

長円形2噴流の衝突熱伝達特性*

親川 兼 勇*¹, 松田 昇 一*²
屋我 実*¹, 玉城 厚 司*³Heat Transfer Characteristics by Impingement Jets Issuing
from Dual Elongated Slot NozzlesKenyu OYAKAWA*⁴, Shoichi MATSUDA,
Minoru YAGA and Atsushi TAMASHIRO*¹Ryukyuu University, Dept. of Mechanical Systems Engineering,
Senbaru 1, Nishihara, Okinawa, 903-0213 Japan

The effects of spacing between dual jets on the heat transfer characteristics and flow behaviors over the plate surface were investigated experimentally when the dual slot jets impinge on the target plate. The local heat transfer distributions were measured for various spacings at small nozzle-to-plate separation distances and the flow pattern also visualized by the oil-titanium IV oxide method. An infrared radiometer with a two dimensional array of InSb sensor was employed to clarify space varying in the flow and heat transfer accompanying by the interferences between jets, and jet and spent flow. The characteristics of heat transfer, flow patterns and thermal distributions change with the spacing of the dual jets and the nozzle-to-plate separation. The phenomenon of axes switching, which is caused by the differences in the self induced velocity in the non-circular vortices, was observed farther downstream compared with that of a single impingement jet. These phenomena consequently played an important role in the heat transfer enhancement.

Key Words: Convective Heat Transfer, Impingement Jet, Dual Elliptic Nozzles, Infrared Image, Axes Switching, Flow Visualization

1. 緒 言

衝突噴流の熱伝達特性は円形噴口の単一噴流について多くの研究がなされている⁽¹⁾⁽²⁾、非円形噴流については衝突熱伝達特性の報告は少なく⁽³⁾、おもに自由噴流の流動特性⁽⁴⁾が扱われている。Hussainら⁽⁵⁾⁽⁶⁾、Quinn⁽⁷⁾、Gutmark⁽⁸⁾はアスペクト比の小さい長円形の自由噴流において長短軸が互に入れ替わる「Axes Switching」の現象を述べている。

非円形噴口からの自己誘導速度が曲率半径に反比例することから、渦糸の輪は短軸間の渦輪が軸方向に突出し、三次元的に変形をしながら必ずみ長短軸が入れ替わる。これは噴流の混合を激しくさせる。一方コアは円形の場合に比べて下流に長く伸びるといわれており、熱伝達率が円形のコア領域より下流で増大することとなる。

噴流群は、たとえ円形噴口でも、その配置および噴

口と平板間の距離によっては平板に衝突する前に非円形噴流となっている場合がある。衝突前の両噴流の相互干渉や噴流と衝突平板上の流動との相関、それらが熱伝達特性に及ぼす影響など単一噴流には見られない時・空間的な変化をする流動・伝熱場となろう。それらの基礎データとして非円形の最も単純な2噴流の場合の衝突熱伝達特性を明らかにしておく必要がある。

本実験は、Axes Switching現象をもち、噴口の曲率半径が連続的に変化する、さらに両噴流が干渉する際に長軸方向に二次元性をもつと思われる長円形噴口を2個置き、その間隔を変えて2噴流を平板上に衝突させた場合の伝熱特性を明らかにする。衝突平板上の温度分布を熱電対によって求めた。さらに赤外線映像装置を用いて温度分布を可視化した。この赤外線カメラはインジウム・アンチモン(InSb)の受感部が160×120個配置され、1/100s程度で伝熱面全面の温度分布を熱画像として取り込み、1/52sのフレームタイムで処理し、映し出すものである。このような温度場は従来の局所的な方法で測定すると各測定値を同一の伝熱現象としてとらえることができなかつた。この可視化で2噴流による表面温度の空間的な変化を考察し、伝熱特性を明らかにした。

* 原稿受付 1998年11月20日。

¹ 正員、琉球大学工学部(〒903-0213 沖縄県中頭郡西原町字千原1)。² 准員、琉球大学大学院。³ 正員、沖縄県立中部工業高校(〒904-0001 沖縄市越來3-17-1)。

