

超小型遠心圧縮機内部流れの数値解析：羽根車入口 Shroud 側子午面形状の影響

米村, 淳 / YONEMURA, Atsushi

(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)

57

(開始ページ / Start Page)

1

(終了ページ / End Page)

8

(発行年 / Year)

2016-03-24

(URL)

<https://doi.org/10.15002/00013005>

超小型遠心圧縮機内部流れの数値解析 —羽根車入口 Shroud 側子午面形状の影響—

NUMERICAL ANALYSIS OF FLOW IN ULTRA MICRO CENTRIFUGAL COMPRESSOR —INFLUENCE OF SHROUD CONFIGURATION AT IMPELLER INLET—

米村 淳

Atsushi YONEMURA

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

In order to apply an impeller with a two-dimensional blade to an ultra micro centrifugal compressor constituting an ultra micro gas turbine, it is necessary to clarify the influences of various design parameters specifying the shape of compressor on the flow behavior and the loss generation in the compressor. In this study, six types of compressors, which were same in the impeller but different in the meridional configuration of the suction pipe and the shroud casing at the impeller inlet, were designed and the flows in these compressors were analyzed numerically. The computed results clarified that the meridional configuration of the shroud surface at the impeller inlet influenced the flow behavior and the loss generation mechanism, and consequently the aerodynamic performance of the compressor.

Key Words : Centrifugal Compressor, Ultra Micro Gas Turbine, Two-dimensional Blade, Meridional Configuration, Numerical Analysis

1. 諸論

1997 年、マサチューセッツ工科大学(MIT: Massachusetts Institute of Technology)の研究グループが、ガスタービンを極限まで小型化した超小型ガスタービン(UMGT: Ultra Micro Gas Turbine)に関する研究を提唱した。UMGT は、二次電池や燃料電池と比較してエネルギー密度と出力密度が共に高くなると考えられることから、高エネルギー密度と高出力密度が要求されるモバイル機器や自走型ロボットの電力源として期待されている。

UMGT は一般的なガスタービンと同様に、主に圧縮機、燃焼器、タービンおよびベアリングにより構成されているが、小型化に伴う問題が多く、現在も世界各国の大学や企業および研究機関が各要素の研究開発を進めている状況にある。その中でも、超小型遠心圧縮機(UMCC: Ultra Micro Centrifugal Compressor)の性能向上はサイクルを成立させ、より多くの出力を抽出する上で最も重要な課題である。

UMCC においては、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を有する羽根車の採用が検討されている。しかしこの場合、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、羽根車入口 Shroud 壁面側で流れがはく離し、空気力学的性能を低下させる可能性がある。また、装置の小型化に伴う加工技術の制約により、翼端間隙高さが相対的に増大するた

め、同領域を通過する漏れ流れが損失生成に与える影響も増加すると考えられる。したがって、二次元翼を有する羽根車を UMCC に適用するためには、圧縮機の形状を規定する各種設計パラメータが、圧縮機内の内部流れの挙動や損失生成機構に与える影響を解明する必要がある。

本研究では、重要な設計パラメータの一つと考えられる羽根車入口 Shroud 側子午面形状が圧縮機内部の流れの挙動と損失生成機構および空気力学的性能に与える影響について調査するために、二次元翼羽根車の形状は同一であるが、吸込管およびケーシングの子午面形状が異なる 6 種類の UMCC の内部流れを CFD 解析により明らかにした。

2. 供試圧縮機

本研究では、二次元翼羽根車の形状は同一とし、吸込管およびケーシングの子午面形状が異なる 6 種類の圧縮機を供試圧縮機とした。本研究において固定された羽根車の形状と仕様を図 1 と表 1 にそれぞれ示す。6 種類の圧縮機(B-Shroud, M0-Shroud, M1-Shroud, M2-Shroud, M3-Shroud, M4-Shroud)の子午面形状と羽根車入口 Shroud 側子午面形状の仕様を図 2 と表 2 にそれぞれ示す。図 3 には、M1-Shroud～M4-Shroud の羽根車入口子午面形状を示す。

本供試羽根車は、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、Hub 側子午面形状を高速の設計回

転数に耐えられるよう最適化したものである(図1, 表1)[1].

本研究の基準となる圧縮機 B-Shroud においては, 吸込管直径 D_s は 10.8mm である. また, ケーシングと吸込管の接続部分における流路の子午面形状はエッジ形状となっており, 流路断面積が吸込管から羽根車入口へ向かって減少している(図 2(a), 表 2). 一方, M0-Shroud では, 流路断面積が吸込管から羽根車入口へ向かって増加するように D_s を 7.26mm に設定した(図 2(b), 表 2). また, 他の 4 つの圧縮機は, M0-Shroud における吸込管とケーシングの接続部分の子午面形状のみを円弧形状に変更したものとなっている. その円弧の両端は吸込管内壁とケーシング壁に接しており, 円弧を規定する半径 R はそれぞれ 1~4mm まで 1mm 間隔で設定した(図 2(c), 表 2, 図 3).

羽根車の下流に位置するディフューザについては, すべての圧縮機において平行壁羽根無しディフューザとし, その出口半径比は 1.8 である.

3. 数値解析法

(1) 計算方法

本解析では, 株式会社 CD-adapco 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, 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, 解析対象となるすべての物理量の残差が 10^{-4} 以下になった場合とした.

(2) 解析条件

本研究の解析対象である圧縮機の概略図を図 4 に, 本解析に用いた B-Shroud の計算格子を図 5 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管入口から半径比 1.8 の平行壁羽根無しディフューザ出口までとし(図 4), 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(図 5). 計算格子の形成には Pointwise 社の格子形成ソフト Gridgen を用いた. B-Shroud の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路方向に 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. また, M0-Shroud~M4-Shroud の総セル数は, D_s の縮小に伴って吸込管内のセル数を減少させたため 660,823 セルであるが, 翼間流路の計算格子のセル数は B-Shroud と同一とした.

