

日本機械学会論文集(B編)
64巻 622号(1998-6)

論文 No. 97-1678

後ろ向きステップ共存対流の三次元熱流動に対する傾斜角の影響*

岩井 裕^{*1}, 松原 幸治^{*2}
中部 主敬^{*3}, 鈴木 健二郎^{*3}

The Effects of Inclination Angles on Mixed Convective Backward-Facing Step Flow and Heat Transfer

Hiroshi IWAI, Koji MATSUBARA,
Kazuyoshi NAKABE and Kenjiro SUZUKI

Three-dimensional numerical simulations were carried out for mixed convective flows over a backward-facing step in a rectangular duct. Reynolds number, expansion ratio and aspect ratio were kept constant at $Re=125$, $ER=2$ and $AR=16$, respectively. Heat flux at the wall downstream of the step was kept uniform, while other walls were kept at adiabatic condition. Effect of the inclination angles, θ_1 , θ_2 , was the main objective in this study. It was found that when θ_1 was varied, the effect of buoyancy became prominent at $\theta_1=0^\circ$, 180° , while the effect was relatively small for the two horizontal cases ($\theta_1=90^\circ$, 270°). However, there was still small difference between $\theta_1=90^\circ$ and 270° in the region immediately after the step where the flow was relatively slow. When θ_2 was varied, flow and thermal fields could no longer be considered as two dimensional, except when $\theta_2=-90^\circ$, 90° . The maximum Nusselt Number, which appears symmetrically near the side walls in pure forced convection cases, was obtained at only one location close to the lower side wall.

Key Words: Numerical Analysis, Heat Transfer, Internal Flow, Backward-Facing Step, Separation and Reattachment, Buoyancy, Inclination Angle, Low Reynolds Number

1. 緒言

後ろ向きステップは、剥離と再付着流れを実現する流れ系の中でもっとも基本的なものであり、これまでこの系を対象として流動および伝熱特性に関する実験的⁽¹⁾および数値解析的研究⁽²⁻⁶⁾が数多く行われてきた。筆者ら^(7,8)はこれまでに、ダクト内後ろ向きステップ流の二次元および三次元数値解析を行い、流れが層流にとどまるような低レイノルズ数域において各種のパラメータが熱流動場に与える影響について検討を行ってきた。特に前報⁽⁸⁾では鉛直上昇流の場合に浮力の有無あるいはその程度の影響について検討した結果、壁面の加熱量が増すとともに熱流動場に与える浮力の影響は大きくなり、例えば再付着位置は上流に移動すること、ステップ直後に発生するダクト中央へ向かう二次流は、加熱量の増加とともに強くなる傾向にあり、浮力の影響が大きい場合に計算結果の定量的な評価を行うには、三次元計算を行うことが望ましいことなどがわかった。

後ろ向きステップ流の共存対流に関する研究はこれまでにも数多くなされてきた。例えばBaekら⁽⁹⁾、Abu-Mulawehら^(10,11)はステップ側の壁面を等温加熱して熱

流動場の測定を行い、Linら^(12,13)、Hongら⁽¹⁴⁾は加熱の程度、流路の傾斜角、プラントル数などの影響を二次元数値解析で検討した。しかしながらこの系の特性に影響するパラメータの数が多いこともあり、未だ共存対流についての十分な知見は得られていない。特に熱流動場の三次元性について検討された例は少ないので、三次元計算による現象解明のアプローチは有益であろう。

本研究では、流れが層流にとどまる低レイノルズ数において、主に流路の姿勢(浮力の方向)を変化させ、それが熱流動場に与える影響に関する基礎的な知見を得ることを目的として、ダクト内後ろ向きステップ共存対流の三次元数値解析を行ったので、その結果を報告する。

2. 記号

- AR : アスペクト比 $= W_D/S$
 C_f : 壁面摩擦係数 $= 2\tau_w/\rho U_{m0}^2$
 C_P : 流体定圧比熱 $[J/(kg \cdot K)]$
 ER : 流路拡大率 $= H/(H-S)$
 g : 重力加速度 $[m/s^2]$
 Gr^* : 修正グラスホフ数 $= \rho^2 g \beta q_w S^4 / \mu^2 \lambda$
 H : ダクト高さ $[m]$
 h : エンタルピ $[J]$

* 原稿受付 1997年10月20日。

*1 正員、京都大学大学院(☎ 606-8501 京都市左京区吉田本町)。

*2 正員、新潟大学大学院自然科学研究科(☎ 950-2102 新潟市五十嵐2の町8050)。

*3 正員、京都大学大学院工学研究科。

Nu :局所ヌセルト数 $= q_w S / \lambda (T_w - T_0)$

P :圧力 [Pa]

q :熱流束 [W/m^2]

Re :レイノルズ数 $= \rho U_{m0} S / \mu$

Re^* :修正リチャードソン数 $= Gr^*/Re^2$

S :ステップ高さ [m]

T :温度 [K]

t :時間 [s]

U : x 方向速度成分 [m/s]

V : y 方向速度成分 [m/s]

W : z 方向速度成分 [m/s]

W_D :ダクト幅 [m]

W_y : W の y 方向勾配 $= \partial W / \partial y$

x :流れ方向座標 [m]

y :高さ方向座標 [m]

z :スパン方向座標 [m]

β :流体の体積膨張係数 [$1/K$]

θ_1 : z 軸回りの回転角 [°]

θ_2 : x 軸回りの回転角 [°]

λ :流体の熱伝導率 [$W/(m \cdot K)$]

μ :流体の粘性係数 [Pa · s]

ρ :流体の密度 [kg/m^3]

τ :せん断応力 [Pa]

