

短い衝突距離をもつ軸対称噴流の熱伝達特性

栗間 諄二*・三宅 常時**・世良 裕明***・宮本 政英*

Heat Transfer Characteristics of an Axisymmetric Jet Impinging on a Flat Plate within a Short Distance

Junji KURIMA, George MIYAKE, Hiroaki SERA and Masahide MIYAMOTO

Abstract

With relatively small nozzle-to-plate spacing, heat transfer characteristics of an axisymmetric impinging jet were studied on the basis of the flow structures visualized by using flow visualization techniques.

The Reynolds number based on the nozzle diameter($D=40\text{mm}$) and the nozzle exit velocity was varied in the range of $3000 < \text{Re} < 12000$. The range of the nondimensional nozzle-to-plate spacing was $1 \leq H/D \leq 4$.

When the spacing was less than twice the nozzle diameter, the behavior of ring vortices and the flow acceleration were remarkably affected by the impingement plate and the heat transfer coefficients measured were increased more than that usually expected in the potential core region.

1. まえがき

衝突噴流はその高い熱伝達特性のため、加熱、冷却乾燥など工業上の応用が広く、従来より幾多の実験的解析的研究がなされている。しかし、それらの多くは衝突板を噴流ポテンシャルコアが消滅した位置に設置したもので、工業上適用性が高いノズル-衝突板間距離が比較的小さい場合の衝突噴流の流動及び熱伝達率の研究は少ない。T.Davanipourら¹⁾はノズル-衝突板間距離が小さい場合として、 $H/D < 20$ での流れ場特性について定量的実験を行ったが、主に発達した噴流についてであった。R.Gardonら²⁾は軸対称空気噴流を用いて、 $H/D = 2$ での衝突噴流熱伝達率の半径方向分布に二次ピークが存在する事を明らかにした。横堀ら³⁾はよどみ領域の流動構造と伝熱機構との関連を研究し、衝突板が自由噴流のポテンシャルコア領域に置かれた場合、流れは層流状で、一定の熱伝達率をとる事を示した。

しかし、噴流剪断層の渦輪の成長等を考えるとポテンシャルコア内に衝突板を置いた場合でも、もっと複雑な流動が推測され、熱伝達率にも影響を及ぼすと考えられる。そこで本報では、初期領域での自由噴流及び衝突噴流の流動を観察し、その流動がポテンシャルコア内に衝突板を置いた衝突噴流熱伝達特性に及ぼす影響を調べた。そしてその軸対称衝突噴流熱伝達率と一般に予測されている層流解との比較を行った。

2. 実験装置及び実験方法

実験装置の概略図をFig. 1に示す。可視化の必要性から使用流体は水とし、回流水槽を使用した。ポンプによりオーバーヘッドタンクに運ばれた水は助走部、整流部を経て、軸対称ノズルから水で満たされている水槽にサブマージド噴流として流出し、衝突板に垂直に衝突する。使用した軸対称ノズルは直径 $D=40\text{mm}$ 、絞り比10.5:1である。又、衝突板は移動装置により軸方向及び半径方向の移動が可能であるように作成された。

流れの可視化は水素気泡法と染料注入法で行い、水素気泡法は $20\mu\text{m}$ のタングステン線に150~250Vの直流電圧を流して行い、染料注入法は螢光染料ウラニンを

