曲がりダクトによるターボ機械内部流れの損失生成機構の解明* (第 2 報, 断面アスペクト比の影響)

辻 田 星 歩^{*1}, 水 木 新 平^{*1}, 山 本 孝 正^{*2}

Investigation for Loss Generation Mechanisms of Flow in Turbomachinery by Using Curved Square Duct (2nd Report, Influence of Cross-Sectional Aspect Ratio)

Hoshio TSUJITA^{*3}, Shimpei MIZUKI and Atsumasa YAMAMOTO

^{*3} Department of Mechanical Engineering, Hosei University,
3-7-2 Kajino-cho, Koganei-shi, Tokyo, 184-8584 Japan

In the secondary flow within a passage of a turbomachinery, the passage vortex generates a major part of the losses. In a series of studies, the passage vortex is closely analyzed by the numerical computations using curved ducts as fundamental models for the generation of the passage vortex. The flows in the curved ducts are examined by relating the bend of curved duct to the blade-to-blade surface of an axial flow turbine cascade and to the meridional plane of a centrifugal impeller. The cross-sections of passage of a turbomachinery have various aspect ratios. In this study, the cross-sectional aspect ratio is chosen as the major parameter affecting the loss generation caused by the passage vortex. The computed results clarified that the decrease of the aspect ratio strengthened the passage vortex and consequently, increased the loss caused by the passage vortex.

Key Words: Turbomachinery, Secondary Flow, Numerical Analysis, Loss Generation, Passage Vortex, Curved Square Duct, Aspect Ratio

1. 緒 論

ターボ形流体機械の羽根車流路内の損失生成に寄与する二次流れには、馬てい形渦、流路渦および翼端漏れ渦によるものが挙げられる⁽¹⁾。このような複数の渦による二次流れの中で損失生成に最も強く影響を与えるのは流路渦であり、この流路渦を発生させる基本的なモデル流路は曲がりダクトである。また、Boyle ら⁽²⁾は直線タービン翼列内とその翼間流路形状とほぼ同じ湾曲流路を有する曲がりダクト内の流れを比較し、後者は前者の二次流れおよび損失分布に対する定性的なモデルとして有用であると結論付けている。

本研究は静止曲がりダクト内と実機のターボ機械流路内で発生する流路渦を対比し、互いに関連付けて、流路渦と損失発生の関係を数値解析法により解明することを目的としている。また、曲がりダクトの湾曲部形状を軸流羽根車に対しては翼間面、遠心に対しては子午面と対応付けることにより(図 1)、軸流羽根車の流路渦と遠心の子午面内の流路の曲がりにより生じる

流路渦にのみ着目している。曲がりダクトは実機の羽根車に比べ形状が簡単のため、計算精度に影響を与える計算格子の直交性を保つのが容易となり、計算結果の信頼性も高い。第 1 報⁽³⁾では本数値解析法の計算精度を検証したうえで、ターボ機械内の流れを考慮し、入口境界層厚さと入口速度分布の不均一性をパラメータとして曲がりダクト内の乱流を解析し、それらのパラメータの流路渦の形成および損失生成への影響について解明した。

ターボ形流体機械の羽根車流路の断面は多様なアスペクト比〔翼高さ/(翼ピッチ-翼厚)〕を有しており、それらは翼および翼間流路幾何を定義するパラメータであるアスペクト比(翼高さ/翼弦長)およびソリディティ(翼弦長/翼ピッチ)と関係付けられる。また、蒸気タービン高圧部の低アスペクト比翼列内での流路渦の干渉⁽⁴⁾や近年のタービンの高負荷化⁽⁵⁾に伴う損失生成へのアスペクト比の影響が問題になると考えられる。さらに、曲がりダクト内の流れの解析においても断面アスペクト比をパラメータとして解析した例⁽⁶⁾は少ない。本研究では、断面アスペクト比を主パラメータとして曲がりダクト内の乱流の数値解析を行い、アスペクト比が流路渦の形成および損失生成に与える影響について解明した。本解析対象の流れ場の

* 原稿受付 2003 年 9 月 8 日。

^{*1} 正員、法政大学工学部(☎ 184-8584 小金井市梶野町 3-7-2)。

^{*2} 正員、航空宇宙技術研究所(☎ 182-8522 調布市深大寺東町 7-44-1)。

E-mail: tsujita@k.hosei.ac.jp

Fig. 1 Correspondence of curved duct to axial flow cascade and centrifugal impeller