添字

m :断面平均

max :ヌセルト数の最大値および、その位置

n :スパン中央でのピークヌセルト数位置

o :第二循環流域の下流端

r :再付着位置

w :壁面

0 :入り口部

3. 計算手法および条件

計算領域の概要を図1に示す。ダクトを構成する四つの壁のうち、ステップ側の壁を加熱壁、その対向壁を平板壁、残りの二つを側壁と呼ぶことにする。座標原点は図中に示したように加熱壁面上のステップ位置でかつスパン方向中央にとり、流れ方向下流に向かって x 座標、加熱壁から平板壁に向かう方向へ y 座標、スパン方向に z 座標をとる。 x 軸正の方向と鉛直上方がなす角を θ_1 、 z 軸正の方向と鉛直上方がなす角を θ_2 とする。計算領域の上流側境界はステップ位置からほぼステップ高さ S に相当する距離だけ上流に、また下流側境界はステップ位置から約30 S 下流に設置した。これらの境界位置の妥当性は、ステップ位置から両境界までの距離を数種類変化させた予備計算を行って確認した。基礎方程式は式(1)~(3)に示す連続の式、時間依存項を含むナビエ・ストークス式およびエネルギー式である。

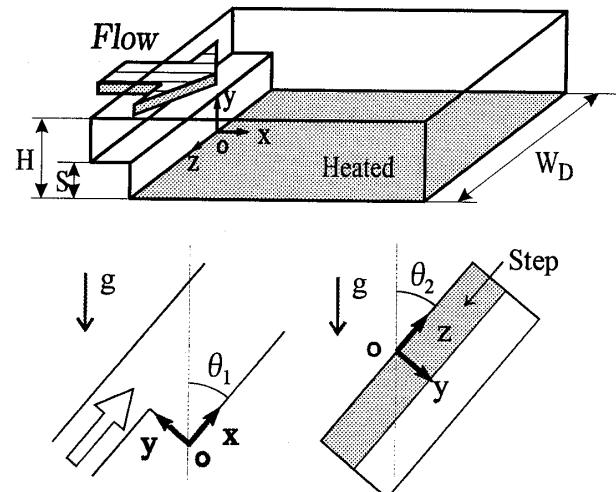


Fig.1 Computational domain.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{U}) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \vec{U}) + \nabla \cdot (\rho \vec{U} \vec{U}) = -\nabla P + \mu \nabla^2 \vec{U} + \frac{\rho \beta}{C_P} (h - h_0) \vec{g} \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho h) + \nabla \cdot (\rho \vec{U} h) = \nabla \cdot \left(\frac{\lambda}{C_P} \nabla h \right) \quad (3)$$

なお以下では速度ベクトル \vec{U} の代わりに速度成分 U , V , W を使用するがそれらは x , y , z 方向の速度成分である。これらの基礎方程式を有限体積法を用いて差分化し、三次元非定常数值解析を行った。差分化にあたっては対流項には五次精度風上差分を、拡散項には四次精度中心差分を用いた。また流体は室温の空気であると見做して浮力項以外の物性値は一定とし、浮力項はブジネスク近似によって取り扱った。なお、プラントル数は0.72とした。運動方程式中の圧力勾配の評価に用いる各格子点の圧力の決定には、連続の式を満足するようにその値を定める圧力補正法(SIMPLE法)⁽¹⁵⁾を採用した。差分化された基礎方程式を、時間ステップ毎にADI法⁽¹⁶⁾を併用して反復計算しつつ、完全陰解法により時間軸に沿って解き進めた。

入り口境界における境界条件としては、 U の分布を十分に発達したダクト内定常層流の三次元速度分布近似式⁽¹⁷⁾により与えた。他の速度成分については $V=W=0$ とし、また温度は一様とした。固体壁面上での境界条件として粘着条件を用いて $U=V=W=0$ とし、熱的にはHongら⁽¹⁴⁾の研究を参考に加熱壁を等熱流束加熱、残りのすべての固体壁面で断熱とした。下流側境界での境界条件として、ノイマン条件を採用した。計算領域内に最大総数 $140 \times 36 \times 87$ 個の格子点を、ステップ近傍および壁近傍で密になるように不等間隔に配置した。時間ステップ幅は最小格子間隔基準のクーラント数が1となるように定めた。

ダクト内ステップの幾何形状を記述する幾何パラメータとして流路拡大率 ER およびアスペクト比 AR を探

用し、本研究ではそれぞれ2.0および16に据え置いて検討を行った。アスペクト比 $AR=16$ は、強制対流場⁽⁷⁾ ($Re=250$)においてスパン方向中央部に二次元流れ領域が明確に形成されると結論された値に相当している。また入り口断面平均流速 U_{m0} とステップ高さ S を基準とするレイノルズ数 Re には、低レイノルズ数域の代表値として125を選び、一定として計算を行った。これらの条件は前報⁽⁸⁾と同一である。

計算はまず鉛直上昇流と下降流の場合について浮力パラメータである修正リチャードソン数 $Ri^*(=Gr^*/Re^2)$ を変更して行った。これはすなわち、例えばステップ高さを一定とすると、加熱熱流束を変更したことに相当する。本研究では、自然対流による影響が強制対流のそれに比して小さい条件下での共存対流を対象とし、実験的研究での実現性を考慮して、常温でステップ高さを10mmとした場合に、主流と加熱壁面の温度差が最大20K程度となるような条件を計算条件として設定した。次に修正リチャードソン数を一定として流路の姿勢すなわち二つの傾斜角 θ_1 , θ_2 を変更して計算を行った。その際まず θ_2 を-90°に固定し θ_1 のみを $0^\circ \leq \theta_1 \leq 360^\circ$ の間で変更した。この時 $\theta_1=0^\circ$ は鉛直上昇流に $\theta_1=180^\circ$ は鉛直下降流に相当する。さらに θ_1 を90°に固定し θ_2 のみを $-90^\circ \leq \theta_2 \leq 90^\circ$ の間で変更して計算を行った。ちなみに θ_2 が-90°で θ_1 が270°のケースは、 θ_1 が90°で θ_2 が90°のケースと同じ姿勢である。

初期条件としてすべての変数をゼロとした。なお、初期条件の違いが計算結果に影響を与えないことは確認されている。いずれの計算条件でも計算開始後しばらくは計算値は過渡的様相を示したが、その変化はしだいに鈍化し、一定値に漸近した。本研究では計算領域内の数ヶ所で計算値の時間変動をモニターし、それらが一定値に漸近した場合には流れが定常であると見做した。この方法では今回行った全ての計算条件において流れは定常と判定された。

