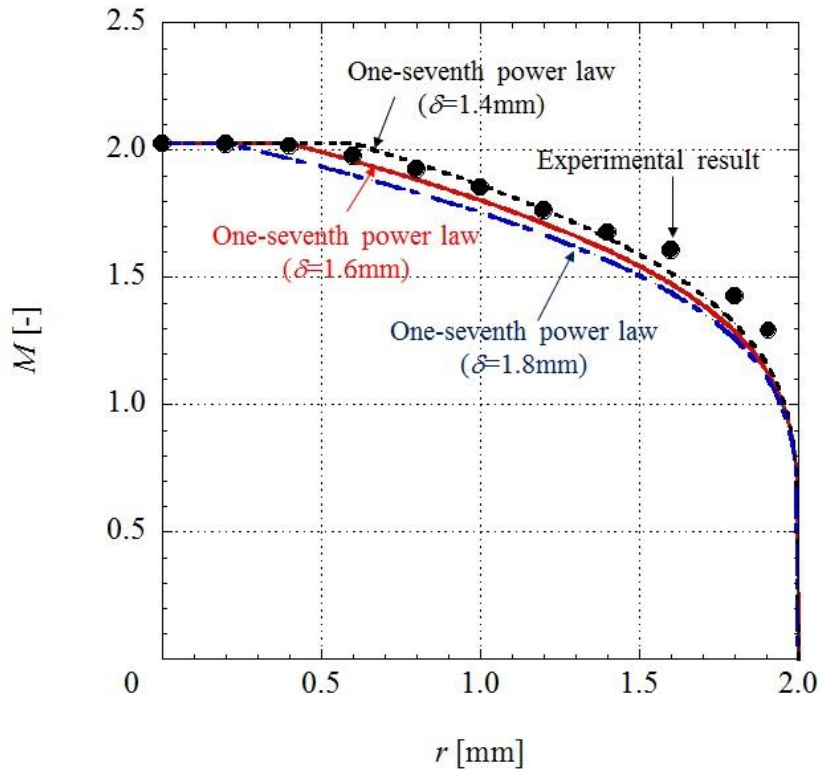


Figure 3-15 Mach number distribution of nozzle exit (Comparison of experimental and One-seventh power law calculation)

3.4.4 コールドスプレーノズルの断熱仮定の検証

ここでは 3.3.2 節の式 (3.28) で示すノズルの断熱仮定の検証について述べる。検証するにあたり、3DCAD ソフト「Creo Parametric 2.0」による有限要素法により 2 次元伝熱計算を行った。以下に伝熱計算を行うための境界条件について説明する。ノズル内表面とノズル内ガスとの熱流束は、周囲大気温度とノズル内のガス温度の差が最も大きくなる貯気圧 1MPa 時のノズル半径方向の熱流束を与えた。すなわち、赤外線カメラで測定したノズル円筒部の表面温度と周囲大気温度からノズル外表面と周囲大気間の熱流束を計算する。定常状態で考えると、ノズル内表面とノズル内ガスとの熱流束はノズル外表面と周囲大気間の熱流束に等しいと考えることができ、ノズル内表面からノズル内ガスとの熱流束を計算することができる。大気温度は 1MPa 時の実験と同様に 13°C として計算した。ノズル円筒面の温度分布には、赤外線カメラにより測定した温度を与えた。ノズル内表面および円筒面以外の面は、表面温度の値を 13°C とし、熱伝達係数を 30W/m²·K とした。熱伝達係数を 30W/m²·K としたのは、最悪条件として計算するためである。上記の境界条件により計算した 2 次元伝熱計算結果を図 3-16 に示す。図より、任意の位置におけるノズル外表面温度とノズル内表面温度は等しいことが分かり、ノズル半径方向の温度勾配は十分に小さいと言える。ノズル外表面温度とノズル内表面温度の一次元温度分布の比較を図 3-17 に示す。図より、ノズル外表面温度と内表面温度は、ほぼ一致しており同じ温度と見なすことができる。したがって、ノズル半径方向の温度勾配は十分小さく、ノズル内の流れはノズル内の流れは十分に断熱とみなすことができる。

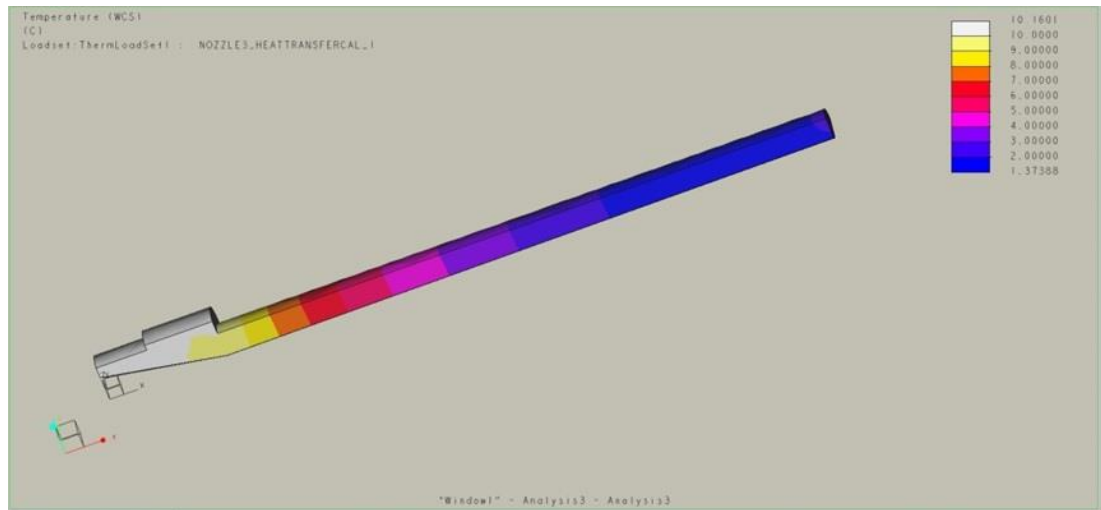


Figure 3-16 Finite element method simulation of CS nozzle ($p_0=1.0\text{MPa}$, $T_a=13^\circ\text{C}$)

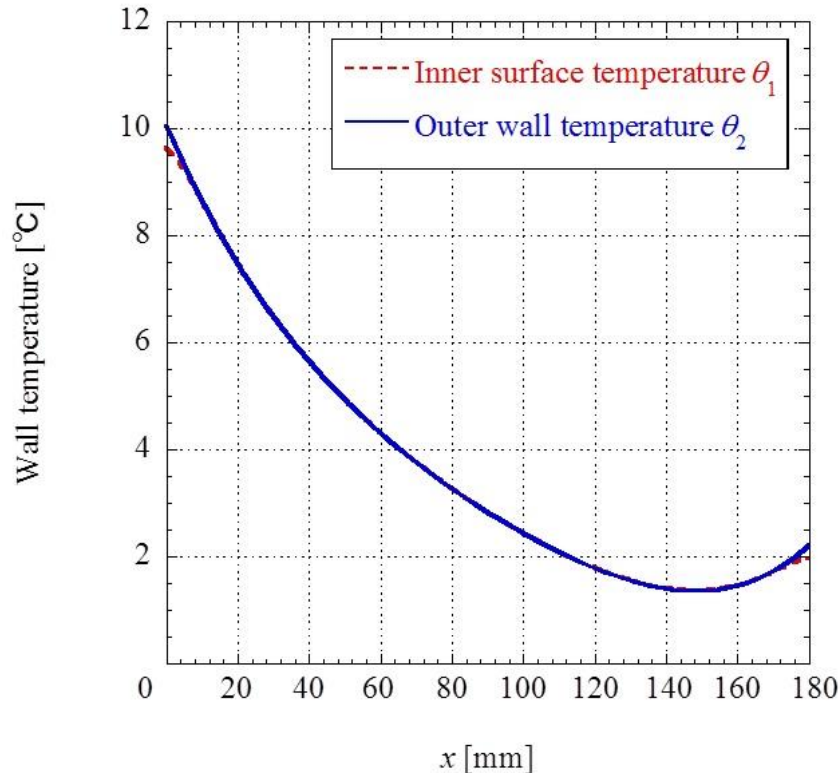


Figure 3-17 Comparison of nozzle inner and outer surface temperature ($p_0=1.0\text{MPa}$, $T_a=13^\circ\text{C}$)

3.4.5 伝熱計算結果

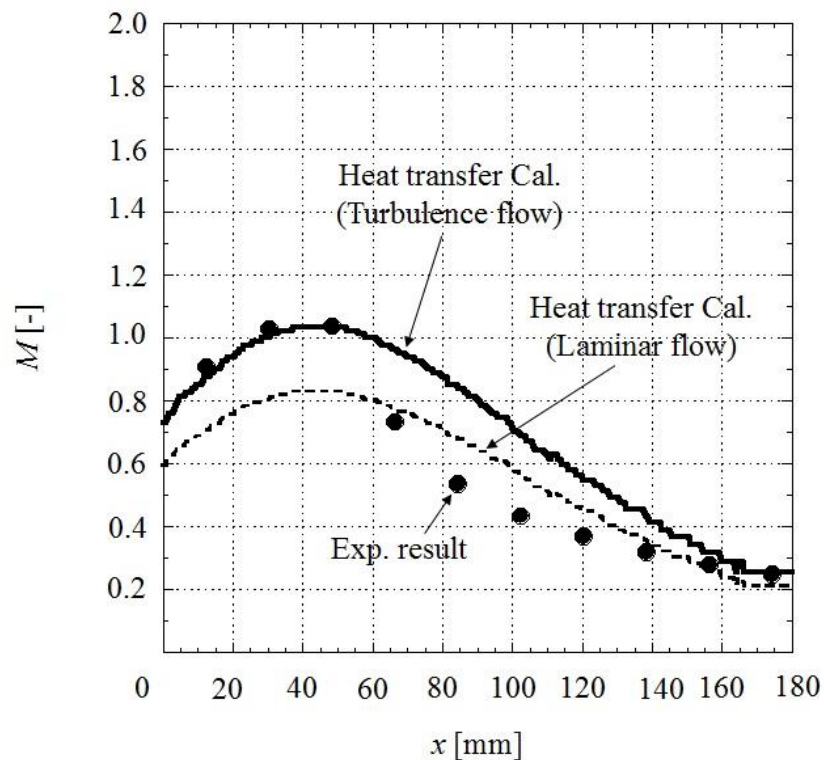
貯気圧 $p_0=0.2\sim 1.0\text{MPa}$ での伝熱計算により求めたマッハ数分布と、静圧測定結果から算出したマッハ数分布を図 3-18 に示す. $p_0=1.0\text{MPa}$ については、出口ピトー圧測定実験と準一次元解析を行ったので、図 3-18 (e) にはその結果も合わせて示す. 図の縦軸はマッハ数 M 、横軸はスロート位置を原点とする流れ方向距離 x である. 図中の実線は、乱流境界層を仮定して行った伝熱計算によるマッハ数分布、破線は層流境界層を仮定して行った伝熱計算によるマッハ数分布、一点鎖線は準一次元解析によるガス温度分布、丸印は静圧測定結果より計算したマッハ数である. 図 3-18 (e) 中の黒く塗りつぶした四角印はピトー圧測定実験により計算したノズル出口中心のマッハ数 M_{CL} 、赤抜きの四角印は、ピトー圧測定実験により計算したノズル出口半径方向のマッハ数分布から求めた出口の断面平均マッハ数である.

図 3-18 (a) に示す $p_0=0.2\text{MPa}$ の結果より、図 3-12 で示した衝撃波先頭位置までマッハ数は増加し、衝撃波先頭位置からノズル出口にかけて減少する. 伝熱計算結果および静圧測定結果から求めたマッハ数は、画面上のスロートの位置 ($x=0$) において、1 よりも小さい. 本来、スロートにおいて $M=1$ になるが、これはノズルの加工誤差により、実際のスロートが下流側にあることが原因であると推測される. また、乱流境界層を仮定した場合の伝熱計算のマッハ数分布は、衝撃波先頭位置より上流側においては、静圧測定結果によるマッハ数分布と良く一致する. 衝撃波先頭位置を通過後は、伝熱計算と実験結果の値は大きく異なる. このずれは、ノズル内で発生した衝撃波により、流れがノ

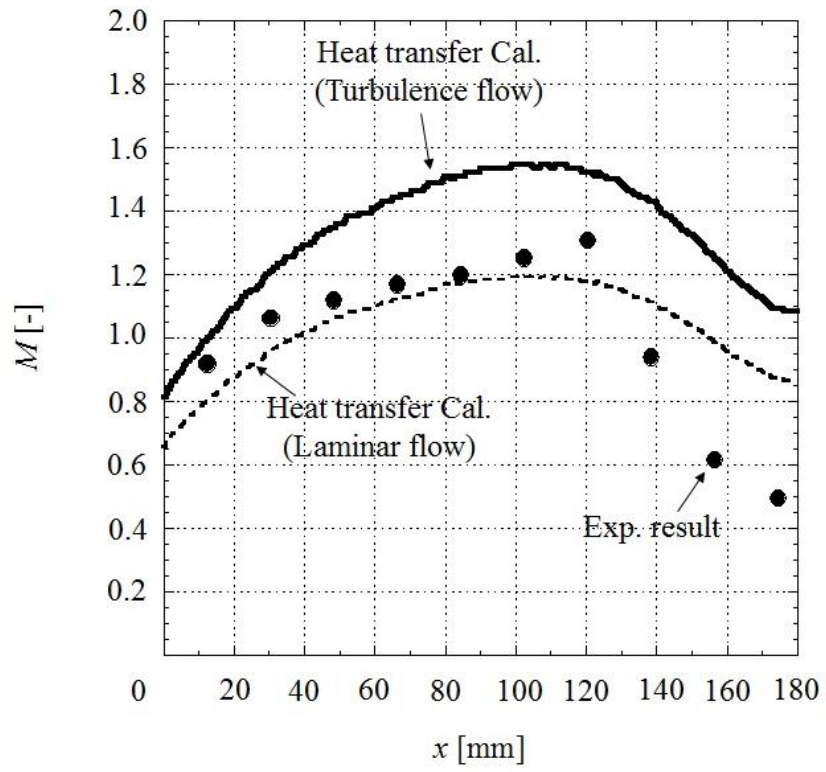
ズル内壁から剥離していることが原因だと考えられる。本伝熱計算で使用している回復温度は剥離流れでは適用できないため、衝撃波先頭位置下流の伝熱計算結果と実験結果が大きく異なっていると考えられる[56]。

図 3-18 (b), (c), (d) に示す $p_0=0.4, 0.6, 0.8\text{MPa}$ の場合の結果より、貯気圧を大きくすると、衝撃波は下流方向へ移動することがマッハ数分布からも分かる。また、静圧測定結果から求めたマッハ数分布は、衝撃波先頭位置より上流側においては、層流境界層を仮定した場合の伝熱計算結果のマッハ数分布に近い傾向を示している。衝撃波先頭位置より下流側においては、 $p_0=0.2\text{MPa}$ 同様、伝熱計算結果と実験結果は大きく異なる。

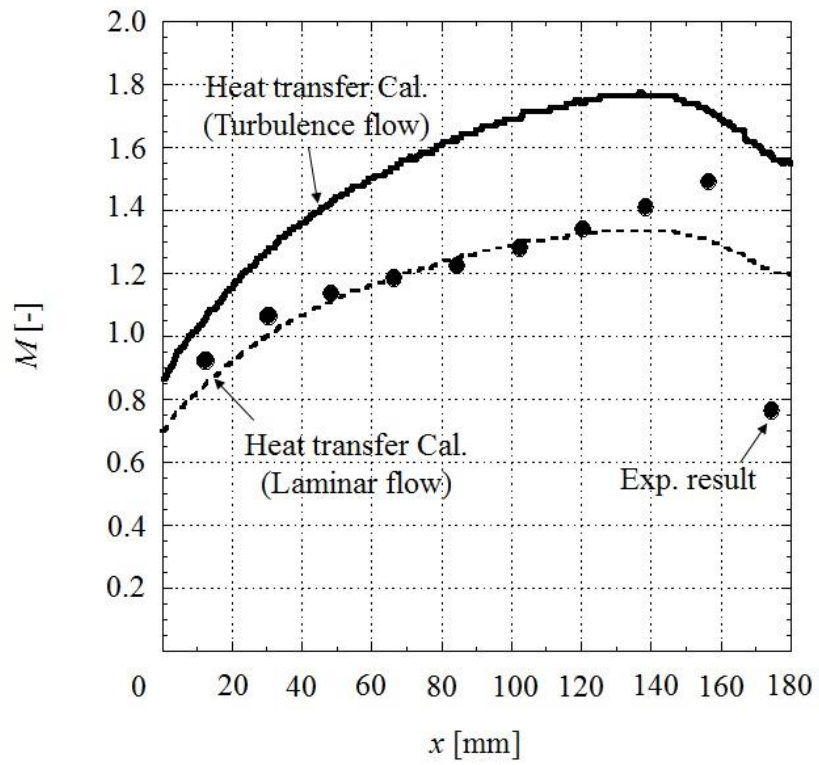
図 3-18 (e) に示す $p_0=1.0\text{MPa}$ の場合の結果より、乱流境界層の場合の伝熱計算結果による出口マッハ数は、出口ピトー圧測定実験により得た出口断面平均マッハ数とよく一致する。静圧測定結果によるマッハ数分布は、層流境界層および乱流境界層を仮定した場合の伝熱計算結果のマッハ数分布の範囲内に収まる。また、本伝熱計算によるマッハ数分布を準一次元解析によるマッハ数分布と比較した場合、本伝熱計算によるマッハ数分布は、実験結果と定性的に一致する。図 3-18 の結果を概観すると、 $p_0=0.2\sim 1.0\text{MPa}$ における静圧測定結果から求められたマッハ分布は、衝撃波先頭位置より上流において、層流境界層および乱流境界層を仮定した伝熱計算結果のマッハ数分布の範囲内に収まる。また、本伝熱計算結果のマッハ数分布は、準一次元解析結果と比べて実験結果と一致する。



