

### 超小型遠心圧縮機内部流れの数値解析：羽根車出口翼角度の影響

木村, 康剛 / KIMURA, Yasutake

---

(出版者 / Publisher)

法政大学大学院理工学・工学研究科

(雑誌名 / Journal or Publication Title)

法政大学大学院紀要. 理工学・工学研究科編 / 法政大学大学院紀要. 理工学・工学研究科編

(巻 / Volume)

55

(開始ページ / Start Page)

1

(終了ページ / End Page)

8

(発行年 / Year)

2014-03-24

(URL)

<https://doi.org/10.15002/00010306>

# 超小型遠心圧縮機内部流れの数値解析 —羽根車出口翼角度の影響—

## NUMERICAL ANALYSIS OF FLOW IN ULTRA MICRO CENTRIFUGAL COMPRESSOR —INFLUENCE OF IMPELLER OUTLET BLADE ANGLE—

木村康剛

Yasutake KIMURA

指導教員 辻田星歩 教授

法政大学大学院理工学研究科機械工学専攻修士課程

For an ultra micro centrifugal compressor, the applicability of two-dimensional (2D) blade has been investigated with the consideration of productivity in the downsizing of impeller. On the other hand, the improvement of the pressure recovery ratio in the diffuser is also required to increase the overall pressure ratio of a centrifugal compressor system. In this study, the flows in three types of centrifugal compressor impeller with the 2D blade which are different in the impeller outlet blade angle were analyzed numerically because the outlet blade angle is the most important design parameter to specify the shape of such impeller. The computed results clarified that the increase of impeller outlet blade angle reduces the tip leakage flow and the reversed flow at the impeller outlet, but increases the wall friction loss due to the increase of the cascade passage length.

**Key Words** :Centrifugal Compressor, Two-dimensional Blade, Outlet Blade Angle, Numerical Analysis

### 1. 緒論

近年、モバイル機器の普及や自走型ロボットの開発が盛んに行われており、それらの電力源に要求されるエネルギー密度と出力密度は今後より高くなると予想される。このため、モバイル機器のさらなる普及や高性能な自走型ロボットの開発を促進するには、高エネルギー密度と高出力密度を両立した電力源を開発する必要がある。

マサチューセッツ工科大学の研究グループは、モバイル電源としての利用も視野に入れた高エネルギー密度と高出力密度の両立が可能な超小型ガスタービン(UMGT: Ultra Micro Gas Turbine)に関する研究を 1997 年に発表した[1]。この発表以降、世界各国の研究機関が UMGT の各構成要素の開発を進めてきたが、現在も課題が山積している状況にある。この中でも、超小型遠心圧縮機(UMCC: Ultra Micro Centrifugal Compressor)の空気力学的性能の向上は、ガスタービンサイクルを成立させ、より大きな出力を得る上で最も重要な課題である[2]。

UMCC では、装置の小型化に伴う加工性と生産性の問題を考慮して、二次元翼の羽根車の採用が検討されているが、その空気力学的性能は三次元翼の羽根車に比べて著しく低下することが知られている。さらに、既存の加工技術の制限のため、装置の小型化に伴い翼端間隙高さ

は相対的に増大し、漏れ流れが損失生成に与える影響も増加する。また、遠心圧縮機の圧力比を増加するには、ディフューザにおける圧力回復率も高める必要がある。しかし、一般的に羽根車出口における絶対速度分布は三次元的に歪んでいるため、その分布がディフューザ内部において拡散し一様化する過程では混合損失や壁面境界層のはく離などに起因する損失が増加し、ディフューザ性能が低下する。さらに、このはく離挙動は羽根車出口の絶対流出角にも影響を受ける。したがって、UMCC の空気力学的性能の向上には、羽根車形状を規定する各種設計パラメータが二次元翼を有する羽根車とその下流のディフューザの空気力学的性能および、それらの内部の流れの挙動と損失生成機構に与える影響を解明する必要がある。圧縮機内部の流れの挙動を調査する方法としては、実験的手法と CFD による流動解析が用いられているが、UMCC は非常に小型であるため、その内部流れの挙動を実験的手法により解明することは極めて困難である。

本研究では、羽根車形状を規定する重要な設計パラメータの一つである羽根車出口翼角度が、二次元翼を有する遠心圧縮機羽根車とディフューザの空気力学的性能および、それらの内部の流れの挙動と損失生成機構に与える影響について、CFD による流動解析により調査した。

## 2. 供試羽根車

本研究では羽根車出口翼角度の異なる3種類の二次元翼を有する遠心圧縮機羽根車を供試羽根車として用いた。その形状と仕様を図1と表1にそれぞれ示す。

3種類の本供試羽根車の羽根車出口翼角度 $\beta$ はそれぞれ30°、40°および50°である(図1)。以後、これらの羽根車を30°-model、40°-modelおよび50°-modelと呼ぶ。図1から分かるように、羽根車出口翼角度の増加は翼間流路長さの増加を伴う。本供試羽根車の子午面形状については、二次元翼を回転軸に垂直な円盤上に配置した羽根車に対して、翼に作用する応力を考慮して高速の設計回転数に耐えられるようHub側の形状が最適化されており[3]、すべてのモデルに対して同一形状である。

## 3. 数値解析法

### 3.1 計算方法

本解析では株式会社IDAJの汎用CFDコードSTAR-CD ver. 4.18を用いて、圧縮機内部の流れを定常圧縮性流れと仮定して解析を行った。全体の計算アルゴリズムにはSIMPLE法を、また対流項の評価には計算精度と収束性を考慮して、二次精度の風上差分法(LUD: Linear Upwind Differencing)を用いた。乱流モデルには高レイノルズ数型の標準 $k-\epsilon$ モデルを用い、壁面境界条件には壁法則を適用した。収束判定条件は、解析対象となる全ての物理量の残差が $10^{-4}$ 以下になった場合とした。