4. 計算結果および考察

4・1 計算結果の妥当性 これまでに流れ場・温度場双方に対する本計算手法の総合的な妥当性が確認されている。詳細は前報^(7,8)に譲るが、例えば流れ場に関しては、再付着位置とレイノルズ数の関係について、Armalyら⁽¹⁾の実験結果と本計算で得られた結果とを比較したところ、今回設定した条件 ($Re = 125$, $AR = 16$) では両者は良好に一致していた⁽⁷⁾。なお本研究では再付着位置を、ステップ下流で壁面摩擦係数が負から正に転ずる点と定義する。また温度場と浮力項の取り扱いについても、例えば本計算で得られた加熱壁面上セルト数分布はBaekら⁽⁹⁾の伝熱実験で得られた結果と良好に一致していた⁽⁸⁾。

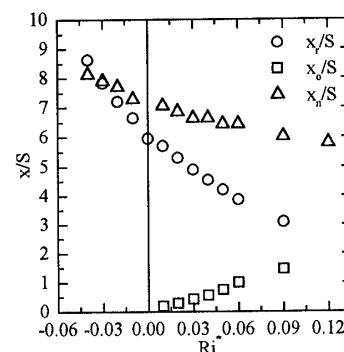


Fig.2 x_r, x_o, x_n vs Ri^* .

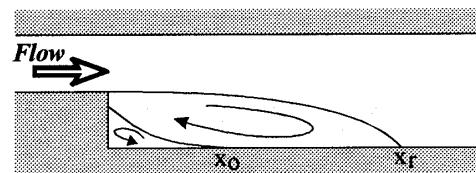


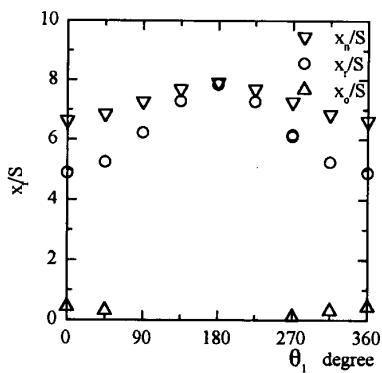
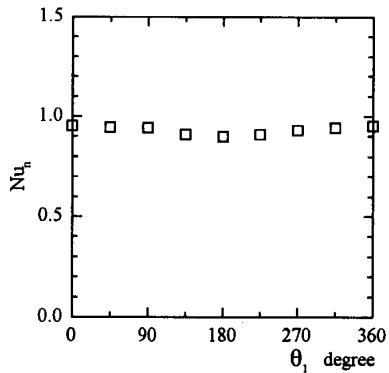
Fig.3 Main and secondary recirculation regions.

4・2 鉛直上昇・下降流における Ri^* の影響 図2に鉛直上昇流の場合 ($Ri^* > 0$) と鉛直下降流の場合 ($Ri^* < 0$) のダクト中央における再付着位置 x_r 、第二循環流域寸法 x_o 、ピークヌセルト数位置 x_n と Ri^* との関係を示す。ここで第二循環流域とは図3に模式的に示すような、ステップコーナー部に形成される、主循環流とは逆向きの循環(図3中では反時計回り)を有する領域である。本研究ではその下流端をステップ下流の壁面摩擦係数が正から負に変わる位置と定義し、ステップからその位置までの距離が第二循環流域寸法 x_o として示してある。また、本来修正リチャードソン数は常に正の値をとるが、便宜上図2中では、鉛直上昇流は Ri^* が正值、下降流はそれが負値として示されている。

図2を見ると Ri^* の諸量への影響にははっきりとした傾向が見られる。例えば Ri^* の絶対値が大きくなり浮力の影響が増すと、 x_r と x_n は上昇流の場合には上流側に、下降流の場合には下流側に移動する。また $Ri^*=-0.04$ では $x_r > x_n$ であるが、 $Ri^*=-0.03$ では x_n と x_r はほぼ同じ値である。さらに大きな Ri^* の場合には $x_n > x_r$ であり、 Ri^* が大きいほど両者の差は大きい。一方、第二循環流域は上昇流の場合にのみ存在し、 x_o の値は Ri^* の増大とともに大きくなる。 $Ri^*=0.12$ では、再付着位置と第二循環流域寸法はもはや存在しなくなっているが、これは第一循環流域が加熱壁に到達せず、第二循環流域が直接主流に接合するためである。

鉛直下降流の場合には浮力の効果が増すと、層流の範囲内では急激に再付着位置が増大することがAbu-Mulawehら⁽¹¹⁾によって報告されているが、本研究でも同様の傾向が見られた。特に $Ri^*=-0.05$ ではもはや安定した解が得られなかった。このことを踏まえ、これ以降

後ろ向きステップ共存対流の三次元熱流動に対する傾斜角の影響

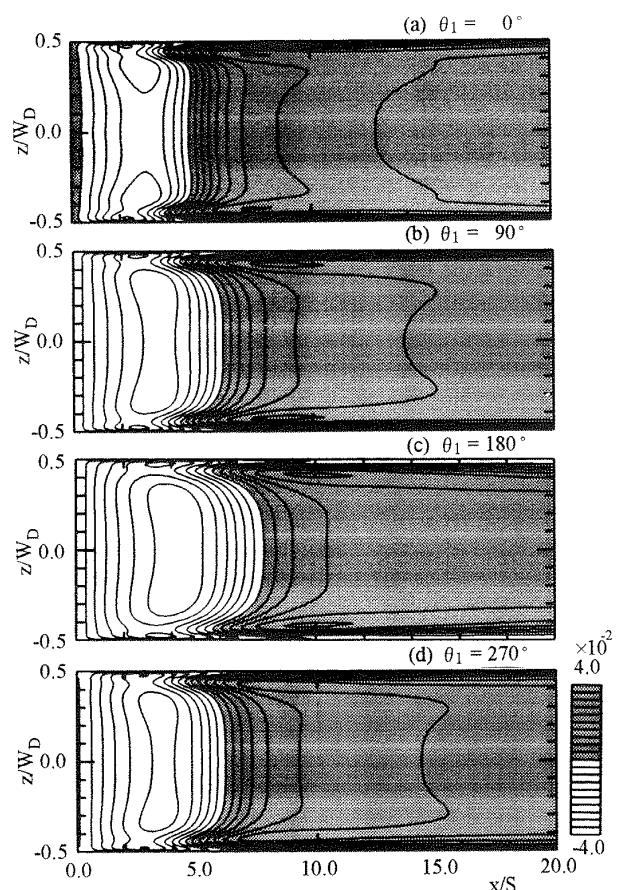
Fig.4 x_r, x_o, x_n vs θ_1 .Fig.5 Peak Nu along the centerline vs θ_1 .