E-mail: oyakawa@tec.u-ryukyu.ac.jp

記号

- D : 相当直径; 噴口断面積をぬれぶち長さで除した値の4倍の長さ
- h_x : 局所熱伝達率
- L : 長円形噴口の短軸長さ
- Re : 噴流レイノルズ数 $= U_0 D / \nu$
- r : 半径方向距離
- r_H : 水平方向距離(短軸方向)
- r_V : 垂直方向距離(長軸方向)
- S : 噴口間距離
- Tu : 乱れのrms値
- U_0 : 噴口出口速度
- X : 噴口と衝突平板間距離

2. 実験装置および実験方法

空気噴流は直径 $\phi 200$ mm, 長さ 1800 mm の流路部とその先端を $\phi 110$ mm に絞った円管部を経て, 円管端面に取付けられた2個の長円形の噴口より噴出し, 対向面の平板に衝突する。噴口は例えば Gutmark⁽⁶⁾ によればアスペクト比3:1の長円形噴口からの自由噴流は対象としている下流において長軸方向に十分な平行部をもつことからアスペクト比3:1, 短軸長さ $L=9$ mm のオリフィス形の長円が長軸を平行にして2個並べられたものである。2個の噴口中心間距離の間隔 S は相当直径 D の1.2, 3および4倍で, 短軸長さに対しては $S/L=1.67, 3.33, 5.00$ および6.67である。噴口部および噴口板の概略を図1に示す。衝突平板は直径 $\phi 400$ mm のアクリル製円盤の中央部に 21×300 mm, 厚さ $30 \mu\text{m}$ のステンレスはく9枚をベークライト板に接着し, 通電加熱による熱流束一定の伝熱板を取付けたものである。衝突平板の表面温度は中央部ステンレスはく裏面にはんだ付けされた $\phi 70 \mu\text{m}$ の銅-コンスタンタン熱電対で測定し, 主流と表面の温度差で熱流束を除すことで熱伝達率を算

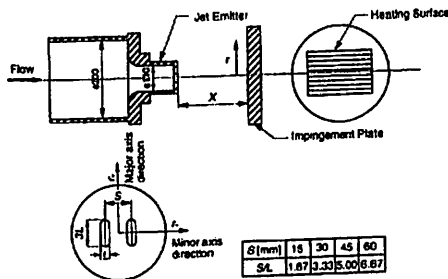


Fig. 1 Arrangement of nozzle and impingement plate

出した。平板上の流れ場の干渉域および干渉の強弱を知るものとして油膜法による可視化を衝突平板を下向きにし, 下部から噴流を衝突させることで行った。赤外線映像装置を用いて, 全面の温度分布を可視化した。この場合には噴口寸法を2/3に縮小した。実験は噴口と平板間距離の短い $X/D=1 \sim 8$ の範囲で行った。

3. 実験結果および考察

3.1 噴流の長・短軸方向の速度および乱れ強さ分布
 図2(a), (b)に単一の長円形噴流の短軸および長軸方向の速度および乱れ強さの分布を示す。噴口は厚さ1 mmのシャープエッジをしており, 噴口出口の速度分布は縮流の影響を受け, 端部が大きく, 中央で小さいくら形となる。短軸上の噴口速度は中央部で極小であるが, 下流になるにつれて中央部に平坦な部が現れ, $X/D=4 \sim 6$ でポテンシャルコアが消える。出口と $X/D=6$ の分布を比べると, 後者が半径方向に大きく広がっている。乱れ強さは噴流外縁部で高い値を示すが, それが噴流中央部に移り $X/D=6$ となると広範囲で大きな乱れ強さを示す。一方長軸上では, $X/D=2 \sim 4$ において, 速度分布はその領域が狭められている。2噴口の場合の $S/L=1.67$ における速度・乱れ強さ分布を図3(a), (b)に示す。短軸に対しては, 噴口出口では単一と同じ分布を示す。 $X/D=1$ ですでに2噴流は中央部で互いに干渉し, 下流になるにつれて中央部の速度が増大し, $X/D=6$ では中央部で大きくなり, 単一噴流の速度分布と類似する。乱れ強さも中央部で増大していくが, $X/D=6$ では, まだ中