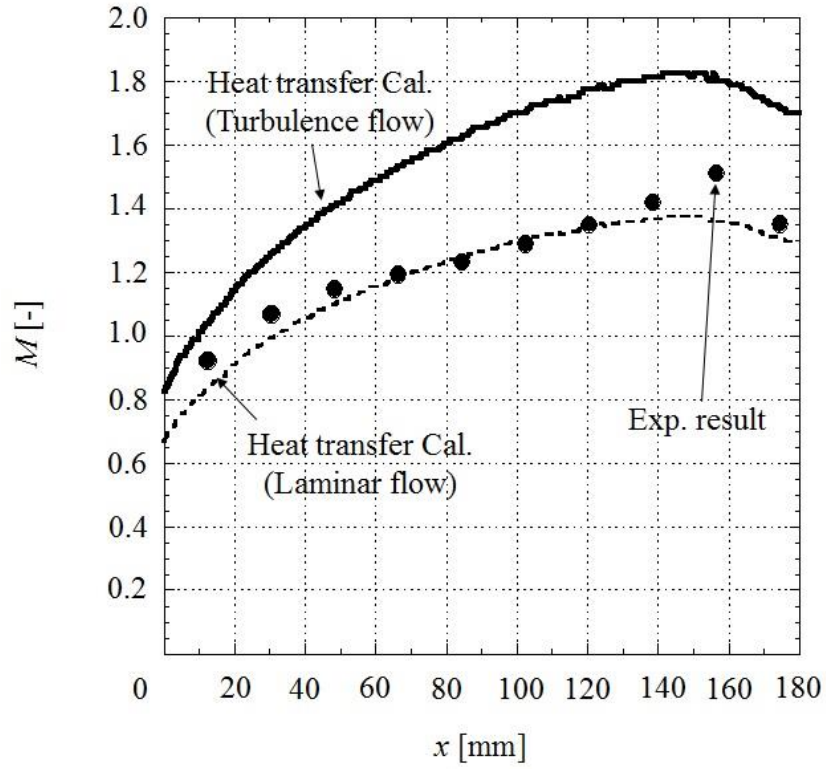
(a) $p_0=0.2\text{MPa}$



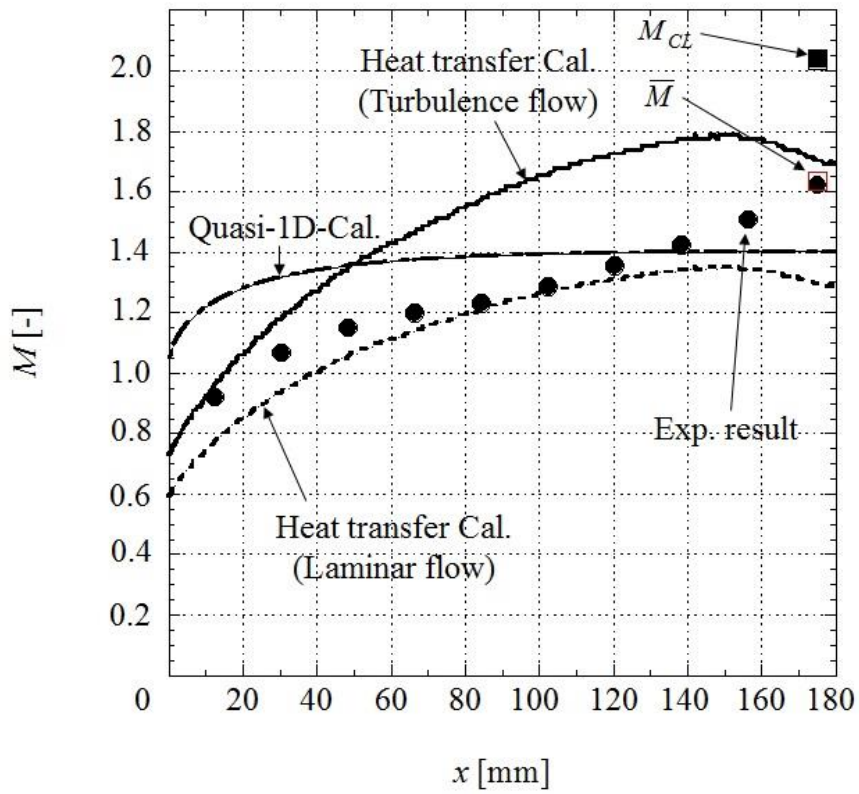
(b) $p_0=0.4\text{MPa}$



(c) $p_0=0.6\text{MPa}$



(d) $p_0=0.8\text{MPa}$



(e) $p_0=1.0\text{MPa}$

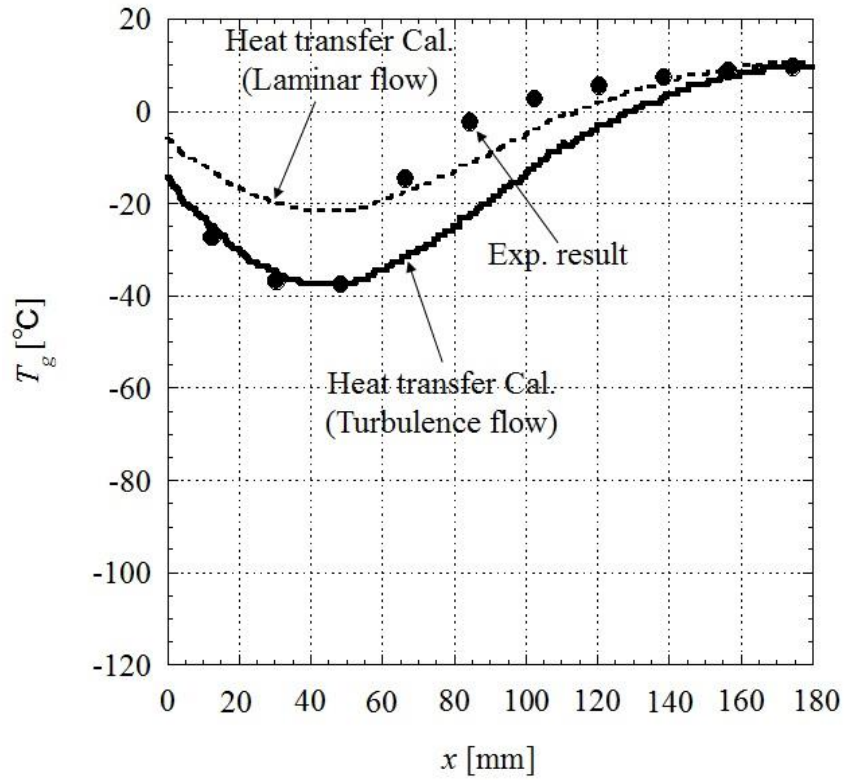
Figure 3-18 Mach number distribution in x -direction

次に、貯気圧 $p_0=0.2\sim 1.0\text{MPa}$ での伝熱計算により求めたガス温度分布と、静圧測定結果からノズル末広部が断熱と仮定した場合に算出したガス温度分布を図 3-19 に示す。図 3-18 同様、 $p_0=1.0\text{MPa}$ については、準一次元解析を行ったので、図 3-19 (e) にはその結果も合わせて示す。図の縦軸はガス温度 T_g 、横軸はスロート位置を原点とする流れ方向距離 x である。図中の実線は乱流境界層を仮定して行った伝熱計算によるガス温度分布、破線は層流境界層を仮定して行った伝熱計算によるガス温度分布、プロットは静圧測定結果よりノズル末広部が断熱と仮定した場合に算出したガス温度である。図 3-19 (e) 中の一点鎖線は準一次元解析によるガス温度分布である。赤抜きの四角印は、ピトー圧測定実験により計算したノズル出口半径方向のガス温度分布から求めた出口の断面平均ガス温度である。

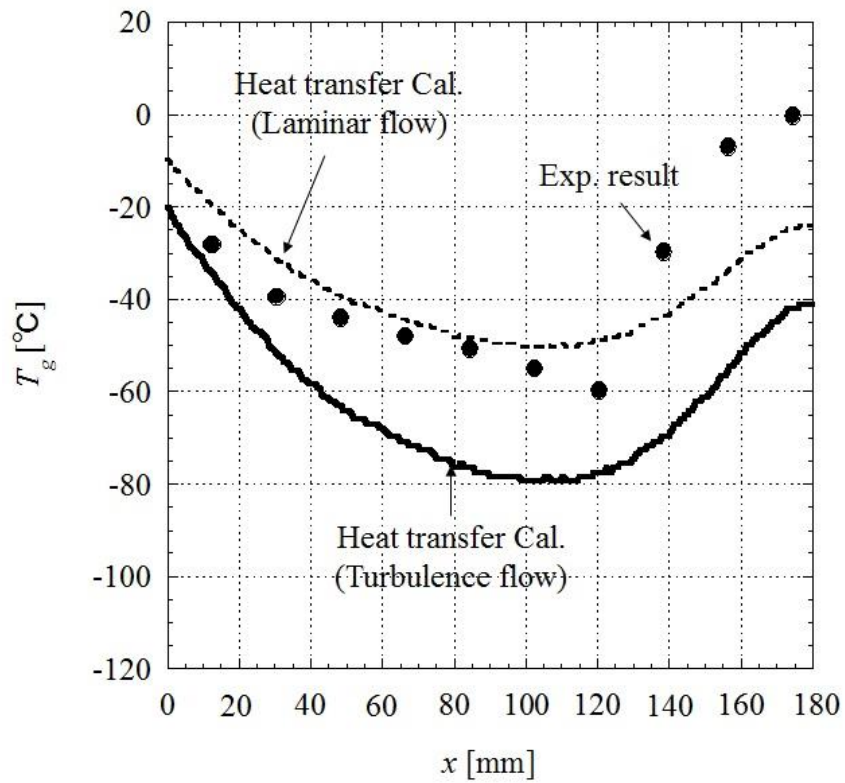
図 3-19 (a) に示す $p_0=0.2\text{MPa}$ の場合、ノズル外壁の温度変化を示した図 3-12 での衝撃波先頭位置までガス温度は低下し、衝撃波先頭位置からノズル出口にかけて上昇する。また、乱流境界層を仮定した場合の伝熱計算のガス温度分布は、衝撃波先頭位置より上流側においては、静圧測定結果から求めたガス温度分布と良く一致する。図 3-18 同様に、衝撃波先頭位置より下流側では、伝熱計算と実験データの値は大きく異なる。この原因は、図 3-18 同様に、ノズル内で発生した衝撃波により、流れがノズル内壁から剥離しているためであると考えられる。

図 3-19 (b), (c), (d) に示す $p_0=0.4, 0.6, 0.8\text{MPa}$ の結果より、貯気圧を大きくすると、衝撃波は下流方向へ移動することがガス温度分布からも分かる。また、静圧測定結果から求めたガス温度分布は、衝撃波先頭位置より上流側においては、層流境界層を仮定した場合の伝熱計算結果のガス温度分布に近い傾向を示している。衝撃波先頭位置より下流側においては、 $p_0=0.2\text{MPa}$ 同様、伝熱計算結果と実験結果は大きく異なる。図 2-17 (e) に示す $p_0=1.0\text{MPa}$ の場合の結果より、乱流境界層の場合の伝熱計算結果による出口ガス温度は、出口ピトー圧測定実験により得た出口断面平均ガス温度とよく一致する。また、静圧測定結果から求めたガス温度分布は、層流境界層および乱流境界層を仮定した場合の伝熱計算結果のガス温度分布の範囲内に収まる。また、準一次元解析によるガス温度分布と比較した場合、本伝熱計算によるガス温度分布は、実験結果と定性的に一致する。

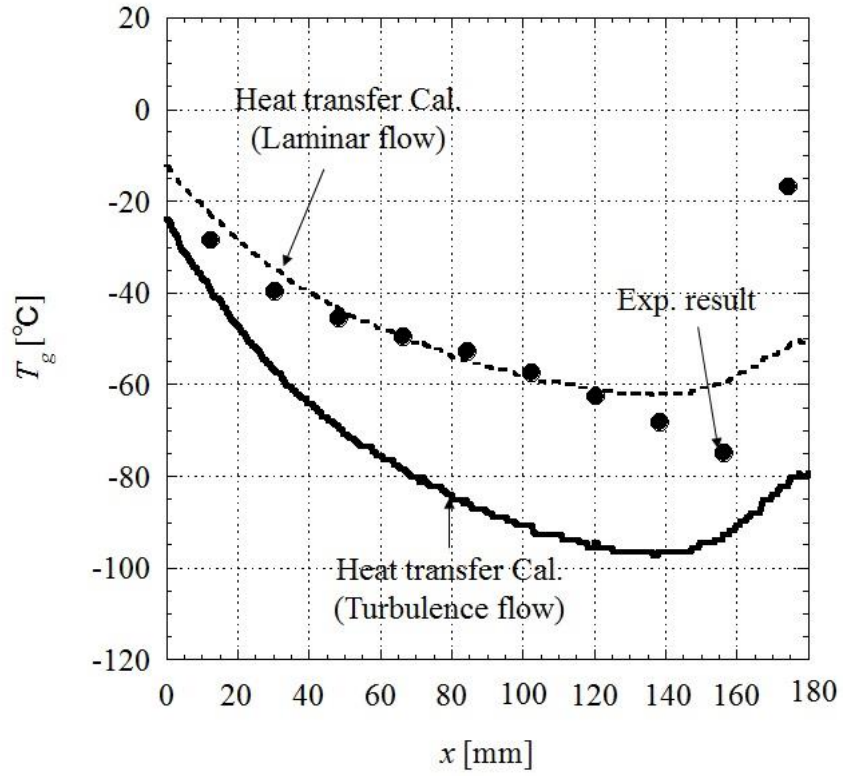
図 3-19 の結果を概観すると、 $p_0=0.2\sim 1.0\text{MPa}$ における静圧測定結果から求めたガス温度分布は、衝撃波先頭位置より上流において、層流境界層および乱流境界層を仮定した伝熱計算結果のガス温度分布の範囲内に収まる。また、本伝熱計算から求めたガス温度分布は、準一次元解析結果よりも、実験結果に近い分布を示す。



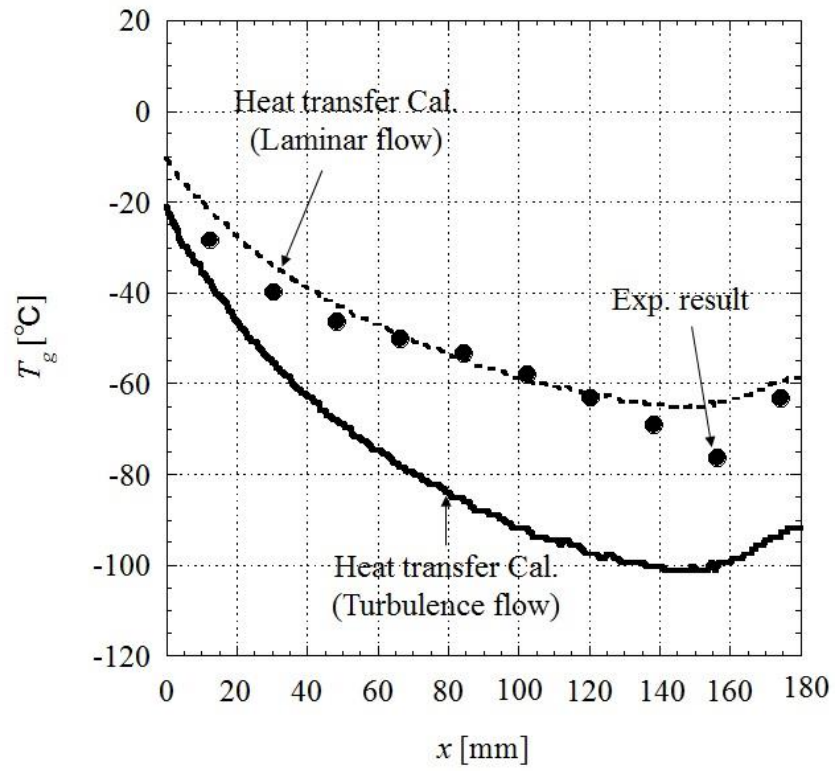
(a) $p_0 = 0.2$ MPa



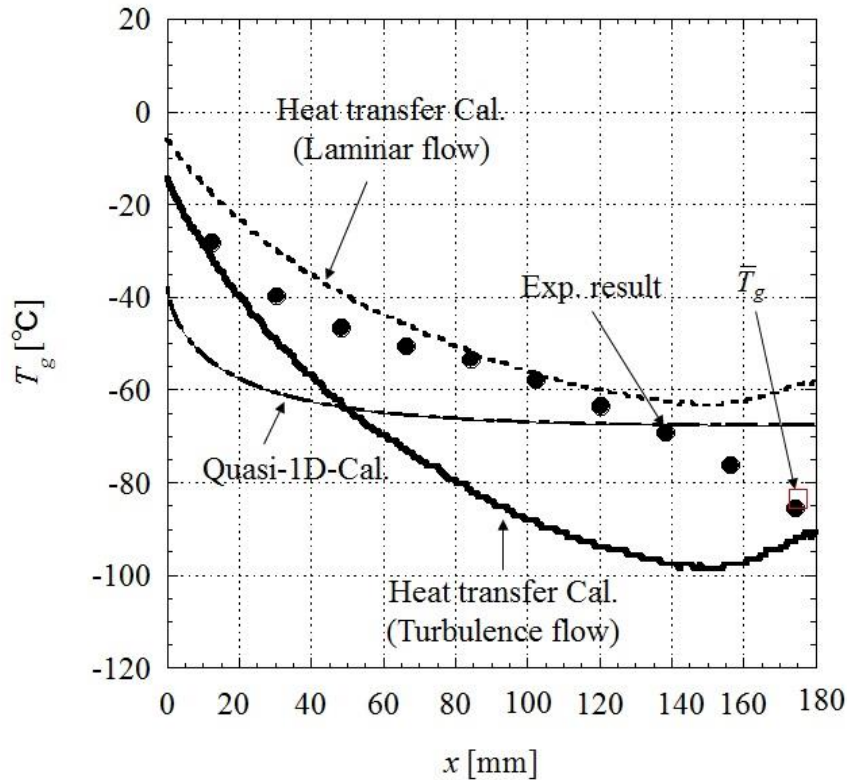
(b) $p_0 = 0.4$ MPa



(c) $p_0 = 0.6$ MPa



(d) $p_0 = 0.8$ MPa



(e) $p_0=1.0\text{MPa}$

Figure 3-19 Gas temperature distribution in x -direction

次に、貯気圧 $p_0=0.2\sim 1.0\text{MPa}$ での伝熱計算により求めたガス速度分布と、静圧測定結果からノズル末広部が断熱と仮定した場合に算出したガス速度分布を図 3-20 に示す。図 3-18, 3-19 同様、 $p_0=1.0\text{MPa}$ については、準一次元解析を行ったので、図 3-20 (e) にはその結果も合わせて示す。図の縦軸はガス速度 u_g 、横軸はスロート位置を原点とする流れ方向距離 x である。図中の実線は、乱流境界層を仮定して行った伝熱計算によるガス速度分布、破線は層流境界層を仮定して行った伝熱計算によるガス速度分布、プロットは静圧測定結果よりノズル末広部が断熱と仮定した場合に算出したガス速度である。図 3-20 (e) 中の一点鎖線は準一次元解析によるガス速度分布である。赤抜きの四角印は、ピトー圧測定実験により計算したノズル出口半径方向の速度分布から求めた出口の断面平均速度である。