*機械工学科

**東京大学大学院

***中国電力

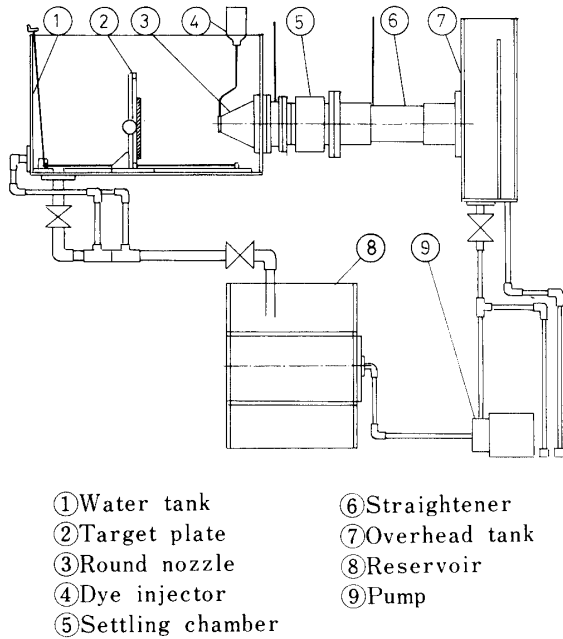


Fig. 1 Experimental apparatus

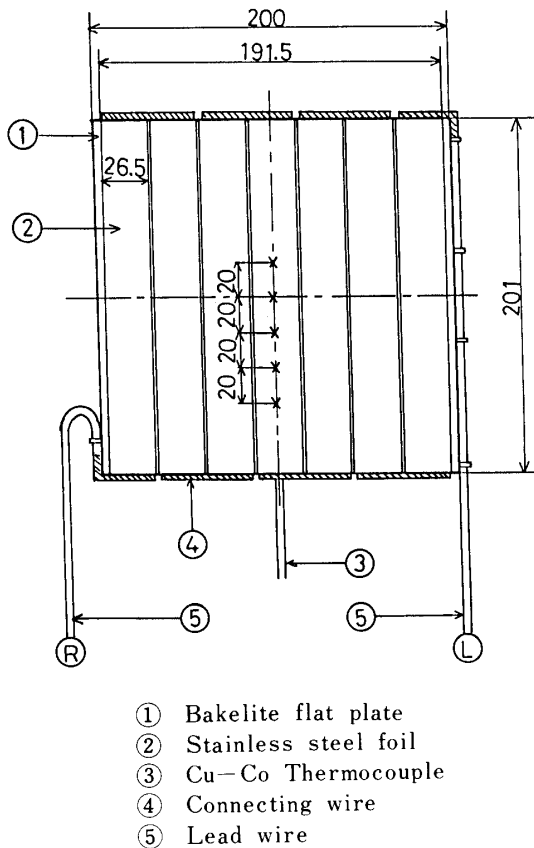


Fig. 2 Heated plate

点滴装置を用い、ノズル出口に設置した厚さ10mmの染料注入リングから流出して行った。

速度変動はホットフィルム流速計(KANOMAX製, ウェッジ型プローブ90°, MODEL1233W)を用いて測定した。平均速度及び乱れ強さは直接測定し, パワースペクトル及び自己相関は流速計出力をAD変換して, コンピュータ処理を行って求めた。

衝突加熱板は厚さ15mmのベークライト板(201×200mm)表面に厚さ30 μ mのステンレス鋼箔を貼りつけたもので, その箔に交流通電加熱することにより等熱流束条件をみたす伝熱面が作成された。加熱板の詳細をFig. 2に示す。衝突板壁温はステンレス鋼箔裏面に半田づけした100 μ mのCu-Co熱電対により測定した。噴流と衝突板との温度差は10 $^{\circ}$ C以下とし, 熱流束はベークライト板後方からの熱伝導による熱損失を補正して求めた。熱伝達率の不確かさは4.2% (20:1)であった。

実験は噴流速度とノズル-衝突板間距離を変化させて行った。ノズル出口速度とノズル直径を用いた噴口レイノルズ数 $Re = U_0 D / \nu$ は3000~12000の範囲であった。無次元ノズル-衝突板間距離 H / D は4以下, 無次元半径方向距離 r / D は1.5以下とした。

3. 実験結果及び考察

3.1 自由噴流の流動

軸対称噴流熱伝達率は供試ノズルの特性に強く支配されている⁴⁾このため, 衝突噴流熱伝達特性を検討する場合, ノズル特性を含む噴流初期領域での自由噴流の流動を知る必要がある。

Fig. 3は軸対称噴流の軸線上の各断面における軸方向平均速度の半径方向分布を示したもので, $Re = 7000$ である。ノズル出口に近い $X / D = 0.5$ の位置では $r / D = 0.45$ まで $U / U_0 = 1$ であり, ノズル端部に相当する $r / D = 0.5$ で急激に減少している。このノズル出口での速度分布の平坦度の高さは, ノズル内で速度境界層が発達していない事を示している。X / Dが増加すると共に平坦度が低くなり, 噴流中心軸を頂点にもつ放物線形状へと移行している。又, $X / D = 4$ までに中心速度($r / D = 0$ の位置での速度)の減衰は見られず, 少なくとも $X / D = 4$ までのポテンシャルコアの存在が認められ, Taniら⁵⁾やDavanipourら¹⁾の結果と良く一致している。Fig. 4は軸方向速度の乱れ強さの半径方向分布を, $X / D = 1, 2, 3, 4$ の4つの断面について示したものである。縦軸 $\sqrt{u'^2} / U_0$ は各点での軸方向変動成分のr.m.s ($\sqrt{u'^2}$)をノズル出口速度(U_0)で割って無次元化したものである。ノズル