の流路の姿勢を変更する計算では、修正リチャードソン数 Ri^* の値を 0.03 で一定として検討を行った。

4・3 θ_1 の影響 まず θ_2 を -90° で固定し、 θ_1 のみを $0^\circ \leq \theta_1 \leq 360^\circ$ の間で変更して計算を行った。 $\theta_1=0^\circ$ は鉛直上昇流、 180° は鉛直下降流に相当し、 $0^\circ \leq \theta_1 < 90^\circ, 270^\circ < \theta_1 \leq 360^\circ$ では流れは x 方向へ加速されることがある。Hong ら⁽¹⁴⁾が類似の数値解析を二次元で行っているが、本研究の条件は彼らの設定したものに比べレイノルズ数がやや大きく、 Ri^* は半分である。

加熱壁面上スパン方向中央での再付着位置 x_r 、第二循環流域寸法 x_o 、ピークヌセルト数位置 x_n の θ_1 との関係を図 4 に示す。 x_r, x_n, x_o への θ_1 の影響は、Hong ら⁽¹⁴⁾ の得た結果と定性的に一致している。すなわち、 x_r, x_n は $0^\circ < \theta_1 < 180^\circ$ で増加、 $180^\circ < \theta_1 < 360^\circ$ で減少する。また本計算ではピークヌセルト数位置は常に再付着位置よりも下流側に存在し、両者の差は $\theta_1=0^\circ (=360^\circ)$ の時に最大、 $\theta_1=180^\circ$ の時に最小となっていた。Hong らは両者の位置が $120^\circ < \theta_1 < 240^\circ$ の範囲で逆転する現象を報告しているが、本研究ではそのような逆転現象は認められなかった。Hong らは図 4 中の諸量の分布は $\theta_1=180^\circ$ に関して非対称となったと報告しているが、本研究では x_r, x_n の $\theta_1=180^\circ$ に対する非対称性が彼らの場合ほど明確ではなかった。これは本研究では Ri^* を彼らのものよりも低く設定した影響とも考えられる。

第二循環流域寸法は $\theta_1=0^\circ$ で最大となっていた。 x_o は $90^\circ \leq \theta_1 \leq 225^\circ$ で存在せず、 $\theta_1=180^\circ$ に関する非対称が

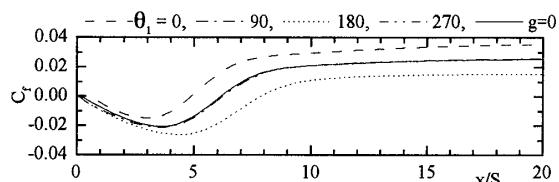
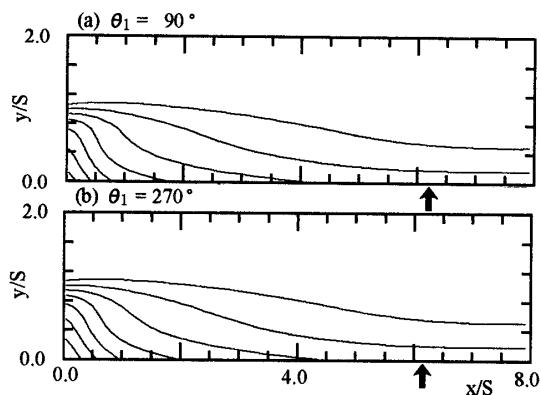
Fig.6 C_f contours on the heated wall.

認められた。この非対称性の詳細については $\theta_1=90^\circ$ と 270° の場合を例にとり後述する。

ピークヌセルト数の値と θ_1 の関係を図 5 に示す。ピークヌセルト数の値は $\theta_1=0^\circ$ で最大、 $\theta_1=180^\circ$ で最小となり、 $\theta_1=180^\circ$ の場合を基準とすると両者の差は約 6% であった。

図 6 に $\theta_1=0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ$ の 4 ケースにおける加熱壁面上壁面摩擦係数分布を等高線で示す。図中、陰影が施されている部分は壁面摩擦係数が正値であることを、白色部はそれが負値であることを表す。陰影部と白色部の境界線は再付着位置に相当する。図中の等高線のスケールは統一されているので、各図は直接に比較できる。図 6 を見ると、いずれの場合にもスパン方向中央付近では等高線が z 軸とほぼ平行に分布しており、加熱壁近傍での流れ場の二次元性が確認されるが、 $\theta_1=180^\circ$ の場合には他の場合に比べて二次元とみなせる領域がやや狭いようである。また、 $\theta_1=90^\circ$ と 270° のケースでは再付着位置の分布のみならず加熱壁面上ほぼ全域にわたる壁面摩擦係数分布が互いに非常によく似ていることがわかる。

