ダクト内後ろ向きステップ流れの三次元流動と熱伝達*

岩井 裕^{*1}, 中部 主 敬^{*2}, 鈴木 健二郎^{*2}Three-Dimensional Simulation of Backward-Facing Step Flow
and Heat Transfer in a Rectangular Duct

Hiroshi IWAI, Kazuyoshi NAKABE and Kenjiro SUZUKI

Three-dimensional numerical simulation has been performed for flow over a backward facing step in a rectangular duct. The simulations were carried out for several cases of different aspect ratios and of different Reynolds numbers. The expansion ratio was kept constant at two throughout this study. The flow was found to remain steady under all studied conditions, except for the case of $Re=375$, in which the flow became periodically unsteady. Numerical results were compared with other investigations and found to agree well with experimental data. Close attention was paid to the distribution patterns of both Nusselt number and the skin friction coefficients on the bottom wall. It was revealed that an aspect ratio of as large as $AR=16$ at least was needed to obtain a two-dimensional region near the centerline at $Re=250$, and that at lower Reynolds number, the two-dimensional region became wider. We also reported that the maximum Nusselt number did not appear on the centerline but near the two side walls in every case.

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

1. 緒言

剥離と再付着を伴う流れは実際機器で多数見られその性能を左右する流れ現象であり, その詳細を理解することは工学上重要なことである. 本研究で取り上げる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称として流動および伝熱特性に関する基礎的研究が数多く行われてきた^(1~6). 実験的研究においては現象を単純化してとらえるために, 流路のスパン方向中央部の流れを二次元的であると見做して取り扱うことが多い^(1, 2). いっぽう近年の計算機性能の向上に伴い, 数値解析的アプローチからこの現象を解明する試みが実験的研究と並行して行われているが, この場合には計算時間や記憶容量の制限から, 流れが二次元であることを仮定した計算がよく行われている. しかし後ろ向きステップ流れの二次元数値解析^(3, 4, 5)結果は, レイノルズ数が比較的大きくなると, 流れが層流にとどまる場合であっても実験的研究から得られる測定値と合致しなくなることが報告さ

れている^(1, 3, 5, 6). この原因としては, 格子間隔粗さなどの数値計算上の問題点と共に, 流れの三次元性を無視できない可能性が挙げられているが, その三次元性についての検討例は少ない. これを受けて側壁の影響を考慮しないで三次元数値解析を試みた研究⁽⁶⁾があるが, その場合でも上述の二次元計算に近い結果が得られていて, 実験値との差異は縮小されていず, 未だ不明の点が少なくない.

本研究では, 主として流れが層流にとどまる低レイノルズ数域において, 側壁が流れに与える三次元的影响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流れの三次元非定常数値解析を行ったので, その結果を報告する. 特に本報では流れが定常にとどまる場合を取り上げ, 熱伝達特性に主眼をおいて検討を行う.

2. 記号

AR : アスペクト比 $=W_0/S$
 C_f : 壁面摩擦係数 $=2\tau_w/\rho U_{\infty}^2$
 C_p : 流体定圧比熱 $[J/(kg\cdot K)]$
 C_p : 圧力係数 $=2\Delta P/\rho U_{\infty}^2$
 ER : 流路拡大率 $=H/(H-S)$
 H : ダクト高さ $[m]$

* 原稿受付 1995年12月18日.

*¹ 学生員, 京都大学大学院 (〒606 01 京都市左京区吉田本町).*² 正員, 京都大学大学院工学研究科.

- h : エンタルピー [J]
 Nu : 局所ヌセルト数 $= q_w S / \lambda (T_w - T_o)$
 P : 圧力 [Pa]
 q : 熱流束 [W/m^2]
 Re : レイノルズ数 $= \rho U_{in} S / \mu$
 S : ステップ高さ [m]
 T : 温度 [K]
 t : 時間 [s]
 $\vec{U}$: 速度ベクトル $= (U, V, W)$
 U : x 方向速度 [m/s]
 V : y 方向速度 [m/s]
 W : z 方向速度 [m/s]
 W_D : ダクト幅 [m]
 ∇_y : W の y 方向勾配 $= \partial W / \partial y$ [1/s]
 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]
 λ : 流体熱伝導率 [$W/(m \cdot K)$]
 μ : 流体粘性係数 [$Pa \cdot s$]
 ρ : 流体密度 [kg/m^3]
 τ : せん断応力 [Pa]