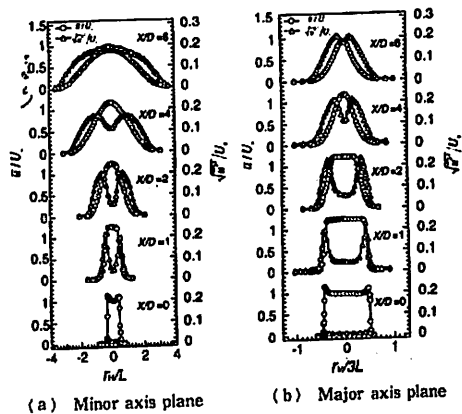


Fig. 2 Variation of velocity and turbulence intensity profiles with distance downstream from exit of elliptic nozzle for free jet (Single jet, $Re=17000$)

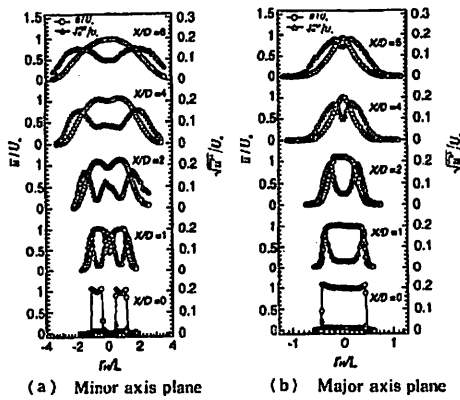
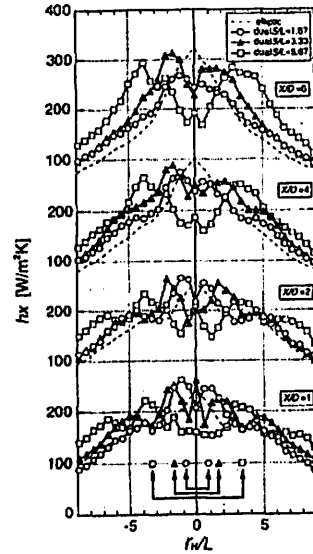


Fig. 3 Variation of velocity and turbulence intensity profiles with distance downstream from exit of elliptic nozzles for free jet (Dual jets, $S/L=1.67$, $Re=17\ 000$)

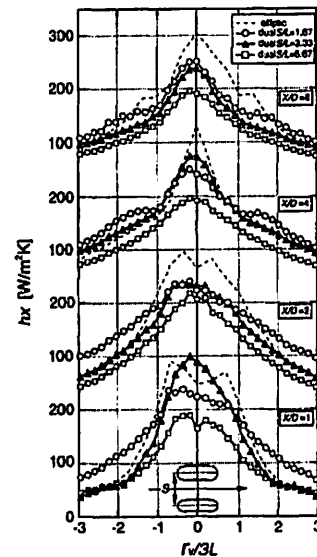
尖がややくぼんだ分布である。長軸はほぼ単一噴流における速度や乱れ分布と同じである。

3.2 噴口間距離 S/L を変えた場合の短軸・長軸方向の局所熱伝達率分布 2噴流はその間隔が小さいと合体したのちに平板上に衝突し、間隔が大きい場合にはそれぞれ単一噴流の状態で衝突する。 $S/L=1.67$, 3.33 および 6.67 の場合の衝突平板上の長・短軸方向の局所熱伝達率分布の X/D による変化を図 4(a), (b) に示す。図 4 を見やすくするために、 $S/L=5.00$ を除いた。また図 4 下部に矢印で 2 噴口の位置を示した。