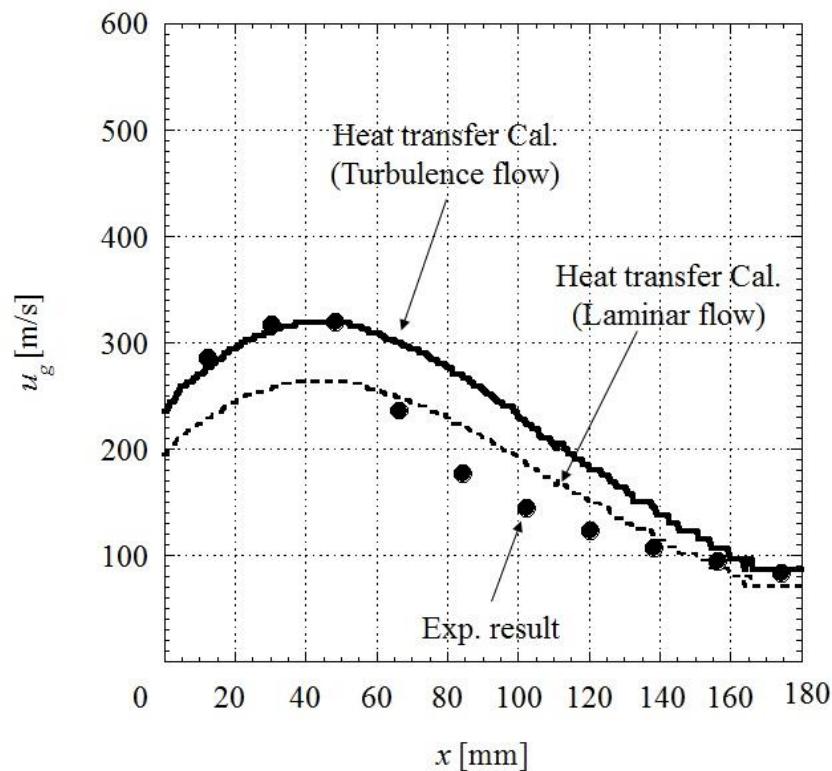
図 3-20 (a) に示す $p_0=0.2\text{MPa}$ の場合、図 3-12 で示した衝撃波先頭位置までガス速度は増加し、衝撃波先頭位置からノズル出口にかけて減少する。また、乱流境界層を仮定した場合の伝熱計算のガス速度分布は、衝撃波先頭位置より上流側においては、静圧測定結果から求めたガス速度分布と良く一致する。図 3-18, 3-19 同様に、衝撃波先頭位置より下流側では、伝熱計算と実験データは大きく異なる。この原因は、図 3-18, 3-19 同様に、ノズル内で発生した衝撃波により、流れがノズル内壁から剥離しているためであると考えられる。

図 3-20 (b), (c), (d) に示す $p_0=0.4, 0.6, 0.8\text{MPa}$ の結果より、貯気圧を大きくする

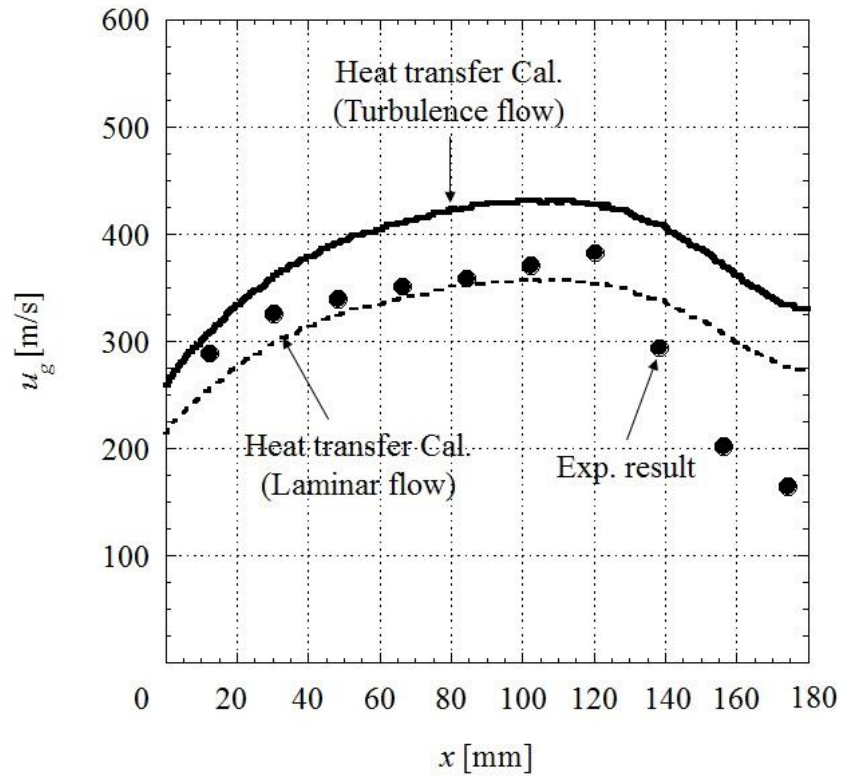
と、衝撃波は下流方向へ移動することがガス速度分布からも分かる。また、静圧測定結果から求めたガス速度分布は、衝撃波先頭位置より上流側においては、層流境界層を仮定した場合の伝熱計算結果のガス速度分布に近い傾向を示している。衝撃波先頭位置の下流側においては、 $p_0=0.2\text{MPa}$ 同様、伝熱計算結果と実験結果は大きく異なる。

図 3-20 (e) に示す $p_0=1.0\text{MPa}$ の場合の結果より、乱流境界層の場合の伝熱計算結果による出口ガス速度は、出口ピトー圧測定実験により得た出口断面平均ガス速度とよく一致する。また、静圧データから求めたガス速度分布は、層流境界層および乱流境界層を仮定した場合の伝熱計算結果のガス速度分布の範囲内に収まる。また、準一次元解析によるガス速度分布と比較した場合、本伝熱計算によるマッハ数分布は、実験結果と定性的に一致する。

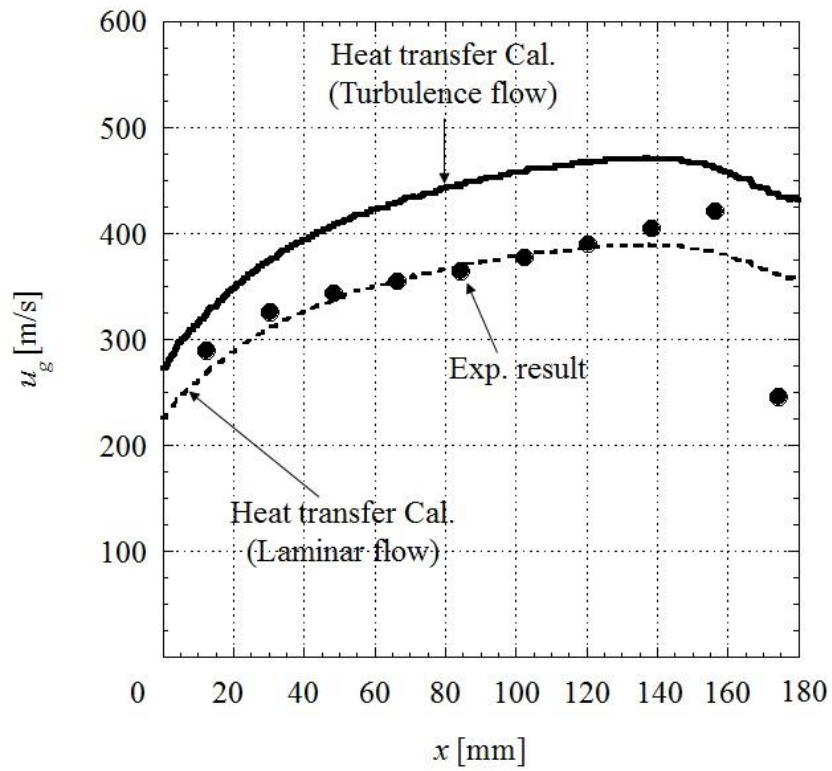
図 3-20 の結果を概観すると、 $p_0=0.2\sim 1.0\text{MPa}$ での静圧測定結果から求めたガス速度分布は、衝撃波先頭位置より上流において、層流境界層および乱流境界層を仮定した伝熱計算結果のガス速度分布の範囲内に収まる。また、本伝熱計算から求めたガス速度分布は、準一次元解析結果よりも、実験結果に近い分布を示す。



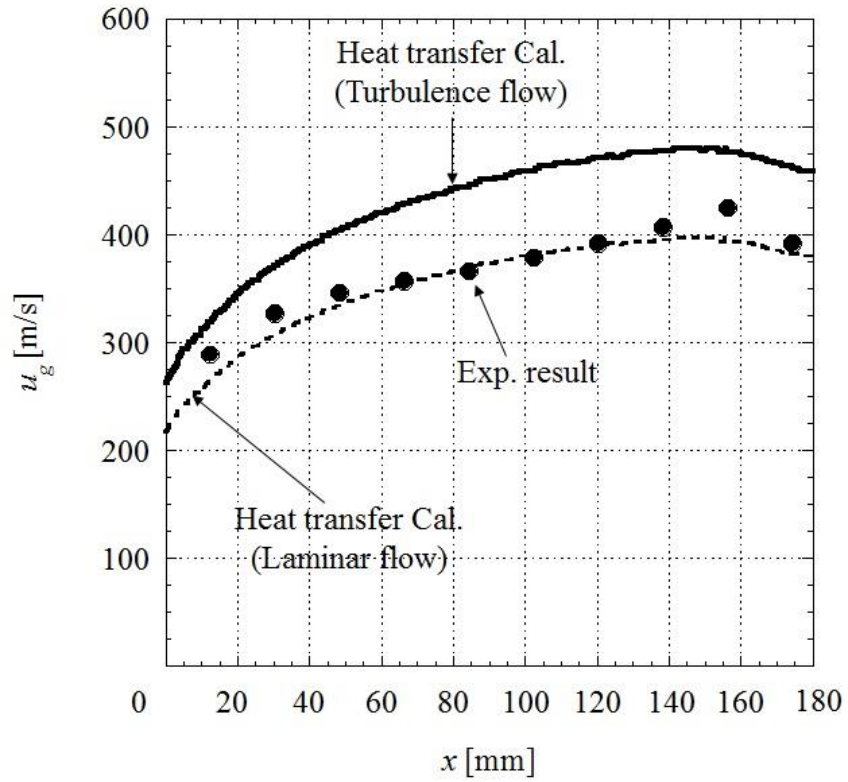
(a) $p_0=0.2\text{MPa}$



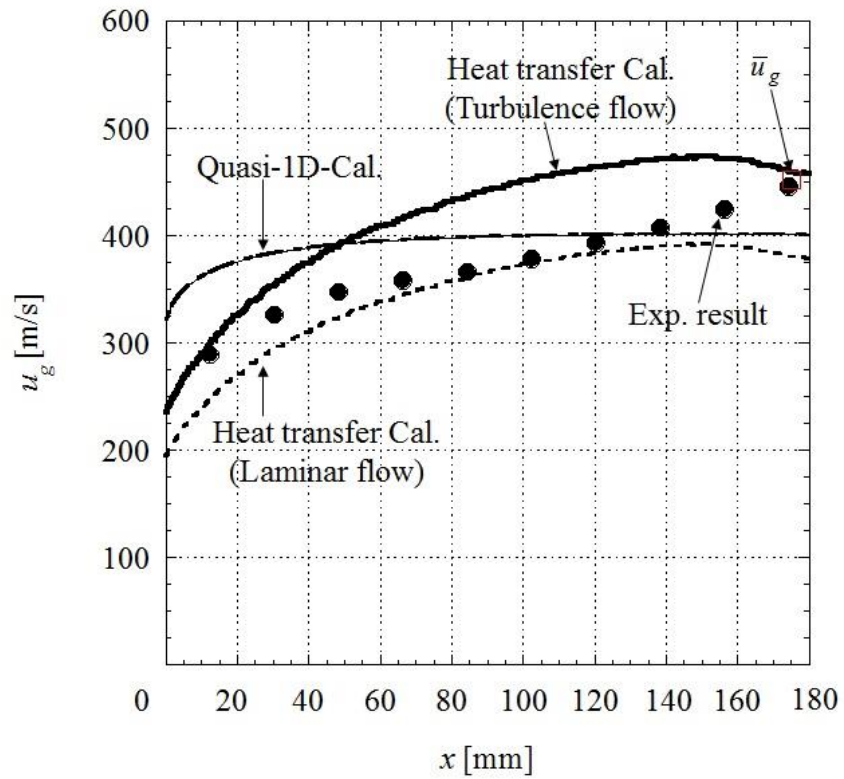
(b) $p_0 = 0.4$ MPa



(c) $p_0 = 0.6$ MPa



(d) $p_0=0.8$ MPa



(e) $p_0=1.0$ MPa

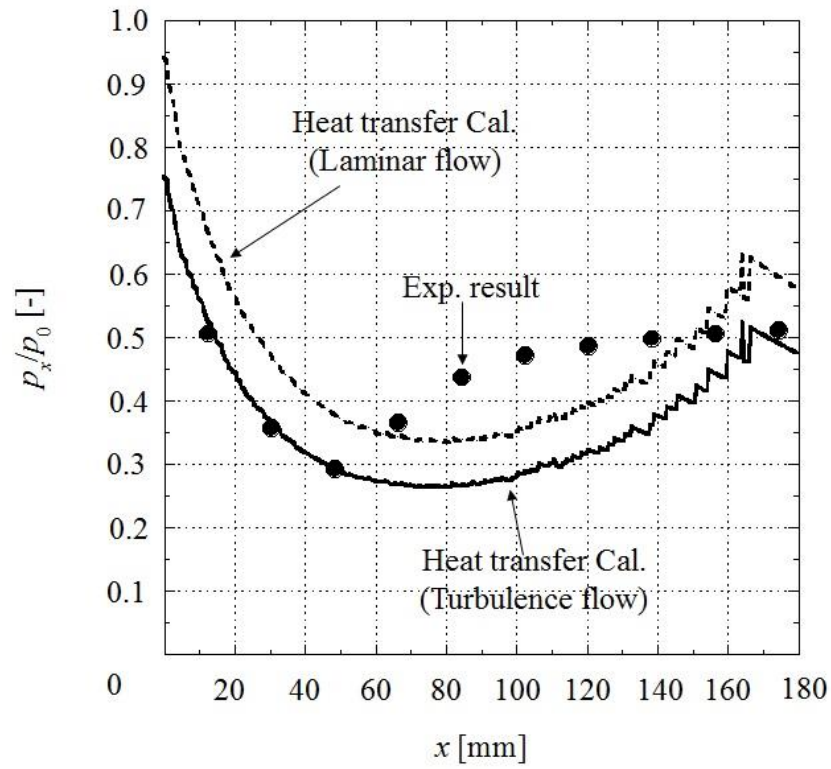
Figure 3-20 Gas velocity distribution in x -direction

最後に、貯気圧 $p_0=0.2\sim 1.0\text{MPa}$ での伝熱計算により求めた静圧分布と、静圧測定実験の静圧分布を図 3-21 に示す。図 3-18, 3-19, 3-20 同様、 $p_0=1.0\text{MPa}$ については、準一次元解析を行ったので、図 3-21 (e) にはその結果も合わせて示す。図の縦軸は静圧を貯気圧で除した圧力比 p_x/p_0 、横軸はスロート位置を原点とする流れ方向距離 x である。図中の実線は、乱流境界層を仮定して行った伝熱計算による静圧分布、破線は層流境界層を仮定して行った伝熱計算による静圧分布、プロットは静圧測定実験の静圧分布である。図 3-21 (e) 中の一点鎖線は準一次元解析による静圧分布、