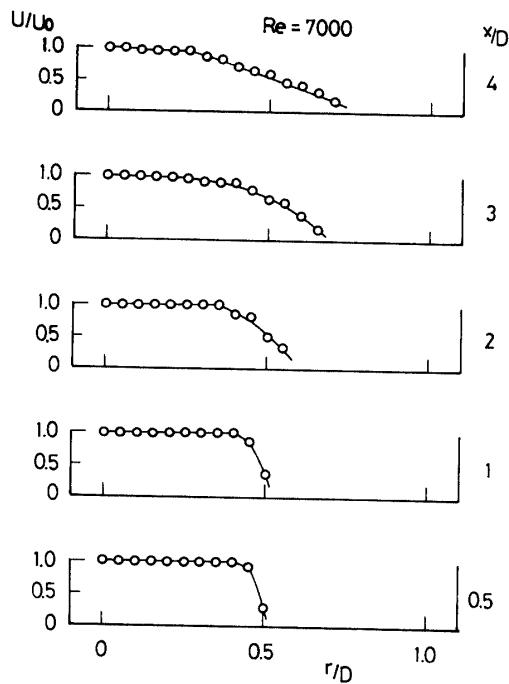


Fig. 3 Velocity profiles in different sections of an axisymmetric jet

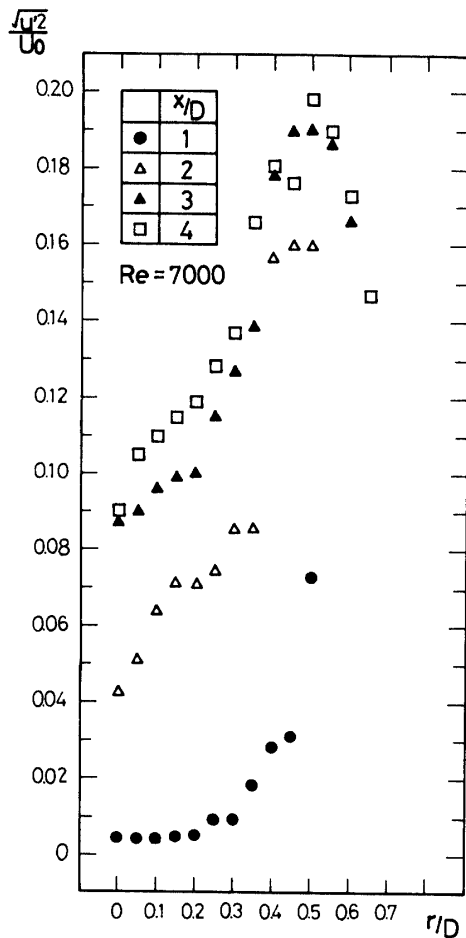


Fig. 4 Turbulence profiles in different sections of an axisymmetric jet

に最も近い $X/D=1$ で、噴流中心部の乱れ強さが約 0.5% となっており、初期乱れ強さが十分低く、他の研究と同様な値⁶⁾を示している。 $X/D=4$ の位置までは X/D の増加に伴い軸線上の見かけの乱れ強さは増加している。各噴流断面での乱れ強さの最大値は、噴流端に相当する $r/D=0.5$ 近くの位置に存在しており、Gardonら²⁾の結果と一致している。

自由噴流の巨視的乱流特性（速度プロファイル、乱れの絶対強さ等）が従来の結果（例えば、Taniら⁵⁾やCrowら⁷⁾）と良い一致を示しており、供試ノズルの使用の正当性を示している。

$Re=6310$ と $Re=11820$ の2つの異なるレイノルズ数での自由噴流の染料側面可視化写真をFig. 5に示す。ノズルから発した噴流は、最初、直線的な動きで層流として下流へと移行する。その後、剪断層の不安定による最初の徴候として剪断層内に幾分の曲りが生じ、円筒にくびれが生じたような状態となり、それがより大きくなりロールアップした渦輪を生じる。この渦輪はスケールアップしながら下流へと移行し、小さな渦の固まりとなった渦雲へと崩壊していく。 $Re=6310$ の場合、ロールアップした渦輪は $X/D=1.3$ 付近から生じているが、噴流速度のより速い $Re=11820$ の場合には $X/D=1.0$ 以前ですでに発生している事が観察できる。又、渦輪の崩壊も、レイノルズ数が大きい方が X/D の小さな位置、即ちノズルに近い位置で生じている。 $Re=11820$ の噴流で $X/D=1.5$ 付近にカップリン

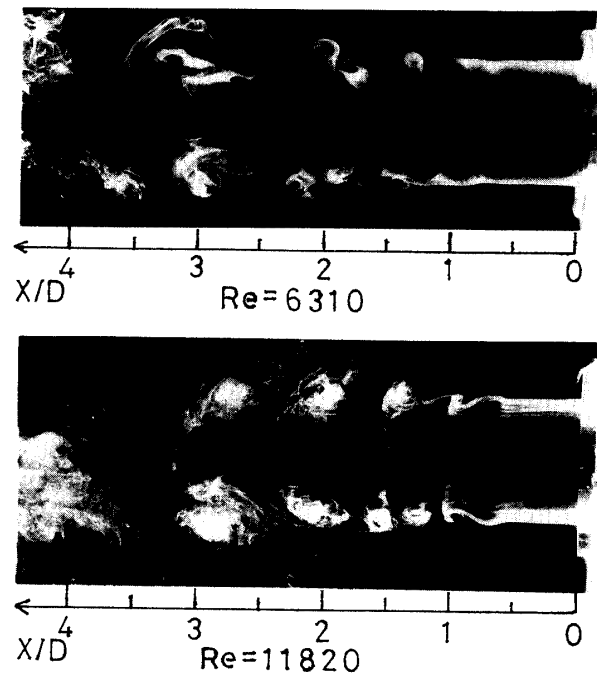


Fig. 5 Side view of an axisymmetric free jet (dye injection)

グ現象が観察される。このカップリング現象は渦輪が自己輪径を拡大する事に伴う減速効果と後続の渦輪との相互の誘引力により、後続の渦輪が前方の渦輪に入り込む現象である。こうして相隣りあう2つの渦輪が合体して、渦輪としてのスケールを大きくすると同時に周波数を半減させる。

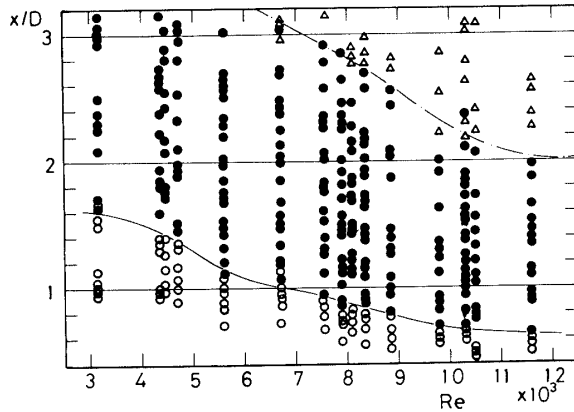


Fig. 6 Axial variation of shear vortices observed from photographs (○: Bending of shear layer, ●: Rolling up of shear vortex, △: Breakdown of shear vortex)