(3) 境界条件

各境界面における境界条件の種類を図 6 に示す. 境界条件は, すべてのモデルにおいて入口境界を吸込管入口に配置し, そこにおいて大気圧(101,300Pa)を全圧として一様に与えた. 出口境界は, ディフューザ出口に配置し, そこにおいて UMG 1 のガスタービンサイクルが成立するのに必要と考えられる圧力比 3 を想定した静圧(303,900Pa)を一

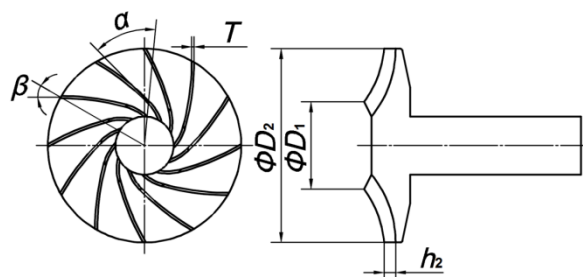


図1 供試羽根車形状

表1 供試羽根車仕様

D_1	Inlet tip diameter [mm]	10.80
D_2	Outlet diameter [mm]	24.00
h_2	Outlet blade height [mm]	1.44
h_{TC}	Tip clearance height [mm]	0.30
T	Blade thickness [mm]	0.30
z	Number of blades	12
α	Inlet blade angle [deg.]	50.00
β	Outlet blade angle [deg.]	30.00

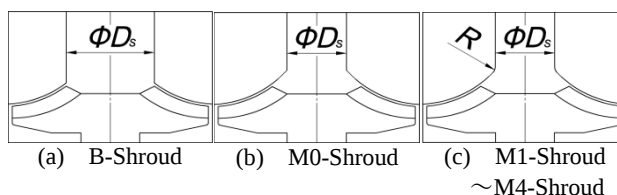


図2 供試圧縮機形状

表2 羽根車入口 Shroud 側子午面形状仕様

	B-Shroud	M0-Shroud	M1-Shroud	M2-Shroud	M3-Shroud	M4-Shroud
D_s	Suction pipe diameter [mm]	10.80		7.26		
R	Arc radius [mm]		1.00	2.00	3.00	4.00

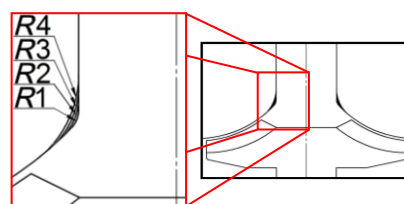


図3 M1-Shroud~M4-Shroud の羽根車入口子午面形状

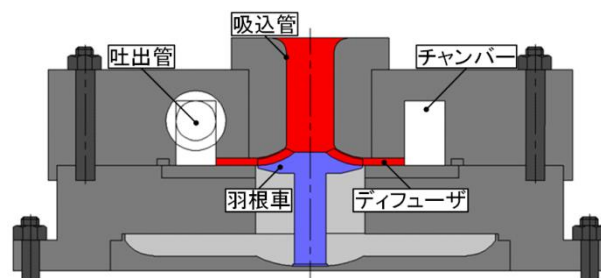


図4 圧縮機概略図(■: 解析対象)

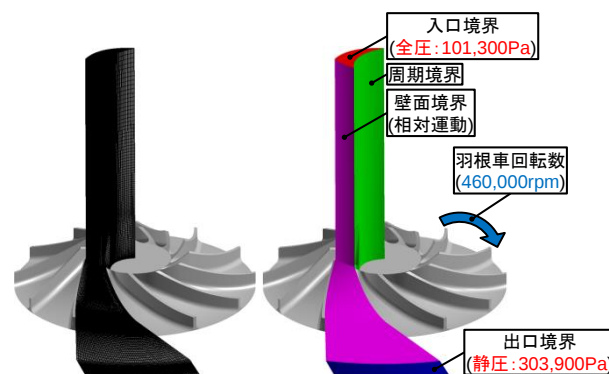
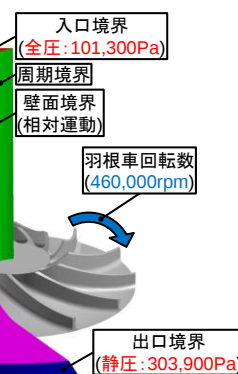


図5 計算格子(B-Shroud)

図6 境界条件



様に与えた。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、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、羽根車の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(図 6)[2]。

4. 計算結果および考察

(1) B-Shroud の内部流れの挙動

図 7 には羽根車入口付近の中央ピッチにおける子午面全圧損失係数 C_{pt} 分布に流線を重ねた図を示す。ここで、図中の白線は翼前縁の位置を示し、 C_{pt} は次式で定義した。

$$C_{pt} = (P_{ta1} - P_{tr}) / 0.5\rho U_2^2 \quad (1)$$

ここで、 P_{ta1} は羽根車入口断面質量平均全圧、 P_{tr} は任意の点における回転による圧力上昇を除いた全圧、 ρ は空気密度、 U_2 は羽根車出口周速度である。図 8 には翼先端における翼面静圧係数 C_{ps} 分布を示す。ここで、図中の実線は圧力面(PS)近傍、破線は負圧面(SS)近傍の値を示しており、横軸の X/X_{max} は翼前縁(LE)を原点とし、翼後縁(TE)で 1 となる無次元子午面距離である。 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 は任意の点における静圧である。図 9 と図 10 に翼間流路方向中央断面における全圧損失係数 C_{pt} 分布に二次流れ流線を重ねた図と羽根車出口断面における主流方向相対速度 W_m 分布をそれぞれ示す。図 11 と図 12 に翼間流路 Shroud 壁面近傍における静圧係数 C_{ps} 分布と同断面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それぞれ示す。図 13 にはディフューザ内の周方向質量平均した全圧損失係数 $C_{pt,d}$ 分布に流線を重ねた図を示す。ここで、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。 $C_{pt,d}$ は次式で定義した。