短軸方向において $X/D=1$ では、 $S/L=1.67$ の h_x は噴口より外側で最大となり、半径方向に減少し、流出する半径流れの乱流への遷移のために上昇したのち再び減少する。中央部では極小値をとる。 $S/L=3.33$ のときには両噴流による分布値に大きな差異がある。これは両噴流が長軸方向の流出流には拘束されてなく、短軸方向の流出流とおもに干渉し、いずれかに偏った状態で衝突したものと思われる。それに中央部で $S/L=1.67$ と逆にピーク値をもつ。このピーク値の生成については後述する。 $S/L=6.67$ と十分に離れて噴口が設置された場合には、おのおの単独の噴流が衝突したような分布になる。 X/D が大きくなり、両噴流の広がりに伴い互いに干渉を始めると h_x 分布が変わってくる。 $S/L=1.67$ の場合は $X/D=1$ と $X/D=2$ で変わらない。 $S/L=3.33$ では $X/D=2$ の分布は中央部が非対称となるが、両噴流によるピークはほぼ等しい値を示し、 $X/D=1$ とは異なる。 $S/L=6.67$ の $X/D=2$ では、両噴流は衝突したのち、両噴流の中心



(a) Minor axis plane



(b) Major axis plane

Fig. 4 Radial distributions of local heat transfer coefficient for various spacing between dual jets ($Re=17\ 000$)

に向かう流れのぶつかりによって中央部の熱伝達率が高められるなど $X/D=1$ と異なる。

長軸方向については、 $S/L=1.67$ の長軸方向の速度および乱れ強さの分布が図 2(b) の単一噴流の場合とほぼ同じであり、 h_x の分布も図 4 中点線で示す単一のものと同様な形となるので、ここでは両噴流間の中央部の長軸方向分布を示す。噴口と平板間の距離が小

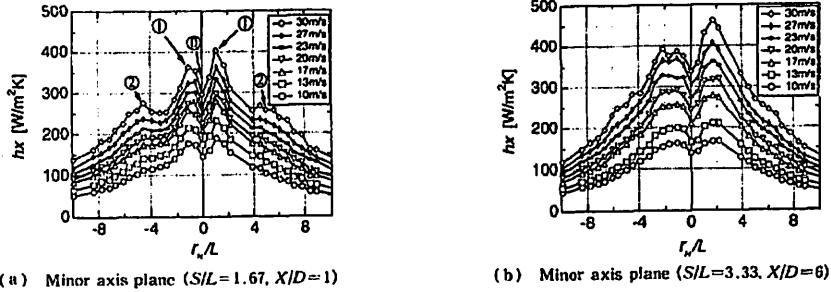


Fig. 5 Variation of local heat transfer coefficient with nozzle-exit velocity

さいと S/L によって分布が異なる。 $S/L=1.67$ では、長軸方向は平たんかつ非対称になり、 $S/L=3.33$ では中央部で高くなり平たんな分布とはならないが、 $S/L=6.67$ では中央部にわずかな極小値をもつ。 X/D が大きくなるとほぼ同様な分布形状となるが、ただ $S/L=1.67$ は分布値が大きく、これは $X/D=4\sim 6$ で半径流れの乱流への遷移によって $r_i/3L \approx 1.5$ で hx が増大する。

3.3 噴口出口速度による局所熱伝達率の変化
 噴口速度を変えた局所熱伝達率特性として $S/L=1.67, X/D=1$ および $S/L=3.33, X/D=6$ の短軸方向の分布を図5(a), (b)に示す。図5(a)の場合、速度が増すと、遷移によるピーク②が顕著となる。 $S/L=3.33$ の $X/D=6$ では $U_0=10\sim 30$ m/s ($Re=9000\sim 27000$) の範囲で速度によらずほぼ相似的な分布であるが両極値に差異が生じる。局所熱伝達率分布が噴口間距離 S/L および噴口と平板間の距離 X/D にどのように依存するかを図5のピーク①および極値②の特徴的な値について調べてみよう。ピーク①は噴流の衝突によるもので2個存在し、それらを平均したヌセルト数とレイノルズ数の関係を図6(a)に示す。 $S/L=1.67$ では $X/D=1\sim 6$ に対して

