

© 1990 ISIJ

 論文
 のコア長さ

 水および水銀中へ吹き込まれたガスジェット
 のコア長さ

伊藤 公久*・徳田 昌則*

Core Length of Submerged Gas Jet Injected into Water and Mercury

Kimihsa ITO and Masanori TOKUDA

Synopsis:

The core length of submerged super-sonic gas jet was measured in water or mercury bath as the basis of injection metallurgy. Two different methods were developed to measure the core length on the jet axis. One method was the kinetic pressure profile measurement and the another was the intensity measurement of the light which was emitted from the nozzle. The core lengths determined by both methods agreed well and increased with increasing stagnant pressure. Under the same stagnant pressure the core length decreased with increasing Mach number of the nozzle. Therefore, the contribution of static component of pressure to the core was larger than that of kinetic component. The core length in water was twice as large as that in mercury. An empirical equation to predict the jet core length was proposed and was compared with those reported. High pressure injection and the use of the nozzle with low Mach number and small diameter wakes the core of submerged jet long.

Key words : injection ; jet ; nozzle ; core.

1. 緒 言

鉄鋼製錬プロセスにおいては、高炉、溶銑処理、転炉、二次精錬など、熔融鉄を扱うほとんどの工程で、反応炉内にガスや粉体を高速で吹き込む、いわゆる吹き込み製錬が応用されている。特に、AOD、底吹き・上底吹き転炉、さらに近年その開発が行われている鉄浴型溶融還元炉は、溶鉄中へ大量のガス、またはガスと粉体とを直接吹き込むプロセスである。このようなプロセスでは、吹き込まれた高速のガス流によって、いわゆるジェットが形成されるため、その冶金特性を解析するためには、ジェット領域における気液の挙動を明らかにする必要がある。しかし、気液2相系におけるジェットについては、動力学的研究が極めて少ないため、鉄鋼製錬炉における冶金反応を解析する数多くの数学モデル^{1)~3)}においては、吹き込まれたガスジェットはノズル出口で均一な気泡に転化するという仮定¹⁾、ノズル出口から気液混合が開始するといった仮定²⁾の下に計算が行われている。しかし、実際にはガス中のガスジェットや、溶体中の液ジェットのような単相系のジェットにおいては、ノズル出口近

傍にコア領域と呼ばれる動圧一定の領域の存在が実験的に確認されており^{4)~6)}、気液2相ジェットにおいてもコア領域の存在が予想される。実際、浴中に吹き込まれた超音速底吹きガスジェットについては、小沢ら⁷⁾⁸⁾によって詳細な写真観察が行われ、コアの存在が示唆されている。またよどみ点圧力が1.0 MPa以上の高压領域におけるジェットについての黄ら⁹⁾の圧力測定においても、動圧一定の領域が観測され、コアの存在が示唆される。しかし、浴中ジェットのような気液2相ジェットに関する研究は、単相ジェットにおいて求められているようなコア領域の長さの定式化^{4)~6)}にまでは至っていないのが現状である。そこで、本研究では、水および水銀モデルを用いて、底吹き超音速ジェットの中心軸上における動圧測定を行い、その変化から中心軸上のコア長さを求め、その吹き込み条件依存性について調査した。さらに光ファイバーを用いてノズル内に光を導き、ノズル出口より放射された光のジェットの中心軸上における透過強度を測定するという、圧力測定とは全く異なった手法によってコア長さを求めた。2種類の方法によって得られたコア長さの値を比較検討することによって、コア

昭和60年4月本会講演大会にて発表 平成2年3月15日受付 (Received Mar. 15, 1990)

* 東北大学選鉱製錬研究所 工博 (Research Institute of Mineral Dressing and Metallurgy, Tohoku University, 2-1-1 Katahira Aoba-ku Sendai 980)