$$C_{pt,d} = (P_{ta3} - P_t) / 0.5\rho U_2^2 \quad (3)$$

ここで、 P_{ta3} はディフューザ入口断面質量平均全圧、 P_t は任意の点における全圧である。図 14 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 $V_{t,p}$ と半径方向速度 $V_{r,p}$ のスパン方向分布を示す。ここで、図中の実線が $V_{t,p}$ 、破線が $V_{r,p}$ の値である。

羽根車入口では Shroud 壁面側のエッジ部においてはく離が生じ、高損失領域を形成していることが確認できる(図 7)。これは、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

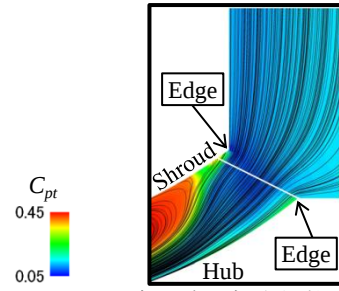


図 7 子午面全圧損失係数分布と流線
(羽根車入口付近中央ピッチ)

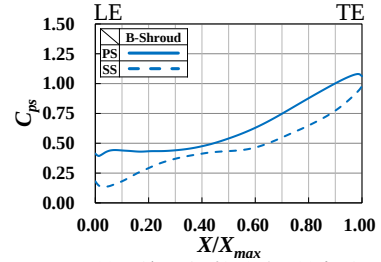


図 8 翼面静圧係数分布(翼先端)

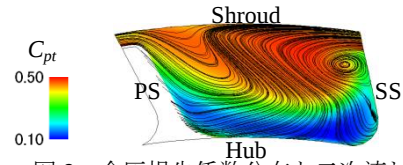


図 9 全圧損失係数分布と二次流れ流線
(翼間流路方向中央断面)

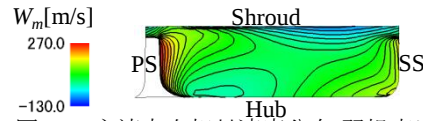


図 10 主流方向相対速度分布(羽根車出口断面)

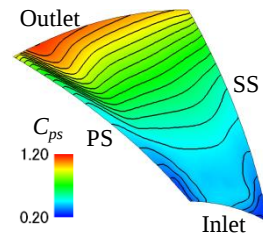


図 11 静圧係数分布
(翼間 Shroud 壁面近傍)

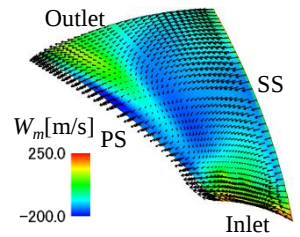


図 12 主流方向相対速度分布と
相対速度ベクトル
(翼間 Shroud 壁面近傍)

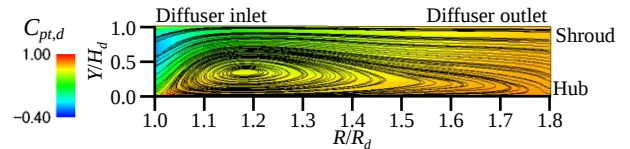


図 13 周方向質量平均した全圧損失係数分布と
流線(ディフューザ内周方向子午面)

により Shroud 壁面からはがれたためと考えられる。翼間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 h_{TC} を比較的大きく設定したため、翼先端における圧力面と負圧面の C_{ps} の差で表される翼面圧力差に起因する漏れ流れが強く生じ(図 8)、主流と干渉し漏れ渦を形成することで Shroud 壁面側に高損失領域を形成している

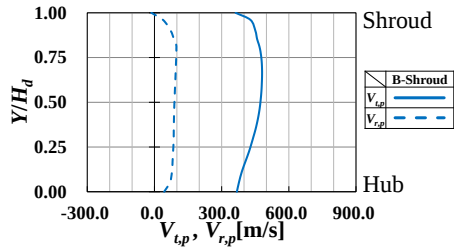


図 14 周方向質量平均した絶対速度の周方向成分と半径方向速度(ディフューザ入口)

ことが確認できる(図 9). 羽根車出口においては, 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流体の Jet が, 負圧面側に低運動エネルギー流体の Wake が形成されている(図 10). また, 翼先端における翼面圧力差が流路中央から羽根車出口付近まで増加している(図 8). その結果, 羽根車出口 Shroud 壁面側では圧力面側の流体が, 隣接する翼間流路の負圧面側に存在する低運動エネルギー領域へ比較的大きい翼端間隙を通過して流れ込み, さらに羽根車出口へ向かう圧力上昇に伴う逆圧力勾配の影響を受けることで(図 11), 主に翼端間隙部において羽根車出口から羽根車内部へ向かう大規模な逆流が生じている(図 12). また, ディフューザ内においては, Hub 壁面側のディフューザ入口から僅かに下流の半径方向位置からディフューザ出口まで逆流領域を形成していることが確認できる(図 13). この逆流領域は, ディフューザ入口における V_{tp} が同位置における V_{rp} よりも著しく大きく, V_{tp} は Shroud 壁面側よりも Hub 壁面側で減少しているため(図 14), Hub 壁面側における遠心力が小さく, V_{rp} を大きく減少させたためであると考えられる[3].