$$Nu = 0.241 Re^{0.67} \dots\dots\dots (1)$$

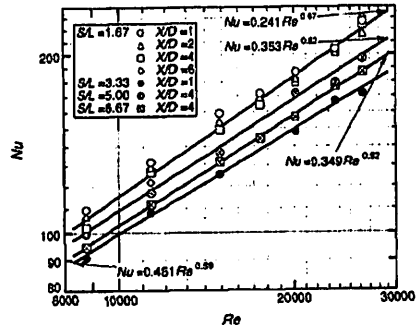
で表される。 $S/L \geq 3.33$ では

$$Nu = 0.451 Re^{0.59} \quad (S/L=3.33, X/D=1) \dots\dots (2)$$

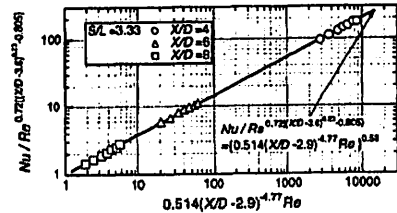
$$Nu = 0.353 Re^{0.62} \quad (S/L=5.00, X/D=4) \dots\dots (3)$$

$$Nu = 0.349 Re^{0.62} \quad (S/L=6.67, X/D=4) \dots\dots (4)$$

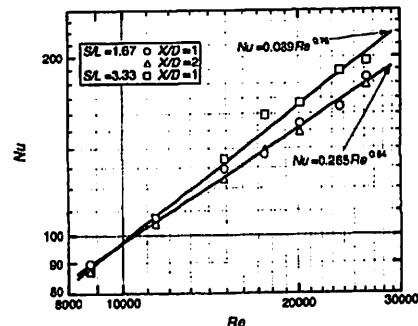
$S/L=1.67$ では両噴流は合体しており、大きなせん断流が衝突したことになり単一噴流の特性を示さない。 $S/L=3.33$ の $X/D=1$ は単一噴流のもつ Re の依存性に近づく。さらに $S/L=5.00, 6.67$ では $X/D=4$ でも単一噴流の $Re^{0.6}$ に近い。よどみ点のヌセルト数はWebbら⁽¹⁾によればシャープエッジの噴口を用いた場合、 Re の依存性はほぼ0.58~0.63乗であり十分に発



(a) Nusselt number by dual jets being merged or separated



(b) Nusselt number by gradually joining dual jets



(c) Nusselt number on center part surrounded by dual jets

Fig. 6 Correlation between Nusselt number at typical points and nozzle-exit-Reynolds number

速した噴流、層流の0.5乗と異なる。S/L=3.33のX/D=4,6および8については、両噴流は合体しつつ衝突するためにReのべき数はX/Dによって大きく変化した。図6(b)に示すように単一噴流の特性に近い $Re^{0.58}$ のこう配で整理すると次の式でよくまとまる。

$$Nu/Re^{0.72(1/(X/D-3.0)^{0.13}-0.805)} = \{0.514(X/D-2.9)^{-4.77} Re\}^{0.58} \dots\dots\dots (5)$$

干渉によるReのこう配の変化はX/D=3.6を境として大きく変化している。

次に極値①についてはS/Lが小さい場合には両噴流が合体しており、中央部がくぼんだ凹形の速度分布の流れが衝突する、またS/Lが大きい場合には衝突後の流出流れが互いにつかるとによる熱伝達特性となろう。その関係を図6(c)に示す。S/L=1.67の場合、X/D=1,2は

$$Nu = 0.265 Re^{0.64} \dots\dots\dots (6)$$

で表され、これはReの依存性がピーク①の場合とほぼ同じであり、合体した噴流の大きなせん断流れが衝突した性状を示し、事実、せん断流が再付着する熱伝達特性と類似している。S/L=3.33, X/D=1では

$$Nu = 0.089 Re^{0.70} \dots\dots\dots (7)$$

となっており、この $Re^{0.70}$ は大きな渦塊が形成され、それによる熱伝達率の増進がある場合のような特性である。2噴流が衝突した後、中心側に向かう二つの流出流れは揺動しながらぶつかっているようである。これらにより大きな渦塊が形成され、それが熱伝達特性を支配していると思われる。