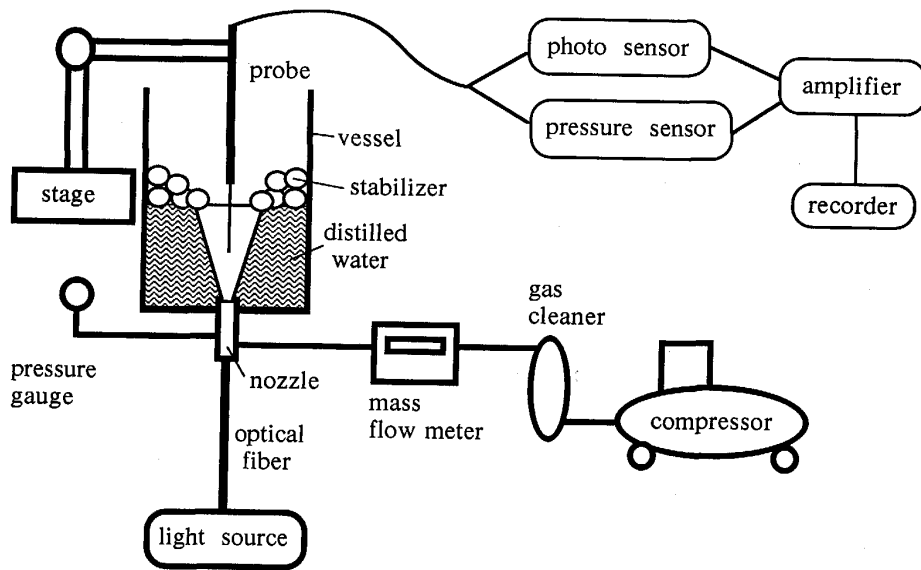


Fig. 1. Schematic drawings of the arrangement of experimental set-up.

領域の構造を推定し、その中心軸上の長さを表す実験式を求めた。

2. 実験方法

実験装置の概略を Fig. 1 に示す。250 mm 角の亚克力製水槽の底部に取り付けた設計マッハ数が 1.3, 1.5, 2.0 の先細末広型 (いわゆるラバール) ノズルおよびオリフィス (直径: 2.0, 4.0 mm) を通して、深さ 200 mm の蒸留水中に空気を吹き込んだ。吹き込みガスには、コンプレッサーによる圧縮空気をを用い、質量流量計によって実験中のガス流量を制御した。動圧測定には、全圧 (P_t) プロブと、静圧 (P_s) プロブを用い、両者の圧力差から動圧を決定した。また、透過光の測定では、一端を光源に連結した光ファイバー (直径 10 mm) をノズル底部に接続し、ノズル出口より光を放射し、透過光の強度を光ファイバープロブによって測定した。吹き込み中の浴の揺動によるジェットの旋回を防止するために、浴の上に直径 20~30 mm の発泡スチロール製円盤を緩衝材として約 50 mm の厚さに浮かべた。また、深さ 100 mm の水銀浴を用いた実験では、100 mm 角の亚克力製容器の底部より直径 2 mm のオリフィスを通して空気を吹き込み、透過光強度を測定した。この場合の緩衝材としては、ポリエチレン製ハニカムを用いた。Fig. 2 a) には、測定に用いた 3 種類のプロブを示した。いずれのプロブも、測定部は内径 0.6 mm、外径 0.8 mm のステンレス管を加工して作成し、内径 2 mm、外径 4 mm のステンレス管から作成した支持部に接続した。全圧プロブは先端が開放してあり、静圧プロブ

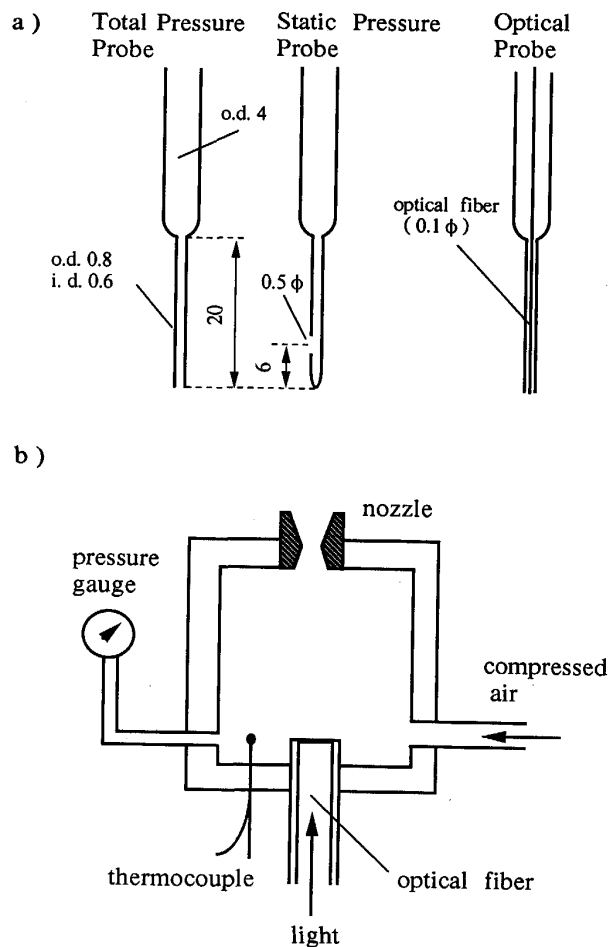


Fig. 2. Illustrations of pressure and optical probes (a) and nozzle (b).