以上の結果から, B-Shroud の羽根車内における損失生成は, 羽根車入口での子午面形状に起因する Shroud 壁面側ではなく離と, 比較的大きな翼端間隙高さに起因する強い流れ, および羽根車出口での Jet-Wake 構造の形成に伴う翼間流路 Shroud 壁面側での羽根車内部へ向かう逆流であると考えられる. また, B-Shroud のディフューザ内における主な損失生成は, 入口における Shroud 壁面側と Hub 壁面側の絶対速度の周方向成分に差が生じることによる逆流領域の形成に起因すると考えられる.

(2) 吸込管直径 D_s の縮小による影響

図 15～20 には B-Shroud に対する図 7～9, 12～14 と同様の形式で M0-Shroud の結果をそれぞれ示す. 図 21 には B-Shroud と M0-Shroud の羽根車の効率 η と全圧力比 π および質量流量 Q の関係を示す. ここで, 図中の中実のシンボルが η , 中空のものが π を示す. η と π は次式で定義した.

$$\eta = \left(\frac{P_{ta2}}{P_{ta0}} \right)^{((\kappa-1)/\kappa)} / (T_{ta2}/T_{ta0} - 1) \quad (4)$$

$$\pi = P_{ta2}/P_{ta0} \quad (5)$$

ここで, P_{ta0} は吸込管入口断面質量平均全圧, P_{ta2} は羽根車出口断面質量平均全圧, T_{ta0} は吸込管入口断面質量平均

全温, T_{ta2} は羽根車出口断面質量平均全温, κ は比熱比である. 図 22 には B-Shroud と M0-Shroud の 30% スパンにおける相対マッハ数 M_r 分布を示す. ここで, 図中の白線は M_r が 1 となる位置を示している. 図 23 には B-Shroud と M0-Shroud のディフューザ圧力回復係数 C_{pd} と質量流量 Q の関係を示す. C_{pd} は次式で定義した.

$$C_{pd} = (P_{sa4} - P_{sa3}) / (P_{ta3} - P_{sa3}) \quad (6)$$

ここで, P_{sa3} はディフューザ入口断面質量平均静圧, P_{sa4} はディフューザ出口断面質量平均静圧である.

M0-Shroud の羽根車入口 Shroud 壁面側において, B-Shroud に比べてエッジ部がより上流側に移動したことで, 流路の軸方向から半径方向への急激な転向に起因するはく離, および高損失領域がより上流側から広範囲に亘って分布しており, 翼間流路内の逆流領域もより流路上流側へ移動していることが確認できる(図 7, 15). また, M0-Shroud では B-Shroud に比べて Q が低下したことにより(図 21), 翼前縁付近の翼面圧力差は減少していることが確認できる(図 8, 16). その結果, 翼間流路方向中央断面 Shroud 壁面側の流れ渦の形成に起因する高損失領域が縮小したと考えられる(図 9, 17). 一方, M0-Shroud の羽根車入口 Hub 壁面側では, B-Shroud に比べて高損失領域が拡大していることが確認できる(図 7, 15). また, 羽根車入口 Shroud 壁面側エッジ部のはく離の影響によって, M0-Shroud の 30% スパンにおいて羽根車への流入が増速しているが, 圧力面近傍で M_r が顕著に減少していることから衝撃波を形成していると考えられる(図 22). その結果, 衝撃波と壁面近傍における境界層の干渉により羽根車入口 Hub 壁面側, および翼間流路方向中央断面 Hub 壁面側において高損失領域が拡大したと考えられる(図 7, 9, 15, 17). 羽根車出口 Shroud 壁面近傍においては, M0-Shroud でも B-Shroud と同様に羽根車出口から羽根車内部へ向かう逆流が生じていることが確認できる(図 12, 18). ディフューザ内においては, B-Shroud と比べると逆流領域が拡大し, 高損失領域が増強したために C_{pd} が減少したと考えられる(図 13, 19, 23). さらに, 本研究において基準の圧縮機である B-Shroud に対して出口境界条件の圧力比を変化させた解析結果では, 圧力比の増加に伴って Q が減少することで, ディフューザ内の逆流領域が拡大し, Hub 壁面側のはく離開始位置がより上流側へ移動するという傾向が得られた. したがって, M0-Shroud においても Q が著しく減少したことで, ディフューザ内の逆流が羽根車内へ流入したと考えられる(図 19, 20). M0-Shroud では B-Shroud に比べて, 羽根車上流側における損失生成の増強と羽根車出口 Hub 壁面側からの逆流の流入により, π はほぼ同じであるが, Q と η は減少したと考えられる(図 21).

以上の結果から, M0-Shroud の羽根車内では, B-Shroud に比べて流れ渦に起因する損失は低減したが, 羽根車入口 Shroud 壁面側エッジ部ではなく離に起因する高損失領

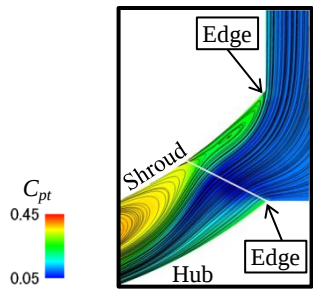


図 15 子午面全圧損失係数分布と流線
(羽根車入口付近中央ピッチ)

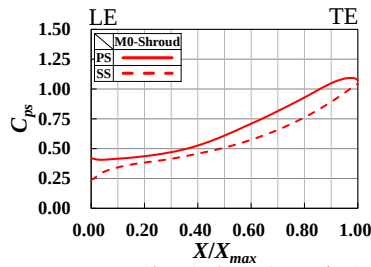


図 16 翼面静圧係数分布(翼先端)