### 3.2 解析条件

本研究の解析対象である圧縮機の概要図を図2に、本解析に用いた30°-modelの計算格子を図3に示す。本解析ではすべてのモデルにおいて解析領域を吸込み管入口から半径比1.8の羽根なしディフューザ出口までとし、羽根車1ピッチ分の翼間流路に対してH型の構造格子を用いて計算格子を形成した。また、計算格子の総セル数は669,465セルであり、翼間流路の計算格子のセル数については流れ方向に74セル、ピッチ方向に58セル、スパン方向に35セルとし、このうち翼端間隙部のスパン方向には4セル設けた。なお、計算格子のセル数はすべてのモデルにおいて同一とした。

### 3.3 境界条件

各境界面における境界条件の種類を図4に示す。境界条件は、すべてのモデルにおいて入口境界に大気圧(101,300Pa)を全圧として与え、出口境界には入口との圧力比3(303,900Pa)を想定した静圧を与えた。また、壁面にはすべり無し条件を、翼面以外のピッチ方向境界面には周期境界条件を適用し、翼間のShroud壁面には羽根車との相対運動を考慮して相対運動壁面境界条件を与えた。羽根車の回転数は、羽根車出口周速度が圧力比3を得るために必要と予想される580m/s程度となるように460,000rpmに設定した[4]。

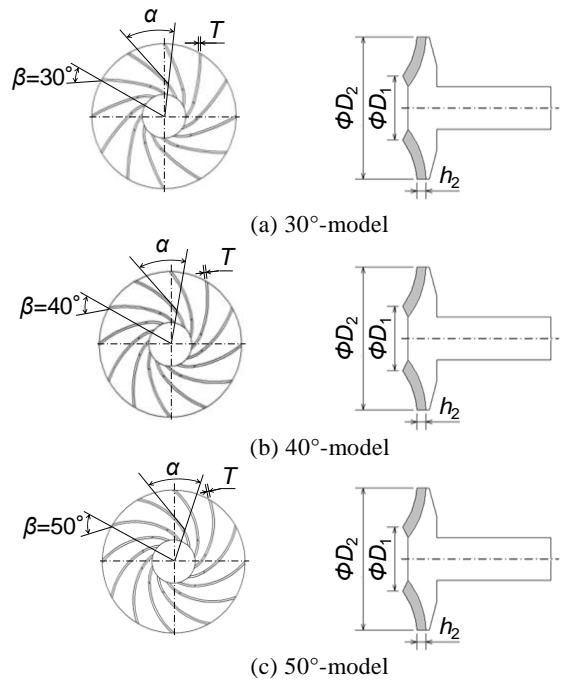


図1 羽根車形状

表1 羽根車設計仕様

		30°-model	40°-model	50°-model
$D_1$	Inlet diameter(mm)	10.80		
$D_2$	Outlet diameter(mm)	24.00		
$h_2$	Outlet blade height(mm)	1.44		
$z$	Number of blade	12		
$T$	Blade thickness(mm)	0.30		
$h_{TC}$	Tip clearance(mm)	0.30		
$\alpha$	Inlet blade angle(deg.)	50.00		
$\beta$	Outlet blade angle(deg.)	30.00	40.00	50.00

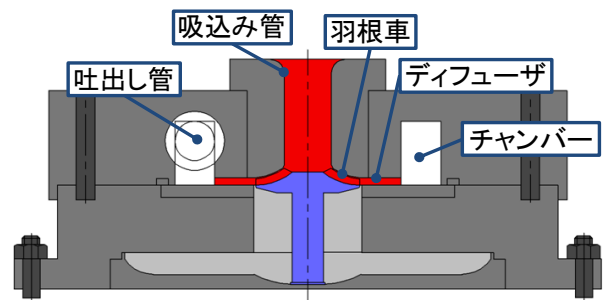


図2 解析対象圧縮機(■: 解析領域)

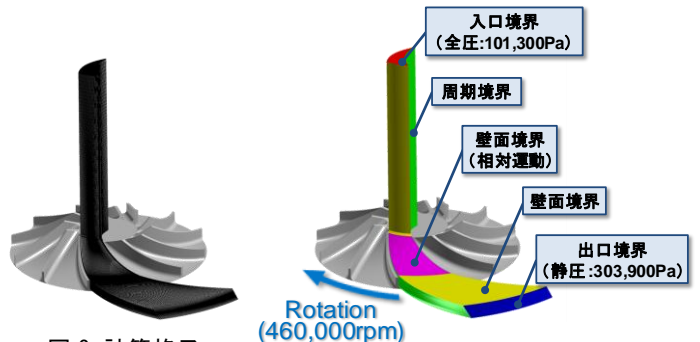


図3 計算格子  
(30°-model)

図4 境界条件

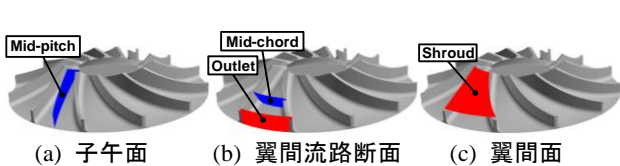


図 5 計算結果表示断面

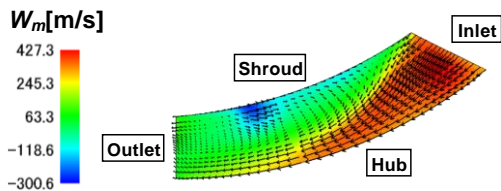


図 6 主流方向相対速度分布と相対速度ベクトル (Mid-pitch)