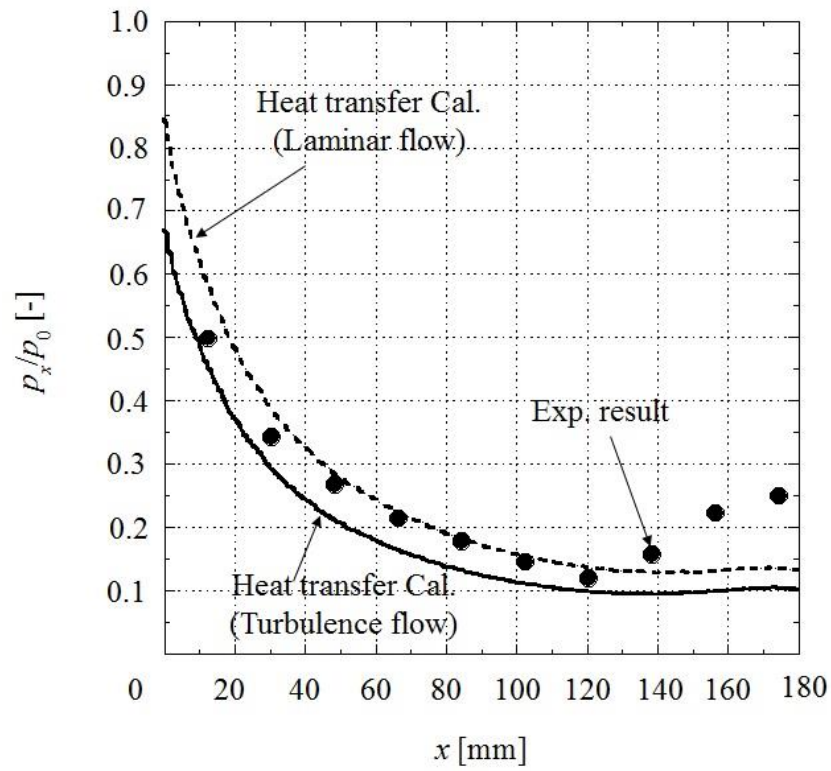
図 3-21 (a) に示す $p_0=0.2\text{MPa}$ の場合、静圧測定実験の静圧分布は、図 3-12 で示した衝撃波先頭位置まで減少し、衝撃波先頭位置からノズル出口にかけて増加する。しかし、伝熱計算による静圧は、衝撃波先頭位置を超えてもなお減少し続け、衝撃波先頭位置より 30mm ほど下流で緩やかに上昇し始める。また、乱流境界層を仮定した場合の伝熱計算の静圧分布は、衝撃波先頭位置より上流側においては、静圧測定実験の静圧分布と良く一致する。図 3-18, 3-19, 3-20 同様に、衝撃波先頭位置より下流側では、伝熱計算結果と実験結果の値は大きく異なる。この原因は、図 3-18, 3-19, 3-20 同様に、ノズル内で発生した衝撃波により、流れがノズル内壁から剥離しているためであると考えられる。伝熱計算による静圧がノズル下流部で振動するのは、カメラの光軸とノズル下流部の角度が大きくなることにより、熱画像の解像度が変化するためである。

図 3-21 (b), (c), (d) に示す $p_0=0.4, 0.6, 0.8\text{MPa}$ の結果より、静圧測定実験の静圧分布は、衝撃波先頭位置より上流側においては、層流境界層を仮定した場合の伝熱計算結果の静圧分布に近い傾向を示す。衝撃波先頭位置より下流側においては、 $p_0=0.2\text{MPa}$ の場合と同様、伝熱計算結果と実験結果は大きく異なる。図 3-21 (e) に示す $p_0=1.0\text{MPa}$ の結果より、静圧測定実験の静圧分布は、層流境界層および乱流境界層を仮定した場合の伝熱計算結果の静圧分布の範囲内に収まる。また、準一次元解析による静圧分布と比較した場合、本伝熱計算による静圧分布は、実験結果と定性的にも定量的にも一致する。

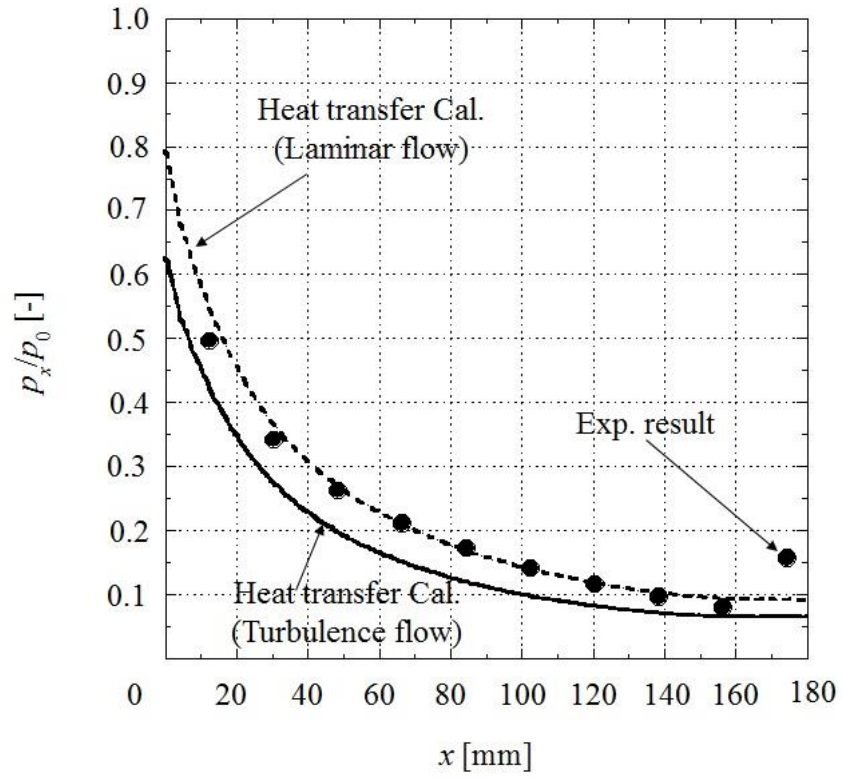
図 3-21 の結果を概観すると、 $p_0=0.2\sim 1.0\text{MPa}$ での静圧測定実験の静圧分布は、衝撃波先頭位置より上流において、層流境界層および乱流境界層を仮定した伝熱計算結果の静圧分布の範囲内に収まる。また、本伝熱計算から求めた静圧分布は、準一次元解析結果よりも、実験結果と定性的にも定量的にも一致する。



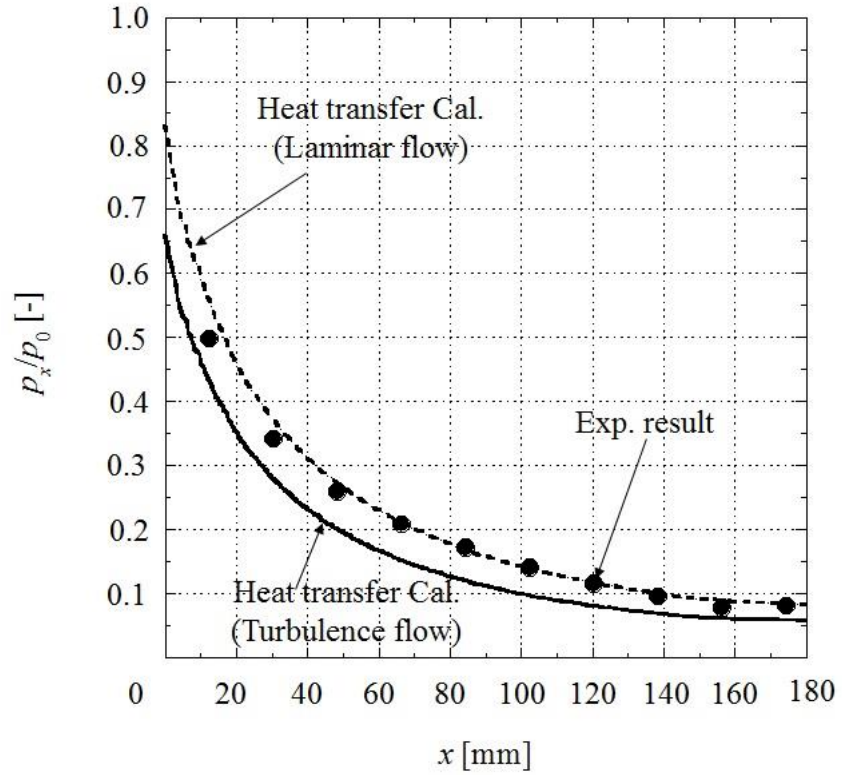
(a) $p_0=0.2$ MPa



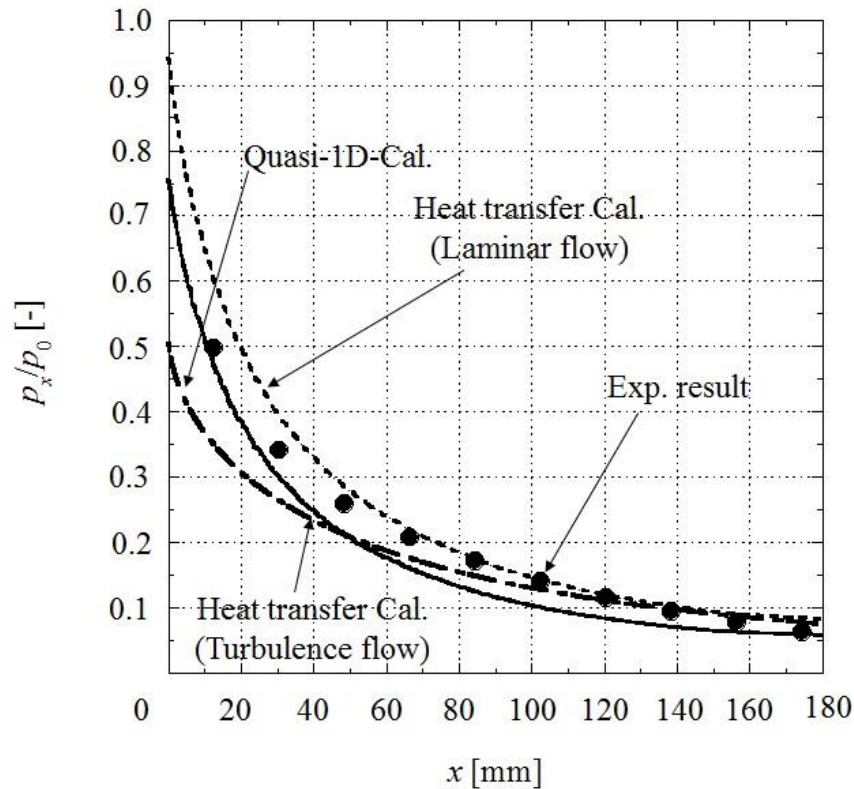
(b) $p_0=0.4$ MPa



(c) $p_0=0.6$ MPa



(d) $p_0=0.8$ MPa



(e) $p_0=1.0\text{MPa}$

Figure 3-21 Pressure ratio distributions in x-direction

3.5 本章のまとめ

赤外線カメラを用いて、CS ノズル外壁温度を測定した。得られた熱画像データから伝熱計算によりノズル内のガス温度、マッハ数、ガス速度、静圧を推定した。さらに、伝熱計算結果と、静圧測定実験、ノズル出口ピトー圧測定実験、準一次元数値解析の結果を比較し、本推定手法の妥当性を検証した。得られた結果を要約すると以下のとおりである。

- 1) ノズル外表面の温度分布は、静圧分布と相関がある。従って、衝撃波の有無に関わらず内部の静圧の流れ方向分布の定性的な傾向を診断することができる。ノズル内に衝撃波が発生した場合は、その先頭位置も特定できる。
- 2) 乱流境界層を仮定した場合の伝熱計算結果による出口マッハ数は、ピトー圧測定実験により得た出口断面平均マッハ数とよく一致する。
- 3) ノズル内に衝撃波が存在しない場合、壁面静圧測定結果から求めたガスのマッハ数、温度、速度、静圧の分布は、層流境界層および乱流境界層を仮定した伝熱計算結果のガス温度、速度、静圧の分布の範囲内に収まる。
- 4) ノズル内に衝撃波が存在する場合、壁面静圧測定結果から求めたマッハ数、ガスの温度、速度、静圧の分布は、層流境界層および乱流境界層を仮定した伝熱計算結果のガス温度、速度、静圧の分布と異なる。これは、伝熱計算に用いている回復温度が剥離流れに適用できないことが原因であると考えられる。

第4章 相互相関法により得られるコールドスプレーの粒子群の速度と平均直径に関する考察

4.1 緒論

溶射において粒子速度を計測する際、ガス温度が粒子の融点よりも高い溶射法（高速フレイム溶射やプラズマ溶射）では溶射粒子が高温になるため、粒子からの反射光を検出するタイプの粒子速度測定[57]が可能である。しかし、コールドスプレーでは、HVOF溶射の場合ほど粒子温度が高くないため、粒子が発する放射光が弱い。そのため、放射光を検出する手法で粒子速度を測定することは困難である。このような場合、粒子の流れにレーザーシートを照射する PIV が用いられる[58]。

PIV とは、トレーサと呼ばれるマーカーを挿入することによって見えるようにする流れの可視化技術にデジタル画像処理技術を加え、流れ場の瞬時・多点の速度情報を抽出する技術である。一般に、流れの中に注入したトレーサ粒子の動きから二次元断面内の速度ベクトルを得る手法である。PIV は個々の粒子を追跡する粒子追跡法 (PTV ; Particle Tracking velocimetry) と、画像上の濃度パターンを相互相関法を用いて追跡する狭義の PIV の2種類に大別される。前者には、溶射の分野では SprayWatch system[59], [60] (Oseir Ltd., Tampere, Finland) や VisiSizer system[61], [62] (Oxford Lasers, Didcot, UK) 等がある。本研究では流体計測で用いられる狭義の PIV を対象とする[63], [64], [30]。PIV 計測システムの模式図を図 4-1 に示す。

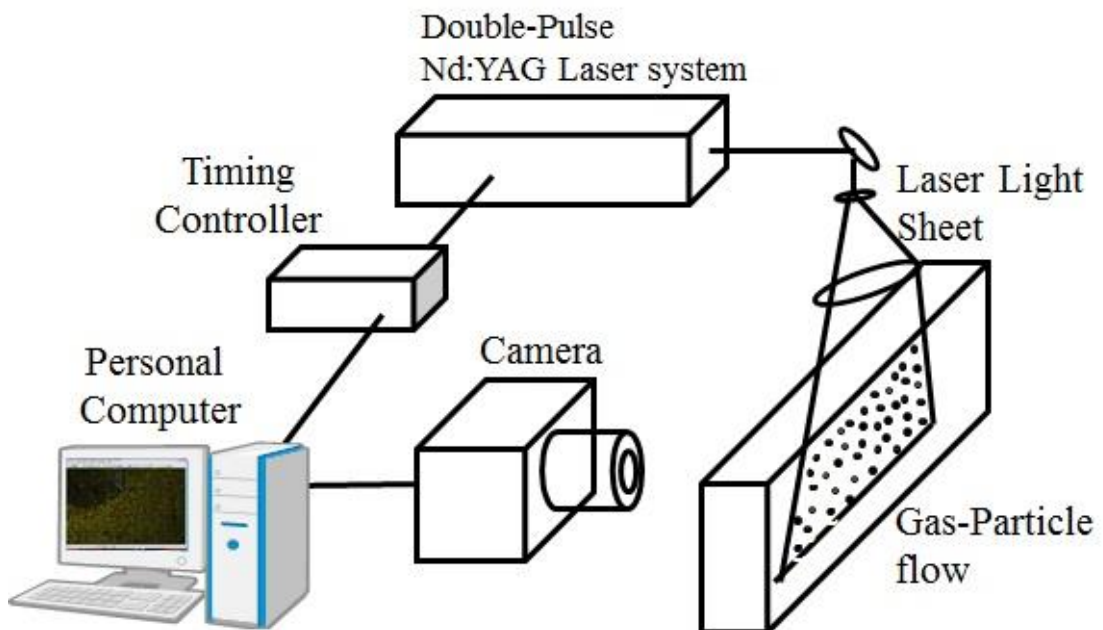


Figure 4-1 Schematic diagram of PIV measurement system

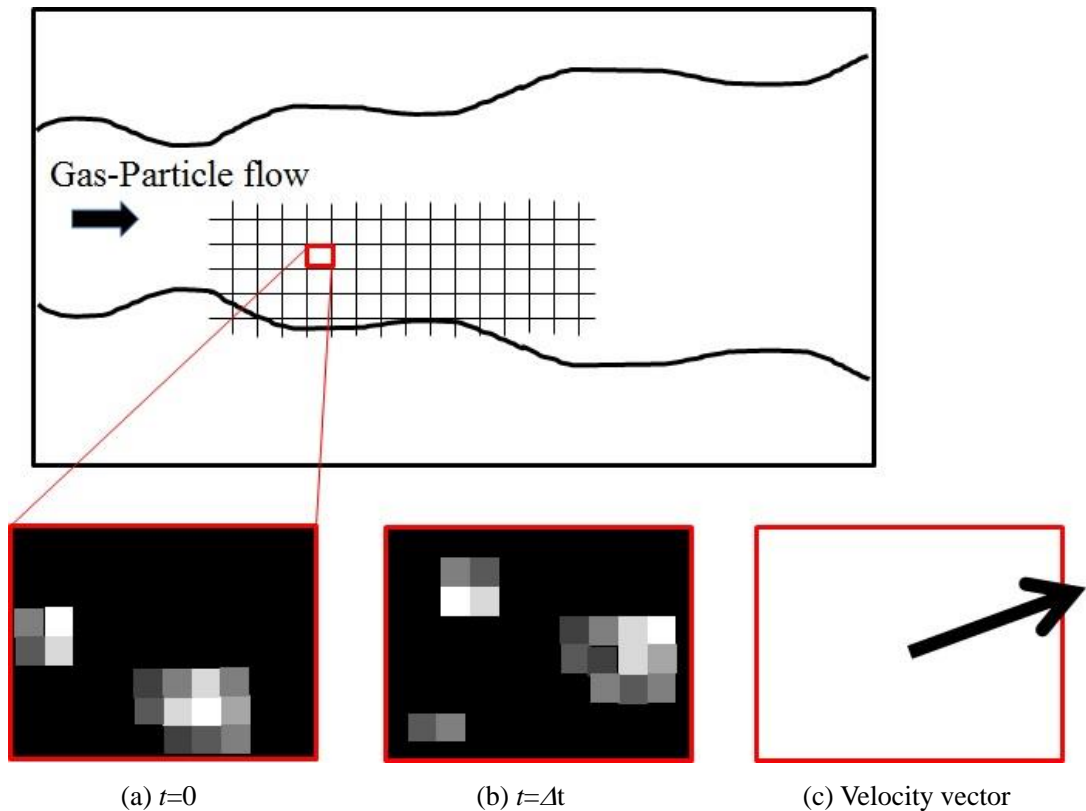


Figure 4-2 Interrogation area images of PIV

図に示すように、PIVではトレーサ粒子を含む流れ場にレーザーシートを照射し、トレーサ粒子から生じる散乱光を高速 CCD カメラにより撮影する。このとき、既知の微小時間 Δt だけずらして撮影した一組の粒子画像を数十～数百組撮影する。