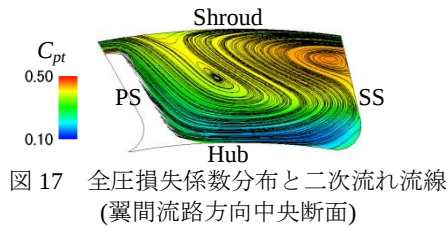


図 17 全圧損失係数分布と二次流れ流線
(翼間流路方向中央断面)

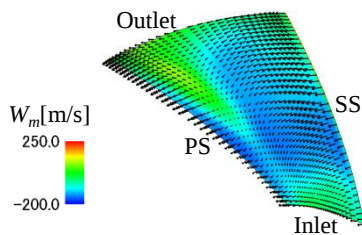


図 18 主流方向相対速度分布と相対速度ベクトル
(翼間 Shroud 壁面近傍)

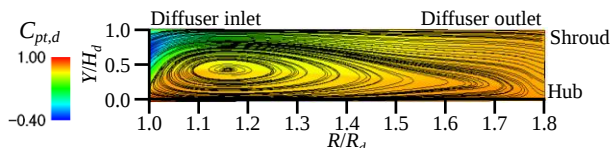


図 19 周方向質量平均した全圧損失係数分布と流線(ディフューザ内周方向子午面)

域の拡大と羽根車入口 Hub 壁面側での衝撃波の形成、および羽根車出口 Hub 壁面側でのディフューザ内の逆流の流入により、空気力学的性能が低下したと考えられる。また、M0-Shroud のディフューザ内では、B-Shroud に比べて流量の著しい減少に伴う逆流領域の拡大により、ディフューザ圧力回復係数が低下したと考えられる。

(3) 円弧形状への変更による影響

図 24～32 には B-Shroud に対する図 7～9, 12～14, 21～23 と同様の形式で M1-Shroud の結果をそれぞれ示す。ただし、図 30, 32 には B-Shroud と M0-Shroud に対する図 21, 23 と同様の形式で M0-Shroud と M1-Shroud の結果を

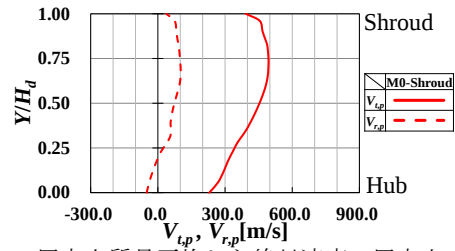


図 20 周方向質量平均した絶対速度の周方向成分と半径方向速度(ディフューザ入口)

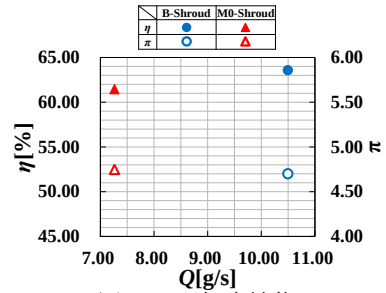


図 21 羽根車性能

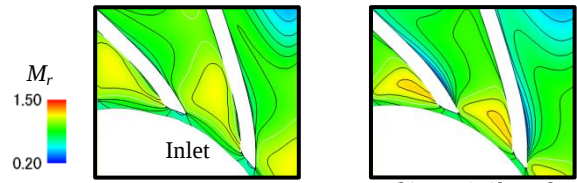


図 22 相対マッハ数分布(30%スパン)

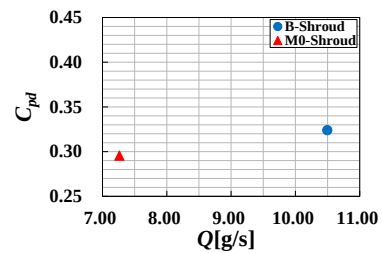


図 23 ディフューザ性能

それぞれ示す。

M1-Shroud の羽根車入口 Shroud 壁面側において、エッジ形状を円弧形状に変更したことで、M0-Shroud のエッジ部で形成されていたはく離、および高損失領域が縮小し、翼間流路内の逆流領域も流路下流側へ移動していることが確認できる(図 15, 24)。また、M1-Shroud では M0-Shroud に比べて Q が増加にしたことにより(図 30)、僅かに翼前縁付近の翼面圧力差が増加していることが確認できる(図 16, 25)。しかしながら、翼間流路方向中央断面における高損失領域、および 30%スパンにおける M_r の分布に顕著な差がないことから、羽根車上流側における損失生成は M0-Shroud と同様の傾向を示していると考えられる(図 17, 22(b), 26, 31)。M1-Shroud の羽根車出口 Shroud 壁面側においても、M0-Shroud と同様に羽根車内部へ向かう逆流が生じていることが確認できるが、M0-Shroud に比べて羽根車出口付近で増強していることが確認できる(図 18, 27)。これは、M1-Shroud の翼面圧力差が M0-Shroud に比べて $X/X_{max}=0.80$ 付近から増加していることから(図 16, 25)、翼

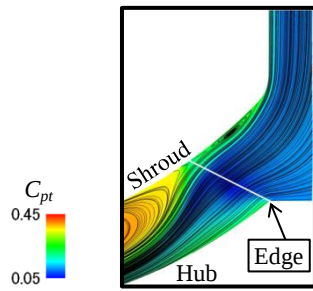


図 24 子午面全圧損失係数分布と流線
(羽根車入口付近中央ピッチ)

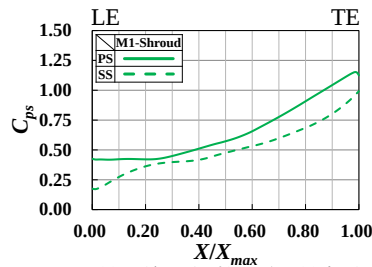


図 25 翼面静圧係数分布(翼先端)