は先端を封じ、先端より 6 mm の位置に直径 0.5 mm の穴を開けた。この位置は、垂直衝撃波の影響と支持部の

影響とが打ち消し合う点を選んだ¹⁰⁾。いずれのプロープも、耐圧管を通して圧力センサーに接続される。圧力センサーは、ひずみゲージ式圧力変換器（共和電業製 PG-U 型）を用い、動ひずみ測定器に接続して測定を行った。光プローブは、全圧プローブと同寸法のプローブ中に直径 0.1 mm のガラス製光ファイバーを入れ、先端部を接着した後研磨したものであり、ファイバーのもう一端は、フォトセンサーに接続されている。

設計マッハ数 1.3, 1.5 の先細末広ノズルのスロート径は 3.0 mm, 出口径はそれぞれ 3.10, 3.25 mm であり、設計マッハ数 2.0 のノズルのスロート径は 2.0 mm, 出口径は 2.60 mm であった。なお、設計マッハ数 (M_c) はノズルのスロート断面積 (A_0) と出口断面積 (A) の比と、次の (1) 式によって関係付けられる。ここで x は、ガスの比熱比である。

$$A_0/A = 1/M_c \cdot (2/(x+1) + M_c^2(x-1)) / (x-1)^{(x-1)/2(x+1)} \dots\dots\dots (1)^{11)}$$

よどみ点における諸量を測定するために、ノズルを Fig. 2b) に示した小型の貯気室を持つ治具に取り付けて実験を行った。貯気室内の温度、圧力から断熱変化を仮定して計算されるガス流量は、質量流量計を用いた実測値と ±5% の精度で一致した。したがって本実験では、貯気室内の温度、圧力をよどみ点温度 (T_0)、圧力 (P_0) と見なすことができると考え、断熱変化を仮定してノズル出口におけるガスの各物理量を計算した。

3. 実験結果

3.1 動圧変化の測定

Fig. 3 は、設計マッハ数 (図中 CD で表示) 1.5 の先細末広ノズルを用い、よどみ点圧力 0.25 MPa で吹込み

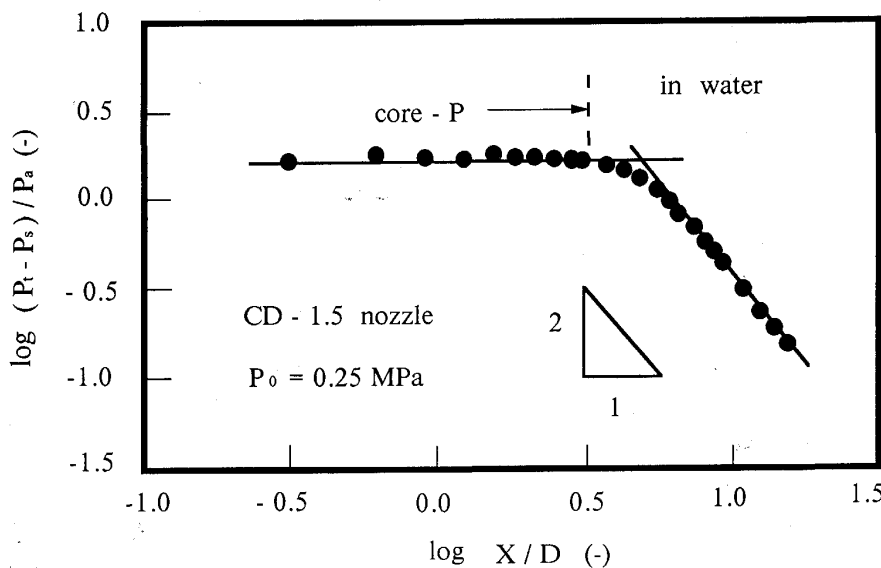


Fig. 3. Determination of core length from the kinetic pressure profile on the jet axis.