Reynolds 数は一般のターボ機械内部のものに比べて低い³, 圧縮性の無視できるターボ機械内部流れを対象にした研究結果^{(7)~(9)}とは十分に比較の対象になると考える。

2. おもな記号

A_{cps} : 湾曲部での内外壁面間の圧力差
 C_{ps} : 静圧係数 $= (p - p_{ret}) / (\rho V_c^2 / 2)$
 C_{pt} : 全圧損失係数 $= (p_{tref} - p) / (\rho V_c^2 / 2)$
 C_{sk} : 二次流れ運動エネルギー係数 $= (V_s / V_c)^2$
 D : 水力直径
 D_e : Dean 数 $= (0.5D/R_c)^{1/2} Re$
 H : ダクト高さ
 L_R : 幾何形状表示用代表長さ $(= 0.04 \text{ m})$
 p : 静圧
 p_t : 全圧
 p_{ret} : 基準静圧 $(\theta = 0^\circ, r^* = z^* = 0 \text{ での静圧})$
 p_{tref} : 基準全圧 (ダクト入口断面質量平均全圧)
 Q : 体積流量
 R_a : 断面アスペクト比 $= S/H$
 R_c : 平均曲率半径 $= 0.5(r_i + r_o)$
 Re : Reynolds 数 $= \rho D V_c / \mu$
 r^* : 半径方向の座標
 r_i : 内壁側の曲率半径
 r_o : 外壁側の曲率半径
 S : ダクト幅
 V_c : 断面平均流速
 V_s : 二次流れ速度成分
 X_h : $\theta = 0^\circ$ を原点とする L_R で無次元化した流路方向距離
 X_D : $\theta = 90^\circ$ を原点とする L_R で無次元化した流路方向距離
 Z : ダクト幅方向の座標
 z^* : ダクト幅中央を原点とする $S/2$ で無次元化したダクト幅方向距離
 ΔC_{pt} : 流路渦に起因する全圧損失係数
 δ : 入口境界層厚さ

 Table 1 Experimental condition by Taylor et al.⁽¹²⁾

R_e	$H(\text{m})$	$D(\text{m})$	$\alpha(\text{deg.})$	$R_c(\text{m})$	R_e	D_e
1.0	0.04	0.04	90	0.092	40,000	18,700

Fig. 2 Curved duct

ρ : 密度
 θ : 湾曲部流路方向座標
 θ_y : 湾曲部出口 $(\theta = 90^\circ)$ での流出角
 ω_r : 渦度の主流方向成分
 添 字
 $,i$: 断面質量平均値
 $,ij$: $H(k)$ 方向質量平均値
 $,ik$: $S(j)$ 方向質量平均値

3. 数値解析法

本数値解析法⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾は、標準の $k-\epsilon$ モデルを含む物理成分テルソン形で表した定常非圧縮性乱流に対する基礎方程式を用いている。式の離散化には有限体積法を用い、対流項は三次風上差分法により評価し、計算のアルゴリズムは SIMPLE 法である。壁面境界条件には壁法則を適用した。本定常解析の収束判定基準は各計算格子点での質量残差の総和が入口質量流量の 0.01% 以下になった場合とした。本解析法による計算精度は文献(3)において検証済みである。

4. 結果および考察

本研究では表 1 および図 2 に示す、第 1 報⁽³⁾において計算精度の検証時に比較対象にした Taylor ら⁽¹²⁾が測定した正方形断面の曲がりダクト内の流れを基準とし、曲がり角 $\alpha = 90^\circ$ と平均曲率半径 $R_c = 0.092 \text{ m}$ および入口平均流速 $V_c = 1.0 \text{ m/s}$ をつねに固定し、さらに

- ・流量 Q
- ・水力直径 D

の二つのパラメータをそれぞれ固定した場合に対し

Table 2 Calculation condition ($Q=\text{const.}$)

R_a	$H(\text{m})$	$D(\text{m})$	R_e	D_e	$Q(\text{m}^3/\text{s})$
0.5	0.057	0.038	37301	16887	1.60×10^{-3}
0.67	0.049	0.039	38765	17890	
1.0	0.040	0.040	40000	18700	
1.5	0.033	0.039	38765	17890	
2.0	0.028	0.038	37301	16887	
3.0	0.023	0.035	34263	14867	
4.0	0.020	0.032	31651	13199	
5.0	0.018	0.030	29489	11870

Fig. 3 Total pressure loss coefficient ($Q=\text{const.}$) Fig. 4 Total pressure loss coefficient for straight ducts ($Q=\text{const.}$)