なお単一、2噴口の場合のピーク①のNuを破点熱伝達率として、Kataoka⁽⁹⁾との比較を図7に示す。単一の場合X/D=4を用いたが、2噴口の場合は干渉の起こっていない噴口と平板の距離が短いX/D=1について示した。一般にシャープエッジ噴口の場合には熱伝達率が高めとなるが⁽¹⁾⁽¹⁰⁾、単一で13%、2噴口で

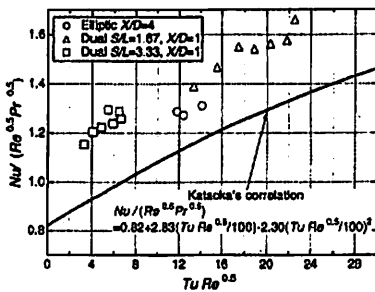


Fig. 7 Comparison between present stagnation Nusselt number and Kataoka's

20~30%高めである。

3.4 等熱伝達率線図 衝突平板全面における等熱伝達率の線図を示し、両噴流の干渉の様子を明らかにしよう。分布は第1, 第3象限が実測値、第2および第4は、第3, 第1のそれぞれの値を代用した。S/L=1.67, 3.33, 5.00および6.67のX/D=1,5の場合を図8に示す。S/L=1.67のX/D=1では $h_x=200$ W/(m²·K)以上の高熱伝達率域は垂直方向に長軸をもつ長円形の分布が2個が存在する。それに挟まれた領域の熱伝達率も高い、 $h_x=100$ W/(m²·K)以下の線図は十字形状となり、両噴流の長軸側への流出流が激しいことを示している。X/D=5となると高熱伝達率

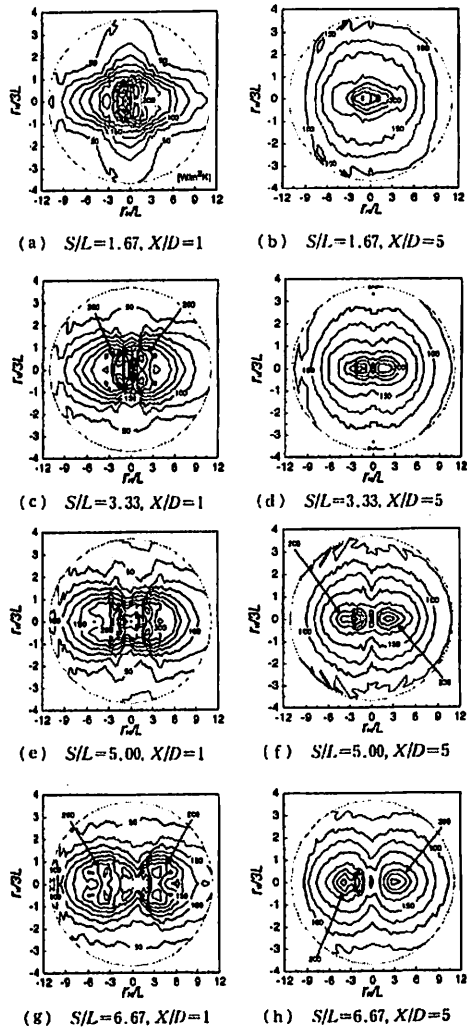


Fig. 8 Iso-heat transfer coefficient contours (Re=17 000)

は減少し、中心部で短軸方向に広がり、 $h_x=100$ $W/(m^2 \cdot K)$ 以下では対角線方向に広がり、しだいに円形となる。 $S/L=3.33$ の場合には、 $X/D=1$ で元の噴流軸より少し外側に偏った長円形の高熱伝達率域があり、短軸方向に低熱伝達率域が広がっており、明らかに $S/L=1.67$ と異なる。 $X/D=5$ では中心部の線図は、水平軸に長軸をもつ長円形をしており、Axes Switchingが起こっている。 S/L が大きくなると2噴流に挟まれた領域から長軸方向への流出は容易となり、 $S/L=1.67$ の $X/D=1$ のように長軸方向に延びる分布のようにはならない。 $X/D=5$ となると安定した対称的な分布形状となる。 $S/L=6.67$ では $X/D=1$ でも、ほぼ左右対称であり、 $X/D=5$ でAxes Switchingが起き、眼鏡状の等熱伝達率分布となる。

