



Title	遠心羽根車入口循環流によるインデューサ失速の抑制：第2報, 失速抑制効果の数値解析
Author(s)	孫, 自祥; 石田, 正弘; 坂口, 大作; 植木, 弘信
Citation	日本機械学会論文集. B編 66(647) p.1712-1718, 2000
Issue Date	2000-07-25
URL	<a href="http://hdl.handle.net/10069/6753">http://hdl.handle.net/10069/6753</a>
Right	

This document is downloaded at: 2017-11-21T13:36:19Z

## 遠心羽根車入口循環流によるインデューサ失速の抑制\*

### (第2報, 失速抑制効果の数値解析)

孫 自 祥<sup>\*1</sup>, 石 田 正 弘<sup>\*1</sup>  
坂 口 大 作<sup>\*1</sup>, 植 木 弘 信<sup>\*1</sup>

## Suppression of Inducer Stall Based on Inlet Recirculation in a Centrifugal Impeller

### (2nd Report, Numerical Analysis of Stall Suppression Effect)

Zixiang SUN<sup>\*2</sup>, Masahiro ISHIDA,  
Daisaku SAKAGUCHI and Hironobu UEKI

<sup>\*2</sup> Dept. of Mechanical Systems Engineering, Nagasaki University,  
1-14 Bunkyo-Machi, Nagasaki, Nagasaki, 852-8521 Japan

The ring groove arrangement was proposed to improve surge margin in a centrifugal blower. The inlet recirculation formed by the arrangement at small flow rates resulted in a significant decrease in the flow rate of the unstable flow inception at a small expense of the delivery pressure drop. The effect of inlet recirculation on the main through-flow in the impeller and the unstable flow suppression is analyzed by the 3-D turbulent flow calculation, and the calculated results are compared with the experimental ones. The critical flow incidence is about 7 degrees for the separation bubble formation at the blade-leading edge. In the tested impeller, the separation bubble on the blade suction surface extends along the blade leading edge from the blade root to a radial position of the root-mean-square radius at the stall limit flow rate. It is found that the surge suppression is mainly due to decrease in flow incidence at the blade-leading based on the inlet recirculation flow.

**Key Words:** Centrifugal Impeller, Inducer Stall, Separation Bubble, Inlet Recirculation, Numerical Analysis

### 1. まえがき

筆者ら<sup>①</sup>は、インデューサ付径向き羽根遠心送風機において、インデューサ喉部シュラウド壁面および羽根車入口上流吸込管壁面に設けられた2つの環状溝を環状連絡通路で連結し、両溝間の圧力差を利用して循環流を形成することによりインデューサ失速に基づくサージの抑制が可能であることを実験的に示した。この方法はFisher<sup>②</sup>が提案した遠心圧縮機の羽根車入口バイパスによる入口循環流形成と原理的には同じである。遠心羽根車<sup>③,④,⑤</sup>のみならず斜流羽根車<sup>⑥</sup>や軸流羽根車<sup>⑦</sup>においても、大抵の羽根車の低流量では、羽根車入口で入射角が過大となり、また過度の減速のため羽根先端側で剥離を生じて、羽根車上流へ向かう逆流が発生している。上述の入口循環流形成では、この剥離域の低エネルギー流体が吸出されることによって失速抑制がなされることが考えられている。

ところが、筆者ら<sup>⑧</sup>が用いた高比速度型径向き羽根遠心羽根車の実験結果によれば、羽根先端隙間を増大

することによってサージ初生流量が低流量側へ移行した。この場合の可視化結果によれば、羽根車出口からシュラウド壁面に沿って羽根車入口へ向かう逆流が、羽根車内の外向き流れによってせき止められる半径位置に環状の流跡いわゆる剥離環が形成され、羽根先端隙間を大きくしてもシュラウド壁面上の剥離環はインデューサ部に留まって羽根車入口より上流へは移動しなかった。すなわち、隙間の増大による失速限界の改善は、羽根先端負荷の軽減換言すれば減速率の緩和によるものと推定されるし、また、シュラウド隙間を羽根車出口側からシュラウド壁面に沿って逆流する低エネルギー流体は、羽根車入口に到達する前に途中で羽根通路内へ再流入し、羽根によりエネルギーを付加されて安定した循環流が形成されるため不安定流動を助長する要因にはなっていない。なお、Jansenら<sup>⑨</sup>が示したインデューサケーシングトリートメントによる失速抑制効果も、低エネルギー流体と高エネルギー流体間で局所的に循環流が形成されることによるものであろう。