添字

m : 断面平均

max : 下壁面上でのヌセルト数の最大値位置

r : 再付着点位置

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Fig. 1に示す。ダクトを構成する四つの壁のうち、ステップに接しないものを上壁、その対向壁を下壁、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下壁面上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、下壁から上壁に向かう方向へ y 座標、スパン方向に z 座標をとる。計算領域の入り口断面はステップ位置からほぼステップ高さ S に相当するだけ上流に設置した。また下流側境界は本研究で行った計算のほとんどの場合ステップ位置から約32 S （ただしレイノルズ数125の場合は約21 S ）下流に設置した。

基礎方程式は連続の式、時間依存項を含むナビエ・

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

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \vec{U}) + \nabla \cdot (\rho \vec{U} \vec{U}) = -\nabla P + \mu \nabla^2 \vec{U} \quad \dots \quad (2)$$

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

Fig. 1 Computational domain.

Table 1 Computational conditions.

	AR=4	AR=8	AR=16	AR=24
Re=125			○	
Re=250	○	○	○	○
Re=300			○	
Re=375			○	

ストークス式およびエネルギー式である。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 を使用するのがそれは 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、三次元非定常数値解析を行った。差分化にあたっては対流項には五次精度風上差分を、拡散項には中心差分を用いた。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）⁽⁷⁾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⁽⁸⁾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。なお流体は室温の空気であると見做した。また本研究では、幾何形状に起因する流れの三次元性が熱流動特性に与える影響に注目しているため、流体の物性値は一定として浮力の影響を除いた。ただしこの場合、プラントル数は0.72とした。

入り口境界における境界条件としては、 U の分布を十分発達したダクト内定常層流の速度分布近似式⁽⁹⁾により与え、他の速度成分については $V=W=0$ とし、また温度は一樣とした。平板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、熱的には両側壁を断熱、上壁、下壁、ステップ上面および背面で等温加熱とした。下流側境界での境界条件は、その位置での速度場及び温度場が境界層近似を施した放物型微分方程式に従うとする取り扱い⁽¹⁰⁾により定めた。

計算領域内に最大総数 $160 \times 39 \times 103$ 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。その際、格子点間隔を等比級数的に変化させる方法を採用し、公比は1.1以下とし、また最大格子幅と最小格子幅の比が6程度に収まるように格子間隔

を決定した。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。

計算条件をまとめてTable1に示す。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とアスペクト比ARを採用した。本研究ではこれらのうち流路拡大率は2.0で一定とし、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 と、アスペクト比を変更して計算を行った。すなわち、たとえばステップ高さを一定（常温の空気流として50mmに相当）に保つ場合を想定すると、入り口断面平均流速およびダクト幅 W_0 を変更したことに相当する。まずレイノルズ数を250に固定してアスペクト比を変更して計算を行い、次にその結果をもとにアスペクト比を16に固定してレイノルズ数を変更した。後述するように計算結果は他の実験的および数値解析的研究の結果と比較検討した。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、一定値に漸近するか周期的に変動するようになった。本研究では計算領域内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。なお各時間ステップで最大10回の反復計算が行われており、1回の反復計算に要する計算時間は、総格子点数が約40万個の場合、京都大学大型計算機センター計算機（VP2600E）で約0.6sであった。

4. 結果および考察

一般に実験的研究ではスパン方向中央線上で熱伝達率の測定を行うことが多い。計算結果の詳細を検討する前に、実験での測定値⁽¹¹⁾に対応するヌセルト数に対する、アスペクト比の影響を検討する。レイノルズ数を250に固定しアスペクト比を変更した場合の、下壁面上スパン方向中央でのヌセルト数の x 方向分布をFig.2に示す。二次元性が最も強いと考えられるア

Fig.2 Nu distribution along the centerline.

Fig.3 U distributions at several x-locations
($Re=250$, $AR=16$, $z/W_0=0.0$).