を行った場合の中心軸上動圧の軸方向変化を両対数プロットで示したものである。動圧は、ジェット的全圧 (P_t) と静圧 (P_s) の差, $P_t - P_s$ で表されるが、図中では周囲流体の圧力 (P_a) で無次元化してある。なお、軸方向距離 X は、ノズルの先端開口部の径 D で規格化している。ジェットの動圧は、最初は一定値を取り、その後減少を開始する。この動圧一定の領域は単相ジェットにおいて観察されるポテンシャルコアに対応するものであると考えることができる。すなわち、この領域では、吹込みガスの運動量は保存されており、浴の液体との混合による運動量の移動は生じていない。従って、浴中ジェットのコア領域は、ガス単相であると推測される。ここで、中心軸上動圧変化が生じるまでの距離をコア長さと考え、図のごとく動圧変化より求めたことを示すために、Core-P と呼ぶことにする。

さらにノズルから離れた所では、動圧の対数は直線的に減少し、その傾きは -2 である。これは、発達したジェットについて成立する (2) 式に対応している。

$$P_t - P_s = 1/2 \rho_g^e V_g^{e2} (1/X)^2 \dots\dots\dots (2)^{12)}$$

ここで、 ρ_g^e , V_g^e はそれぞれノズル出口におけるガス密度とガス速度、 X はノズル先端からの軸方向距離である。

Fig. 4 に、設計マッハ数 1.5 の先細末広ノズルを用いた場合のさまざまなよどみ点圧力における中心軸上動圧変化を示す。このノズルでは、よどみ点圧力が 0.37 MPa の時、出口ガスのマッハ数が 1.5 で、その静圧が大気圧に等しくなる。この圧力以下では、出口静圧が大気圧より低い過膨張領域になるか、スロート部下流のノズル内で衝撃波を発生し、出口静圧が大気圧に等しくなる。さらに、よどみ点圧力が 0.19 MPa 以下では、ノズ

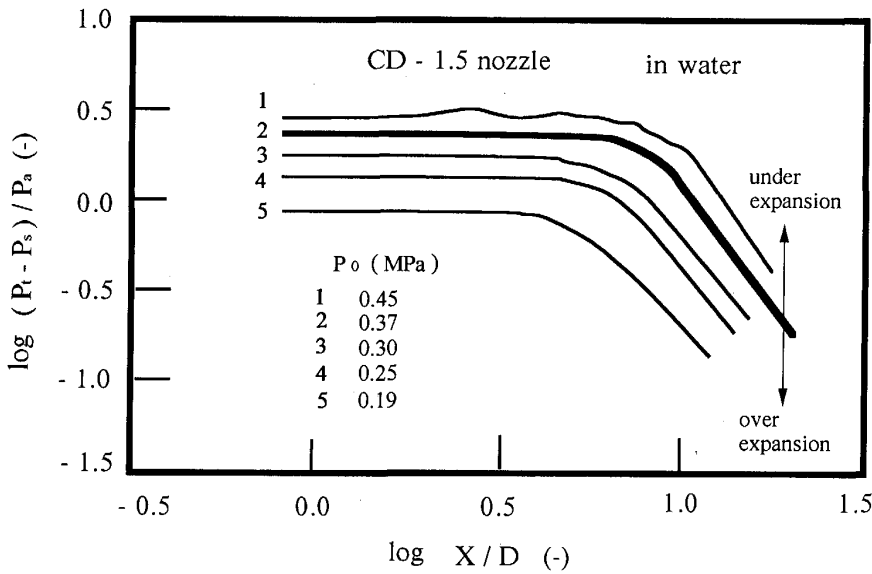


Fig. 4. The changes of kinetic pressure on the jet axis with an axial distance from the nozzle under various stagnant pressures.

ル全体で亜音速流となる。また、よどみ点圧力が 0.37 MPa 以上では、いわゆる不足膨張領域になっており、マッハ数は 1.5 であるが、出口静圧が大気圧よりも高くなる。

いずれのよどみ点圧力においても Fig. 3 と同様に、最初の領域では動圧 ($P_t - P_s$) は一定であり、ノズルからある一定の距離で減少を始める。この位置、すなわち Fig. 3 で定義した中心軸上コア長さは、よどみ点圧力の増加と共に大きくなっていく。不足膨張ジェットでは、コア領域において動圧が増加、減少を繰り返しているが、これは、ガス中の不足膨張ガスジェットにおいても観察されている現象で、膨張波の干渉によるものと考えられている¹¹⁾¹³⁾。

Fig. 5 に、直径 2 mm と 4 mm のオリフィス (図中、OR-2, OR-4 で示す) および、設計マッハ数 1.3, 1.5, 2.0 の先細末広ノズル (図中、CD-1.3, CD-1.5, CD-2.0 で示す) についての、中心軸上コア長さ (Core-P) のよどみ点圧力依存性を示す。すべてのノズルにおいて、コア長さは、よどみ点圧力の増加に伴って増大している。また、同じよどみ点圧力の下では、設計マッハ数の小さなノズルほどコアは長くなっている。ここで、よどみ点圧力 (P_0) と、動圧 (P_k)、静圧 (P_s) およびマッハ数 (M) との関係は、適正および不足膨張領域のジェットについては以下の (3), (4) 式によって与えられる。なお、 κ は吹込みガスの比熱比である。

$$P_k + P_s = P_0 \dots\dots\dots (3)^{11)}$$

$$P_0 / P_s = (1 + M^2(1 + \kappa) / 2)^{\kappa / (\kappa - 1)} \dots\dots\dots (4)^{11)}$$