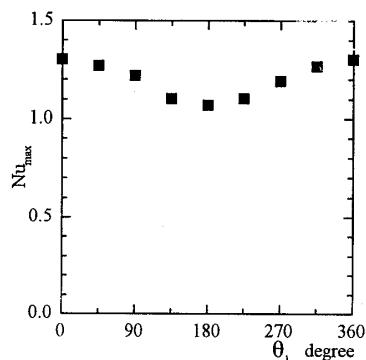
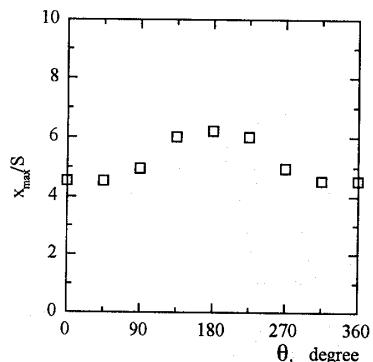
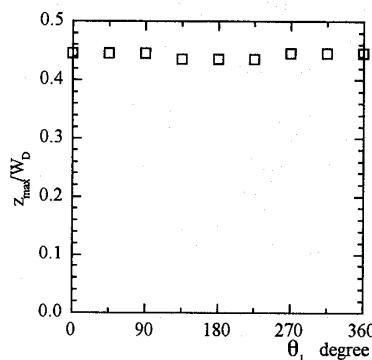
図 7 にこれら 4 ケースのスパン方向中央での壁面摩擦係数分布を、比較のため純強制対流（非加熱）の場合の

Fig.7 C_f distributions along the centerline.Fig.8 Temperature contours in $z/W_D=0$ plane.

結果とともに示す。純強制対流の場合の結果を基準とすると、上昇流 ($\theta_1=0^\circ$) と下降流 ($\theta_1=180^\circ$) の場合には流れ方向全域にわたって壁面摩擦係数の値がそれぞれ大きくあるいは小さくなっている。これは、これらの2ケースでは浮力の働く方向が主流の方向と一致あるいはちょうど逆になるため、浮力の影響が比較的強い壁面近くにおいて流れ方向速度 U の分布がその影響を強く受けた結果である。一方、2つの水平流条件 ($\theta_1=90^\circ, 270^\circ$) では流れ方向の広い範囲に渡って純強制対流の場合と分布が一致している。ただしステップ直後の $0 < x/S < 3$ では $\theta_1=90^\circ$ の分布と $\theta_1=270^\circ$ の分布にはわずかに差異が見られ、例えば第二循環流域は $\theta_1=270^\circ$ の時にのみ存在している（図4）。

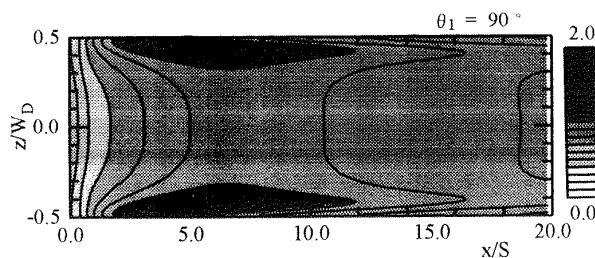
さらに $\theta_1=90^\circ$ と 270° の場合のスパン方向中央断面内の温度場を等温線分布として図8に比較する。図中の隣り合う各等温線間のレベルはステップ高さ S を 10mm とした場合、 $0.8K$ に相当する。また矢印は再付着位置を表す。流れの再付着位置付近より下流では両者は良好に一致している。ただしステップ直後の循環流域内、特にステップコーナー部近傍ではその分布に若干の差異が認められる。この差異は第二循環流域が $\theta_1=270^\circ$ の時にのみ現れることと密接に関係すると考えられる。このように流速が非常に小さい領域では浮力の効果を考慮する必要がある。

一般に実験においては浮力の影響を小さく押さえることを目的として、 $\theta_1=90^\circ, 270^\circ$ のように流れ方向を水平に設定することが多い。図6-8を見るとこれは流れ場への浮力の影響を小さくするために有効な手段である

Fig.9 Nu_{max} vs θ_1 .Fig.10 x_{max}/S vs θ_1 .Fig.11 z_{max}/W_D vs θ_1 .

と考えられる。特に再付着位置付近より下流に注目する場合には、本研究で設定した $Ri^*=0.03$ 程度の条件では $\theta_1=90^\circ, 270^\circ$ いずれの場合にも浮力の影響は小さい。しかしながら流れが比較的遅い循環流域内では浮力の効果は大きく、 $\theta_1=90^\circ$ と 270° の間に差異が生じるため、この領域に注目する場合には注意が必要である。