スペクト比 $AR=24$ の場合の結果と、 $AR=4, 8, 16$ の場合の結果とをそれぞれ対比した。 AR の値が大きい場合の結果ほど $AR=24$ の場合の結果に近づくが、 $AR=16$ の場合の結果と $AR=24$ の場合の結果とは完全には一致せず $7 \leq x/S \leq 14$ の範囲で互いに最大約11%の差異を有する。スパン方向中央における実験値を二次元的と見做すには、かなり大きなアスペクト比が必要であることが結論される。なおアスペクト比が大きいほどヌセルト数のピーク値は大きくなり、またピーク位置は上流側に位置することも結論される。

レイノルズ数250でアスペクト比16の場合の、スパン方向中央断面での x 方向速度 U の分布の概要を入口断面内平均流速で規格化してFig.3に示す。ステップ下流の下壁近くに逆流域が存在するが、その領域は x/S の増大とともに小さくなり、流れが徐々に再発達していく様子がうかがえる。本研究で行った他の計算条件の場合でも同様の速度分布が得られ、Armalyら⁽¹⁾が得た実験結果と定性的に一致した。

ステップ流の特性を議論する際の重要な指標のひとつとして、再付着点位置についての議論が数多くある^(1~6)。本報では再付着点位置を、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。スパン方向中央線上の再付着点位置を求め、それとレイノルズ数との関係を他の研究結果と共にFig.4に示す。レイノルズ数 Re が200以下ではどの数値解析結果もArmalyら⁽¹⁾の実験値とよく合致しているが、それ以上のレイノルズ数では本研究の三次元計算結果はよく一致するものの他の数値解析結果^(3, 5, 6)は実験値を下回る傾向がある。実験と計算、ならびに計算相互において計算条件が必ずしも同一でないので一概には比較できないが、本研究の結果がおおむね妥当であることが分かる。Armalyら⁽¹⁾は実験時のステップ上流の流れは十分発達しており、スパン方向の中央部の広い範囲で二次元的であったと報告している。ところで図中Kaiktsisら⁽⁶⁾の三次元数値解析結果はスパン方向に周期的境界条件を与えた場合のものであるが、彼らはこれらとは別に側壁の影響を考慮した場合の数値解析も行っ

Fig.4 Reattachment point vs Re.

おり, その場合には再付着点位置が側壁がない場合より上流に移動し, x_r の値にして4%小さくなったと報告している. この結果は三次元性の影響を考慮すると実験値との差異が拡大することを示しており, 三次元性を考慮したことにより実験値との合致が良好となった本研究の結果とは反対の結果となっている. この差異は入り口で与えた速度分布の違いに由来する. 彼らは入り口速度分布として十分に発達した二次元流に対する放物型分布がスパン方向全域にわたってそのまま成立するものとした場合の分布を用いている. しかしこれは非現実的であり本研究のように側壁近傍で速度が低下する分布を用いるべきである. ち

Fig.5 Nu contours on the bottom wall(Re=250).

Table 2 Nu_{max} and locations(Re=250).

	AR=4	AR=8	AR=16	AR=24
x_{max}/S	9.5	8.9	8.1	7.5
$ z_{max} /W_D$	0.31	0.39	0.44	0.46
Distance from a side wall ($W_D/2 - z_{max} $)/S	0.76	0.88	0.96	0.96
Nu_{max}	1.9	2.7	3.4	3.6

なみに本研究で用いた計算コードを使って, 入り口でKaiktsisら⁽⁶⁾と同じ速度分布を与えて計算してみたところ本計算結果より再付着点位置は明らかに上流側へ移動した(Re=250, AR=16で $x_r/S=8.8$). すなわち入り口速度分布として三次元速度分布を用いたことにより断面内最大速度は二次元速度分布の場合より大きい値となり, これが最終結果に反映したものである. 以上のことから本計算手法や格子間隔等の妥当性が検証された. なおレイノルズ数Re=375の場合には流れは周期的な非定常流となった. 図中に見られるようにこの場合でも計算結果はArmalyら⁽¹⁾の実験結果と合致している. しかしその場合の詳細な検討は次報で行うこととして, 本報では定常な場合に限定して, 以下では流

Fig.6 C_1 contours on the bottom wall(Re=250).