Fig. 6は噴流の層流剪断層のくびれ(○),渦輪のロールアップ(●),渦輪の崩壊(△)の軸方向位置とReとの関係を表したもので、染料側面写真の測定より求めたものである。ここで渦輪の崩壊とは、合体等で大きくなったロールアップした渦輪が渦雲又は小さなスケールの渦にこわれた状態のものとした。Reが増加すると共に渦輪のロールアップ及び崩壊の始まる位置がノズル側へと近づいて行く。更に、Reの増加と共にロールアップした渦輪の領域が狭くなって行くのが観察される。これは、横堀ら³⁾の低レイノルズ数域(Re=1500~5000)での結果と定性的に一致している。彼らの結果との定量的な違いは、噴流初期領域での流動状態の分類判定に違いがあるためである。

Fig. 7は水素気泡連続電圧印加によるRe=6100の自由噴流の側面可視化写真で、タングステン線の結び目を噴流中心に置く事によりストリークラインを観察したものである。X/D=3付近までは、ストリークラインはノズル先端に垂直な直線となっているが、渦輪の成長による脈動成分の影響で、X/D=3過ぎより幾分曲り、X/D=4では大きく曲っている。合体等で渦輪が大きくなり、中心軸に対する非対称性も強まるため、X/D=4までのポテンシャルコア内においても、ストリークラインに歪みが生じてきているのが観察できる。

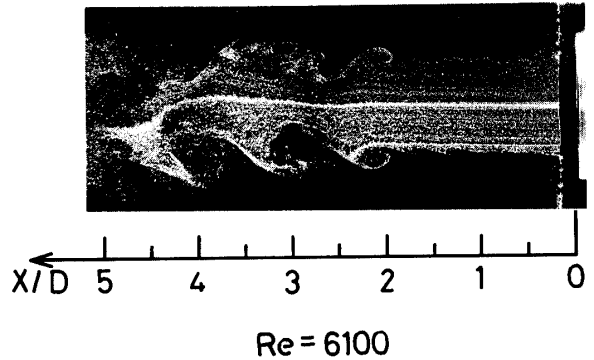


Fig. 7 Side view of an axisymmetric free jet (hydrogen-bubble)

3.2 衝突噴流の流動

Re=10520の衝突噴流の染料側面可視化写真をFig. 8に示す。H/D=0.5では衝突板の影響により噴流はノズル出口より広がり、高い渦放出周波数で小さなスケールの渦輪を発生している。H/D=1.5では衝突前に観察されるロールアップした大きな渦輪が衝突面上へと運動し、r/D=1.0~1.5付近で壁面に最も接近し、その後、又、壁面から離れて行くのが観察される。ノズル-衝突板間距離がH/D<1の小さな場合には衝突板の影響により、渦発生が早くなり、噴流の広がりも早く、端部での加速が強くなる。H/Dが増加すると共に剪断層に発生する渦輪も大きく成長して板に衝突するが、その衝突時の渦輪の状態により衝突領域での流動は支配される。衝突噴流の剪断渦輪の挙動は、Popielら⁸⁾のスモークワイヤー法、著者ら⁹⁾

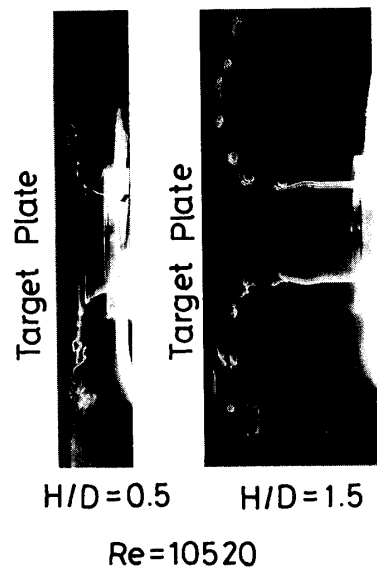
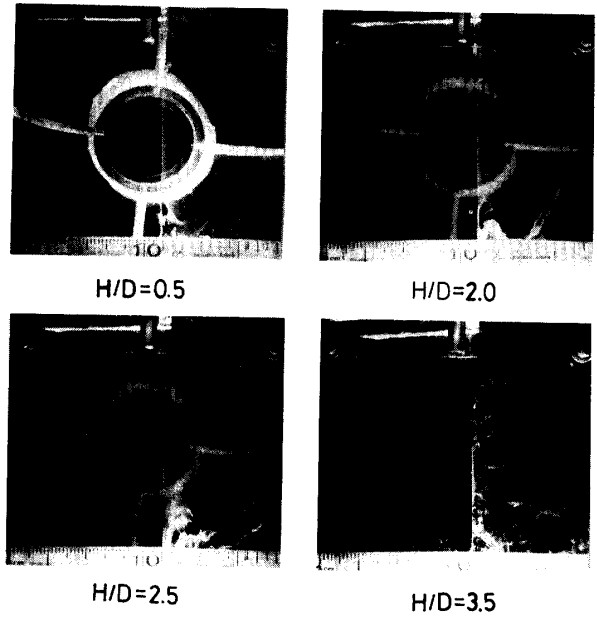


Fig. 8 Side view of an axisymmetric jet impinging on a plate (dye injection)