また、設計条件以下の圧力で吹き込まれたジェットについての計算は、ノズル内において一回だけ垂直衝撃波が

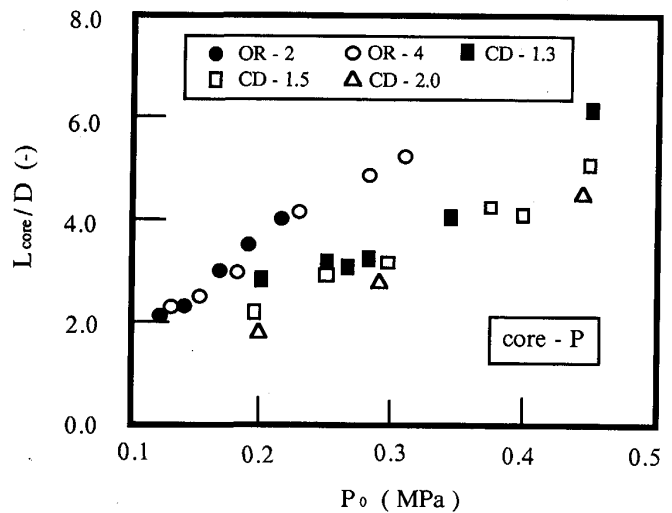


Fig. 5. Relation between the length of 'Core-P' and the stagnant pressure for various types of nozzles.

発生すると仮定し、ランキン-ユゴニオの式¹¹⁾を用いて行った。マッハ数が大きいジェットほど、同じよどみ点圧力では、動圧が大きく静圧が小さくなる点を考慮すると、Fig. 5 の結果は、出口ガスの静圧のほうが動圧よりもコア長さへの寄与が大きいと解釈される。

3.2 透過光強度変化の測定

Fig. 6 は、設計マッハ数 1.5, よどみ点圧力 0.29 MPa の条件下で、透過光強度の中心軸上における変化を測定した結果である。ノズル出口における光強度 (I_0) で規格化した透過光強度の対数は、空气中へ吹き出されたジェットの場合にはノズルからの距離に対して直線的に減少するが、水中へ空気を吹き込んだ場合には、ある

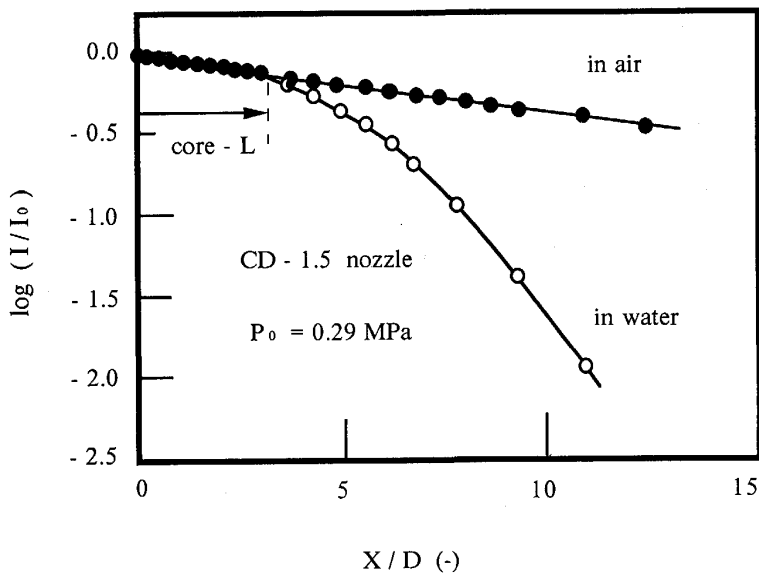


Fig. 6. The change of light intensity with an axial distance from the nozzle on the jet axis.