次に、一組の粒子画像から粒子群の速度を求める方法について説明する。撮影された粒子画像ペアの中の微小領域の模式図を図 4-2 (a), (b) に示す。図中の白～灰色の区間（ピクセル）が粒子像を表す。微小領域の粒子画像パターンから、図 4-2 (c) に示すように微小領域の「平均」速度ベクトルを、次節で述べる相互相関法を用いて算出する。PIV は流体の速度ベクトル場を得ることを意図して開発された可視化手法であるため、流体力学の研究においては、流れによく追従するトレーサ粒子が用いられる。例えば、常温の空気流であれば煙、オイルミストなどが用いられ、高温の気流では直径数 μm の TiO_2 など軽量の固体粒子が用いられる。このとき、前述の微小領域内において個々のトレーサの粒径の違いに起因する粒子速度の差は無視できるほど小さい。

一方、溶射の場合に「トレーサ粒子」となるのは溶射粒子である。溶射粒子には、流れに追従しやすい小粒径の粒子から、追従しにくい大粒径の粒子までが含まれる。大小の粒子から成る粉末を気流に混入させて PIV を適用すると、図 4-2 に示した微小領域にも、高速の小粒子から、低速の大粒子が混在することになる。そのような粒子画像に対して得られる微小領域の「平均」速度ベクトルは、「平均直径」何 μm の粒子の速度に対応するのであろうか。筆者の知る限り、この疑問に答える研究は見あたらない。

上述の疑問は、PIV 計測と同じ条件で粒子速度の数値シミュレーションを行う際に顕

在化する．すなわち，数値シミュレーションでは，実際に用いられた粉末の代表直径で粒子速度を計算する場合が多い．このときの代表粒径は前述の「平均直径」であるべきだが，それが体積基準の平均直径なのかが判然としない．

本研究では，直径分布のある銅粉末を PIV 計測のトレーサとして用いたときに得られる粒子速度と，それに対応する平均直径について，数値的に作り出した輝度値分布を用い，PIV 計測の原理に基づいて考察する．なお，本章の考察には PIV 計測の実験データは用いない．

4.2 解析方法

本研究では，PIV の測定原理に基づいて得られる粒子群の速度と，数値解析により得られる単一粒子の速度を比較する．前者の解析には，正確な直径と速度が分かっている大小の粒子が十萬個程度必要である．これを実験的に得ることは不可能である．そこで，これらの粒子速度は数値解析により与える．比較用の単一粒子の速度にも，同じ数値解析を用いる．コールドスプレーでは，ガス流中を飛行する溶射粒子の速度ベクトルの向きは，流れにほぼ平行（一次元的）である．そこで，本研究では，数値解析の手法として次元解析を用いる．本研究では，溶射粒子は真球の銅とし，特にノズル出口中心軸上の粒子速度を対象とする．本節では 4.2.1, 4.2.2, 4.2.4 項で PIV の測定原理の詳細について，4.2.3 項で次元解析について述べる．

4.2.1 単一粒子の輝度値分布[65]

まず，画像上に投影される粒子の直径 d_{pi} について述べる． d_{pi} は，粒子の投影サイズと撮影光学系の回折限界とによって定まり，次式で計算される．

$$d_{pi} = \sqrt{M_l^2 d_p^2 + d_a^2} \quad (4.1)$$

$$d_a = 2.44 \lambda_l (1 + M_l) F \quad (4.2)$$

$$M_l = L_i / L_0 \quad (4.3)$$

ここで， d_p は実際の粒子直径， d_a は回折によるエアリディスクの直径， M_l はレンズ系の横倍率， λ_l はレーザーの波長， F はレンズ系の明るさを表す F 値， L_i はピンホールカメラモデルの主点から撮像面までの距離， L_0 は主点から物体までの距離である．エアリディスクとは，光の回折によって画像上に得られる粒子像である．本研究では，波長 $\lambda_l = 532\text{nm}$ のレーザーを用いるものとし， $M_l = 0.45$ （視野幅 20mm の 1/2 インチ CCD 素子を想定）， $F = 2.8$ とした．式 (4.1) を用いて画像上の粒子直径 d_{pi} を計算した結果を図 4-3 に示す．

次に，画像上の単一粒子像の輝度値分布について述べる．画像上の輝度値分布は正規分布と仮定されることが多いため，次の方法で与えた．いま，直径 d_{pi} の粒子の中心の画像上での投影位置を X_p とおき，画像上での輝度値分布 $I(X)$ を以下の式で与える．

$$I(X) = I_0 \exp \left[\frac{-(X - X_p)^2}{(d_{pi}/2)^2} \right] \quad (4.4)$$

ここで、 I_0 は各粒径粒子に対する最大輝度値である。粒子からの散乱強度は d_p の自乗に比例し、 d_{pi} の自乗に反比例することから、本研究では I_0 を以下のように与えた。

$$I_0 = K \left(\frac{d_p}{d_{pi}} \right)^2 \quad (4.5)$$

ただし、 $d_p=10\mu\text{m}$ のときに $I_0=1$ となるように K の値を与えた。式(4.1)で求めた d_{pi} を用いて式(4.5)から最大輝度値を計算した結果を図4-4に示す。図より、直径 $2\mu\text{m}$ の粒子の最大輝度値は、直径 $10\mu\text{m}$ の粒子の約7%程度である。実際、直径数 μm 程度以下の粒子では、散乱光強度が不足して暗くなり、撮影しにくくなる。

式(4.4)において $X_p=0.014\text{mm}$ とし、 $d_p=10\mu\text{m}$ ($d_{pi}=6.9\mu\text{m}$)の粒子の画像上での輝度値分布 $I(X)$ を計算した例を図4-5に実線で示す。本研究では、物理空間の 20mm 程度の幅を 1280pixel で解像するものとして、画像上の 1pixel の長さ $\Delta X=16\mu\text{m}$ とした。その場合の輝度値の階段状の分布も図中に点線で示す。これは、実線の輝度値分布を区間 ΔX で数値積分し、その積分値を ΔX で除して当該画素の輝度値としている。

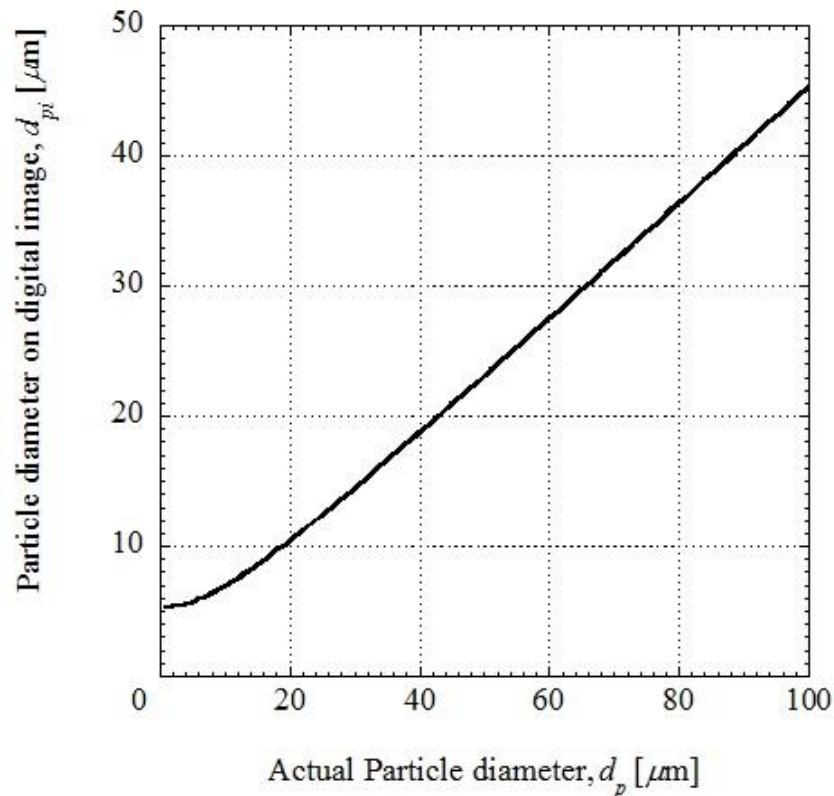


Figure 4-3 Particle diameter on digital image against actual particle diameter

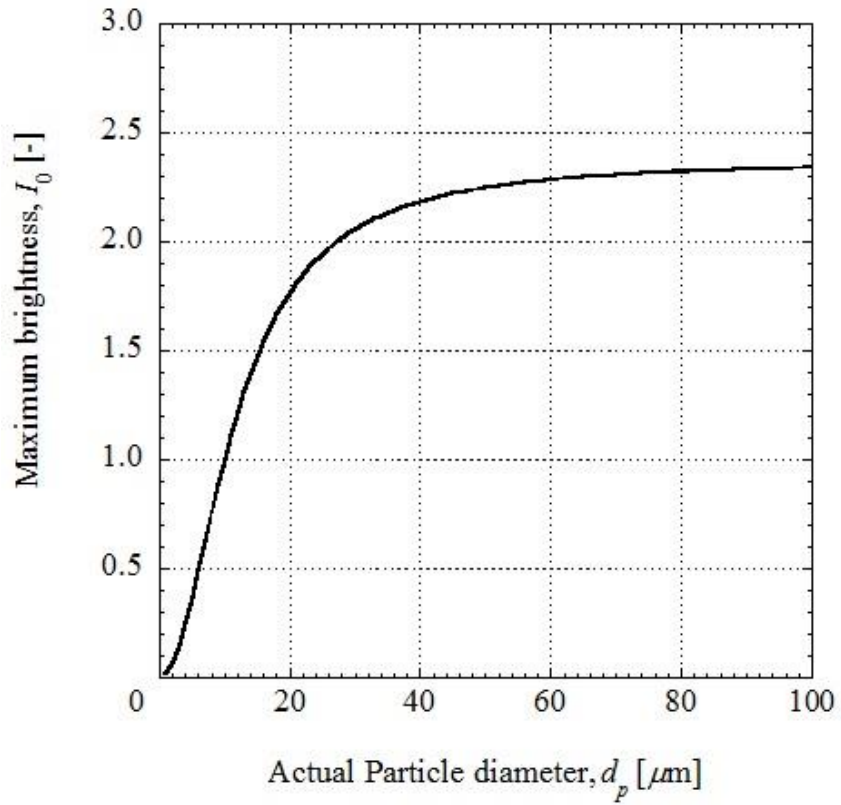


Figure 4-4 Maximum brightness against actual particle diameter

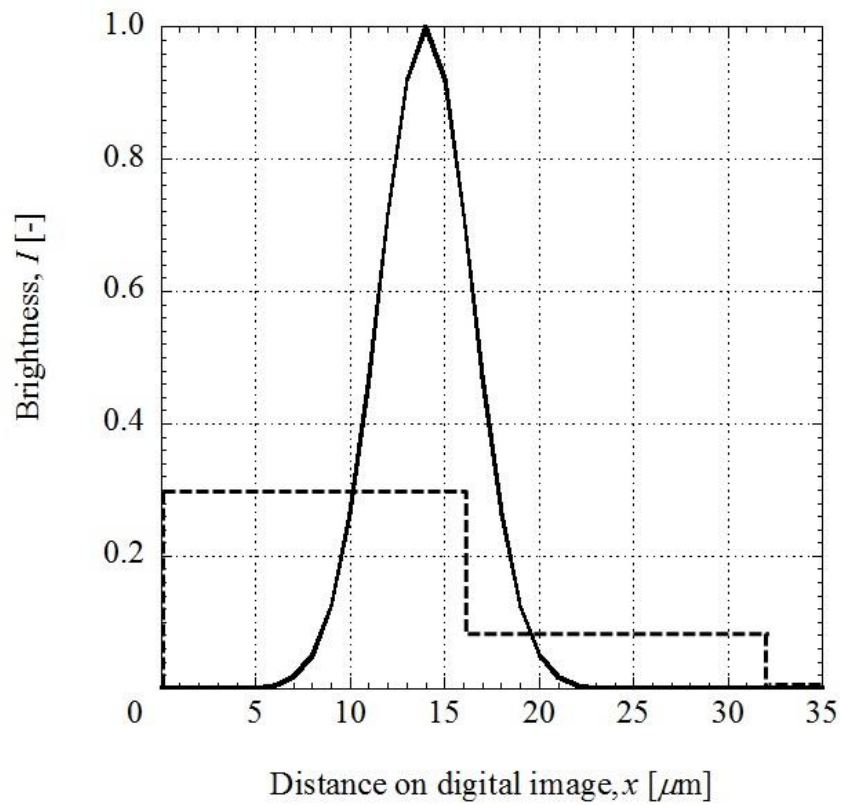


Figure 4-5 Brightness distribution of 10 μm particle

4.2.2 粒子位置の決定方法

図 4-2 (a) に示した微小領域は、PIV の分野では検査領域と呼ばれ、図中では面である。しかし、本研究では粒子の流れを一次元として考察するため、これに対応する微小長さを検査領域とした。検査領域はノズル出口中心に設定し、その長さは 16pixel (画像上で 0.256mm) とした。後述の相互相関係数を計算するために必要な探査領域の長さは 8pixel とした。すなわち、検査領域に隣接する上流側と下流側のそれぞれに、8pixel 長の探査領域を接続した。この合計 32pixel の区間に 20 個の粒子位置を乱数により与えた。粒子の個数を 20 個としたのは、一般に検査領域内の粒子の個数は 5 個以上が望ましいとされており、10 個程度の粒子が検査領域に入ることが期待できるからである。実際の PIV 計測では、そのような粒子個数になるように粒子濃度を調整することになる。なお、乱数を用いた粒子位置決定では、粒子の中心は画素の中心にくる訳ではなく、32pixel 区間のあらゆる場所に粒子の中心がくる可能性がある。

粒子のみならず、粒子直径も乱数により与えた。本研究では、1 条件の解析について 16,000 個 (20 個×800 回) の粒子を用い、乱数で 1 つずつ決定した粒子直径が、予め与えた粒径分布となるようにした。得られた 800 個の速度を算術平均し、検査領域の平均速度とした。

本研究で用いた 4 種類の個数基準の粒径の頻度分布を図 4-6 (a) に示す。これらは、直径分布の確立密度関数を次の対数正規分布[66]で与えた。

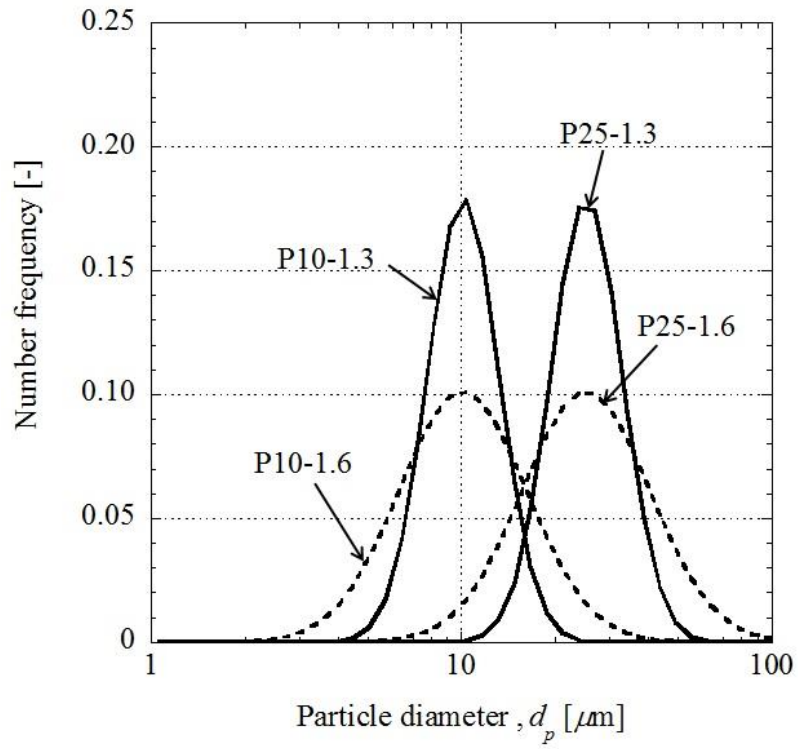
$$f(d_p) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}d_p \ln \sigma_g} \exp \left\{ -\frac{(\ln d_p - \ln \bar{d}_g)^2}{2(\ln \sigma_g)^2} \right\} \quad (4.6)$$

ここで、幾何平均直径[67] \bar{d}_g は 10, 25 μm の 2 種類とし、幾何標準偏差[67] σ_g は、2 つの \bar{d}_g の値に対して 1.3, 1.6 μm を与えた。図 4-6 (a) の分布は、横軸の 1~400 μm の間を対数スケールで 50 等分に区切り、各区間の代表直径の頻度の総和が 1 となるように与えた。粒径分布の名称としては、例えば $\bar{d}_g=10 \mu\text{m}$, $\sigma_g=1.3 \mu\text{m}$ の粒径分布は、P10-1.3 とした。図 4-6 (a) を体積基準の分布に換算したものを図 4-6 (b) に示す。これは次式に基づいて換算した。