の染料注入法でより詳しく可視化観察されている。

0.1秒間隔で、0.02秒間の直流パルスを与えて発生する水素気泡タイムラインで衝突噴流の可視化観察を行った。Fig. 9は $Re=5970$ で $H/D=1.0, 2.0, 3.0$ そして 4.0 の場合のタイムライン側面可視化写真である。 $H/D=1.0$ では、ノズル衝突板間距離が小さいために、ノズル出口より噴流は広がっており、タイムラインには半径方向への流れによる引き伸ばしが観察される。又、衝突板上でタイムラインに凸状の曲率が見られ、衝突板上で噴流中心部の流速の減少と噴流端部での加速が見られる。 $H/D=2.0$ では $X/D=1$ 付近まで衝突板による影響は観察されないが、衝突板付近では $H/D=1.0$ の場合と同様に凸状をなしており、噴流端部での加速が観察される。 $H/D=3.0$ では衝突前に剪断渦輪が成長しており、タイムラインの見かけの長さが不均一になって来ている。噴流端での加速が弱まって来るために、衝突板付近での凸状の曲率もゆるやかになっている。 $H/D=4.0$ では衝突板近くまで自由噴流の挙動をとり、渦輪は大きく成長している。そのため、見かけ上のタイムラインの長さは大きく変化し、噴流中心とタイムラインの中心は必ずしも一致しなくなる。衝突板近くでタイムラインの長さが著しく変化するため、同一速度で衝突する領域が時間的に変動している。又、 H/D が小さい場合の衝突に観察された凸状の変形は見られず、板上で平坦な形となっている。 $Re=7140$ での同様な観察⁹⁾と比較すると、 $Re=5970$ の場合の方が渦輪の成長が遅いため、 $H/D=3.0$ での見かけ上のタイムラインの長さの変化が幾分か小さくなっている。

これらの事より、 H/D が小さい場合には衝突板近



$Re=8340$

Fig. 10 Configuration of an axisymmetric jet at typical sections (hydrogen-bubble)

くで噴流中心部と端部とに速度差が生じ、タイムラインに凸状の変化が現われ、 H/D が大きくなると剪断渦輪の成長により、その形が平坦となる事が観察された。

Fig.10は衝突板上流5mm、幾何学的よどみ点から半径方向に10mmの位置に $20\mu m$ のタンゲステン線を張り、透明な衝突板後方から撮影した水素気泡可視化写真で、 $Re=8340$ である。 $H/D=0.5, 2.0, 2.5$ では、よどみ点を中心にして放射状に広がる流跡が見られ、衝突領域が層流状態である事を示している。ノズル衝突板間距離がより大きくなった $H/D=3.5$ では放射状に広が