れ場と温度場の詳細な検討を行う。

流れの三次元性を（あるいは二次元性を）検討する手掛りとして、本研究では下壁面上でのヌセルト数分布および壁面摩擦係数分布に注目する。Fig. 5にレイノルズ数250でアスペクト比を変更した場合の、下壁面上の局所ヌセルト数の等高線図を示す。図中陰影の濃い部分ほどヌセルト数の値が大きいことを表す。アスペクト比4, 8の各場合にはヌセルト数の値がスパン方向にほぼ一定に分布している領域すなわち等高線が z 軸にほぼ平行となる領域は見られない。これに対し、例えば $x/S=8.0$ の位置で見ると、 $AR=16$ の場合にはスパン方向中央部の流路幅の30%弱、 $AR=24$ の場合には中央部の流路幅の50%程度にそのような領域

が存在している。つまりヌセルト数分布が二次元的と見做せる領域が流路中央付近に現われるのは、アスペクト比が16以上の場合である。ただし $AR=16$ の場合には $x/S>10$ では若干の三次元性が認められる。いずれのアスペクト比においても、ヌセルト数の最大値は流路の中央ではなく、流路の中央線に関して対称な側壁近傍の二ヶ所に現われる。その位置およびヌセルト数の大きさの平均をまとめてTable2に示す。アスペクト比が大きいほどヌセルト数の最大値は上流側に位置し、かつその値も大きいことが分かる。いっぽう最大値の z 方向位置はアスペクト比が大きくなるにつれて壁側に移動し、側壁からの距離（ステップ高さ基準）は一定値に漸近することが分かる。

Fig. 7 Velocity Fields($Re=250$).

Fig. 8 Temperature contours($Re=250$).

Fig. 6に下壁面上の壁面摩擦係数の等高線図を示す. 図中陰影が施されているのは壁面摩擦係数が正值, 白色の部分はその値が負値であることを表す. 流路中央部の二次元性についてはヌセルト数の場合とほぼ同じであって, 二次元的領域が現われるのはアスペクト比が16以上の場合である. そのスパン方向長さは $x/S=8.0$ の位置で, AR=16の場合には流路幅の30%, AR=24の場合には50%程度である.

ここでスパン方向中央線上でのピークヌセルト数位置と再付着点位置とを比較する. 両位置の関係については他の形式の流れ系の乱流熱伝達において議論された例⁽¹²⁻¹⁵⁾はあるが, ステップ流の特に流れが層流の場合にこの両位置の関係が取り上げられたことは少ない. 両位置ともアスペクト比が大きいほどより上流側となる傾向があり, しかもピークヌセルト数位置は常に再付着点位置より下流側に存在する. その差はアスペクト比の増大と共に小さくなるが, アスペクト比24でも両者は一致しない.

$y-z$ 平面内での流れおよび温度場の様相を知るためにAR=4, 16の二例について, x/S が異なる三断面内の二次流のパターンとUの分布とを合わせてFig. 7に, また同じ断面内の等温度線図をFig. 8に示す. Fig. 7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. Fig. 8では, 陰影の濃いところほど温度が高い部分に対応する.

Fig. 7を見ると主流はステップ位置通過後, 下壁方向へわん曲するが, 曲がり方は z 方向に一樣でなく, Uの等高線はAR=4では $z/W_b=0.3$, AR=16では $z/W_b=0.45$ の付近において最も早く下壁方向への張り出しが進行する. これはFig. 6において同じ z 座標位置で, 壁面摩擦係数が正值をとる領域が上流に食い込む分布形状になっていることと整合性を保っている. 上の二つの z 座標位置を側壁からの距離とステップ高さの比として表せば, どちらも0.8となり互いに一致する. このUの等高線の下壁方向への張り出しは断面内に発生する二次流の存在により生じており, AR=4の場合について述べると, $x/S=8.1$ の断面の z 軸の負領域では, 下壁近傍で流路中央に向かう時計方向回りの二次流が, また $x/S=14.8$ では側壁寄りの部分の下壁近傍で反時計方向回りの縦渦様の二次流が認められ, いずれの断面においても下壁方向に向かう吹き下ろし流が認められる. $x/S=9.8$ の断面に注目すると, 流体の吹き下ろしが顕

Fig. 9 Nu_y contours on the bottom wall (Re=250, $y/S=0.0$).

Fig. 10 Nu contours on the bottom wall (AR=16).

Table 3 Nu_{max} and locations (AR=16).