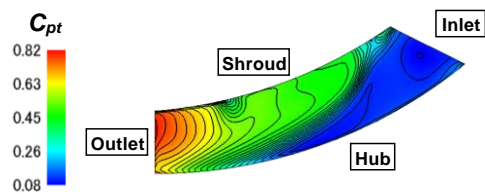


図 7 全圧損失係数分布 (Mid-pitch)

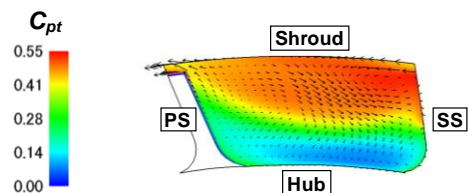


図 8 全圧損失係数分布と二次流れ速度ベクトル (Mid-chord)

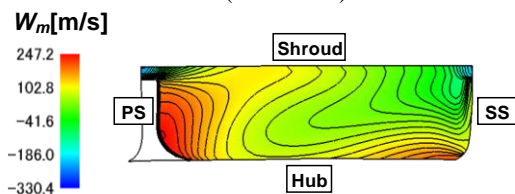


図 9 主流方向相対速度分布 (Outlet)

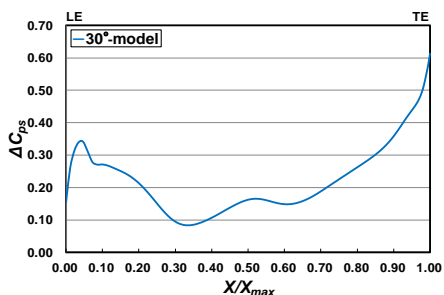


図 10 翼面圧力差の流路方向分布 (Blade-Tip)

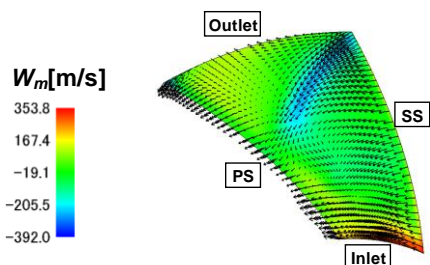


図 11 主流方向相対速度分布と相対速度ベクトル (Shroud)

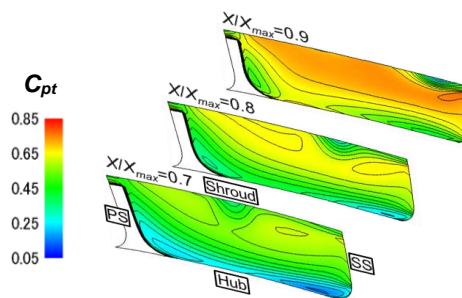


図 12 全圧損失係数分布 (流路下流域)

## 4. 計算結果および考察

### 4.1 羽根車内部の流れの挙動

本章の考察に用いる計算結果を表示する断面(子午面, 翼間流路断面, 翼間面)およびその位置を図 5 に示す。

#### 4.1.1 30°-model 内の流れの挙動

図 6 と図 7 には子午面中央ピッチにおける主流方向相対速度  $W_m$  分布に相対速度ベクトルを重ねた図と全圧損失係数  $C_{pt}$  分布をそれぞれ示す。  $C_{pt}$  は次式で定義した。

$$C_{pt} = (P_{t1} - P_{tr}) / 0.5\rho U_2^2 \quad (1)$$

ここで、 $p_{t1}$  は羽根車入口断面質量平均全圧、 $p_{tr}$  は回転による圧力上昇を除いた全圧、 $\rho$  は空気密度、 $U_2$  は羽根車出口周速度である。図 8 に翼間流路の流路方向中央断面における全圧損失係数  $C_{pt}$  分布に二次流れ速度ベクトルを重ねた図を示す。図 9 に羽根車出口断面における主流方向相対速度  $W_m$  分布を、図 10 に翼先端における翼面圧力差  $\Delta C_{ps}$  の流路方向分布を示す。図中の  $X/X_{max}$  は羽根車入口を原点とする羽根車出口までの無次元子午面距離であり、LE は翼前縁、TE は翼後縁を示している。  $\Delta C_{ps}$  は圧力面と負圧面の静圧係数  $C_{ps}$  の差であり、 $C_{ps}$  は次式で定義した。

$$C_{ps} = P_s / 0.5\rho U_2^2 \quad (2)$$

ここで、 $p_s$  は静圧である。また、図 11 に Shroud 壁面近傍における主流方向相対速度  $W_m$  分布に相対速度ベクトルを重ねた図を示す。図 12 には流路下流域 ( $X/X_{max} = 0.7 \sim 0.9$ ) における翼間流路断面内の全圧損失係数  $C_{pt}$  分布を示す。

羽根車入口では Shroud 壁面側においてはく離が生じ、そこに低運動エネルギー領域が形成されている(図 6)。また、この低運動エネルギー領域に対応する高損失領域が、Shroud 壁面側において上流から下流へ亘り広がっている(図 7)。このく離は羽根車入口において流路の子午面形状が軸方向から半径方向へ急激に転向するため、流れが慣性力により Shroud 壁面からはがれたためと考えられる。翼間流路の流路方向中央断面においては、加工技術等を考慮して翼端間隙高さを比較的大きく設定したため、 $\Delta C_{ps}$  に起因する漏れ流れが強く生じ、それが前述の羽根

車入口 Shroud 壁面側に形成されたはく離に伴う低運動エネルギー領域へ流れ込み(図 6), 主流と干渉し漏れ渦を形成している(図 8). また, 同断面では前述の羽根車入口 Shroud 壁面側におけるはく離と比較的大きい翼端間隙高さに起因した強い流れにより, Shroud 壁面側に高損失領域が形成されていることが確認できる(図 8). 羽根車出口では, 前述の流動現象に起因する損失生成の結果, 圧力面側に高運動エネルギー領域の Jet が, 負圧面側に低運動エネルギー領域の Wake が形成されている(図 9). 羽根車出口 Shroud 壁面側では, この Jet-Wake 構造の形成に加えて(図 9),  $\Delta C_{ps}$  が羽根車出口において最も大きくなっているため(図 10), 圧力面側の流体が負圧面側の Wake へ比較的大きい翼端間隙を通過して流れ込むことで, 翼端間隙部を中心に羽根車内部へ向かう逆流が生じている(図 11). さらに, 先に述べた流動現象に加えて, この羽根車出口 Shroud 壁面側翼端間隙部を中心に生じる逆流により, 流路下流域では高損失領域が羽根車出口へ向かって拡大している(図 12).