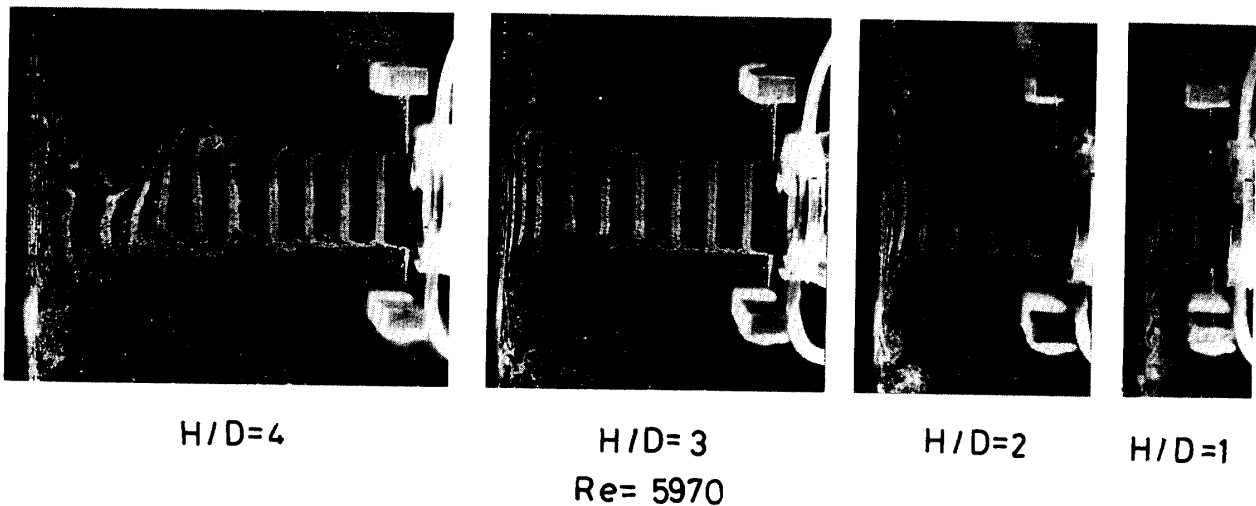


Fig. 9 Timeline markers of an axisymmetric jet impinging on a plate

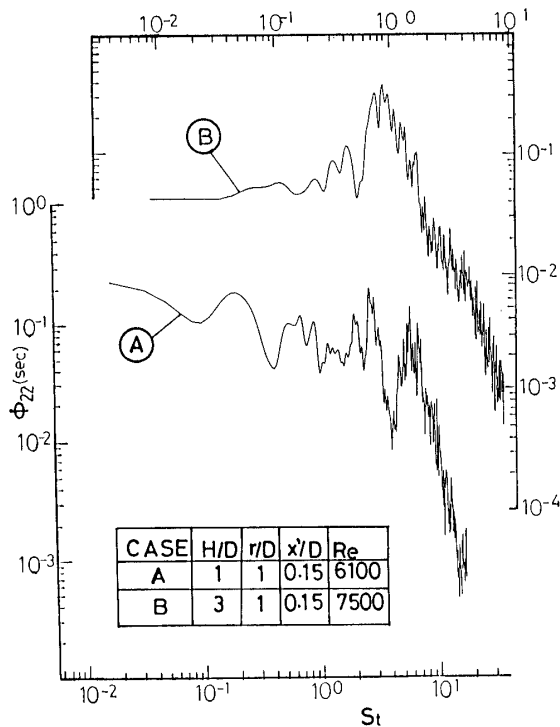


Fig.11 Power spectra of a jetting jet

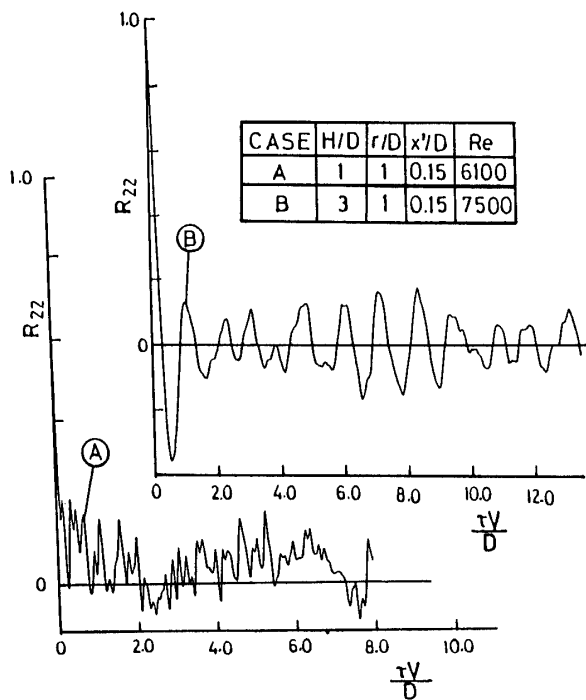


Fig.12 Auto-correlations of a jetting jet

る流跡の上に大きな乱れが明瞭に観察され、流動状態の変化を示している。

H/D=1及び3の場合のよどみ領域での流れ方向の乱れ \bar{v}^2 の一次元エネルギースペクトル分布をFig.11に示す。共に衝突板上流6mm,よどみ点から半径方向に

40mmの位置で測定したもので、H/D=1の場合はRe=6100, H/D=3の場合はRe=7500である。縦軸は正規化したパワースペクトル Φ_{22} を示し、横軸はパワースペクトルに対応した周波数fを無次元化したストロハル数St(=fD/V)で示してある。H/D=3の場合には、St≈0.87に明らかなピークが存在しており、H/D=1よりもスペクトル的に発達しており、離散的な渦輪の通過に対応している。

Fig.12はパワースペクトル分布と同一測定条件での自己相関分布である。Fig.11と同様、H/D=1の位置では分布が複雑となり、極値が不規則に表われていることより、渦の不規則な通過が考えられる。H/D=3の場合は分布の極値がかなり等間隔となり、流れ場が秩序だっている事がわかる。これらの極値から渦の通過周期を計算すると、St≈1.03となり、パワースペクトル分布のピークとほぼ近い値となる。ノズル-衝突板間距離が大きくなるに従い、自己相関分布において、その値が最初に零となる時間遅れ τ_0 は増加していく。A/D=(V/D)∫₀[∞]R₂₂(τ)dτの式を用いて積分特性距離を計算すると、H/D=1の場合はA/D=0.07であり、H/D=3の場合はA/D=0.13となり、ノズル-衝突板間距離が大きくなると共に渦のスケールが大きくなっている。

3.3 衝突噴流熱伝達特性

Fig.13はノズル-衝突板間距離H/D=1~4でのよどみ点局所熱伝達率の変化を表したもので、測定した異なる4つのReでの結果と、比較のため横堀ら³⁾のRe=13000の結果が示してある。どのReでもH/D=2.0付近でヌセルト数Nu(=hD/λ)の極小値が見られる。H/Dの増加に伴うNuの増加は噴流軸線上の速度変動の増加によるものと考えられる。又、H/Dが2以下でのNuの再増加は、衝突板上での強い加速現象によるものと考えられる。これらの結果は横堀ら³⁾の結果と定性的に等しく、定量的な見かけ上の違いは噴流温度の違いによるプラント数Prの影響によるものである。

Fig.14はFig.13と同一実験条件で、よどみ点での壁温度変動の乱れ強さを表したものである。縦軸はよどみ点での壁温度のr.m.s値を壁温度と噴流温度との差で割ったものである。乱れ強さは、1≤H/D≤2でほぼ0.6%で一定で、その後H/Dの増加と共に増加している。この0.6%と云う値はノズル出口での軸方向乱れ強さ0.5%に対応している。又、横堀¹⁰⁾のRe=15100での幾何学的よどみ点における境界層内温度変動の乱れ強さと、Re=10200での結果は良く一致している。