	Re=125	Re=250	Re=300
x_{max}/S	4.7	8.1	9.1
$ z_{max} /W_b$	0.45	0.44	0.44
Nu_{max}	2.1	3.4	3.9

著な $z/W_0 = 0.3$ 付近において U の等高線が下壁方向に張り出しており、またそれに対応する等温線も下壁方向へ張り出している。したがって下壁近傍における温度勾配が大きくなる結果として、その位置においてヌセルト数が極大となることが Fig. 5 との比較から分かる。いっぽう $x/S = 14.8$ の断面では二次流は弱くなっており、すでに吹き下ろし流位置を明確に特定することは困難であるが、依然として等温線の下壁方向への張り出しが認められ、その領域でヌセルト数の極大値が存在することが Fig. 5 より分かる。AR=16 の場合についても定性的に AR=4 の場合とほぼ同じであるが、Fig. 7 から主流の下壁方向への張り出しはより顕著であることが分かる。上流側の断面である $x/S = 8.1$ で比較すると、AR=4 の場合にはスパン方向全域にわたって壁面摩擦係数の値は負であるのでそこには逆流が存在するが、AR=16 の場合には同じ位置の一部領域ではすでに主流は再付着している。従って AR=16 の場合にはより強い吹き下ろし流が存在し、これに関連して、Fig. 5 より分かるようにその位置でのヌセルト数は大きな値になる。

吹き下ろし流位置の指標として $W_y = \partial W / \partial y$ の値に注目しその下壁面上分布を等高線で Fig. 9 に示す。図中陰影が施されている部分は W_y の値が正值、白色の部分はそれが負値であることを表す。 $x/S \approx 4$ の位置から両側壁より延びる陰影部と白色部の境界線は、上述の吹き下ろし流位置に対応していて、Fig. 5 との比較から $x/S \approx 10$ の位置まではヌセルト数が大きい位置もと対応することが分かる。アスペクト比が大きくなると W_y の等高線の密集度が高くなっており、吹き下ろし流が強まっていることが分かる。またそのことから AR=16 の場合のヌセルト数の最大値が AR=4 の場合に比べ大きいのは妥当であると言える。

下壁面上のヌセルト数分布に対するレイノルズ数の影響について若干の検討を付加する。Fig. 10 ならびに Table 3 を見るとレイノルズ数が高いほど、流路中央の二次元的領域が狭くなっている。すなわち二次元的領域は $x/S = 8.0$ の位置で見ると Re=125 では流路中央部の 50%、Re=250 では 30% 程度存在するが、Re=300 では二次元的領域の存在は不確かである。ヌセルト数が最大値を示す z 方向位置はレイノルズ数にかかわらずほとんど変化しないが、その x 方向位置はレイノルズ数の増加と共に下流側へ移動し、さらにその値は大きくなる。この理由については今後より詳細な検討を必要とするが、レイノルズ数が高いほど再付着点はより下流に位置し、従って二次流の発生によるスパン方向の非一様性が強まることが原因ではないかと考

Fig. 11 Behavior of some fluid particles (Re=250, AR=16).

Table 4 Starting points of the particles.

	No. 1	No. 2	No. 3	No. 4	No. 5
x/S	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
y/S	1.30	1.50	1.04	1.04	1.04
z/W_0	0.47	0.30	0.0	-0.40	-0.48

えられる。

流れの三次元性を視覚的に捕えるために、ステップ上方の数ヶ所の位置から始まる流跡線を求めた。Fig. 11 はその結果の一例である。図は下流から上流域を見通す形式の鳥かん図になっていて、上壁と側壁は描かれておらず、また見やすくするために、 y 方向長さを基準とすると、 x 方向長さは 0.2 倍、 z 方向長さは 3.0 倍に拡大した図としてある。この図では各粒子の位置は等時間間隔毎にプロットしてあり、それぞれの出発点位置は Table 4 にまとめたとおりである。図中に見られるように側壁近くから出発する粒子の中には、ら旋状運動をしながらステップ下流の循環流域内を循環し、徐々に流路中央方向へ移動した後、下流へ流れ去るものが見つかった。ら旋状運動をする粒子は、流路中央に近づくほどより下流域に達する循環運動を行い、かつ時間周期も循環の度に長くなる。この結果は、Goldstein ら⁽²⁾が発達した境界層流れをステップに導いた場合に観察した実験結果と類似している。なお側壁近くから出発する粒子は、その出発位置がわずかに変わるだけで軌跡が大きく変化し、ステップ下流域での周回数などに大きな違いが現われた。今回の計算結果ではこのように流跡線を観察することにより、側壁近傍の流れの三次元性が有効に確認された。

最後にこれまでに示した下壁面上ヌセルト数、壁面摩擦係数および下壁近くでの温度場と流れ場の検討を踏まえ、下壁近傍での圧力場について若干の検討をす

Fig. 12 Pressure coefficient distribution along the centerline near the bottom wall ($Re=250$, $AR=16$).