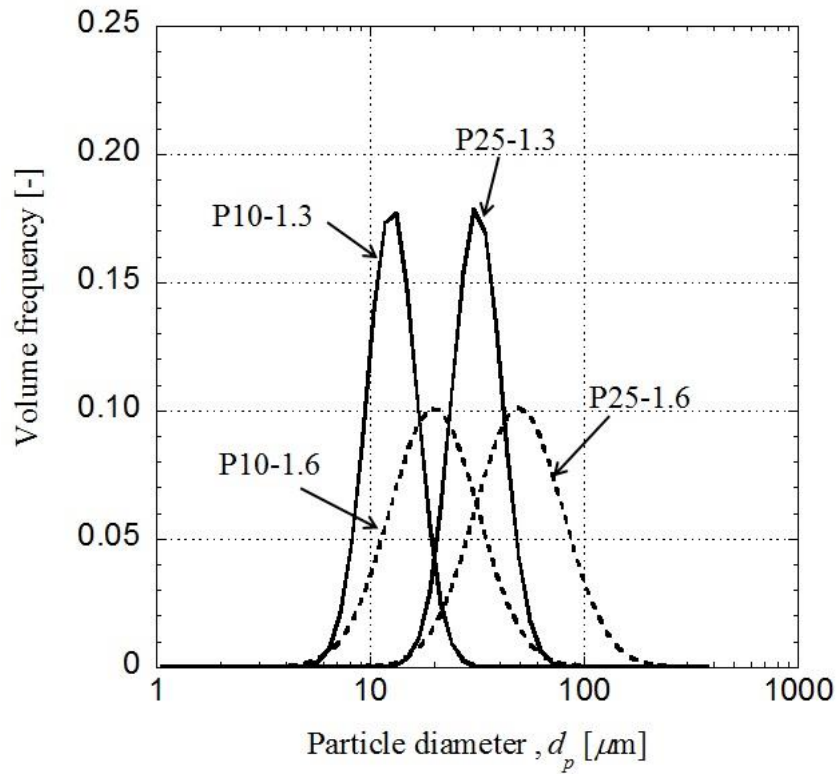
$$f^{(3)}(d_p) = \frac{d_p^3 \cdot f^{(0)}(d_p)}{\int_0^\infty d_p^3 \cdot f^{(0)}(d_p) dW_{d_p}} \quad (4.7)$$

ただし $f^{(3)}(d_p)$, $f^{(0)}(d_p)$, W_{d_p} は、それぞれ体積基準の頻度、個数基準の頻度、代表粒径 d_p の区間幅である。

実際の溶射では、ノズル出口の中心軸上を通過する粒子の直径分布は、粉末供給装置を通過する粒子を捕捉したと想定し、その粒径分布が図 4-6 に示した分布であるとした。



(a) Number based distributions



(b) Volume based distributions

Figure 4-6 Particle diameter distributions used for one-dimensional velocity calculation

4.2.3 粒子直径と粒子速度の関係

本研究では、ノズル内を準一次元断熱摩擦流れと仮定し、単一の球形粒子の運動方程式を解くことにより粒子速度を求めた[68]。ノズルは円錐形の先細末広形状とし、寸法はスロート直径 2mm、出口直径 5mm、先細部長さ 25mm、末広部長さ 75mm とした。溶射粒子は粒径に関係なく初速度 10m/s で先細部入口から中心軸に平行に下流に向けて投入されるとした。作動ガスとして、窒素の場合とヘリウムの場合について計算を行い、いずれの場合も貯気圧は 2MPa、貯気温度は 300°C とした。粒子材料は銅とし、4.2.2 項で説明した 4 つの直径分布を与えた。ガスの種類と直径分布の組合せを表 4-1 に示す。

この計算により得られたノズル出口での粒子速度を次節の解析に用いた。また、比較用の単一粒子の速度にも、本計算結果を用いた。なお、本計算では基材は考慮していない。

Table 4-1 Numerical conditions of gas and powder

Case #	Gas type	Powder name
1	N ₂	P10-1.3
2		P10-1.6
3		P25-1.3
4		P25-1.6
5	He	P10-1.3
6		P10-1.6
7		P25-1.3
8		P25-1.6

4.2.4 相互相関法

次に、微小時間 Δt だけ異なる二時刻の一次元輝度値分布から、検査領域の平均的な粒子速度を算出する方法について説明する。ノズル出口中心を原点 $x=0$ として、検査領域 ($x=0.128\sim 0.384\text{mm}$) の前後に探査領域 ($8\text{pixel}=0.128\text{mm}$) を接続した $x=0\sim 0.512\text{mm}$ の区間に配置する粒子の直径と位置は 4.2.2 項の方法で決定し、粒子速度は 4.2.3 項の方法で決定した。これを $t=0$ での粒子群の配置とした。 $t=\Delta t$ 後の各粒子の移動距離は、2.3 節の方法で求めた各粒子の速度に Δt を掛けることにより得た。これを $t=\Delta t$ での粒子群の配置とした。ただし、 $x=0\sim 0.512\text{mm}$ の区間内で、個々の粒子の流れ方向の速度変化は無視できるほど小さいとした。 $t=0$ 、 Δt での粒子群の配置に対して、4.2.1 項で述べた方法により一次元的な輝度値分布を得た。この一組の輝度値分布から、検査領域にある粒子群の平均的な移動距離を、以下に述べる相互相関法により求めた。

相互相関法とは、局所的な輝度値パターンの類似度を相互相関係数で評価し、相互相関係数のピーク値が得られるときの移動距離を、粒子群の平均移動距離とする手法である。相互相関係数の計算には、次式で定義される離散表現の式を用いた。

$$C(n) = \frac{\sum_{i=1}^N (f_i - \bar{f})(g_{i+n} - \bar{g})}{\sqrt{\sum_{i=1}^N (f_i - \bar{f})^2 \cdot \sum_{i=1}^N (g_{i+n} - \bar{g})^2}} \quad (4.8)$$

ここで、 f_i 、 g_i はそれぞれ $t=0$ 、 Δt での位置 X_i における輝度値であり、 \bar{f} 、 \bar{g} はそれぞれ $t=0$ 、 Δt での検査領域内の輝度の平均値を示す。 n は、時刻 $t = \Delta t$ の輝度値分布を x 方向に何 pixel シフトさせたかを意味する。 N は検査領域の pixel 数であり、本研究では $N=16$ である。

$C(n)$ の計算例を図 4-7 に示す。図中に黒丸印で示すように、 $C(n)$ の計算値は離散的になる。この離散値に着目すると、相互相関係数が最大となるのは横軸が $n=5$ のときであり、このときの検査領域の移動距離は $5\text{pixel} \times 16\mu\text{m}/\text{pixel} = 80\mu\text{m}$ となる。しかし、この方法では検査領域の移動距離は ΔX の整数倍でしか得られず、速度の計算精度がよくない。そこで、本研究では、汎用の PIV 解析ソフトと同様に、サブピクセル解析を採用した。すなわち、離散的な相互相関係数の最大値を含む 3 つの大きい側の値から正規分布のフィッティング曲線を求め、その正規分布が最大値となる横軸の位置を n とした。図 4-7 の例では、 $n=4.6$ ($4.6\text{pixel} \times 16\mu\text{m}/\text{pixel} = 73.6\mu\text{m}$) となる。

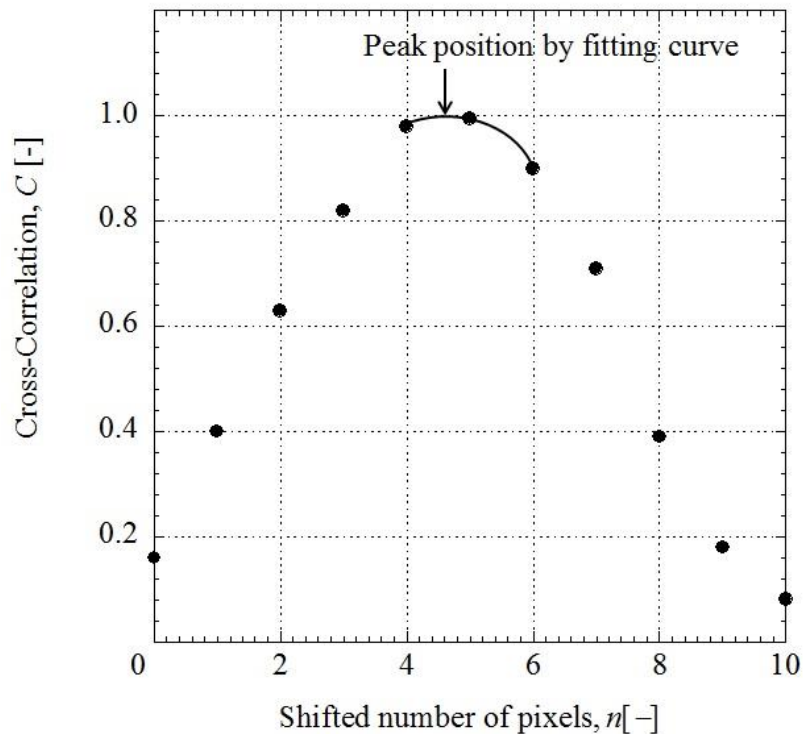


Figure 4-7 Cross-correlation and subpixel interpolation

4.3 結果と考察

窒素ガスとヘリウムガスを作動ガスとして用いた場合について、一次元解析により得られたノズル出口での粒子速度と粒子直径の関係を図 4-8 に示す。これは図 4-6 の分布とは無関係に、広範囲の直径の単一粒子についてノズル出口での粒子速度を計算した結果である。図 4-8 より、任意の粒子直径について、ヘリウムガスの方が窒素ガスの場合よりも粒子速度が大きい。これは、ヘリウムガスの速度が窒素ガスよりも大きいためである[18]。直径 $2\mu\text{m}$ の粒子では、窒素ガスの場合の粒子速度は 750m/s であるが、ヘリウムガスでは約 2 倍の 1520m/s である。粒子直径が大きくなると粒子速度は減少する。これは粒子の質量が大きいと、気流に追従しにくいからである。このときの粒子速度の減少の程度は、窒素ガスよりもヘリウムガスの場合の方が大きい。すなわち、粒子直径が大きくなるほど、ヘリウムガスの場合の粒子速度は、窒素ガスの場合の粒子速度に近づく。以下の計算と考察では、Case1-4 の検査領域内の平均速度の計算には図 4-8 中の窒素ガスの計算結果を用い、Case5-8 についてはヘリウムガスの計算結果を用いる。

相互相関 PIV の原理に基づいて計算したノズル出口での粒子速度と、単一粒子の速度の比較を図 4-9 に示す。前者は、800 組の輝度値分布から相互相関法により得られた速度の平均速度であり、これを CC と表す。CC は図中に実線の直線で示している。また、CC からの粒子速度のばらつき $\pm\sigma$ (σ は 800 組の速度の標準偏差) も点線で示している。図中の黒丸印は 4 つの直径 (図中の下付添字 0, 1, 2, 3 は、それぞれ個数, 長さ, 面積, 体積基準の平均直径を意味する) に対する粒子速度であり、図 4-8 の窒素ガスの曲線から取ったものである。

図 4-9 (a) に示す Case1 の場合の黒丸印より、粒子直径が大きいほど粒子速度は小さい。これは、図 4-8 で説明したとおりである。また、4 つの平均直径に対する粒子速度は $\text{CC}\pm\sigma$ 内にあり、CC に最も近い速度が得られるのは、長さ基準の平均直径の場合である。図 4-9 (b), (c) に示す Case2, 3 の場合においても、4 つの平均直径に対する粒子速度は $\text{CC}\pm\sigma$ 内にあるが、CC に近い速度が得られるのは、図 4-9 (b) では面積基準の平均直径、図 4-9 (c) では長さ基準と面積基準の平均直径の算術平均値付近である。図 4-8 (d) に示す Case4 では、長さ基準の平均直径が CC に近い速度を与えており、体積基準の平均直径の粒子速度は $\text{CC}\pm\sigma$ から外れている。図 4-9 の結果を概観すると、長さ基準と面積基準の平均直径の算術平均値 $(d_{p1}+d_{p2})/2$ の粒子速度は、Case1~4 においておよそ $\text{CC}\pm(1/2)\sigma$ 内にあり、概ね CC に対応する平均直径とみなすことができる。

最後に、ヘリウムガスの場合を図 4-10 に示す。図 4-10 (a), (b) に示す Case5, 6 の場合は、CC に近い速度を与えるのは、面積基準の平均直径である。図 4-10 (b) 中の個数基準の平均直径の速度は、 $\text{CC}\pm\sigma$ から外れている。図 4-10 (c), (d) に示す Case7, 8 の場合は、CC に近い速度を与えるのは、長さ基準の平均直径である。図 4-10 (d) 中の体積基準の平均直径の速度は、 $\text{CC}\pm\sigma$ から外れている。図 4-10 の結果を概観すると、長さ基準と面積基準の平均直径の算術平均値 $(d_{p1}+d_{p2})/2$ の粒子速度は、Case5~8 においておよそ $\text{CC}\pm(1/2)\sigma$ 内にあり、概ね CC に対応する平均直径とみなすことができる。よって、ヘリウムガスの場合も、 $(d_{p1}+d_{p2})/2$ の粒子速度が概ね CC に対応する。

なお、本研究は球形の粒子を対象として考察を行った。球形と著しく異なる粒子の場合は、更なる研究が必要である。

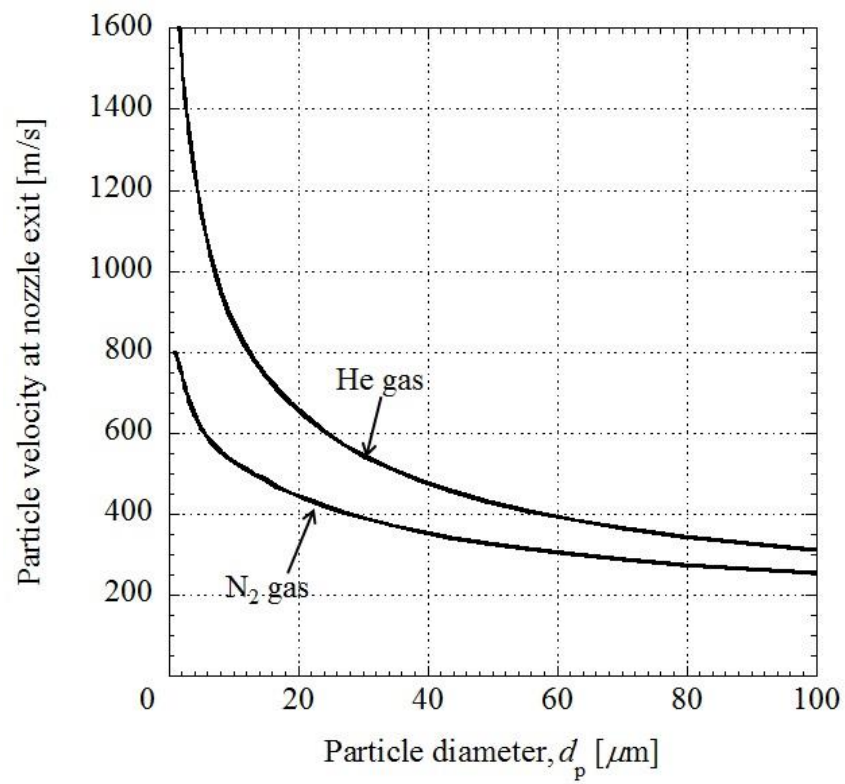
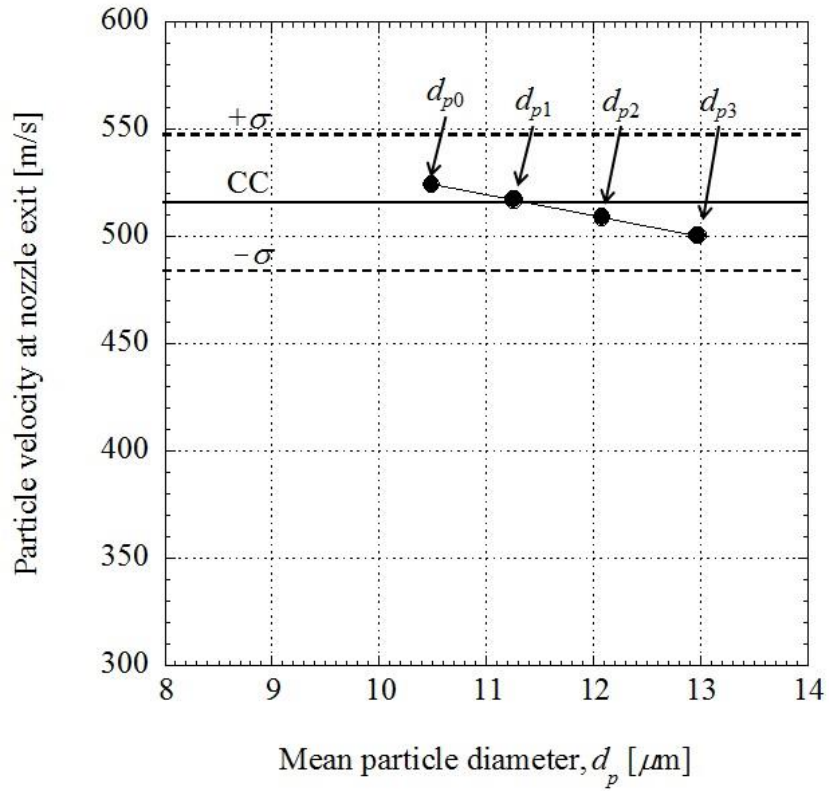
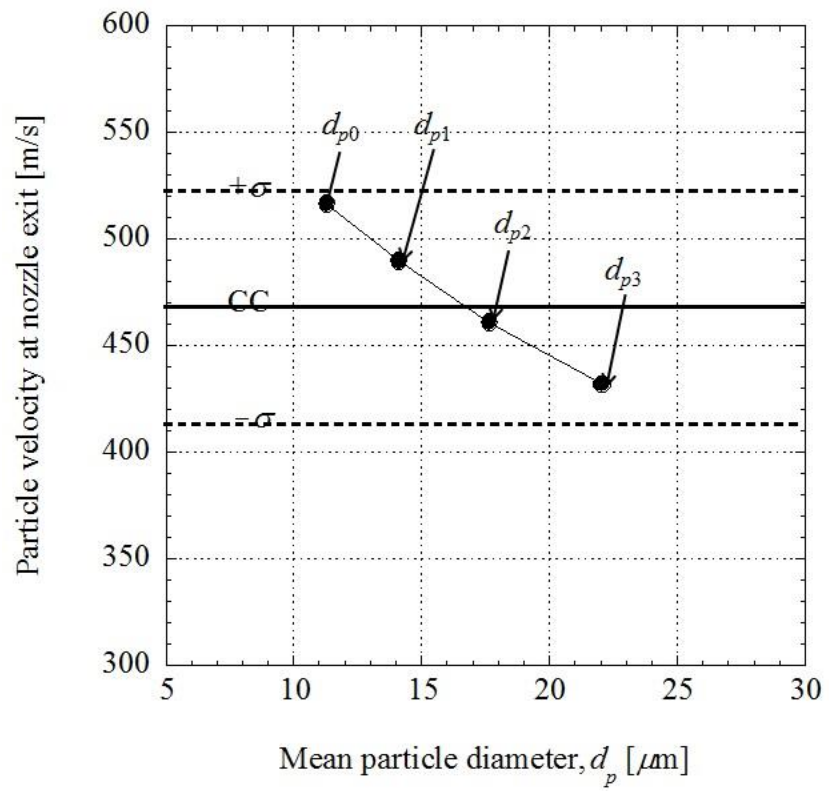