て、断面アスペクト比 $R_a (=S/H)$ を変化させた曲がりダクト内の流れの解析を行った。上流側の直線ダクトの長さ L_U は $3.75L_R$ 、下流側の直線ダクトの長さ L_D は $7.5L_R$ に設定してすべての解析を行った。ここで、 L_R は幾何学的形状に対する代表長さで、Taylor ら⁽¹²⁾ が用いた正方形断面の曲がりダクトの水力直径 $D (=0.04 \text{ m})$ とする。計算格子の数は流路方向にはつねに 95 とし、断面 2 方向については R_a による流路幅の変化に合わせて設定した。入口境界条件として主流方向に 1.0 m/s の一様速度分布を与えた。

4・1 流量 Q を固定した場合 表 2 に示すように、図 2 の曲がりダクトに対して、流量 Q 、すなわち断面積 $(H \times S)$ を固定してアスペクト比 R_a を $0.5 \sim 5.0$ の範囲で変化させて解析を行った。

Fig. 5 Total pressure loss by passage vortex ($Q=\text{const.}$) Fig. 6 Component of vorticity in main flow direction ($Q=\text{const.}$)

図 3 に全圧損失係数 C_{pt} の断面質量平均値 $C_{pt,i}$ の流路方向分布を示す。図 3 中の X_h は湾曲部(以下 CD と略す)入口 ($\theta=0^\circ$) を原点とする L_R で無次元化したダクト断面中央位置での流路方向の距離である(図 2)。また、CD 入口 ($X_h=0$) での値を基準に表示した。 Q を固定した場合 R_a の変化に対して D も変化するため(表 2)、CD 上流側直線ダクト内 ($X_h < 0$) で損失増加の割合に差が生じており、流路渦に起因する損失生成への R_a の影響は明確に現われていない。そこで、 R_a の影響を明確にするために、表 2 に示されている各断面形状を有する直線ダクト内の流れを曲がりダクトと同一入口境界条件のもとに解析し、ダクトを構成する四つの壁面上での境界層発達に起因する損失生成への R_a の影響について調べた。図 4 に各直線ダクトに対する $C_{pt,i}$ の流路方向分布を示す。直線ダクトの場合 X_h の原点を入口境界位置とした。直線ダクトの場合は $R_a=0.5$ と 2.0 および $R_a=0.67$ と 1.5 はそれぞれ同一幾何形状になる。図 4 から Q を固定した場合、壁面境界層の発達に起因する損失生成は $R_a=1.0$ の場合が最小になり、それから外れるにしたがって増加することがわかる。次に、流路渦に起因する損失生成に対する R_a の影響を調べるために、

 Fig. 7 Static pressure coefficient ($Q = \text{const.}$)

 Fig. 8 Flow angle at $\theta = 90^\circ$ ($Q = \text{const.}$)

図3の曲がりダクトと図4の直線ダクトの $C_{pt,i}$ の分布を入口境界位置での値を基準にして同一 R_a 同士で差引いた $\Delta C_{pt,i}$ を求め、その流路方向の分布を図5に示す。本研究では「 $\Delta C_{pt,i}$ を流路渦に起因する全圧損失」として定義した。図5からCD入口付近を境に、 R_a の減少により $\Delta C_{pt,i}$ が増加することがわかる。

図6には二次流れの強さの指標として渦度の流路方向成分 ω_i の絶対値の断面質量平均値 $|\omega_i|_i$ の流路方向分布を示す。二次流れ強さの指標として二次流れ運動エネルギー C_{sk} が一般的に引用されるが、第1報⁽³⁾ および今回の解析結果においても $C_{sk,i}$ 分布と $|\omega_i|_i$ の分布間に相関性が確認され、また、 $C_{sk,i}$ 分布においては、CD部と上流および下流側直線ダクトの接合部での格子の変化の影響が局所的ピークとして現れるため、本報では $|\omega_i|_i$ を二次流れ強さの指標に採用した。図7は翼列の負荷分布に対応すると考えられる、CD付近の内壁面上と外壁面上で $S(j)$ 方向に質量平均した静圧係数 $C_{ps,ik}$ の流路方向分布を示す。図6から $|\omega_i|_i$ は $\Delta C_{pt,i}$ と同様にCD内で急激に増加し、 R_a が小さいほど高い値をとり、流路渦が強くなることがわかる。したがって、 R_a の減少によりCD内では流路渦が強くなり、特にCD出口付近からの $|\omega_i|_i$ の減少