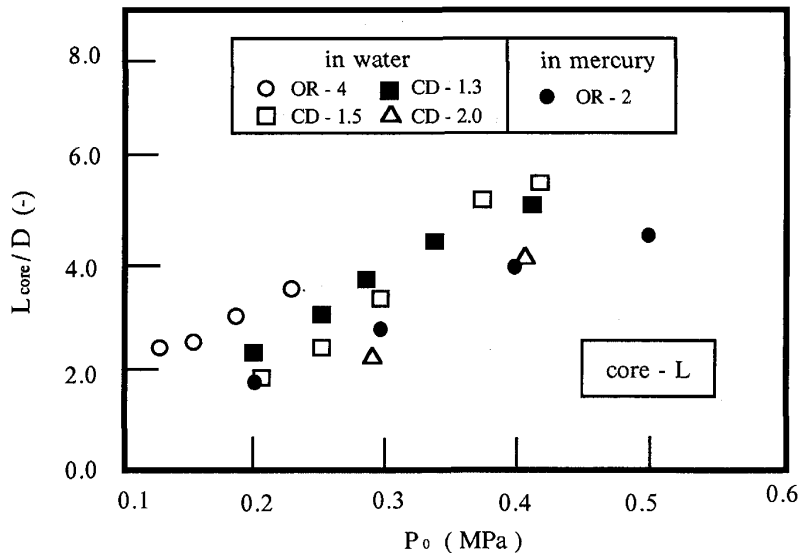


Fig. 7. Relation between the length of 'Core-L' and the stagnant pressure for various types of nozzles.

距離を経た後直線から外れて急激に減少する。この直線領域では、空気中における透過光と全く同じ変化を示すことから、透過光強度の対数が直線的に減少している領域は、気液混合の生じていない気相単相領域であり、その後、周囲液体の巻込みによってジェット中に液滴や液膜が存在するようになると、反射、散乱によって、透過光強度が著しく減衰するということが推論できる。さらにこの気相単相領域は、先に動圧測定で決定した Core-P に相当すると推定される。そこで、透過光強度の対数が直線関係から外れ急激に減少を始めるまでの距離をコア長さと考え、透過光の測定によって求めたことを示すために、Core-L と呼ぶことにする。

Fig. 7 は、こうして求めたオリフィスおよび、設計マッハ数 1.3~2.0 の先細末広ノズルについての、中心

軸上コア長さ (Core-L) のよどみ点圧力依存性を示したものである。Fig. 5 と非常に類似しており、二つの異なる方法によって測定されたコア長さが、良く一致していることが分かる。また、水銀浴を用いた場合には、水中のジェットと同様に全圧依存性が得られたが、コア長さは 1/2~1/3 に減少していた。

4. 考 察

従来、ガス中における超音速ガスジェットのコア長さは、シュリーレン写真および、3.1 で用いた動圧測定法によって求められている^{4)~6)}。島田ら⁵⁾によれば、超音速ジェットのコア長さ L は、ノズル出口径 D で規格化して、次の(5)、(6)式で与えられる。

$$\text{設計条件噴流の場合: } L/D = 4.12P_{0G} - 1.86 \cdots (5)$$

設計条件と異なる場合： $L/D = 3.52P_{0G} - 1.26$

$$\dots\dots\dots (6)$$

なおここで、 P_{0G} は、よどみ点のゲージ圧であり、単位は kgf/cm^2 である。

Fig. 8 は、本研究の結果と、島田ら⁵⁾の測定した空気中超音速空気ジェットのコア長さ L (Core-P に相当、細線で示す.) とを比較したものである。空気中ではマッハ数に無関係に、圧力上昇に対して直線的にコアが長くなる⁵⁾のに対し、水中での空気ジェットのコア長さ

(Core-P) は、よどみ点圧力の小さい領域では、空気中ジェットと同程度であるが、よどみ点圧力の増加に対する増加割合は小さく、空気中での 50% 程度に止まっている。小沢ら⁷⁾⁸⁾は、水中の超音速ガスジェットにおいても、空気中と同様にマッハディスクが存在することを明らかにしたが、マッハディスクとコアとの比較を行うために Fig. 8 には、(7), (8)に示す LOVE ら¹⁴⁾の式によって計算したマッハディスクの第 1 セルの長さ L' をよどみ点圧力の関数として点線で示した。

$$P_0/P_s \geq 2 : L'/D = 1.55\sqrt{(P_0/P_s) - 1} \dots\dots\dots (7)$$

$$P_0/P_s \leq 2 : L'/D = 1.52(P_0/P_s)^{0.437} - 0.5 \dots\dots\dots (8)$$

本実験で測定したコア長さは、よどみ点圧力の増加に伴って第 1 セル長さの 2 倍から 5 倍に増加しており、ジェットの強度が増加するにつれて、第 2 セル以降の領域が保たれていることが推察できる。