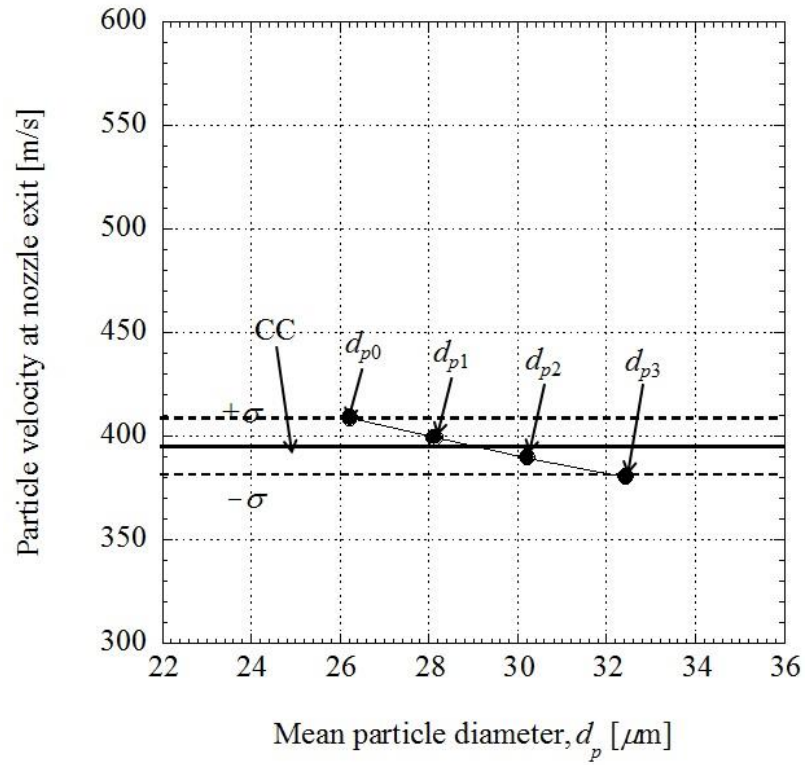
Figure 4-8 Calculated particle velocity at nozzle exit



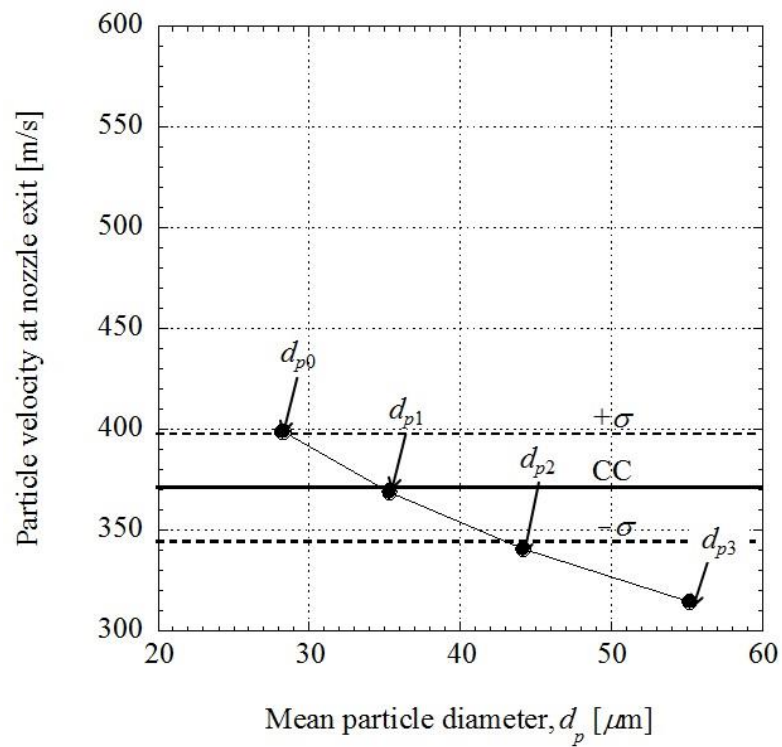
(a) Case1



(b) Case2

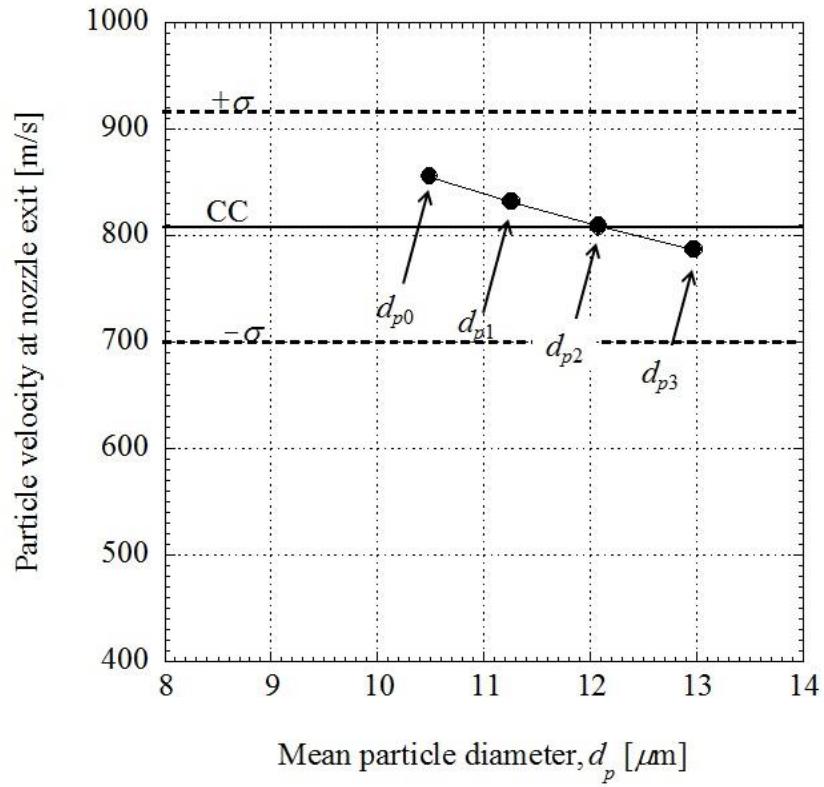


(c) Case3

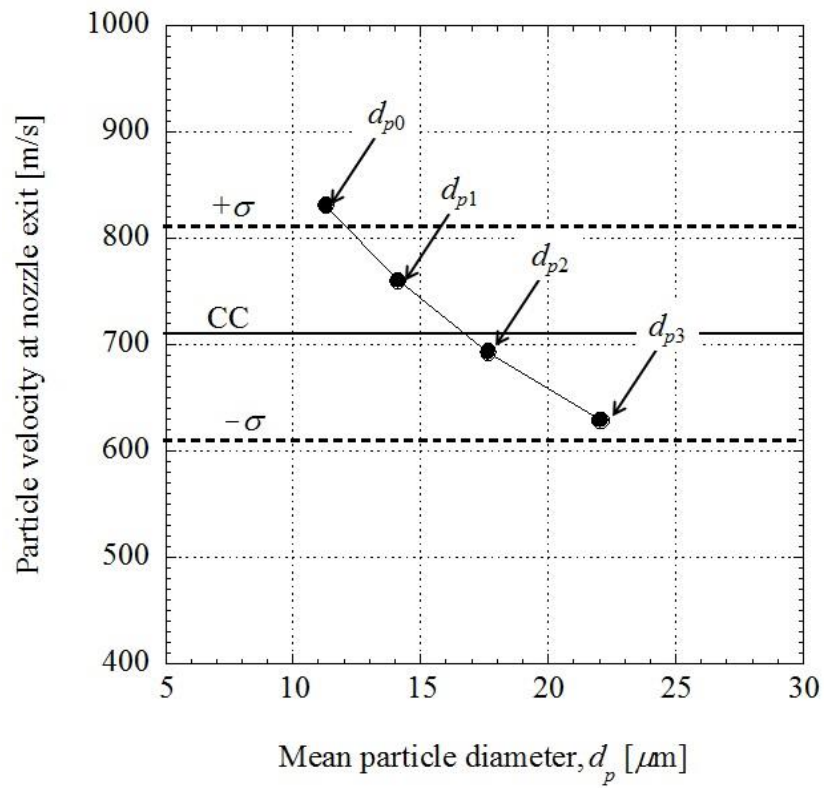


(d) Case4

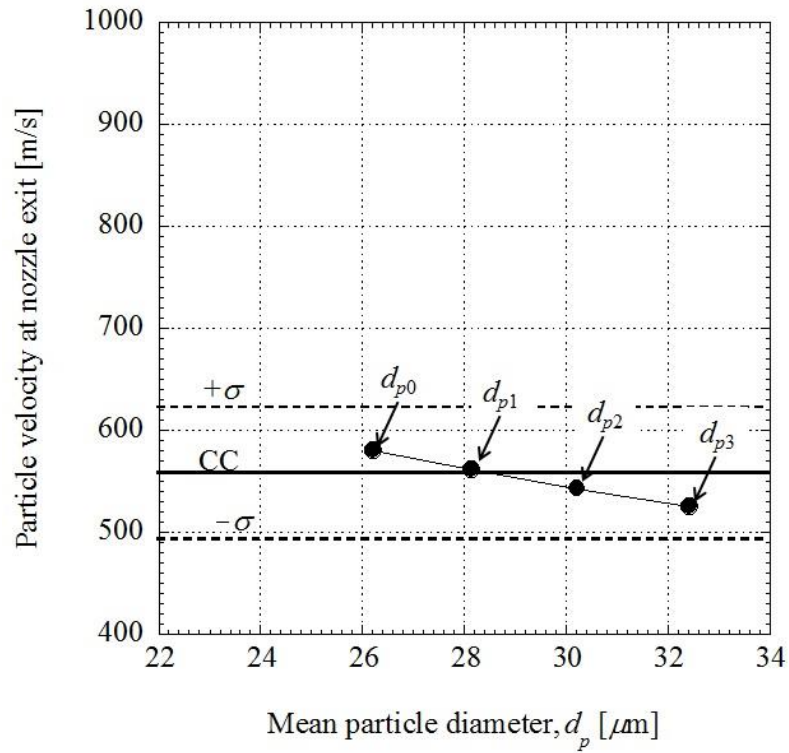
Figure 4-9 Comparison of particle velocity calculation by cross-correlation method and one-dimensional analysis (Nitrogen gas)



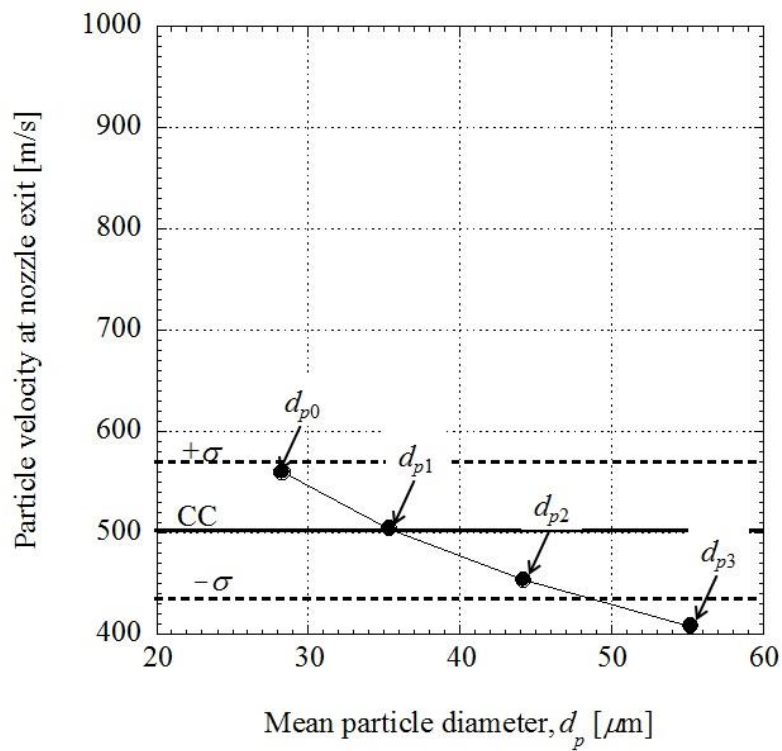
(a) Case5



(b) Case6



(c) Case7



(d) Case8

Figure 4-10 Comparison of particle velocity calculation by cross-correlation method and one-dimensional analysis (Helium gas)

4.4 本章のまとめ

コールドスプレーにおいて、相互相関法により得られる溶射粒子速度と、それに対応する粉末の平均直径について、相互相関法 PIV の原理に基づいて一次元の粒子流れの数値解析結果を用いて考察した。作動ガスとして窒素ガスとヘリウムガスの場合を考え、それぞれ貯気圧 2MPa, 貯気温度 300°Cとした。溶射粒子は球形の銅とし、対数正規分布を確立密度関数とする 4 つの直径分布を考えた。本研究では、特にノズル出口中心での粒子速度に着目した。

総計 8 通りの解析結果について考察した結果、本研究の解析条件の範囲内では、長さ基準と面積基準の平均直径の算術平均値に対応する粒子速度が、相互相関法により得られる粒子群の平均速度に概ね対応する。

第5章 結論

本論文では、コールドスプレーノズル開発プロセスにおけるノズル性能の実験的検証方法として、コールドスプレー装置における混合ガス温度の推定方法、表面温度に基づくコールドスプレーノズル内部流動状態の推定方法、相互相関法により得られるコールドスプレー粒子群の速度と平均直径に関する考察を行った。得られた結果を要約すると以下の通りである。

5.1 コールドスプレー装置におけるノズル入口全温度の推定方法

本研究ではCS装置の混合ガス全温度を推定する手法として、気体力学的な計算による推定と、ノズル外壁温度による間接的推定方法について検証した。前者では、測定誤差の小さい質量流量、貯気温度、貯気圧からスロート断面積を求め、スロート断面積と貯気圧を用いて混合ガス全温度を推定する手法の妥当性について検証した。後者では、ノズル外壁温度測定実験およびコールドスプレーノズルの伝熱計算により、ノズル外壁温度を用いた全温度の推算方法の妥当性について検証した。その結果、以下のことが明らかとなった。

- 4) コールドスプレーノズルの伝熱計算によれば、ノズルスロート位置での外壁温度 θ_2 は、ほぼスロート位置での全温度 T_0 と見なすことができる。また、 $T_{0,in}$ が高くなるに従い、 θ_2 と T_0 の差は大きくなる。しかし、実験によりスロートでの θ_2 と $T_{0,mix,exp}$ の温度差を検証した場合、測定された θ_2 と $T_{0,mix,exp}$ の差は理論解析結果より大きい。この理由は、本伝熱計算による理論解析では、軸方向の熱伝導を考慮していないためであると考えられる。
- 5) 気体力学的な計算に基づく手法で得られた混合ガス全温度 $T_{0,mix,cal}$ は、コイル状に巻いたシース熱電対により測定されたノズル入口ガス温度 $T_{0,mix,exp}$ と良く一致する。本計算での $T_{0,mix,exp}$ と $T_{0,mix,cal}$ の差は、 $T_{0,in}=677K$ のときに最大7%程度である。
- 6) 気体力学的な計算に基づく本推定方法は、溶射粒子によりノズルスロートが偏摩耗した場合でも、正確なスロート断面積直径と混合ガス全温度を簡便かつ正確に推定することができる。

5.2 表面温度に基づくコールドスプレーノズル内部流動状態の推定方法

赤外線カメラを用いて、コールドスプレーノズル外壁温度を測定し、得られた熱画像データと伝熱計算によりノズル内の断面平均のガス温度、マッハ数、ガス速度、静圧の流れ方向分布を推算した。さらに、これらの結果と、静圧測定実験、ノズル出口ピトー圧測定実験、準一次元数値解析の結果を比較し、本推定手法の妥当性を検証した。その結果、以下のことが明らかとなった。

- 5) ノズル外表面の温度分布は、静圧分布と相関がある。従って、衝撃波の有無に関わらず内部の静圧の流れ方向分布の定性的な傾向を診断することができる。ノズル内

に衝撃波が発生した場合は、その先頭位置も特定できる。

- 6) 乱流境界層を仮定した場合の伝熱計算結果による出口マッハ数は、ピトー圧測定実験により得た出口断面平均マッハ数とよく一致する。
- 7) ノズル内に衝撃波が存在しない場合、壁面静圧測定結果から求めたガスのマッハ数、温度、速度、静圧の分布は、層流境界層および乱流境界層を仮定した伝熱計算結果のガス温度、速度、静圧の分布の範囲内に収まる。
- 8) ノズル内に衝撃波が存在する場合、壁面静圧測定結果から求めたマッハ数、ガスの温度、速度、静圧の分布は、層流境界層および乱流境界層を仮定した伝熱計算結果のガス温度、速度、静圧の分布と異なる。これは、伝熱計算に用いている回復温度が剥離流れに適用できないことが原因であると考えられる。

5.3 相互相関法により得られるコールドスプレーの粒子群の速度と

平均直径に関する考察

コールドスプレーにおいて、相互相関法により得られる溶射粒子速度と、それに対応する粉末の平均直径について、相互相関法 PIV の原理に基づいて一次元の粒子流れの数値解析結果を用いて考察した。作動ガスとして窒素ガスとヘリウムガスの場合を考え、それぞれ貯気圧 2MPa、貯気温度 300°C とした。溶射粒子は球形の銅とし、対数正規分布を確立密度関数とする 4 つの直径分布を考えた。本研究では、特にノズル出口中心での粒子速度に着目した。