3.5 流れおよび温度場の可視化 酸化チタンに亜麻仁油を混ぜたものを油膜とした可視化を行った。図9に $S/L=1.67$ および 3.33 の $X/D=1$ の流れのパターンを示す。

$S/L=1.67$ の油膜流跡は長軸に平行におかれた2噴流の境目に油膜のはがれた滴が長軸方向に延び、その両側に噴流の衝突のためにふち部の油膜のはがれ白地の長円形が見られる。この境目は大きなせん断流が再付着したものとみさせる。その周辺にはほぼ円形の黒地は半径方向への壁噴流の遷移領域に対応しよう。図3(a)の $X/D=1\sim 2$ に示される中心部が凹形の数値分布が衝突する際は、速度の大きい流れが中心部の凹

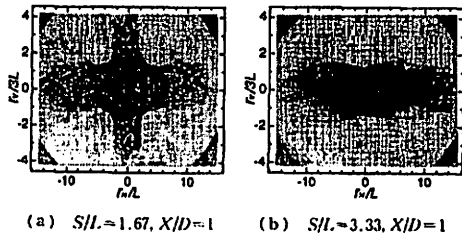


Fig. 9 Flow patterns over the impingement plate by means of oil-titanium method ($Re=17\ 000$)

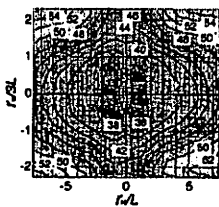


Fig. 10 Instantaneous isotherms of infrared images observed from right back ($S/L=1.67$, $X/D=1$, $Re=6\ 250$)

部に流入し、それから外部へ噴出されたような流出流れとなろう。そのために長軸方向への大きな流出流れが存在し、流跡は十字形の分布となる。

$S/L=3.33$ となると、図9(b)に示されるように、噴流の衝突跡は白地の長円形を示し、その間に長軸方向に延びる周辺に黒地のふちをもつ明確な白い帯が存在する。この明確な白・黒の境は、はく離おちと思われ、中心側へ流出流れが空間的に揺動しており、大きな渦塊の存在が示唆される。このことは極値④の Re のべき数が例えば流路内でカルマン渦などに誘起される側渦による伝熱特性と同じく、 0.76 となることに対応しよう。境目が大きく、流出流れの揺動のため外部への流れの放出は容易である。したがって $S/L=1.67$ と異なり、外部流れは短軸方向にのみ延びた分布となる。流跡のパターンは $S/L=5.00$ および 6.67 もほぼこれと同じである。これまでの等熱伝達分布は同一時刻における表面温度によってなく、空間的に時間遅れがあった。そこで衝突平板全面のある瞬間の温度分布

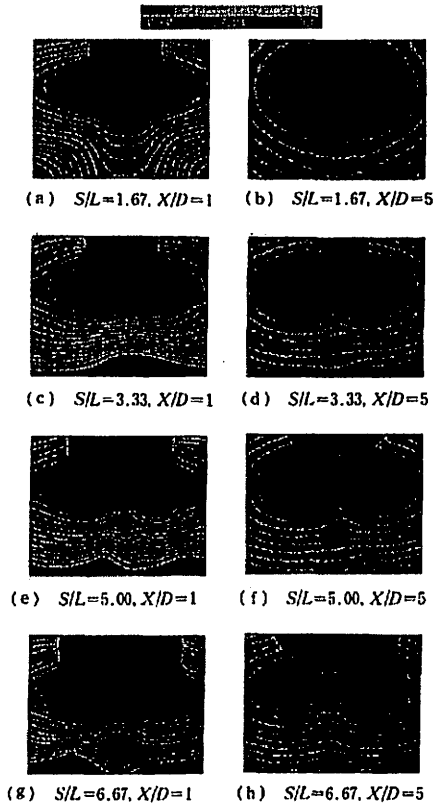


Fig. 11 Instantaneous isotherms of infrared images for various situation ($Re=12\ 500$)