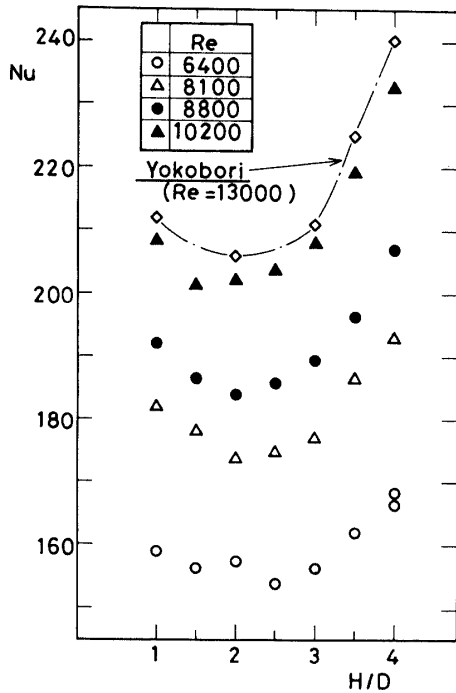


Fig.13 Axial variation of heat transfer coefficients at the stagnation point

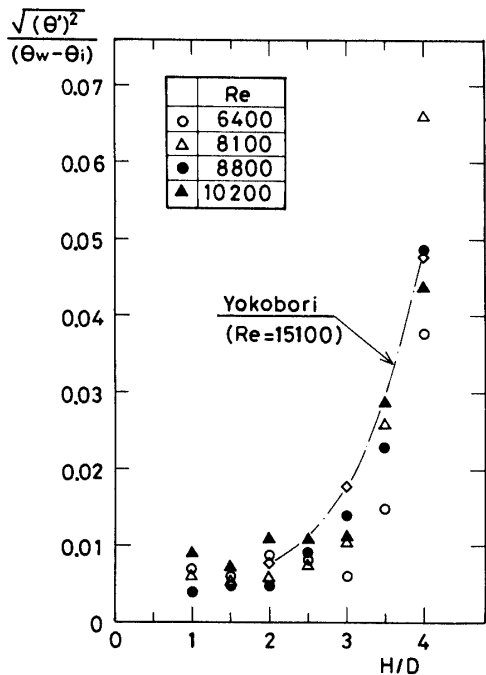


Fig.14 Wall temperature fluctuation at the stagnation point

Fig.15はノズル衝突板間距離が比較的小さな $H/D = 1 \sim 4$ で、噴流出口速度とよどみ点局所熱伝達率の関係を示したもので、横軸に Re 、縦軸に Nu を Pr の 0.4 乗で割った $Nu/Pr^{0.4}$ を用いた。 $H/D = 2, 3$ の結果はほぼ同一線上にあり、仲戸川の軸対称噴流の

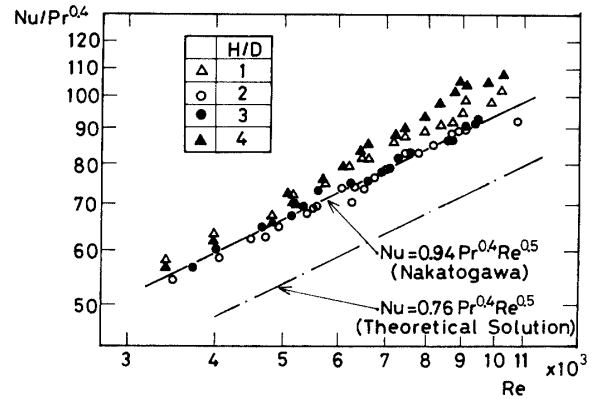


Fig.15 Correlation of heat transfer coefficients at the stagnation point

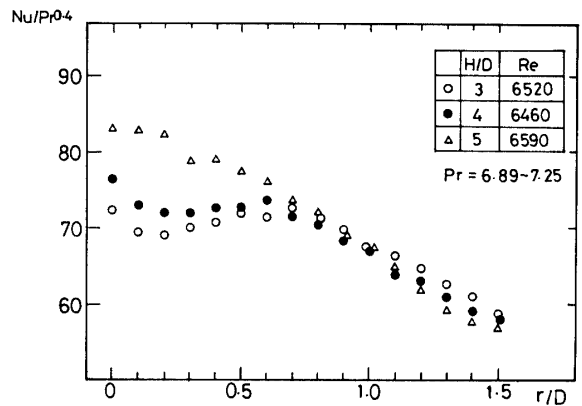


Fig.16 Radial variation of local heat transfer coefficients

コア領域 ($H/D \leq 4$) の結果¹¹⁾ $Nu = 0.94 Pr^{0.4} Re^{0.5}$ と良く一致している。しかし、この仲戸川の実験式は $2 \times 10^4 \leq Re \leq 1.7 \times 10^5$ の範囲で求められたものであり、図中の実線はそれを $Re = 3 \times 10^3$ まで延長して描いたものである。この一致は彼の実験式の適用範囲が拡大できる事を実験的に証明した。ノズル衝突板間距離の小さい $H/D = 1$ では、衝突板の影響により渦輪の挙動も著しく異なる事や、よどみ領域での流れの加速が強まるため、熱伝達率は大きいものとなっている。又、 $H/D = 4$ でも、剪断渦輪の大きな成長に伴い噴流軸への脈動成分が重畳されるため、熱伝達率は上昇している。これらの事から、ポテンシャルコア内での熱伝達率の式を H/D を含まない単一の式に整理する事ができなくなると考えられる。又、図中の一点鎖線は層流理論解³⁾ $Nu = 0.76 Pr^{0.4} Re^{0.5}$ である。実験結果は過去の他の研究結果²⁾³⁾ と同様、この層流理論解よりも大きな値となった。