本研究では、筆者らの一人<sup>⑩,⑪</sup>が展開した羽根車内流れの乱流数値解析法を適用することによって、2つの環状溝を介して形成される循環流に基づくインデューサ失速抑制効果を明らかにすることを試みた。低流量域で形成される循環流は喉部環状溝から上流環

\* 原稿受付 2000年1月14日。

<sup>\*1</sup> 正員, 長崎大学工学部(〒852-8521 長崎市文教町1-14).  
E-mail: hiro@net.nagasaki-u.ac.jp

状溝へ向かう流れであり、これを喉部環状溝からの吸出しと羽根車上流環状溝からの吹出しで近似することによって、羽根車に流入する流れの入射角および羽根前縁剥離に及ぼす循環流量の影響を調べ、不安定流動の初生と前縁剥離域の大きさの関係について実験と計算の両面から追究した。この場合、羽根車入口および出口の速度分布の実測結果と比較することによって数値計算の精度を確認し、また、熱線流速計を用いて羽根車入口直前の入射角の計測結果と比較することによって前縁剥離の発生状況を推定した。

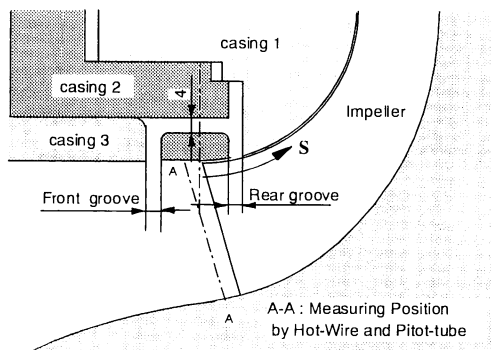


Fig.1 Sectional view of test blower

1に示すように、羽根車入口羽根前縁より5mm上流の位置(A-A)で単一熱線プローブを挿入した。吸込み管軸方向に対して熱線を+45° および-45° 傾けた2つの場合の熱線出力比から、羽根車に流入する流れの方向および平均速度を計測した。なお、実験はシュラウド隙間比  $c^*=0.033$ 、羽根車回転速度4000 rpmの一定条件で行い、高流量から低流量へ方向に絞ることによってサージ初生流量を確定した。

### 3. 数値解析の方法

羽根車内の3次元乱流粘性流れ計算のため、著者らの一人<sup>(9)</sup>が展開した解析方法を採用した。羽根車内の流れは非圧縮性で、羽根車とともに回転する座標系において定常流れと仮定し、以下に示す連続の式と運動方程式を用いた。

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial(u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p^*}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (v + v_i) \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] - 2e_{i,j,k}(\omega) \mu_k \quad (2)$$