を赤外線カメラを用いて撮影した。中央部の温度分布を衝突平板の裏面から撮影したものを一例として $S/L=1.67$, $X/D=1$ を図 10 に示す。中央部に 2 個の長円形の低温度域があり、外側は長軸方向に等温度線が延び、十字形をしている。図 11 に $S/L=1.67$, 3.33, 5.00 および 6.67 の別の温度の可視化図を示す。ここではカメラを 45° 傾斜させ、平板上部から撮影したが、 X/D の小さい場合、中央部が噴口部に覆われてしまった。 $S/L=1.67$, $X/D=1$ で十字形を示し、 $X/D=5$ では元の長円は合体し軸が入れ替わる。 $S/L=3.33$ は $X/D=1$ で 2 個の長円が見られ、 $X/D=5$ で 2 個の円形となる。 $S/L=5.00$ および $S/L=6.67$ でも基本的には $S/L=3.33$ と同じである。前述の等熱伝達率分布と流跡パターンや温度分布の形がよく一致している。

4. 結 論

(1) S/L にかかわらず、自由噴流に見られる Axes Switching の現象が衝突平板上に観察される。等熱伝達率分布、流跡および赤外線等の温度線図は出口で長軸が平行であったのが 90° 移動し眼鏡状となる。

(2) $S/L=1.67$ では $X/D=1$ より両噴流は合体した噴流、 $S/L=3.33$ の $X/D>4$ では合体しつつある噴流、 $S/L=5.00, 6.67$ では、 $X/D \leq 4$ まで単一噴流の衝突の特性をもつ。

(3) $S/L=1.67$ の合体した噴流は大きなせん断流流れが衝突した性状を示し、レイノルズ数のべき乗は

0.64 となる。 $S/L=3.33$ では衝突後に中心方向に向かう流れの衝突や干渉による熱伝達特性で 0.76 のべき乗をもっており、大きなスケールの渦塊が揺動しながら衝突していると思われる。

(4) $S/L=1.67$ の $X/D=1$ では、両噴流は合体し、凹形の速度分布をもつ噴流が衝突し、流跡は十字形の分布となる。 $S/L=3.33$ は中心部にはく離ぶちが存在し流出流れは長軸方向に流れる。

本研究は文部省科学研究費補助金(基盤研究 C, 07650263)の交付を受けた。ここに記して謝意を表す。

文 献

- (1) Pan, Y., Stevens, J. and Webb, B. W., *Trans. ASME*, 114 (1992), 880-886.
- (2) Lytle, D. and Webb, B. W., *Int. J. Heat Mass Trans.*, 37-12 (1994), 1687-1697.
- (3) Lee, S. J., Lee, J. H. and Lee, D. H., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 37-6 (1994), 967-976.
- (4) 豊田國昭・Hussain, F., 機論, 55-514, B(1989), 1542-1545.
- (5) Hussain, F. and Husain, H., *J. Fluid Mech.*, 208 (1989), 257-320.
- (6) Husain, H. and Hussain, F., *Phys. Fluid*, 26-10 (1983), 2763-2766.
- (7) Quinn, W. R., *Phys. Fluids*, A 1 (1989), 1716-1722.
- (8) Gutmark, E. and Schadow, K. C., *Phys. Fluids*, 30-1 (1987), 3448-3454.
- (9) Kataoka, K., Sahara, R., Ase, H. and Harada, T., *J. Chem. Eng. Jpn.*, 20-1 (1987), 71-76.
- (10) Popiel, Cz. O. and Boguslawski, L., *Int. Heat Transf. Conf.*, 3 (1986), 1187-1192.