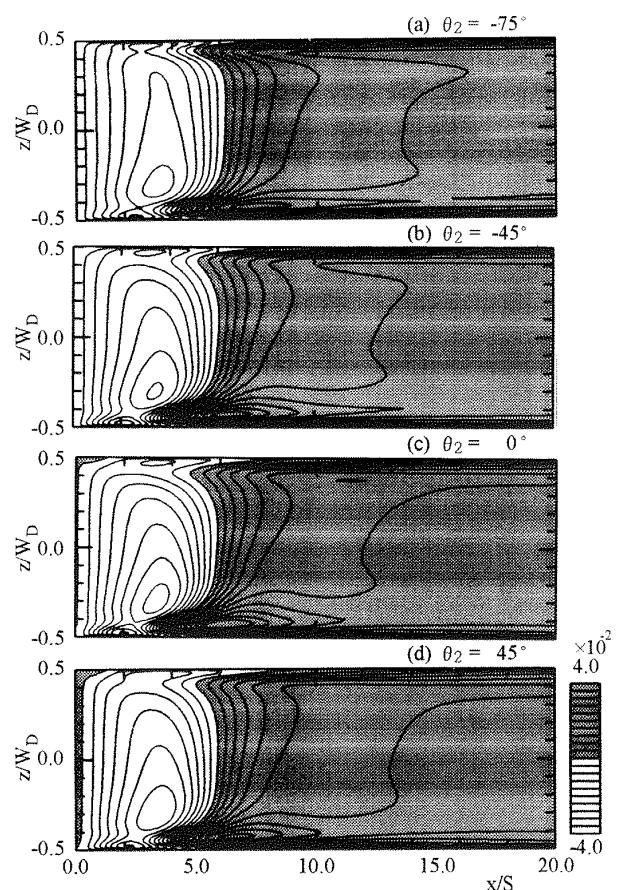
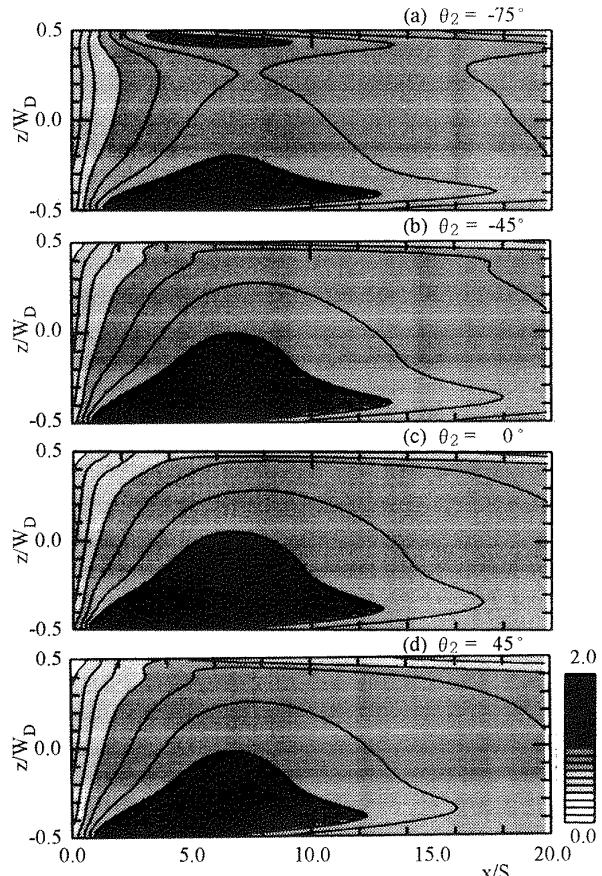
図9-11に最大ヌセルト数の値とその位置が θ_1 にいかに依存するかを示す。また、加熱壁面上のヌセルト数分布の典型的な例として $\theta_1=90^\circ$ の場合のその等高線図を図12に示す。最大ヌセルト数は純強制対流の場合と同様に側壁近くの2カ所に現れたが、いかなる θ_1 の値においても熱流動場のダクト中央に関する対称性は良好に保たれていたので、図11には $z>0$ の領域の最大ヌセルト数位置のみを図示してある。その値は $\theta_1=0^\circ (=360^\circ)$ で最大、 $\theta_1=180^\circ$ で最小となる。また最大ヌセルト数の流れ方向位置 x_{max} に対する θ_1 の影響は大きく、 $\theta_1=0^\circ (=360^\circ)$ の

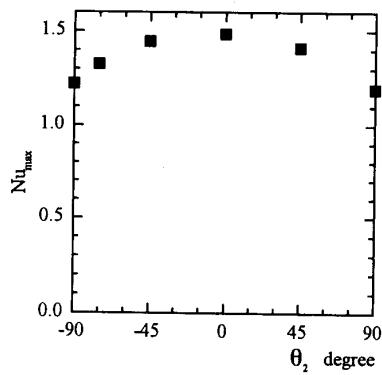
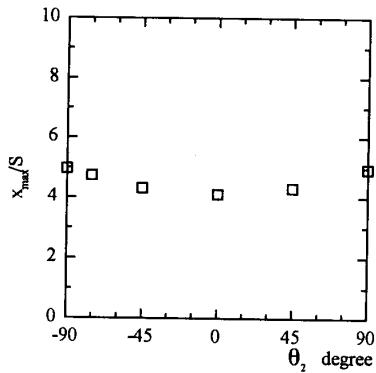
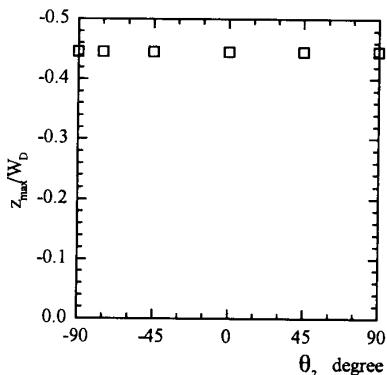
Fig.12 Nu contours on the heated wall.

時に最も上流に、 $\theta_1=180^\circ$ の時に最も下流に現れることが図10からわかる。一方、そのスパン方向位置は $\theta_1=180^\circ$ 付近でややダクト中央よりとなるが、 θ_1 の影響は比較的小さいことが図11よりわかる。

4・4 θ_2 の影響 次に θ_2 の熱流動場に対する影響について検討する。 $\theta_1=90^\circ$ に固定するので、 $\theta_2=-90^\circ, 90^\circ$ はそれぞれ上述の $\theta_1=90^\circ, 270^\circ$ と等価である。 $\theta_2=-90^\circ, 90^\circ$ 以外では熱流動場のダクト中央断面に関する対称性は大きく崩れた。図13に加熱壁面上の壁面摩擦係数分布を等高線で示す。陰影部と白色部の境界線は再付着位置を表すが、鉛直下側($z/W_D=-0.5$ 側)ほど再付着位置が上流に移動していることがわかる。加熱壁面上のヌセルト数の分布を等高線で図14に示す。図中陰影が濃い部分ほどヌセルト数の値が大きいことを表す。前述のように $\theta_2=-90^\circ, 90^\circ$ ではヌセルト数の最大値は両側壁近くの2カ所に現れ、 $\theta_2=-75^\circ$ においても類似した様式が観察されるが、そのほかのケースでは最大ヌセルト数は下側の側壁近くの1カ所でのみ得られる。最大ヌセルト数の値および位置の θ_2 による変化を図15-17に示す。 θ_2 が最大ヌセルト数の値とその流れ方向位置に与える影響は大きく、 $\theta_2=0^\circ$ で最大値をとり、最も上流に位置することが図15, 16からわかる。一方、そのスパン方向位置に対する θ_2 の影響は比較的小さいことが図17からわかる。