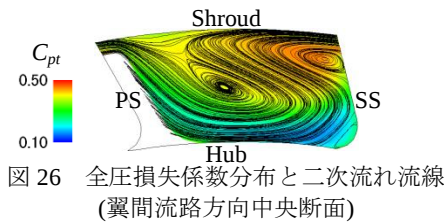


図 26 全圧損失係数分布と二次流れ流線
(翼間流路方向中央断面)

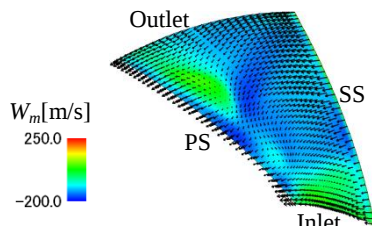


図 27 主流方向相対速度分布と相対速度ベクトル
(翼間 Shroud 壁面近傍)

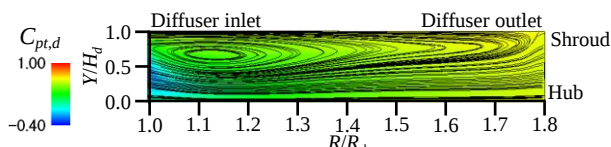


図 28 周方向質量平均した全圧損失係数分布と流線(ディフューザ内周方向子午面)

間流路下流域において流れが支配的になったためと考えられる。M1-Shroud のディフューザ内においては、M0-Shroud と比べると Q の増加に伴って逆流領域が縮小し、Hub 壁面からのはく離も抑制されたことから損失生成が低減し、 C_{pd} が増加していることが確認できる(図 19, 28, 32)。これは、羽根車出口付近における翼面圧力差の増加により、ディフューザ入口において V_{tp} が Hub 壁面側よりも Shroud 壁面側で減少したために(図 29)、ディフューザ内 Shroud 壁面側で逆流領域を形成したことにより起因すると考えられる(図 28)。したがって、羽根車入口 Shroud 壁面側におけるはく離の抑制により Q が増加したが、羽根車

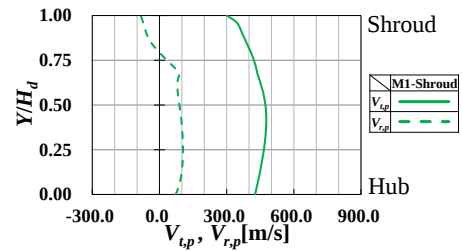


図 29 周方向質量平均した絶対速度の周方向成分と半径方向速度(ディフューザ入口)

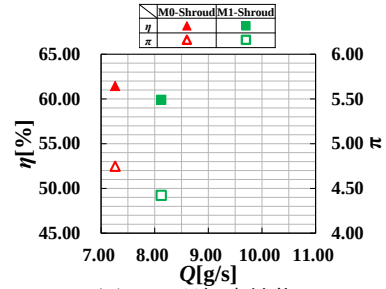


図 30 羽根車性能

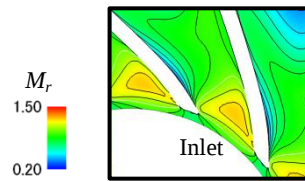


図 31 相対マッハ数分布(30%スパン)

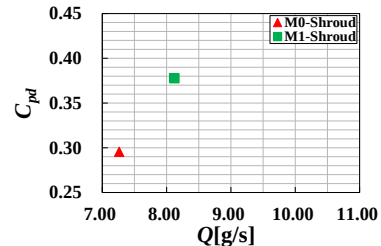


図 32 ディフューザ性能

上流側の損失生成に顕著な差が見られないことから、M0-Shroud の羽根車出口 Hub 壁面側で形成されたディフューザ内の逆流の流入よりも、M1-Shroud の羽根車出口 Shroud 壁面側の逆流の増強が η および π の減少に強く影響を与えたと考えられる(図 30)。

以上の結果から、M1-Shroud の羽根車内では、M0-Shroud に比べて羽根車入口 Shroud 壁面側のはく離領域を抑制したことで流量が増加するが、羽根車上流側の損失生成に顕著な差がないため、羽根車出口 Shroud 壁面側における翼面圧力差の増加に起因する逆流の増強により、効率が低下したと考えられる。また、M1-Shroud のディフューザ内では、M0-Shroud に比べて流量の増加に起因する逆流領域の縮小と、羽根車出口付近における翼面圧力差の増加に起因する逆流形成位置の変化が Hub 壁面からのはく離を抑制し、ディフューザ圧力回復係数を向上させたと考えられる。

(4) 円弧半径 R の変化による影響

図 33～41 には B-Shroud に対する図 7～9, 12～14, 21～23 と同様の形式で M2-Shroud と M3-Shroud の結果をそ

それぞれ示す。ただし、図 39, 41 には B-Shroud と M0-Shroud に対する図 21, 23 と同様の形式で M1-Shroud～M4-Shroud の結果をそれぞれ示す。なお、M4-Shroud については、M1-Shroud と M2-Shroud の解析結果に対して M3-Shroud と同様の傾向を示したため、ここでは、M2-Shroud と M3-Shroud の結果を主に示す。図 42 には、M2-Shroud と M3-Shroud の 70%スパンにおける相対マッハ数 M_r 分布をそれぞれ示す。ここで、図中の白線は M_r が 1 となる位置を示している。