Fig. 5, 7 から明らかなように、水中に吹き込まれた空気ジェットの中心軸上のコア長さは、出口ガスの動圧と静圧との関数になっている。そこで、Core-P のデータを用いて最小自乗法により、水中に吹き込まれた空気ジェットのコア長さ (L/D) を与える実験式 (9) を得た。

$$L/D = 21 (P_s^e + 0.33P_k^e) \dots\dots\dots (9)$$

ここで、 P_k^e, P_s^e は、ノズル出口におけるガスの動圧と静圧で、単位は (MPa) である。ジェットのコア領域では周囲流体との相互作用が起きていないことから、コア領域の長さは、吹き込まれたガス (気柱) と液体との界面の安定性によって決まっていると考えられる。ガスジェットの静圧は、周囲流体の表面張力に起因するピンチ力に対して気液界面を直接支えるが、動圧は

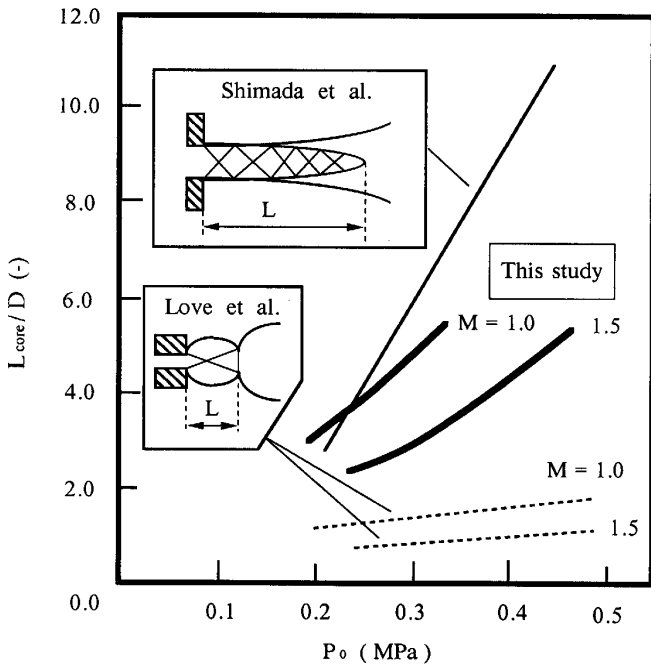


Fig. 8. Comparisons of measured core length with previous works as a function of stagnant pressure.

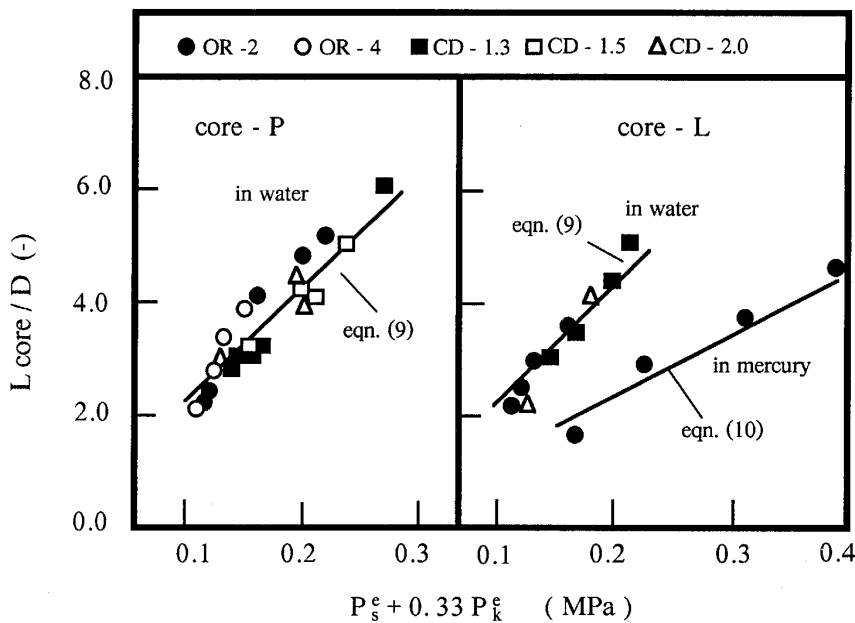


Fig. 9. Comparisons of the length of 'Core-P' with that of 'Core-L'.