これまでの $\theta_2=90^\circ$ の場合に対する計算ではヌセルト数の最大値は両側壁近くの2カ所に現れていたが、これはステップ通過後に両側壁近くを加熱壁方向へと湾曲する吹き下ろし流⁽⁷⁾によって、比較的低温な流体が加熱壁近傍に運ばれるためであった。よってその対称性が崩れたのは、 θ_2 を変更したことが吹き下ろし流の対称性に影響を与えたためと予想される。そこで、 $\theta_2=0^\circ$ の場合を例にとって x/S が異なる3つの yz 断面内の二次流のパターンと U の分布とを合わせて図18に示す。図中の矢印は V と W の合成速度ベクトルを、実線は U の等高線を表す。陰影が施されている部分は U が正值、白色の部分はそれが負値であることを表す、また同じ yz 断面内の等温線図を図19に示す。図19の等温線は各断面内での最高温度と最低温度の差を20等分して描かれており、陰影の濃い部分ほど温度が高い。なお、図18

Fig.13 C_f contours on the heated wall.Fig.14 Nu contours on the heated wall.

Fig.15 Nu_{max} vs θ_2 .Fig.16 x_{max}/S vs θ_2 .Fig.17 z_{max}/W_D vs θ_2 .

および19ともに主流方向は紙面の裏側から表側に相当する。

ステップ直後の $x/S=0.5$ の断面を見ると、温度場のスパン方向中央断面に関する対称性が既に崩れている。 $0 < y/S < 1$ の領域は流速が小さいため浮力の影響が顕著に現れると予想されるが、スパン方向の広い範囲にわたって流体が z 軸正の方向へ向かう傾向にあることがベクトル線から確認される。

$x/S=4$ の断面での速度分布を見ると $|z/W_D|=0.47$ 附近には U の等高線の加熱壁方向への張り出しが認められる。しかし両位置でのベクトル線を比較すると、下側 ($z/W_D=-0.47$) の吹き下ろし流の方が明らかに強い。この傾向は他の θ_2 でも同様にみられた。同じ断面での等温線図を見ると、 $z/W_D=-0.47$ では吹き下ろし流によって比較的低温な流体が加熱壁方向へと運ばれており、その

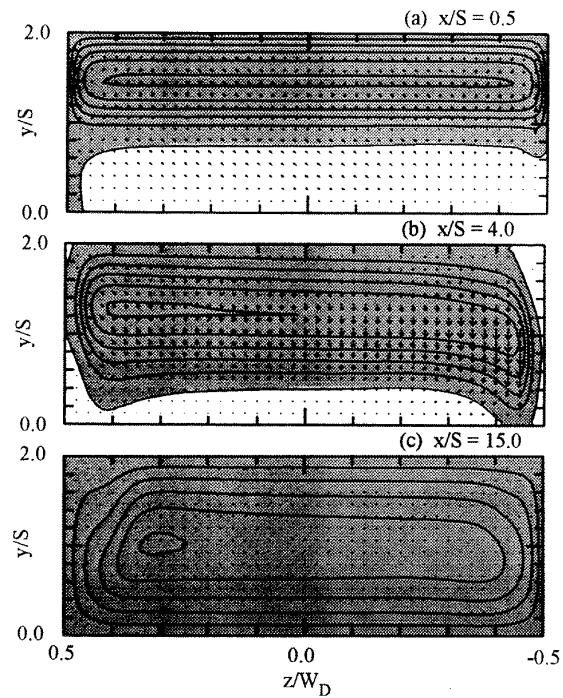


Fig.18 Velocity fields.

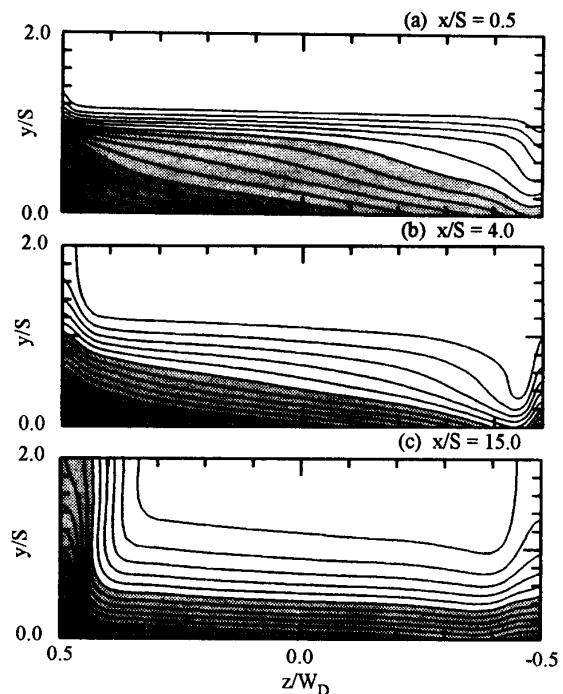


Fig.19 Temperature contours.

ため加熱壁近傍の温度が低くなっていることがわかる。一方、 $z/W_D=0.47$ では U の等高線が張り出している領域でも既に流体の温度は周囲流体と同程度に上昇している。この位置でのメッシュ数が大きくなるのはこのためである。

$x/S=15$ では顕著な断面内二次流は既に認められない。しかしながら、この場合でも速度スケールを変更して検討すると加熱壁面近傍を z 軸正の方向へ向かい、平板