M2-Shroud と M3-Shroud の羽根車入口 Shroud 壁面側において、M1-Shroud では僅かにはく離を生じていたが、 R の増加に伴ってはく離が抑制され、翼間流路内の逆流領域も流路下流側へ移動していることが確認できる(図 24, 33)。また、 R の増加と共に Q が増加したことにより(図 39)、 $X/X_{max}=0.10\sim0.30$ 付近の翼面圧力差は増加していることが確認できる(図 25, 34)。その結果、翼間流路方向中央断面 Shroud 壁面側の流れ渦の形成に起因する高損失領域が拡大していることが確認できる(図 26, 35)。一方、羽根車入口 Hub 壁面側では、 R の増加に伴って高損失領域が拡大していることが確認できる(図 24, 33)。これは、 Q の増加により Hub 壁面側における衝撃波の影響がより増強したためと考えられる(図 31, 40)。また、M3-Shroud においては、Hub 壁面側だけではなく 70%スパンにおいても衝撃波を形成しているため、M3-Shroud と M4-Shroud においてはチョーク近傍の運転状態になっていると考えられる(図 42)。M2-Shroud と M3-Shroud の羽根車出口 Shroud 壁面側においても、M1-Shroud と同様に羽根車出口から羽根車内部へ向かう逆流が生じているが、M2-Shroud を境に M3-Shroud ではその逆流が弱まっていることが確認できる(図 27, 36)。これは、 R の増加に伴って羽根車出口付近の翼面圧力差が減少したためと考えられる(図 25, 34)。その結果、ディフューザ入口においては、M2-Shroud では Shroud 壁面側で、M3-Shroud では Hub 壁面側で V_{tp} が減少しており(図 29, 38)、M2-Shroud では M1-Shroud と同様に Shroud 壁面側に逆流領域が形成され、M3-Shroud では Hub 壁面側からはく離した後、複数の逆流領域が Hub 壁面側と Shroud 壁面側に交互に形成されていることが確認できる(図 28, 37)。M2-Shroud は M1-Shroud と比べると、 Q が増加し、羽根車出口付近の翼面圧力差が減少したこと(図 25, 34)、ディフューザ内の逆流領域が縮小し、損失生成が低減したことで C_{pd} が増加したと考えられる(図 28, 37(a), 41)。一方、M3-Shroud では各逆流領域は縮小しているものの両壁面からはく離を形成しているために、M2-Shroud ほど C_{pd} が増加しなかったと考えられる(図 28, 37, 41)。また、M3-Shroud でディフューザ内に逆流領域が複数形成された原因は、ディフューザ入口付近で形成された逆流領域より下流側における有効流路断面積の拡大率が局所的に増加することで、強い逆圧力勾配を生じたために逆流領域を複数形成したと考えられる。したがって、 R の増加に伴って Q が増加したが(図 39)、羽根車上流側の

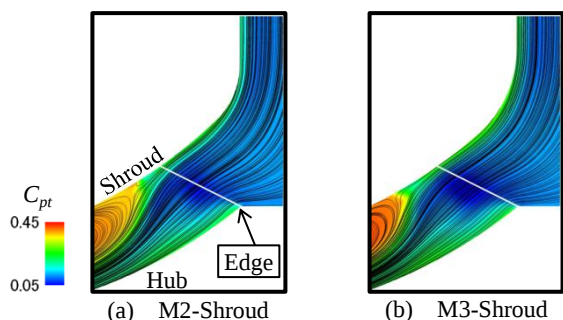


図 33 子午面全圧損失係数分布と流線
(羽根車入口付近中央ピッチ)

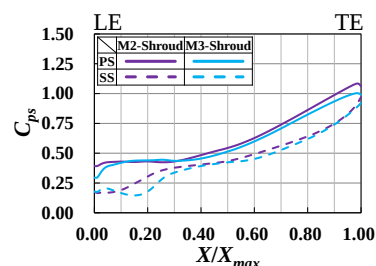


図 34 翼面静圧係数分布(翼先端)

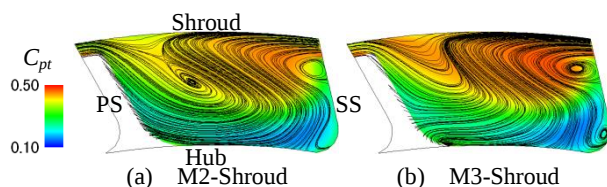


図 35 全圧損失係数分布と二次流れ流線
(翼間流路方向中央断面)

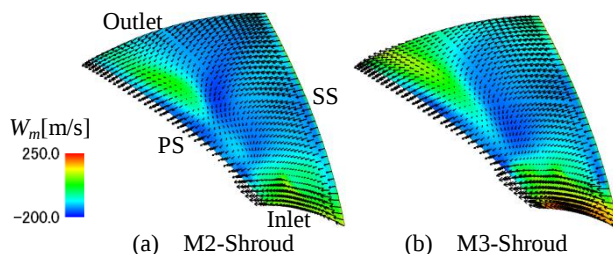


図 36 主流方向相対速度分布と相対速度ベクトル
(翼間 Shroud 壁面近傍)

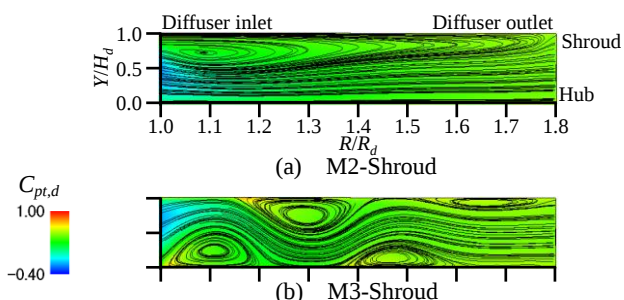


図 37 周方向質量平均した全圧損失係数分布と流線(ディフューザ内周方向子午面)