 Fig. 9 Influence of R_a on total pressure loss by passage vortex ($Q = \text{const.}$)

 Fig. 10 Component of vorticity in main flow direction at $\theta = 60^\circ$ ($Q = \text{const.}$)

 Fig. 11 Influence of R_a on pressure difference A_{cps} ($Q = \text{const.}$)

が示す流路渦の崩壊過程で損失が増加すると考えられ⁽³⁾、 $|\omega_i|_i$ の減少率と $\Delta C_{pt,i}$ の増加率がほぼ対応していることがわかる(図5, 6)。また、 R_a の減少により流路渦が強くなる原因は、 R_c は固定されているが R_a の減少に伴い H が増加することにより(表2)、内壁面と外壁面の圧力差が大きくなるためである(図7)。

図8にはCD出口($\theta = 90^\circ$)断面での流れ角 θ_y の $H(k)$ 方向質量平均値 $\theta_{y,i}$ のダクト幅方向の分布を示す。これはターボ形流体機械の軸流翼列の仕事に対する重要なパラメータとなる翼列出口流出角に対応するものと考えられる。流れ角 θ_y の定義は図2に示した。また、図8の z^* は $S/2$ で無次元化したダクト幅方向の距離である。図8からCD出口での流れ角も

Fig. 12 Secondary flow velocity vector at $\theta=60^\circ$ ($Q=\text{const.}$)

Fig. 13 Secondary flow kinetic energy on S/2-plane at $\theta=60^\circ$ ($Q=\text{const.}$)

Fig. 14 Influence of inlet boundary layer thickness on secondary flow kinetic energy on S/2-plane at $\theta=60^\circ$

R_a の減少により $z^*=0.0$ 付近で 90° からの偏向を強め、流れがアンダートーン傾向になることを示している。

図9はCD内 ($\theta=0.0, 45, 90^\circ$) およびその下流 ($X_D=1.0, 2.0$) での $\Delta C_{pt,i}$ の R_a に対する変化を示す。図9の X_D はCD出口 ($\theta=90^\circ$) を原点とする L_R で無次元化した流路方向距離である(図2)。図10は $\theta=60^\circ$ での $|\omega_{i,j}|$ の R_a に対する変化を表している。図11には、図7に示されている内外壁面上のそれぞれの静圧分布曲線で囲まれた面積から算出された、CD内での内外壁間の圧力差 A_{cps} の R_a に対する変化

を示す。図12に $\theta=60^\circ$ での断面内の二次流れ速度ベクトル図を流れの対称性を考慮して対称面から半分を示す。図13は $\theta=60^\circ$ での対称面の S/2 平面上で $H(k)$ 方向に質量平均した二次流れ運動エネルギー $C_{sk,ij}$ の R_a に対する変化を表している。図9で R_a が2.0付近以下になると流路渦に起因する損失 $\Delta C_{pt,i}$ が急激に増加している。この増加は図10に示されている R_a の減少による $|\omega_{i,j}|$ の増加傾向、さらに、図11の R_a の減少による A_{cps} の増加傾向と一致している。また、図12および図13に示されているように R_a の減少により流路渦を構成する側壁面上の境界層内の内壁へ向かう二次流れが強くなり、さらに、 R_a が2.0付近以下になると S/2 平面における $C_{sk,ij}$ の分布が急激に増加し、一対の流路渦が S/2 平面上で互いに干渉し、二次流れを強めると考えられる。したがって、 R_a の減少に伴う内外壁間の圧力差の増加に応じて流路渦が強くなることに加え、 R_a の減少により生じる流路渦同士の干渉により流路渦がさらに増強され、その崩壊過程で損失が増加すると考えられる。Perdichizzi ら⁽¹³⁾ は直線タービン翼列試験装置を用いて、翼高さを固定したまま翼列のピッチを変えることによって、ソリディティが翼列下流の二次流れに与える影響について研究を行った。彼らはミッドスパンでの等エントロピーマッハ数分布と翼列下流の断面内の流れを測定し、ピッチの増加により翼負荷が増し、その結果二次流れが強くなり損失が増加し、さらに、断面内の高損失領域の位置から流路渦同士の干渉が強くなることを示している。彼らの翼列におけるピッチの増加は本研究における H の増加、すなわちアスペクト比 R_a の減少に対応することから(図1)、両結果は定性的に一致しており、曲がりダクトは翼列内の二次流れおよび損失分布に対する定性的なモデルとして有用であることを強く裏付けているといえる。