Fig. 13 Pressure coefficient contours near the bottom wall ($Re=250$, $AR=16$, $y/S=0.025$).

る。レイノルズ数250でアスペクト比16の場合の、下壁面近傍でのスパン方向中央線に沿う圧力係数の分布をFig. 12に示す。ただしこの圧力係数はその中央線上の最上流すなわち座標原点近傍での圧力の値を基準値として求められている。さらにこの中央線上での圧力を基準値として、各 $y-z$ 断面内における圧力係数を求め、その下壁面近傍での値を等高線図としてFig. 13に示す。図中陰影が施された部分は圧力係数が正值であり、白色の部分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およびスパン方向中央で流れ方向に延びる線は圧力係数がゼロであることを表す。Fig. 12とFig. 13を照合することで下壁面近傍での圧力場の概要が分かる。Fig. 13を見ると等高線の間隔から、スパン方向中央部の流路幅の40%の範囲は圧力のスパン方向変化は比較的小さいことが分かる。これに対して側壁近傍では圧力の変化が比較的大きく $6 < x/S < 8$, $z/W_D \approx 4.5$ で極大値をとっている。この極大値をとる位置はヌセルト数が最大となる位置とほぼ一致しており、この位置への流れの強い吹き下ろしがうかがえる。またこの領域はスパン中央断面に関して対称に存在しており、ステップ下流のいわゆる循環流域内の粒子が、ら旋状運動をしながら徐々にスパン中央方向へと移動するのは、スパン中央へ向かう圧力降下のためと推察される。

5. 結言

本研究では剥離と再付着を伴う基本的流れとして低レイノルズ数のダクト内後ろ向きステップ流れに

注目し、この系に対して三次元非定常数値解析を行い、以下の知見を得た。

- (1) ステップ高さに対するダクト幅の比（アスペクト比）の違いが下壁面上のヌセルト数と壁面摩擦係数の分布に与える影響は大きく、それらがスパン方向中央で流路幅の30%程度にわたって二次元的に分布するためには、レイノルズ数250において最低でもアスペクト比16が必要である。
- (2) アスペクト比が一定の場合、レイノルズ数が低いほど(1)で述べた二次元的領域はスパン方向のより広い範囲にわたって存在する。
- (3) 本計算における条件範囲内では、下壁面上のヌセルト数の最大値はスパン方向中央線に関して対称な両側壁近くの二ヶ所に現われ、その位置はレイノルズ数とアスペクト比の変化に伴って変わった。最大ヌセルト数の流れ方向位置の両変数への依存性は強いが、スパン方向位置の側壁からの距離は、アスペクト比が16以上では約1Sで一定となる。
- (4) ヌセルト数の最大値が側壁近くに現われる理由のひとつとして、本報中で述べた吹き下ろし流の存在が挙げられる。

参考文献

- (1) Armaly, B. F. ・ほか3名, J. Fluid Mech., 127 (1983), 473.
- (2) Goldstein, R. J., et al., J. Basic Eng., 92 (1970), 732.
- (3) Kim, J. and Moin, P., J. Comput. Phys., 59 (1985), 309.
- (4) 近藤・長野, 機論, 55-512B (1989), 1016.
- (5) 一之瀬健一・ほか2名, 機論, 57-543B (1991), 3715.
- (6) Kaiktsis, L., et al., J. Fluid Mech., 231 (1991), 501.
- (7) Patankar, S. V. and Spalding, D. B., Int. J. Heat Mass Transf., 15-10 (1972), 1787.
- (8) Roache, P. J., Computational Fluid Dynamics, (1976), Hermosa Publishers.
- (9) Shah, R. K. and London, A. L., 'Laminar Forced Convection in Ducts', (1978), Academic Press.
- (10) Suzuki, K., Kieda, S., Chichiki, T. and Sato, T. (Lewis, R. W., ほか2名 ed.), Numerical Methods in Thermal Problems, (1981), 1048, Pinneridge Press.
- (11) Aung, W., J. Heat Transfer, 105 (1983), 823.
- (12) 康・ほか4名, 機論, 45-398B (1979), 1473.
- (13) 鈴木・ほか3名, 機論, 48-425B (昭57), 132.
- (14) Kang, Y., ほか3名, Flow Visualization II, (1982), Hemisphere.
- (15) Kang, Y., ほか2名, Studies in Heat Transfer, (1979), Hemisphere.