#### 4.1.2 30°-model と 40°-model の比較

図 13~図 19 には 30°-model に対する図 6~図 12 と同様の形式で, 40°-model の結果を示す. 図 20 には 30°-model と 40°-model の羽根車の圧力比  $\pi_{1,2}$  と効率  $\eta_{1,2}$  および質量流量  $Q$  の関係を示す.  $\pi_{1,2}$  は羽根車入口と出口における断面質量平均全圧の比( $=P_{t2}/P_{t1}$ )であり,  $\eta_{1,2}$  は次式で定義した.

$$\eta_{1-2} = [(P_{t2}/P_{t1})^{(\kappa-1)/\kappa} - 1] / [(T_{t2}/T_{t1}) - 1] \times 100 \quad (3)$$

ここで,  $T_{t1}$  と  $T_{t2}$  はそれぞれ羽根車入口と出口における断面質量平均全温,  $\kappa$  は比熱比である. 図 21 と図 22 には, 30°-model と 40°-model における翼端間隙内の翼負圧面側におけるスパン方向質量平均した翼面に垂直な相対速度  $W_n$  の流路方向分布と, 周方向質量平均した翼間 Shroud 壁面近傍静圧係数  $C_{ps}$  の流路方向の勾配  $C_{ps,g}$  の流路方向分布をそれぞれ示す. なお,  $W_n$  の符号は圧力面から負圧面に向かう方向を正とした.

羽根車入口 Shroud 壁面側では, 流路の子午面形状が両モデルで同形状であるため, 40°-model においてもはく離が生じ, それに起因する高損失領域が形成されている(図 13,14). また, 40°-model では 30°-model に比べて  $Q$  が低下しているため(図 20), 入射角が増加し, 翼前縁付近では  $\Delta C_{ps}$  が増加しているが(図 10,17), その領域を除いた流路前半部( $X/X_{max}=0.0\sim 0.5$ )の大部分において  $\Delta C_{ps}$  が低下している(図 10,17). この結果, 同領域における  $W_n$  が低下し(図 21), 流れによる損失生成が低減したことで, 翼間流路の流路方向中央断面では, 高損失領域が 30°-model に比べてわずかに減少している(図 8,15). 羽根車出口では, 前述の流動現象により 40°-model においても Jet-Wake 構造が形成されている(図 16). また,  $\Delta C_{ps}$

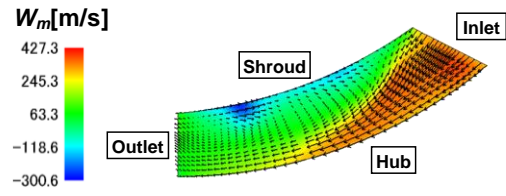


図 13 主流方向相対速度分布と相対速度ベクトル (Mid-pitch)

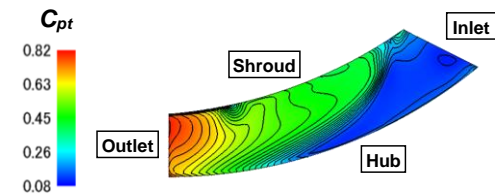


図 14 全圧損失係数分布(Mid-pitch)

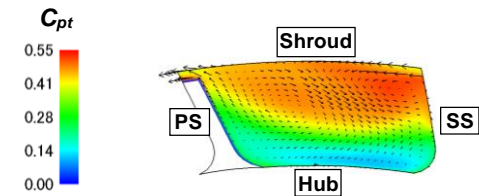


図 15 全圧損失係数分布と二次流れ速度ベクトル (Mid-chord)

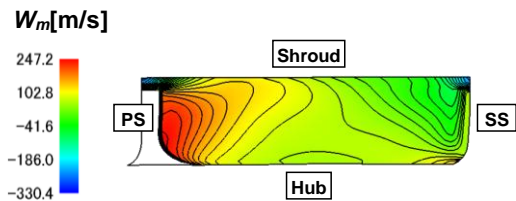


図 16 主流方向相対速度分布(Outlet)

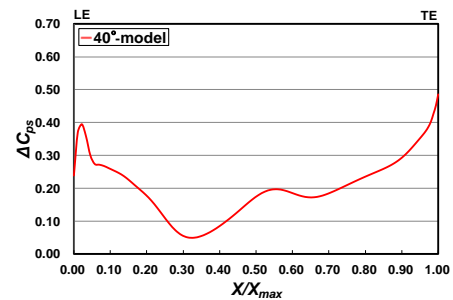


図 17 翼面圧力差の流路方向分布(Blade-Tip)

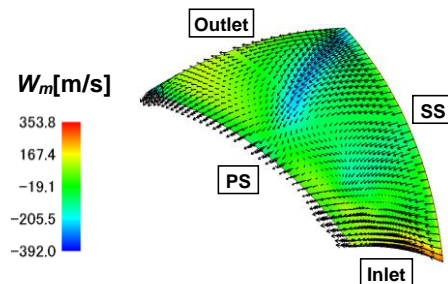


図 18 主流方向相対速度分布と相対速度ベクトル(Shroud)