図14は $R_a=1.0$ の曲がりダクトに対する $\theta=60^\circ$ での対称面の S/2 平面における $C_{sk,ij}$ の入口境界層厚さ δ に対する変化を示しており、これは第1報⁽³⁾で入口境界層厚さ δ の流路渦に起因する損失生成への影響を調べた結果である。図14から、 δ の増加により S/2 平面で $C_{sk,ij}$ の値が増加している。これは δ の増加により対をなす流路渦が各側壁面から離れ、それらの中心間距離が短くなり、流路渦同士の干渉が促進され、流路渦が強まることを示している。したがって、 $\delta=0.0D$ に対して行った本研究の解析では、急激に損失が増加し始める R_a の値は2.0付近であったが、この値は入口境界層厚さに影響を受けると予想される。

Table 3 Calculation condition ($D=\text{const.}$)

R_a	$H(\text{m})$	$D(\text{m})$	R_c	D_e	$Q(\text{m}^3/\text{s})$
0.5	0.060	0.04	40,000	18,700	1.80×10^{-3}
0.67	0.050				1.67×10^{-3}
1.0	0.040				1.60×10^{-3}
1.5	0.033				1.67×10^{-3}
2.0	0.030				1.80×10^{-3}
3.0	0.027				2.13×10^{-3}
4.0	0.025				2.50×10^{-3}
5.0	0.024				2.88×10^{-3}

 Fig. 15 Total pressure loss coefficient ($D=\text{const.}$)

 Fig. 16 Total pressure loss by passage vortex ($D=\text{const.}$)

4・2 水力直径 D を固定した場合 流量 Q を固定した場合は CD 上流側直線ダクト内での損失増加に差を生じたため(図3), 図2の曲がりダクトに対して, 表3に示すように水力直径 $D(=0.04 \text{ m})$ を固定してアスペクト比 R_a を0.5~5.0の範囲で変化させて解析を行った.

図15に $C_{pt,i}$ の流路方向分布を示す. また, 図15には $D=0.04 \text{ m}$, $R_a=1.0$ の直線ダクト内の流れを曲がりダクトと同じ入口境界条件で解析した結果も実線で示してある. 図16には図15に示す各曲がりダクトの $C_{pt,i}$ から直線ダクトの $C_{pt,i}$ を差引いた $\Delta C_{pt,i}$ の分布を示す. 図17は $|\omega_{i,j}|$ の流路方向分布を示している. 図18は CD 付近の内壁面上と外壁面上の $C_{ps,ik}$ の流路方向分布を示す. 図19には CD 出口 ($\theta=90^\circ$) 断面での $\theta_{y,ij}$ のダクト幅方向の分布を示す.

 Fig. 17 Component of vorticity in main flow direction ($D=\text{const.}$)

 Fig. 18 Static pressure coefficient ($D=\text{const.}$)

 Fig. 19 Flow angle at $\theta=90^\circ$ ($D=\text{const.}$)

図15では Q を固定した場合と異なり, D を固定しているため, CD 上流の直線ダクト内では各曲がりダクトで同様な損失増加を示している. しかし, CD 入口付近からは Q を固定した場合と同様な傾向を示しており, R_a の減少により損失が増加している(図15, 16). この原因は Q を固定した場合と同様に, CD 内での R_a の減少による $|\omega_{i,j}|$ の増加(図17)が示す流路渦の増強により, 特にその崩壊過程で損失が増加し, また, この流路渦の増強は, R_a の減少により, R_c は固定されているが H が増加することにより(表3), 内壁面と外壁面の圧力差(図18)が大きくなるためである. また, 図19においても Q を固定した場合と同様に CD 出口の流れ角が R_a の減少により $z^*=0.0$ 付近

Fig. 20 Influence of R_a on total pressure loss by passage vortex ($D=\text{const.}$)

Fig. 21 Influence of R_a on pressure difference A_{cps} ($D=\text{const.}$)

Fig. 22 Secondary flow kinetic energy on $S/2$ -plane at $\theta=60^\circ$ ($D=\text{const.}$)

で 90° からの偏向を強めている。

図 20 には CD 内およびその下流での $\Delta C_{pt,i}$ の R_a に対する変化を示す。図 21 は、図 18 から算出された、CD 内での内外壁間の圧力差 A_{cps} の R_a に対する変化を示す。図 22 は $\theta=60^\circ$ での対称面の $S/2$ 平面における $C_{sk,i}$ の R_a に対する変化を示している。図 20 から D を固定した場合も Q を固定した場合と同様に R_a の 2.0 付近からの減少とともに損失が急激に増加することがわかる。また、この増加は Q を固定した場合と同様に R_a の 2.0 付近からの減少による A_{cps} の急激な増加(図 21)、および、 $S/2$ 平面での $C_{sk,i}$ の急激な増加(図 22)が示す流路渦の干渉に起因する流路渦の増強と関係すると考えられる。