総計 8 通りの解析結果について考察した結果、本研究の解析条件の範囲内では、長さ基準と面積基準の平均直径の算術平均値に対応する粒子速度が、相互相関法により得られる粒子群の平均速度に概ね対応する[69]。

参考文献

- [1] 仁平宣弘, 三尾淳, はじめての表面処理技術, 2001, 11-12, pp. 166-167, 工業調査会.
- [2] 吉田全夫, めっき基礎読本, 神奈川県メッキ工業調査会, 1983年, pp. 1-173.
- [3] 日本溶射工業会 HP (http://www.jtsa.jp/Thermal_Spraying/Timeline.html).
- [4] 機能材料 2009年7月号 Vol.29 No.7, pp. 1-1.
- [5] 蓮井淳, 溶射工学, 産業出版, 1996年, pp. 20-21.
- [6] 日本溶射工業会, Thermal Spraying, 1995年, pp. 3-4.
- [7] 日本溶射工業会, Thermal Spraying, 2005年.
- [8] 武田紘一, 先端材料シリーズ“表面処理と材料”, 日本材料科学会, 1996年, pp. 154-158.
- [9] 榊和彦, コールドスプレーの概要と研究・開発の動向, 溶射技術, vol.21, No.3, 2007年, pp. 24-24.
- [10] Seiji Kuroda, Makoto Watanabe, Keehyun Kim and Hiroshi Katanoda, Current Status and Future Prospects of Warm Spray Technology, Journal of Thermal Spray Technology, Vol. 20, No.4, 2011, pp. 653-676
- [11] Kosarev, V.F, et al., On some aspects of gas dynamics of the cold spray process, journal of Thermal Spray Technology, Vol. 12, No. 2(2003), pp. 256-281.
- [12] 榊和彦, 溶射技術“コールドスプレーテクノロジー”, Vol.21, No.3, 2007年, pp. 27-32.
- [13] 深沼博隆, 溶射技術“コールドスプレーの最新動向”, Vol.27, No.3, 2007年, pp. 27-32.
- [14] 深沼博隆, 高温・高圧コールドスプレー装置の開発”, 溶射, vol.47, No.4, 2010年, pp. 179-188.
- [15] 北村順也, 佐藤和人, コールドスプレー法における WC サーメット粉末の開発とその成膜, 表面技術, Vol.63, No.9, 2012年, pp. 558-561.
- [16] 日本溶射学会 HP (<http://jtss.or.jp/about/coldspray.htm>)
- [17] R. C. Dykhuizen and M. F. Smith, Gas Dynamic principles of Cold Spray, Journal of Thermal spray Technology, Vol. 7, No. 2, 1998, pp. 205-212.
- [18] 片野田洋, 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), 溶射, Vol.48, No.2, 2011年, pp. 52-58.
- [19] 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イム溶射の粒子挙動の理論解析, 溶射, Vol.44, No.1, 2007年, pp.108-114.
- [20] 日本機械学会編, 技術資料 管路・ダクトの流体抵抗, 丸善, 1979年, pp. 32-32.
- [21] 黄仁忠, 深沼博隆, コールドスプレー飛行粒子速度に与えるガス圧力と温度の影響, 日本溶射協会全国講演大会講演論文集, Vol.90, 2009年, pp.61-62.
- [22] Hiroshi Katanoda, Takeshi Matsuoka and Kazuyasu Matsuo, Experimental Study on Shock Wave Structures in Constant-area Passage of Cold Spray Nozzle, journal of Thermal Science, vol.16, No.1, 2007, pp. 40-45.
- [23] H. Assadi, F. Gärtner, T. Stoltenhoff and H. Kreye, Bonding Mechanism in Cold Gas

- Spraying, *Acta Materialia*, Vol.51, No. 15, 2003, pp. 4379-4394
- [24]T. Schmidt, F. Gärtner and H. Kreye, New Development in Cold Spray based on Higher Gas and Particle Temperature, *Journal of Thermal Spray Technology*, Vol.15, No.4, 2006, pp. 448-494.
- [25]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, *Journal of Thermal Spray Technology*, Vol.8, No.4, 1999, pp. 576-582.
- [26]B. Samareh, O. Stier, V. Luthen, and A. Dolatabadi, Assessment of CFD Modeling via Flow Visualization in Cold Spray Process, *Journal of Thermal Spray Technology*, Vol.18, No. 5-6, 2009, pp. 934-943.
- [27]B. Jodoin, F. Raletz and M. Vardelle, Cold Spray modeling and Validation using an Optical Diagnostic Method, *Surface & Coating Technology*, Vol.200, No.14-15, 2006, pp. 4424-4432.
- [28]S. P. Pardhasaradhi, V. Venkatachalapathy, S. V. Joshi and S. Govindan, Optical Diagnostics Study of Gas Particle Transport Phenomena in Cold Gas Dynamic Spraying and Comparison with Model Predictions, *Journal of Thermal Spray Technology*, Vol.17, No.4, 2008, pp. 551-563.
- [29]H. Katanoda, M. Fukuhara and N. Iino, Numerical Study of Combination Parameters for Particle Impact Velocity and Temperature in Cold Spray, *Journal of Thermal Spray Technology*, Vol.16, No.5-6, 2007, pp. 627-633.
- [30]黒田聖治, 福島孟, 北原繁, 藤森秀木, 熱放射を利用した溶射粒子の温度と速度の測定, *溶射学会論文集*, Vol.8, No.1, 1990年, pp. 132-138.
- [31]坂田一則, 安藤孝顕, 竹ノ内正敏, 安木政史, 佐々木裕康, 南部俊和, 高嶋和彦, 片野田洋, コールドスプレー粒子群の飛行速度計測方法の開発, 2009年度溶射合同講演大会講演論文集, 2009年, pp.57-58.
- [32]S. H. Zahiri, W. Yang and M. Jahedi, Characterization of Cold Spray Titanium Supersonic Jet, *Journal of Thermal Spray technology*, Vol.18, No.1, 2009, pp. 110-117
- [33]三上範大, 蓋暁輝, 小川和洋, 高奈秀匡, 西山秀哉, 石井清一, 松村哲, 安木政史, 粒子画像流速測定法(PIV)を用いたコールドスプレー粒子の速度評価, 2009年度溶射合同講演大会講演論文集, 2009年, pp.57-58.
- [34]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, *Journal of Thermal Spray Technology*, Vol.8, No.4, 1999, pp. 576-582.
- [35]V. F. Kosarev, S. V. Klinkov, A. P. Alkimov and A. N. Papyrin, On Some Aspects of Gas Dynamics of the Cold Spray Process, *Journal of Thermal Spray Technology*, Vol.12, No.2, 2003, pp. 265-281.
- [36]T. Schmidt, F. Gärtner and H. Kreye, New Development in Cold Spray based on Higher Gas and Particle Temperature, *Journal of Thermal Spray Technology*, Vol.15, No.4, 2006, pp. 448-494.

- [37]H. Katanoda, M. Fukuhara and N. Iino, Numerical Study of Combination Parameters for Particle Impact Velocity and Temperature in Cold Spray, *Journal of Thermal Spray Technology*, Vol.16, No.5-6, 2007, pp. 627-633.
- [38]H. Assadi, F. Gärtner, T. Stoltenhoff and H. Kreye, Bonding Mechanism in Cold Gas Spraying, *Acta Materialia*, Vol.51, No. 15, 2003, pp. 4379-4394.
- [39]T. Schmidt, F. Gärtner, H. Assadi and H. Kreye, Development of a Generalized Parameter Window for Cold Spray Deposition, *Acta Materialia*, Vol.54, No. 3, 2006, pp. 729-742.
- [40]B. Samareh, O. Stier, V. Luthen, and A. Dolatabadi, Assessment of CFD Modeling via Flow Visualization in Cold Spray Process, *Journal of Thermal Spray Technology*, Vol.18, No. 5-6, 2009, pp. 934-943.
- [41]M. J. Zucrow and J. D. Hoffman, *Gas Dynamics Vol.1*, John Wiley & Sons, NY, 1976, pp. 145-145.
- [42]西川兼康, 藤田恭伸共著, 伝熱学, 理工学社, 1981年, pp.171-171.
- [43]生井武文, 井上雅弘, 粘性流体の力学, 1978年, pp. 5-5.
- [44]木村逸郎, ロケット工学, 養賢堂, 1993年, pp. 249-250.
- [45]西川兼康, 藤田恭伸共著, 伝熱学, 理工学社, 1981年, pp. 204-204.
- [46]H. Morita, H. Katanoda, Experimental and Numerical Simulation on Over-expanded Supersonic Flow in Cold Spray Nozzle, *The 10th International Symposium on Experimental Computational Aerothermodynamics of Internal Flow, ISAI10-073*, 2011, Brussel.
- [47]西川兼康・藤田恭伸共著, 伝熱学, 理工学社, 1982年, pp. 7-205.
- [48]田坂英紀, 伝熱工学, 森北出版, 2002年, pp. 44-73.
- [49]B. J. McBride, S. Gordon and M. A. Reno, *NASA TM-4513*, 1993, pp. 89-89.
- [50]Ibid., pp.178-181.
- [51]H. Schlichting, *Boundary-Layer Theory*, 7th edition, McGraw-Hill, 1979, pp. 621-621.
- [52]鳥住保博, 管内圧縮性流れの一次元的取扱い手法, *日本機械学会論文集 (B編)*, Vol.53, No.549, 1992年, pp. 302-305.
- [53]馬淵幾夫, 圧縮性を考慮にいれた二次元層流噴流の解析, *日本機械学会論文集*, Vol.21, No.108, 1955年, pp. 569-572.
- [54]檜谷賢士, 宮里義昭, 益田光治, 矢野栄宜, 松尾一泰, 軸対称ノズルからの適性膨張超音速層流噴流の構造 (ピトー全圧に及ぼすレイノルズ数の影響), *日本機械学会論文集 (B編)*, Vol.63, No.616, 1997年, pp. 569-572.
- [55]松尾一泰, 圧縮性流体力学, 理工学社, 2008年, pp. 114-114.
- [56]生井武文, 松尾一泰共著, 圧縮性流体の力学, 理工学社, 1884年, pp.168-169.
- [57]黒田聖治, 他 3 名, 熱放射を利用した溶射粒子の温度と速度の測定, *溶射学会論文集*, Vol.8, No.1, 1990年, pp. 132-138.
- [58]S. H. Zahiri, W. Yang and M. Jahedi, Characterization of Cold Spray Titanium Supersonic Jet, *Journal of Thermal Spray technology*, Vo.18, No.1, 2009, pp. 110-117.
- [59]B. jodoin, F. Raletz and M. Vardelle, Cold Spray modeling and Validation using an Optical

- Diagnostic Method, *Surface & Coating Technology*, Vol.200, No.14-15, 2006, pp. 4424-4432.
- [60]S. P. Pardhasaradhi, V. Venkatachalapathy, S. V. Joshi and S. Govindan, Optical Diagnostics Study of Gas Particle Transport Phenomena in Cold Gas Dynamic Spraying and Comparison with Model Predictions, *Journal of Thermal Spray Technology*, Vol.17, No.4, 2008, pp. 551-563.
- [61]T. S. Price, Cold Gas Dynamic Spraying of Titanium Coatings, PhD Thesis, The University of Nottingham, 2008.
- [62]H. Tabbara, S. Gu and D.G. McCartney, Computational Modelling of Titanium Particles in Warm Spray, *Computers & Fluids*, Vol.44, No.1, 2011, pp. 358-368.
- [63]Shukla, V., Elliott, G. S., and Kear, B. H., Nanopowder Deposition by Supersonic Rectangular Jet Impingement, *Journal of Thermal Spray Technol.*, Vol.9, No.3, 2000, pp. 394-398.
- [64]J. Pattison, S. Celotto, A. Khan and W. O'Neill, Standoff Distance and Bow Shock Phenomena in the Cold Spray Process, *Surface & Coatings Technol.*, Vol.202, No.8, 2007, pp. 1443-1454.
- [65]可視化情報学会編, PIV ハンドブック, 森北出版, 2002 年, pp. 26-147.
- [66]日本エアロゾル学会編, エアロゾル学の基礎, 森北出版, 2003 年, pp. 123-123.
- [67]粉体工学会編, 粒子計測技術, 日刊工業新聞社, 1994 年, pp. 13-14.
- [68]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*, Vol.44, No.1, 2007 年, pp. 1-6.
- [69]森田洋充, 片野田洋, 相互相関 PIV により得られるコールドスプレーの粒子群の速度と平均直径に関する考察, *溶射*, 第 51 巻, 第 1 号, 2014 年, pp.1-7.

謝辞

私は H17 年に鹿児島大学工学部機械工学科に学士の学生として入学し、学士 4 年生から環境流体工学研究室（現福原研究室および片野田研究室）に所属しました。研究室に所属し始めて 2 年間は、環境流体工学研究室において福原稔教授および片野田洋准教授に御指導頂き、大学院に入学してからの 4 年間は片野田研究室にて片野田准教授に御指導頂きました。

学士課程、修士課程を合わせた 6 年間、鹿児島大学大学院理工学研究科機械工学専攻、片野田洋准教授には、研究の進め方、理論的な思考法、論文のまとめ方、文章の書き方、研究発表の仕方など、研究全般にわたり終止懇切丁寧で情熱的な御指導を賜りました。また、国際学会での発表の際には、私の稚拙な英文を、威厳ある美しい英文に訂正して頂きました。ここに衷心より感謝の意を表します。修士課程の在学中に研究が忙しいにも関わらず、大学外でインターンシップ研修に参加したい旨先生にご相談申し上げたときに、親身になって相談に乗って頂き、私にインターンシップ研修の場を与えて頂きました。修士課程 2 年生の就職活動のときに、私が将来研究の仕事に従事したい旨先生に御相談申し上げたときも、親身になって私の心境を聞いて下さり、博士後期課程の学生として迎えて下さった先生には、人生の恩師として言葉では言い尽くせないほど感謝いたしております。また、先生には研究に対して御指導頂いたばかりでなく、社会人としての常識や大切なことも教えて頂きました、更には日本人としての誇りを持つことができました。ここに感謝の意を表します。

鹿児島大学大学院理工学研究科機械工学専攻、福原稔教授には、報告会や学会発表、更には専攻ゼミナールを通して、また私の学位論文の副査として研究に対し熱心なご指導をして頂きました、先生の鋭いご指摘のたびに、自分の研究を深く見直し、さらに理解を深めることができました。また、修士課程の就職活動の際にも、ご多忙にも関わらず一人ひとり面談の機会を設けて頂き、誠に感謝いたしております。また先生が勉学だけでなく、研究室内の交流や行事も大切にされていたので、研究グループが一丸となり研究活動も切磋琢磨して頑張ることが出来たのだと思います。ここに厚くお礼申し上げます。

鹿児島大学大学院理工学研究科機械工学専攻、門久義教授には私の学位論文の副査として専攻ゼミナールなどを通して多くの御指導を頂きました。学位論文に対するコメントでは、私の思慮の考察に対して問題点を的確に言い当てた明快な御助言を頂き、ただただ尊敬の念を抱かずにはいられませんでした。ここに謹んで感謝の意を表します。

鹿児島大学大学院理工学研究科機械工学専攻、木下英二教授には私の学位論文の副査として専攻ゼミナールなどを通して多くの御指導を頂きました。研究発表に関しては、研究に対し今一度見つめ直す機会を与えて下さるようなコメントを頂き、研究をより洗練させることができました。ここに感謝の意を表します。

本学部の英語講師である Gerald Larkins 先生には、国際学会の原稿および発表資料に関する英語を御指導頂きました。また、4 年間にわたり個人的な英会話レッスンを

行って頂いたおかげで、英語に対し自身を持つことができました。ここに感謝の意を表します。

理工学研究科機械工学専攻、中尾光博助教には、年齢が近いこともあり、最近の博士課程学生としてのあるべき研究姿勢、考え方などを御教授頂きました。厚く御礼申し上げます。

中央実験工場の萩原孝一技術職員、奈良大作技術職員、谷口康太郎技術職員ならびに青木亮併技術職員には、実験装置の製作や、設計段階での相談にも乗っていただきました。私たちの無理難題な設計図面の依頼に対していつも快く引き受けて頂き、設計に関しても数多くの御助言を頂きました。環境流体工学研究室の技術職員の亀田昭雄技術職員には、実験を行う上で問題が生じたときに数多くの御指導を頂きました。また、実験を行う上で必要な工学的基礎知識についても数多くご教授頂きました。サツマ酸素工業株式会社の茶圓隆通様には、実験装置に必要な機器や材料の発注、据え付け作業をはじめ、設計段階でも多くの御助言を頂きました。ここに合わせて感謝の意を表します。

本研究科事務課の八丸利恵子様には、特に先生が米国出張中に各種事務手続き、郵便物の発送などで大変お世話になりました。本研究科事務課の亀之園麻美様と会計係の上菌香子様には、各種事務手続き及び学会などの出張の際の手続きなどで大変お世話になりました。ここに合わせて感謝の意を表します。

本研究室の博士後期課程3年の高口裕之さんには、私の就職活動に関して数多くの御指導及を頂きました。また、また同じ博士課程の学生として苦楽を共に味わって頂き、私の精神的な支えになって頂きました。ここに厚く御礼を申し上げます。

本研究室の博士後期課程2年生のMohd Hazwan bin Yusof氏には、私の研究に関する実験補助など数々のご協力と御助言を頂きました。修士課程2年生の森武光平氏には実験必要な部品の発注および実験補助など多くのご協力を頂きました。また、修士課程1年の坂本正和氏と学士課程4年生の板垣慶太氏には、研究に関する実験準備、実験補助及び研究生活に関し様々なご協力を頂きました。ここに合わせて厚くお礼申し上げます。

片野田研究室・福原研究室の皆様には、研究生活を送るうえで多くのご協力を頂きました。この6年間、本当に良い先輩、後輩に恵まれていたと思います。おかげで6年間充実した時間を過ごすことができました。ここに合わせて感謝の意を表します。

最後に、博士後期課程への入学を理解し、私の学生生活を支えてくれた両親をはじめ、家族に感謝致します。

平成26年2月

森田 洋充