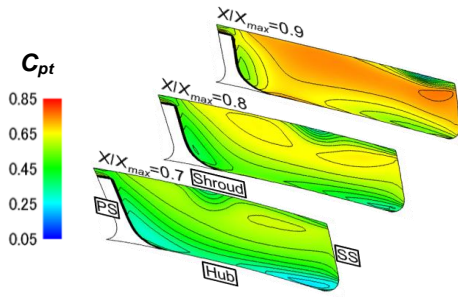


図 19 全圧損失係数分布(流路下流域)

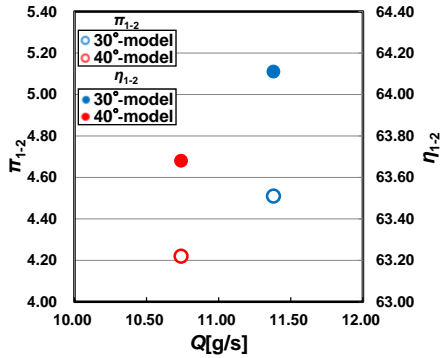


図 20 羽根車性能

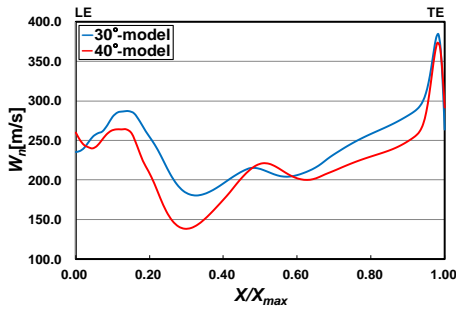


図 21 翼端間隙内の負圧側側に垂直な相対速度の流路方向分布

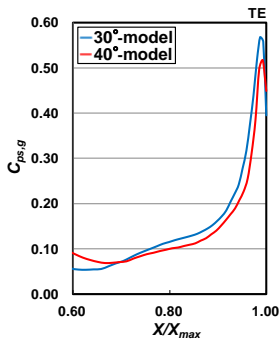


図 22 翼間 Shroud 壁面近傍静圧係数の流路方向勾配の流路方向分布

についても 30°-model と同様に羽根車出口へ向かって増加しているため(図 17), Shroud 壁面側翼端間隙部において羽根車内部へ向かう逆流が生じている(図 18). しかしながら, 流路長さの増大により 40°-model では 30°-model に比べて羽根車出口付近における  $C_{ps,g}$  のピーク値が低減されており(図 22), さらに, 羽根車出口付近の  $\Delta C_{ps}$  も 30°-model に比べて低下したため(図 10,17), 同逆流の発生に伴う羽根車出口付近における  $W_n$  の急激な上昇が抑

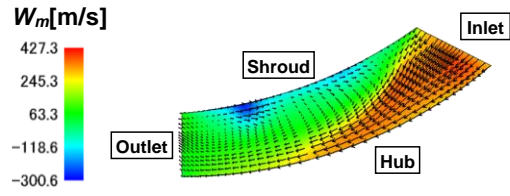


図 23 主流方向相対速度分布と相対速度ベクトル (Mid-pitch)

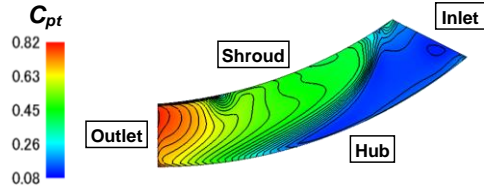


図 24 全圧損失係数分布(Mid-pitch)

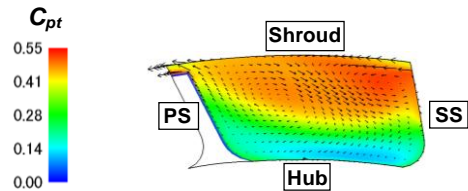


図 25 全圧損失係数分布と二次流れ速度ベクトル (Mid-chord)

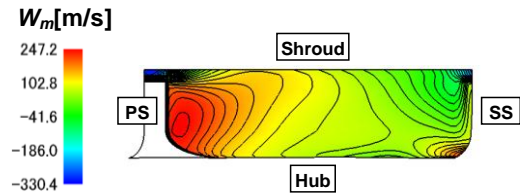


図 26 主流方向相対速度分布(Outlet)

制されている(図 21). したがって, 40°-model の羽根車出口 Shroud 壁面側翼端間隙部における逆流は 30°-model に比べて僅かに低減していると考えられる(図 11,18). 一方, 40°-model では前述の  $Q$  だけでなく  $\pi_{1-2}$  と  $\eta_{1-2}$  についても 30°-model に比べて低下している(図 20). これは, 流路下流域において 40°-model では 30°-model に比べて高損失領域が羽根車出口へ向かってより拡大していることから(図 12,19), 流路長さが 30°-model に比べて約 4.9% 増大したことで, 主に壁面摩擦損失が増加したためと考えられる.

#### 4.1.3 30°-model, 40°-model と 50°-model の比較

図 23~図 29 には 30°-model に対する図 6~図 12 と同様の形式で, 50°-model の結果を示す. 図 30~32 には図 20~22 に 50°-model の結果を追記したものを示す.