5. 結言

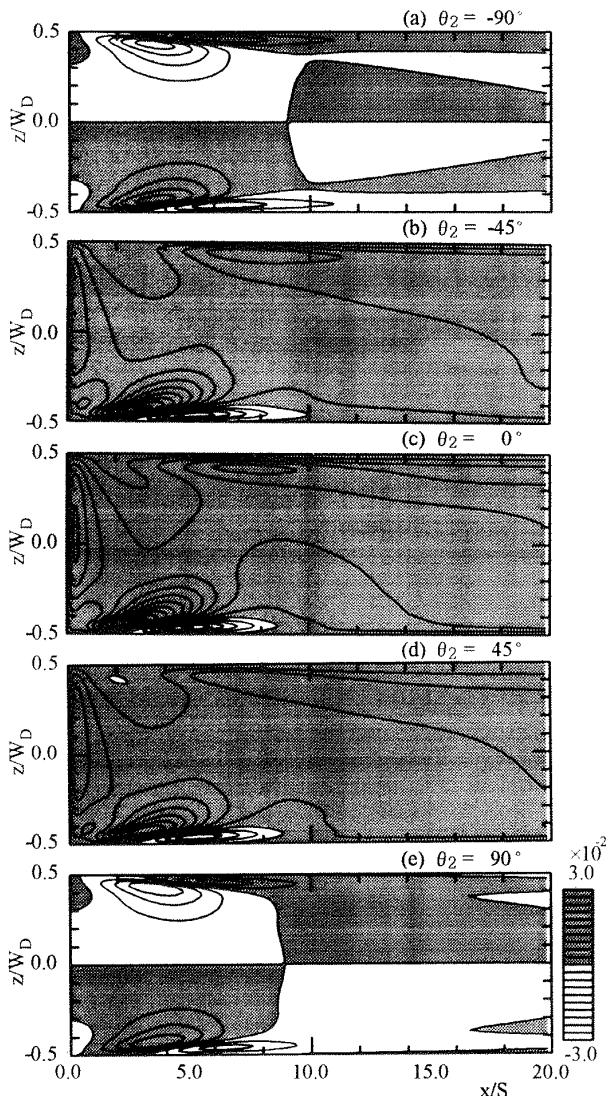


Fig.20 W_y contours on the heated wall.

壁近傍を z 軸負の方向へ向かうスケールの大きな流れが存在することが確認される。

図 20 に z 方向速度 W の y 方向勾配 W_y の加熱壁面上分布を等高線図で示す。陰影が施された領域は W_y が正値、白色の領域はそれが負値であることを表す。 $|\theta_2|=90^\circ$ の場合の $x/S=4$ 付近の両側壁からのびる陰影部と白色部の境界線は吹き下ろし流の位置を示している。例えば $\theta_2=0^\circ$ では $z/W_D > 0$ の領域において白色の部分がなくなっていることからもダクトの上側半分では吹き下ろし流が弱まっていることがわかる。また $|\theta_2|=90^\circ$ 以外の場合には、循環流域内の広い範囲に渡って W_y は正の値をとっているが、これは加熱壁近傍の比較的高温な低速流体が浮力の影響を受けて加熱壁に沿って上昇していることを意味する。特にステップ直後の加熱壁近傍の z 軸正の方向へ向かう二次流は顕著である。

純強制対流下ではスパン方向中央部を二次元と見なせるような低レイノルズ数域におけるダクト内後ろ向きステップ流れをとりあげ、熱流動場に与える浮力の影響を考察するために流路の姿勢を変更して共存対流の数値解析を行った。得られた知見は以下の通りである。

(1) θ_1 を変更した場合、 x_r, x_n は $0^\circ < \theta_1 < 180^\circ$ で増加、 $180^\circ < \theta_1 < 360^\circ$ で減少する。またピークヌセルト数位置は常に再付着位置よりも下流側に存在し、両者の差は $\theta_1=0^\circ (=360^\circ)$ の時最大、 $\theta_1=180^\circ$ の時最小となる。

(2) θ_1 を変更した場合、浮力の熱流動場への影響は $\theta_1=0^\circ, 180^\circ$ すなわち鉛直上昇流と下降流の場合に最も顕著である。一方、水平流の場合 ($\theta_1=90^\circ, 270^\circ$) にはその影響は循環流域内の流速が小さい領域に限られ、それ以外の領域での例えばスパン方向中央での壁面摩擦係数分布は純強制対流とほぼ一致する。

(3) 最大ヌセルト数の値と位置は θ_1 の影響を受けて変化するが、両側壁近くの 2 カ所に現れる点では変わりがない。

(4) θ_2 を変更すると、熱流動場のスパン方向中央に関する対称性は大きく崩れる。循環流域内で加熱壁近くの低速流体が浮力によって鉛直上側側壁の方向へ移動する事によって、その側壁近くの吹き下ろし流が弱まり、その結果として、ヌセルト数の最大値は下側の側壁近くの 1 カ所のみに現れる。

参考文献

- (1) Armaly,B.F.・ほか3名,J.Fluid Mech.,127 (1983), 473.
- (2) Kim,J. and Moin,P.,J.Comput.Phys.,59 (1985), 309.
- (3) 一之瀬・ほか2名,機論,57-543B (1991), 3715.
- (4) Kaiktsis,L.・ほか2名,J.Fluid Mech.,231 (1991), 501.
- (5) 近藤・長野,機論,55-512B (1989), 1016.
- (6) Sparrow,E.M. and Chuck,W.,Num. Heat Trans.,12 (1987), 1.
- (7) 岩井・ほか2名,機論,62-599B (1996), 2729.
- (8) 岩井・ほか3名,機論,63-612B (1997), 2817.
- (9) Baek,B.J.・ほか2名,Trans.ASME: J.Heat Trans.,115 (1993), 403.
- (10) Abu-Mulaweh,H.I.・ほか2名,Int.J.Heat Mass Trans.,36-7 (1993), 1883.
- (11) Abu-Mulaweh,H.I.・ほか2名,Trans.ASME: J.Heat Trans.,116 (1994), 247.
- (12) Lin,J.T.・ほか2名,Int.J.Heat Mass Trans.,33-10 (1990), 2121.
- (13) Lin,J.T.・ほか2名,Int.J.Heat Mass Trans.,34-6 (1991), 1568.
- (14) Hong,B.・ほか2名,Int.J.Heat Mass Trans.,36-12 (1993), 3059.
- (15) Patankar,S.V. and Spalding,D.B.,Int.J.Heat Mass Trans.,15-10 (1972), 1787.
- (16) Roache,P.J.,Computational Fluid Dynamics,(1976), Hermosa Publishers.
- (17) Shah,R.K. and London,A.L.,'Laminar Forced Convection in Ducts',(1978),Academic Press.