以上の結果から $R_a=0.5$ と 2.0 および $R_a=0.67$ と 1.5 の場合をそれぞれ比較することにより、 Q と D を同時に固定した場合の流路渦に起因する損失生

成への R_a による影響も、前述の Q と D をそれぞれ固定した場合と同様な傾向を示すことがわかる。

5. 結 論

曲がりダクト内の流れを、曲がり角と平均曲率半径および入口平均流速をつねに固定し、さらに、流量または水力直径を固定した場合について断面アスペクト比を変化させて解析することにより以下の結論を得た。

(1) アスペクト比の減少により内外壁間の圧力差が増加し、流路渦が強くなり、その崩壊過程で損失を増加させる。

(2) アスペクト比の減少により対をなす流路渦同士の干渉が誘起され、流路渦が強くなり、その崩壊過程で損失を増加させる。

(3) アスペクト比の減少により流路渦が強くなり、湾曲部出口流出角が減少する。

(4) アスペクト比を減少させたときに急激に損失が増加し始めるアスペクト比が存在し、その値は 2.0 付近である。しかし、この値は入口境界層厚さに影響を受けると予想される。

文 献

- (1) 山本孝正, タービンの最近の技術進歩について, 日本ガスタービン学会誌, **21**-84 (1994), 40-46.
- (2) Boyle, M. T., Simoods, M. and Poon, K., A Comparison of Secondary Flow in a Vane Cascade and a Curved Duct, *Trans. ASME, J. Turbomach.*, **111**-10 (1989), 530-536.
- (3) 辻田星歩・石田泰大・水本新平・山本孝正, 曲がりダクトによるターボ機械内部流れの損失生成機構の解明 (第1報, 入口速度分布の影響), 機論, **69**-683, B (2003), 1628-1636.
- (4) 堤雅徳・平野雄一郎・田村敦宏・菊池一雄・野崎理・西澤敏雄, 低アスペクト比翼列内部流動解析, 航空宇宙技術研究所特別資料, **37** (1998), 29-32.
- (5) Yamamoto, A., Usui, H., Mizuki, S., Tsujita, H. and Outa, E., Research of Ultra-Highly Loaded Turbines, *Proc. 1st Int. Symp. Environ. Compatible Propuls. Transport*, C-9 (2002).
- (6) 有水博・梶島岳夫・三宅裕, 矩形断面曲がり流路の管摩擦に対する非一様流入の影響, 機論, **63**-609, B (1997), 1554-1560.
- (7) Yamamoto A., Kaba, K. and Matsunuma, T., Measurement and Visualization of Three-Dimensional Flows in a Linear Turbine Cascade, *ASME Paper*, 95-GT-341 (1995).
- (8) Van Treuren, K. W., Simoon T., von Koller M., Byerley A. R., Baughn J. W. and Rivir R., Measurements in a Turbine Cascade Flow Under Ultra Low Reynolds Number Conditions, *Trans. ASME, J. Turbomach.*, **124** (2002), 100-106.
- (9) 松沼孝幸・阿部裕幸・筒井康賢, 低レイノルズ数域におけるタービン静翼の三次元流れ (損失と流れの構造に与えるレイノルズ数の影響), 日本ガスタービン学会誌, **30**-

- 3 (2002), 208-215.
- (10) 辻田星歩・水木新平, 境界適合座標系上の物理成分テルソン形運動方程式を用いた曲がり管内の粘性流の数値解析, 機論, **57**-540, B (1991), 2606-2613.
- (11) 辻田星歩・水木新平, 圧力補正法を用いた圧縮性流れの数値解析, 機論, **63**-608, B (1997), 1270-1278.
- (12) Taylor, A. M. K. P., Whitelaw, J. H. and Yianneskis, M., Curved Ducts with Strong Secondary Motion: Velocity Measurements of Developing Laminar and Turbulent Flow, *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **104**-9 (1982), 350-359.
- (13) Perdichizzi A. and Dossena V., Incidence Angle and Pitch-Chord Effects on Secondary Flows Downstream of a Turbine Cascade, *Trans. ASME, J. Turbomach.*, **115** (1993), 383-391.