羽根車入口 Shroud 壁面側では, 流路の子午面形状が他のモデルと同形状であるため, 50°-model においてもはく離が生じ, 高損失領域が形成されている(図 23,24). また,  $Q$  については, 50°-model では他のモデルに比べて低下しているが, 30°-model から 40°-model への減少量に比べて

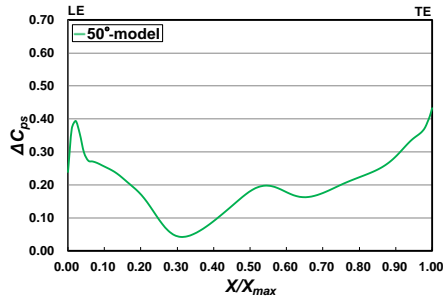


図 27 翼面圧力差の流路方向分布(Blade-Tip)

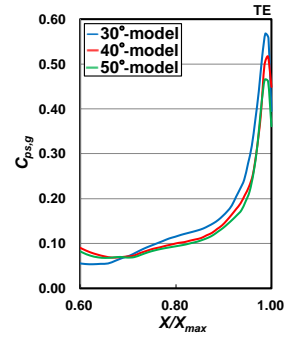


図 32 翼間 Shroud 壁面近傍静圧係数の流路方向勾配の流路方向分布

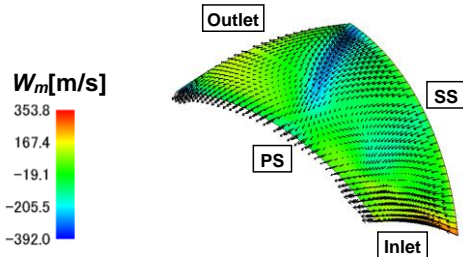


図 28 主流方向相対速度分布と相対速度ベクトル(Shroud)

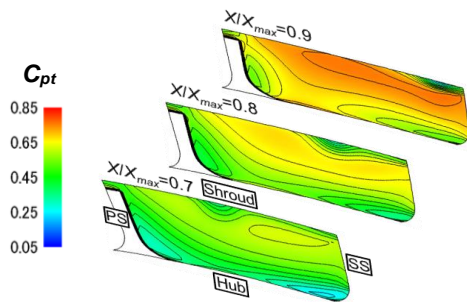


図 29 全圧損失係数分布(流路下流域)

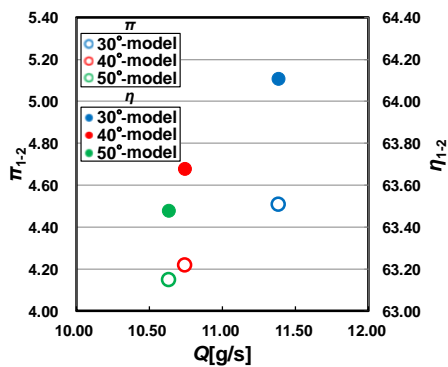


図 30 羽根車性能

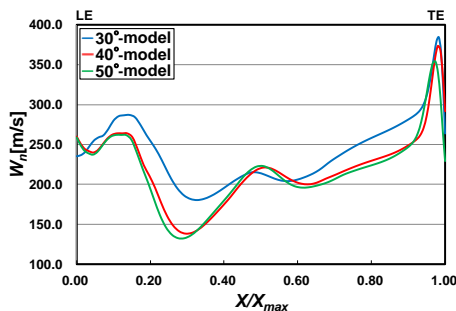


図 31 翼端間隙内の負圧側面に垂直な相対速度の流路方向分布

40°-model から 50°-model への減少量が小さくなっている (図 30). この結果, 50°-model の翼前縁付近における  $\Delta C_{ps}$  と  $W_n$  は 40°-model とほぼ同様の分布になっている (図 17,27,31). さらに, 前縁だけでなく流路前半部における 50°-model と 40°-model 間の  $\Delta C_{ps}$  と  $W_n$  の分布の差も, 40°-model と 30°-model 間の差に比べて減少している (図 17,27,31). このため, 50°-model の翼間流路の流路方向中央断面における二次流れの挙動と高損失領域の分布において 40°-model との顕著な差は確認できない (図 15,25).

羽根車出口では, 50°-model においても Jet-Wake 構造が形成され (図 26),  $\Delta C_{ps}$  についても他のモデルと同様に羽根車出口へ向かって増加しているため (図 27), Shroud 壁面側では翼端間隙部を中心に逆流が生じている (図 28). しかしながら, 流路長さが最も長い 50°-model では他のモデルに比べて羽根車出口付近での  $C_{ps,g}$  のピーク値が低減しており (図 32), さらに, 羽根車出口付近における  $\Delta C_{ps}$  も他のモデルに比べて低下している (図 27). この結果, 50°-model では同逆流の発生に伴う  $W_n$  の急激な上昇が抑制されており (図 31), 羽根車出口 Shroud 壁面側翼端間隙部における逆流は他のモデルに比べて低減していると考えられる (図 28). しかしながら, 50°-model においても流路長さの増大に伴う壁面摩擦損失の増加により流路下流域においては羽根車出口へ向かってより高損失領域が拡大しており (図 29), その結果,  $Q$  だけでなく  $\pi_{1-2}$  と  $\eta_{1-2}$  についても他のモデルに比べて低下している (図 30).

#### 4.2 ディフューザ内部の流れの挙動

図 33 に羽根車下流の平行壁羽根なしディフューザ流路における, 周方向に質量平均した全圧損失係数  $C_{pt,p}$  分布に流線を重ねた図を示す. 図の縦軸の  $Y/H_d$  は Hub を原点とし, Shroud で 1 となるディフューザ高さで無次元化したスパン方向距離であり, 横軸の  $R/R_d$  はディフューザ入口で 1, 出口で 1.8 となる羽根車出口半径で無次元化した半径方向距離である. 図 34 と図 35 にはディフューザ入口における周方向質量平均した絶対速度の周方向成分  $V_{r,p}$  と半径方向成分  $V_{r,p}$  のスパン方向分布をそれぞれ示す. 図 36 と図 37 には Hub 壁面と Shroud 壁面の近傍において周方向質量平均した静圧係数  $C_{ps}$  の半径方向の