流れおよび衝撃波に起因する損失生成が増強したために、M2-Shroud～M4-Shroud では M1-Shroud に比べて η および π が減少したが、M3-Shroud と M4-Shroud では羽根車出口 Shroud 壁面側の逆流を抑制することで M2-Shroud よりも η および π の減少を抑制したと考えられる(図 39)。

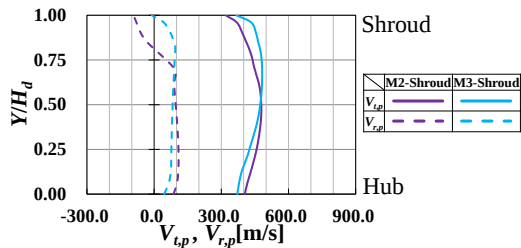


図 38 周方向質量平均した絶対速度の周方向成分と半径方向速度(ディフューザ入口)

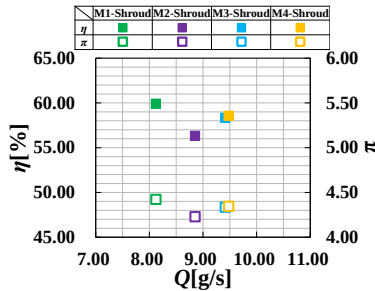


図 39 羽根車性能

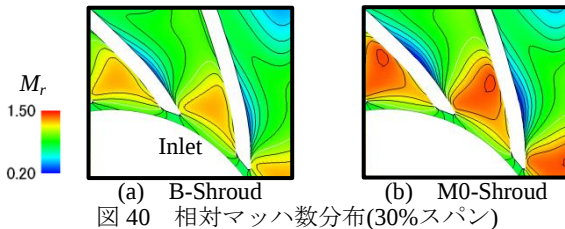


図 40 相対マッハ数分布(30%スパン)

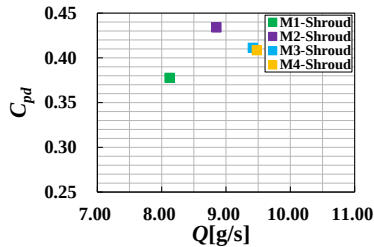


図 41 ディフューザ性能

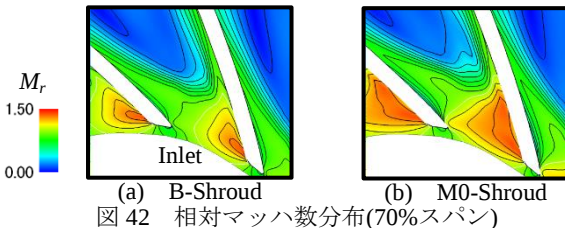


図 42 相対マッハ数分布(70%スパン)

以上の結果から、M2-Shroud～M4-Shroud の羽根車内では、円弧半径の増加に伴う流路面積の拡大により流量が増加するが、羽根車上流側の流れと衝撃波に起因する損失生成が増強するために効率が低下したと考えられる。しかしながら、チョーク近傍に達すると羽根車出口 Shroud 壁面側の逆流を抑制することで僅かに効率の低下を抑制すると考えられる。また、M2-Shroud～M4-Shroud のディフューザ内では、ディフューザ入口における Shroud 壁面側と Hub 壁面側における絶対速度の周方向成分に差が生じることに起因する逆流領域の形成、およびその下流にお

ける有効流路断面積の拡大率の変化に起因する逆流領域の形成により、損失生成に変化が生じると考えられる。

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、羽根車入口 Shroud 側子午面形状が二次元翼を有する遠心羽根車とディフューザの空気力学的性能および、その内部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、羽根車入口での子午面形状に起因する Shroud 壁面での離れと、比較的大きな翼端間隙高さに起因する強い流れ、および羽根車出口での Jet-Wake 構造の形成に伴う翼間流路 Shroud 壁面側での羽根車内部へ向かう逆流が主要因である。
3. 本研究で設計した平行壁羽根無しディフューザの損失生成は、入口絶対速度の周方向成分の両壁面間での差に起因する逆流領域の形成、およびその下流での有効流路断面積の拡大率の増加に起因する両壁面での逆流領域の形成が主要因である。
4. 吸込管直径の縮小は、吸込管内の流路面積の減少に伴って流量を減少させ、流れに起因する損失を低減するが、羽根車入口 Hub 壁面側での衝撃波の形成、およびディフューザ内の逆流の羽根車内への流入により効率を低下させる。
5. 羽根車入口 Shroud 側子午面形状の円弧形状への変更は、羽根車入口 Shroud 壁面での離れの抑制と流路面積の拡大により流量を増加させるが、羽根車上流側での流れと衝撃波による損失と羽根車出口 Shroud 壁面側での逆流領域を増加させることにより効率を低下させる。
6. 羽根車入口 Shroud 側子午面形状における円弧半径の増加は、羽根車入口での流路面積の拡大により流量を増加させるが、羽根車上流側での流れと衝撃波による損失を増加させることにより効率を低下させる。
7. 羽根車入口 Shroud 側子午面形状における円弧半径の増加によりチョーク状態に至った羽根車内では、上流側での流れと衝撃波による損失が増加するが、出口 Shroud 壁面側での逆流が抑制されるため効率が僅かに向上する。

参考文献

- 1) Hirano T. et al., "Prototyping of Ultra Micro Centrifugal Compressor -Influence of Meridional Configuration-", Journal of Thermal Science, Vol.20, No.4, p.312-317, 2011.
- 2) 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-, ターボ機械協会, 第35巻, 第11号, p.696-702, 2007.
- 3) 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-, 日本機械学会講演論文集(B編), 70巻, 691号, p.623-628, 2004.