等エントロピー的变化以外では、一般に保存されず熱エネルギーに転化するため、コア長さへの寄与が静圧に比べて小さくなることが予想される。(9)式の結果は、その割合が約3分の1であることを示唆している。

Fig. 9は、実験式とCore-P, Core-Lの実測値との比較を行ったものであるが、Core-Lも、Core-Pから求めた(9)式とよい一致を示している。また、水銀中の空気ジェットのコア長さは、(9)式と同様の形で整理され、次の(10)式で記述できる。

$$L/D = 11(P_s^e + 0.33P_k^e) \dots\dots\dots(10)$$

ここで(9)式の係数は(10)式の約2分の1である。これは、定性的には、水銀の表面張力が水の約7倍であるため、ピンチ力が増大し、ガスジェット-水銀界面の安定領域が水よりも小さくなっているためであると理解される。

別報¹⁵⁾で述べるように、底叩きや羽口閉塞に代表される、吹込みノズル近傍で生ずる浴中ジェット問題は、吹込みガスと周囲液体との相互作用に起因すると考えると、コア、すなわち気相単相領域が長いほど気液混合の開始点はノズルより遠ざかるので、本研究で測定したコア長さの値が大きいほど、実際の吹込み製錬において、浴中ジェットに起因するノズル近傍での問題が起こりにくいと考えられる。従って、安定した吹込みを行うためには、(9)、(10)式によれば、出口ガスの静圧を高めることが必要であり、そのためには設計マッハ数の小さなノズルを用い、よどみ点圧力(貯気室圧力)を高くして不足膨張の状態で吹き込めばよい。したがって、同じ貯気室圧力で吹き込む場合には超音速まで加速可能な先細末広ノズルよりもむしろ、設計マッハ数1である先細ノズルの方が有利であると考えられる。また、同じ流量のガスを吹き込む場合には、径の小さいノズルで高压吹込みをした方が有利である。ただし、ノズル近傍での問題を回避するために上述した対策は、逆に吹抜けやスピittingなどの諸問題を引き起こす恐れもある。最適な吹込み条件の探索や、吹抜けやスピittingを防止する新たな方策¹⁵⁾を講ずる必要があろう。

5. 結 言

水および水銀浴を用いて、底吹き超音速ジェットのコア長さを、圧力測定と、透過光強度の測定より推定し、以下の結果を得た。

1)浴中ジェットのコアは、気相単相領域であると考えられる。

2)浴中ジェットのコア長さは、ノズルの設計マッハ数が小さく、よどみ点圧力が高いほど大きい。

3)浴中の空気ジェットのコア長さに対しては、動圧よりも静圧の寄与の方が大きく、直径2mm~4mmのノズルについて以下の実験式を得た。ここで圧力単位は(MPa)である。

$$L/D = K(P_s^e + 0.33P_k^e)$$

$$K = 21 \text{ (水中)}, K = 11 \text{ (水銀中)}$$

なお、本研究の経費の一部は昭和59年度科学研究費補助金、奨励研究(A)によったことを付記し、謝意を表する。

文 献

- 1) 沢田郁夫, 大橋徹郎, 梶岡博幸, 梅沢一誠, 有馬慶治: 鉄と鋼, **70** (1984), A178
- 2) 佐野正道, 牧野 浩, 小沢泰久, 森 一美: 鉄と鋼, **72** (1986), p. 1552
- 3) K. H. TACKE, H. G. SCHUBERT, D. J. WEBER and K. SCHWERTFEGER: Metall. Trans. B, **16** (1985), p. 263
- 4) A. ANDERSON and F. JOHNS: Jet Propulsion, **25** (1955), p. 13
- 5) 島田道彦, 石橋政衛, 森瀬兵治: 製鉄研究 (1969) 266, p. 75
- 6) 川上公成: 鉄と鋼, **51** (1965), p. 708
- 7) 小沢泰久, 森 一美: 鉄と鋼, **68** (1982), p. 90
- 8) 小沢泰久, 森 一美: 鉄と鋼, **68** (1982), p. 98
- 9) 黄 龍吉, 小林三郎, 徳田昌則: 東北大学選鉱製錬研究所彙報, **42** (1986), p. 110
- 10) 谷 一郎, 小橋安次郎, 佐藤 浩: 流体力学実験法 (1977) [岩波書店]
- 11) 生井武文, 松尾一泰: 圧縮性流体の力学 (1977) [理工学社]
- 12) N. RAJARATNAM: Turbulent Jets (1976) [Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam]
- 13) G. N. ABRAMOVICH: The Theory of Turbulent Jets (1963) [M. I. T. Press, Massachusetts]
- 14) E. S. LOVE, C. E. GRIGBY, L. P. LEE and M. J. WOODLING: NASA TR R-6 (1959)
- 15) 伊藤公久, 徳田昌則: 鉄と鋼, **76** (1990), p. 2131