勾配  $C_{ps,g}$  の半径方向分布をそれぞれ示す。図 38 にはディフューザ内の圧力の回復率を表す圧力回復係数  $C_{pd}$  と質量流量  $Q$  の関係を示す。 $C_{pd}$  は次式で定義した。

$$C_{pd} = (P_{s4} - P_{s3}) / (P_{t3} - P_{s3}) \quad (4)$$

ここで、 $p_{s3}$  と  $p_{s4}$  はそれぞれディフューザ入口と出口における断面質量平均静圧、 $p_{t3}$  はディフューザ入口断面質量平均全圧である。

Hub 壁面側では、30°-model のディフューザ入口から僅かに下流の半径方向位置において逆流領域(以下 RF1-H と呼ぶ)が形成されており、損失が増加していることが確認できる(図 33(a))。この逆流はディフューザ入口における周方向速度成分  $V_t$  が半径方向速度成分  $V_r$  に比べて著しく大きく(図 34,35)、さらに Hub 壁面側の  $V_t$  が Shroud 壁面側に比べて小さいため(図 34)、Hub 壁面側における遠心力による半径方向の圧力上昇量が小さく、そのために  $V_r$  を大きく減少させざるを得ないことに起因していると考えられる[5]。一方、40°-model と 50°-model でも RF1-H が発生しているが 30°-model に比べて僅かに上流側からより大きく形成されている(図 33(b),(c))。40°-model と 50°-model では 30°-model に比べて、 $Q$  が減少し(図 30)、さらに Hub 側のディフューザ入口における  $V_r$  が減少している(図 35)。したがって、これらの減少はディフューザ内の半径方向の強い逆圧力勾配に対して境界層の発達およびはく離の発生を助長するため、30°-model と同様な原因で発生した RF1-H が拡大したと考えられる(図 33(b),(c))。また、30°-model と 50°-model では、RF1-H の下流の Shroud 壁面側において逆流領域(以下 RF1-S と呼ぶ)が発生している(図 33(a),(c))。RF1-H の発生によりディフューザ流路の順流が占める有効流路断面面積の拡大率はその前半部で一時的に減少するが、その後後半部で急激に増加することになる。また、この有効流路断面面積の拡大率の RF1-H をまたぐ減少および増加の程度は、RF1-H の半径方向の広がり依存し、それが大きいほど低下する。30°-model と 50°-model では RF1-H の半径方向の広がりが 40°-model に比べて小さいため、その後半部での有効流路断面面積の拡大率が急増し、それに伴う強い逆圧力勾配の発生により RF1-S が発生したと考えられる(図 33(a),(c))。これらの現象は図 36 に示す  $C_{ps,g}$  の半径方向分布において、30°-model と 50°-model の RF1-S のはく離開始位置( $R/R_d=1.13, 1.22$ )付近において、 $C_{ps,g}$  が局所的に急激に上昇していることから裏付けられる。さらに、RF1-S の下流にも 50°-model では再度 Hub 壁面側に逆流領域(以下 RF2-H と呼ぶ)が発生している。30°-model で RF2-H が発生しなかった理由は、先の説明と同様に RF1-S の半径方向の広がりが 30°-model では大きかったためと考えられ、50°-model の RF2-H のはく離開始位置( $R/R_d=1.53$ )付近においても、Hub 壁面上の  $C_{ps,g}$  が一時的に急上昇していることが確認できる(図 37)。ま

た、ディフューザ内における圧力回復率については、羽根車出口翼角度の増加に伴い、僅かながら向上している(図 38)。これは、40°-model では 30°-model に比べてディフューザ内で形成された逆流箇所が減少しており、同逆流に起因する損失生成が低減したためと考えられ(図 33(a),(b))、50°-model では他のモデルに比べてディフューザ内で形成された逆流箇所は増加しているが、各々の逆流領域の規模は小さく、それらに起因する損失生成が低減したためと考えられる(図 33)。しかしながら、これらの因果関係についてはさらに詳しく調査する必要がある。

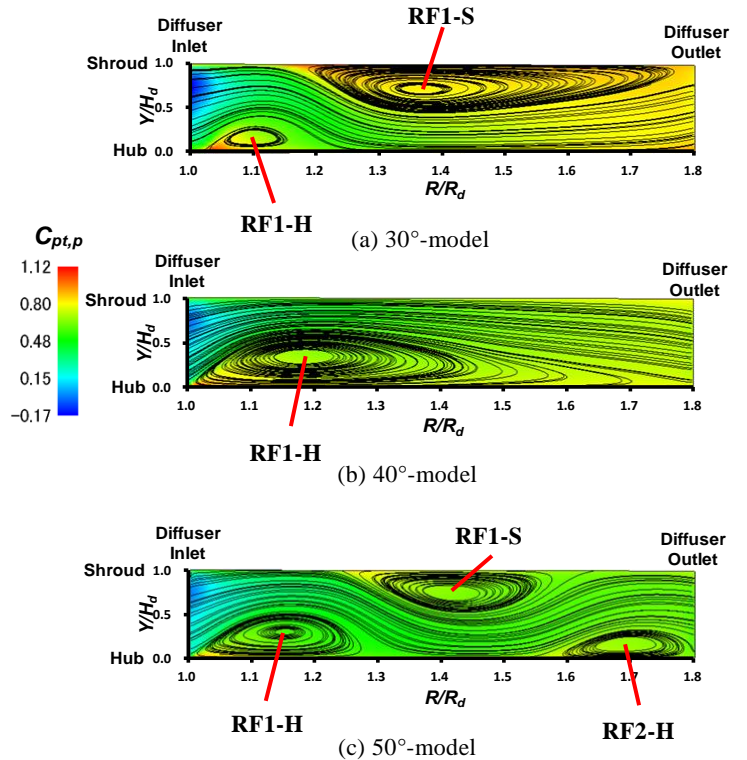


図 33 周方向質量平均全圧損失係数分布(周方向断面)