Fig.16は $H/D = 3, 4$ と参考として $H/D = 5$ での局所熱伝達率の半径方向分布を表したものである。

$H/D=3$ の場合、 $r/D \approx 0.2$ で熱伝達率の極小値をとった後、増加し、加速が最も強くなる $r/D \approx 0.6$ で極大値をとる。 r/D の更なる増加と共に熱伝達率は減少し、 $r/D \approx 1.0$ 過ぎで傾きに変化が現れ、その後は壁噴流として単調に減少している。 $r/D=1.0$ 過ぎでの傾きの変化は空気噴流によるGardonら²⁾や栗間ら¹²⁾の $H/D=2$ の実験結果で観察された二次ピークに相当するもので、層流境界層から乱流境界層への遷移によるものと考えられる。 $H/D=4$ では、よどみ領域での加速が弱まるため、 $r/D \approx 0.6$ での上昇が小さくなっている。又、 $r/D=0.5$ 付近まで $H/D=3$ より高い熱伝達率を示すが、その後はほぼ等しい値となっている。この $r/D \approx 0.5$ までのよどみ点近傍での熱伝達率の上昇は、ポテンシャルコア内の速度変動が衝突領域で増幅されるためと考えられる。これはFig.10の $H/D=3.5$ の可視化写真にも乱れが観察されるし、他の研究者の結果³⁾¹³⁾からも予測できる。 $H/D=5$ では噴流中心軸上の速度は減衰するが、乱れが増加するために、よどみ点での熱伝達率は上昇し、半径方向にはほぼ単調に減少し、発達した噴流の釣鐘状分布へと近づいている。

4. 結 言

衝突板を噴流ポテンシャルコア内に設置したノズル-衝突板間距離が小さな場合で、軸対称衝突噴流の流動及び熱伝達特性を実験し次の結果を得た。

自由噴流の剪断層に生じる渦輪の成長はコア部の速度に脈動成分を重畳し、噴流中心部での見かけの乱れ強さが増加する。又、渦輪の成長度合が衝突時の流動に強く関係している。

ノズル-衝突板間距離 H/D が2以下の時、渦輪の挙動及びよどみ領域での流れの加速は衝突板によって明らかに影響され、そこでの熱伝達率はポテンシャルコア領域で一般に予測されるものより大きいものとなる。熱伝達率の半径方向変化は $H/D \leq 3$ で、よどみ領域の流れの加速のために熱伝達率の増加が見られ、 $H/D > 3$ では境界層内で乱れの増幅がおこる事により、よどみ点近傍で熱伝達率が増加すると考えられる。

最後に、本研究を行うにあたり御指導、御支援を頂いた村川勝弥名誉教授、東京大学工学部 平田賢教授、笠木伸英助教授、並びに実験に協力を頂いた昭和59年度卒研生の山下英三郎君に深く感謝の意を表します。又、実験に必要な極簿のsus304ステンレス箔を提供して下さいた日本金属株式会社に感謝の意を表します。

5. 主要記号

- f : パワースペクトルに対応した周波数
- h : 局所熱伝達率
- r : 半径方向距離
- u' : 変動速度のX方向成分
- v' : 変動速度のr方向成分
- D : ノズル出口直径
- H : ノズル-衝突板間距離
- Nu : 局所ヌセルト数 (= hD/λ)
- Pr : プラントル数
- Re : 噴口レイノルズ数 (U_0D/ν)
- R_{22} : 変動成分v'の自己相関
- St : ストロハル数 (= fD/V)
- U : 噴流軸方向速度
- U_0 : ノズル出口での噴流軸方向平均速度
- V : 衝突噴流の半径方向速度
- X : 噴流軸方向距離
- θ_i : 噴流温度
- θ_w : 衝突壁温度
- τ : 遅れ時間
- Λ : 積分特性距離
- Φ_{22} : 変動成分v'のパワースペクトル

参 考 文 献

- 1) Davanipour, T and Sami, S ; J. Hydraulic Division, ASCE, HY 5, 557 (1977)
- 2) Gardon, R and Akfirat, J.C ; Int. J. Heat Mass Transfer, 8, 1261 (1965)
- 3) 横堀ほか2名;機論(B) 46-410, 2010 (1980)
- 4) 熊田ほか2名;機誌 76-655, 822 (1973)
- 5) Tani, I and Komatsu, Y ; Proc. 11th Int. Cong. Applied Mech., 672 (1964)
- 6) 堀越ほか2名;機論(B) 52-473, 305 (1986)
- 7) Crow, S. C. and Champagne, F. H ; J. Fluid Mech., 48-3, 547 (1971)
- 8) Popiel, C. O and Trass, O ; Proc. 7th Int. Heat Transfer Conf., 6 Cp25, 141 (1982)
- 9) 栗間ほか3名;山口大学工学部研究報告36-1, 45 (1985)
- 10) 横堀誠一;東京大学博士論文 (1980) P.236
- 11) 日本機械学会編;伝熱工学資料 (1975) P.111
- 12) 栗間ほか5名;第21回伝熱シンポ講論, 91 (1984)
- 13) Higikata, K ほか2名; Proc. 7th Int. Heat Transfer Conf., 3 FC30, 165 (1982)

(昭和61年4月15日受理)