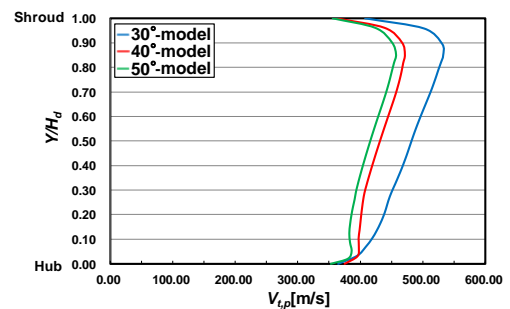


図 34 絶対速度の周方向成分のスパン方向分布

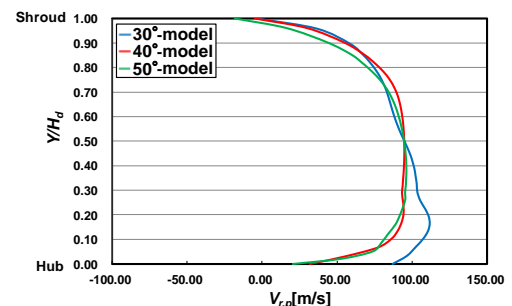


図 35 絶対速度の半径方向成分のスパン方向分布



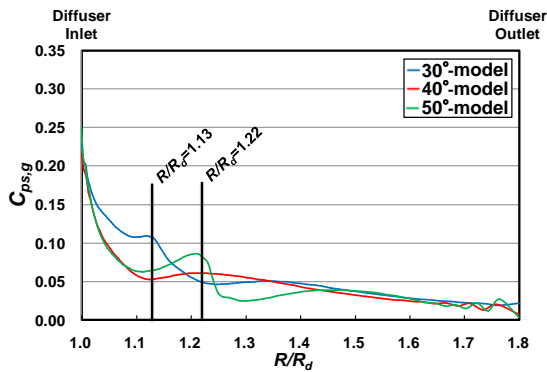


図 36 静圧係数の半径方向勾配の半径方向分布(Shroud)

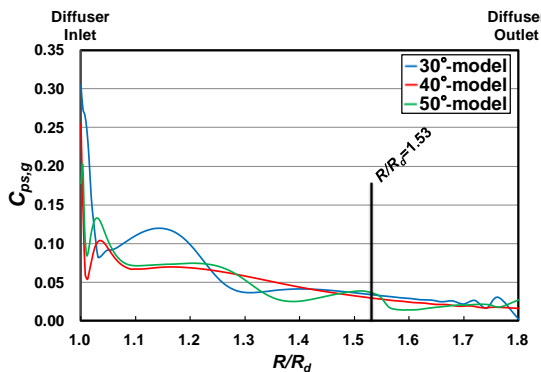


図 37 静圧係数の半径方向勾配の半径方向分布(Hub)

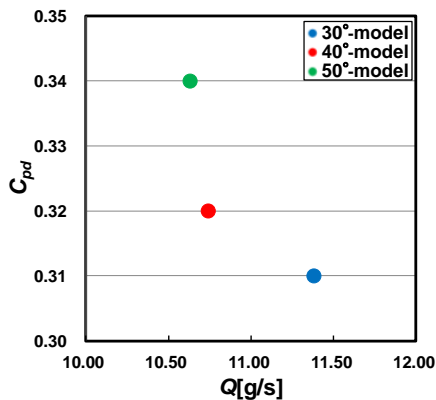


図 38 ディフューザ圧力回復率

## 5. 結論

本研究により以下の結論を得た。

1. 本数値解析により、羽根車出口翼角度が二次元翼を有する遠心羽根車とその下流のディフューザの空気力学的性能およびその内部の流れの挙動と損失生成機構に与える影響を明らかにした。
2. 本研究で設計した二次元翼の遠心羽根車内の損失生成は、子午面形状に起因する入口 Shroud 壁面側ではなく離、比較的大きな翼端間隙高さに起因する強い流れ、出口での Jet-Wake の形成および強い翼面圧力差に起因する翼端間隙付近での逆流が主な要因である。

3. 羽根車出口翼角度の増加は、流れと羽根車出口翼端間隙部における逆流を低減させるが、流路長さの増大に伴う壁面摩擦損失の増加により空気力学的性能を低下させる。しかし、この流れの低減効果は羽根車出口翼角度の増加により低下する。
4. ディフューザ内部の損失生成は、入口付近における Shroud から Hub 壁への周方向速度成分の低下に起因する Hub 壁面上の逆流領域の形成、およびその形成状態に依存して下流側で発生する両壁面上の逆流領域の形成が主な要因である。
5. 羽根車出口翼角度の増加は、ディフューザ内部の逆流領域の形成箇所およびその規模に影響を与え、ディフューザの圧力回復率を僅かに向上させる。

## 参考文献

- 1) Epstein, A. H. et al., MICRO-HEAT ENGINE, GAS TURBINE, AND ROCKET ENGINES The MIT Micro engine Project-, 28th AIAA Fluid Dynamics Conference, 1997
- 2) 水木新平他, 超小型ガスタービン用遠心圧縮機の開発, 日本機械学会, 日本機械学会誌, 39, 2007
- 3) Hirano, T. et al., Prototyping of Ultra Micro Centrifugal Compressor -Influence of Meridional Configuration-, Journal of Thermal Science, Vol.20, 312-317, 2011
- 4) 平野利幸他, 超小型ガスタービン用遠心圧縮機の要素試作と実験 -寸法効果が性能特性に及ぼす影響について-, ターボ機械, 696-702, 2007
- 5) 石田正弘他, 羽根なしディフューザ内3次元剥離の乱流数値解析: 数値解析と運動量積分法の比較, (流体工学, 流体機械) 日本機械学会論文集 B編, 70.691 (2004): 623-628