ここで、 $u_i$ は時間平均速度、 $p^*$ および $v_i$ はそれぞれ回転座標系における換算圧力および乱流粘性係数で、次式で定義される。

$$p^* = p - \frac{1}{2} \rho r^2 \omega^2 + \frac{2}{3} \rho k \quad (3)$$

$$v_i = c_n \frac{k^2}{\epsilon} \quad (4)$$

乱流計算のため $k$ - $\epsilon$ モデルを採用し、計算に当たって

### 記号

- $b_2$  : 羽根車出口羽根高さ
- $c^*$  : 羽根車出口羽根先端隙間比 ( $=c_2/b_2$ )
- $c_2$  : 羽根車出口羽根先端軸方向隙間
- $p^*$  : 回転座標系での換算圧力; 式(3)
- $q^*$  : 無次元循環流量 ( $=q/Q$ )
- $R^*$  : 無次元半径 ( $=(r_s - r_h)/(r_s - r_h)$ )
- $R_{sp}^*$  : 剥離泡上端半径位置 ( $=(r_{sp} - r_h)/(r_s - r_h)$ )
- $R_{RMS}^*$  : 2乗平均半径 ( $=(r_{RMS} - r_h)/(r_s - r_h)$ )
- $r_2$  : 羽根車出口半径
- $S^*$  : シュラウド面に沿う子午面長さ ( $=s/s_2$ )
- $U_2$  : 羽根車周速度
- $u_i$  : 各速度成分
- $V_m$  : 子午面分速度
- $z$  : 羽根車軸方向距離
- $\Delta\beta$  : 入射角
- $\phi$  : 流量係数 ( $=Q/[2\pi r_2 b_2 U_2]$ )
- $\phi_{stall}$  : 失速限界の流量係数
- $\psi_s$  : シュラウド壁面静圧係数 ( $=2\Delta p/\rho U_2^2$ )
- $\Delta\psi_s$  : 環状溝間静圧差
- $\psi_{s2}$  : 羽根車出口の静圧係数
- $\omega$  : 羽根車回転角速度

### 2. 実験装置および実験方法

供試遠心羽根車入口部分の子午面断面を図1に示す。

羽根車は、出口半径 $r_2=105.4$ mm、羽根出口高さ $b_2=15$ mmの20枚の径向き羽根を有するインデューサ付遠心羽根車である。シュラウドケーシングおよび吸込み管を3分割構造とし、それぞれの軸方向位置の組み合わせにより、上流および下流の環状溝幅を設定した。上流および喉部の溝を連結するため、通路深さ4mmの環状通路を設け、低流量では両溝間圧力差により下流溝から上流溝へ向かう循環流が、また高流量では逆向きのバイパス流れが形成される。入射角の計測のため、図

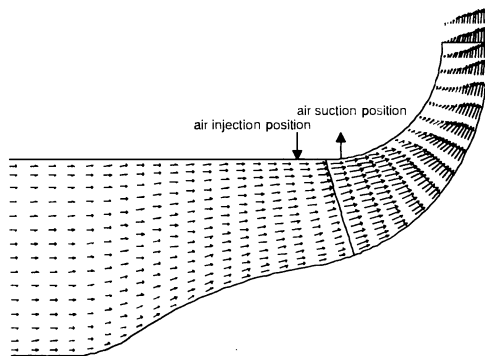


Fig.2 Meridional velocity distribution at midpitch;  
 $\phi=0.295, q^*=0$  (STD)

は、境界適合格子に対しSIMPLECアルゴリズムを採用した。なお、この計算方法の詳細は文献(10)に記載されている。回転座標系では定常流れと仮定しているので、20枚の羽根で構成される羽根車の1つの羽根通路について流路境界に沿った計算格子を形成しており、計算のための格子数は、流れ方向に147点、ピッチ方向に29点、スパン方向に33点を選定した。羽根車のシュラウド隙間は羽根車入口から出口まで一定の0.5 mmであるが、計算では壁関数を用いる都合上1 mmのすきまを仮定し、そこに1つの格子点を置いた。したがって、すきま流れの計算精度は十分でないことが予測されるが、後述の子午面内流れの計算結果と実測結果の比較から、この近似が妥当であることが示される。計算の入口境界は羽根車入口から十分遠い105 mmのところを設定し、流入する流れは一樣でかつ予旋回はないものとした。実験では、吸込み管の上流部分にハニカムを装着して流入流れの旋回を防止しているし、また、羽根車入口羽根先端部分での逆流も観測されていないから妥当な仮定である。計算の出口境界は計算機のメモリの都合上、羽根車出口から30 mm下流に設定した。出口境界の圧力場についてはノイマン条件を適用し、出口速度はすぐ上流の格子点での速度から適切に外挿しかつ連続の条件が満足されるようにした。なお、壁面上のすべての格子点において滑りなしの条件を与えている。したがって、静止したシュラウド壁面は相対座標系では羽根車回転角速度 $\omega$ で計算上回転させており、また、翼1ピッチ毎の周期的条件を与え、発達した乱流域と壁面近傍を連結するために壁法則を採用した。

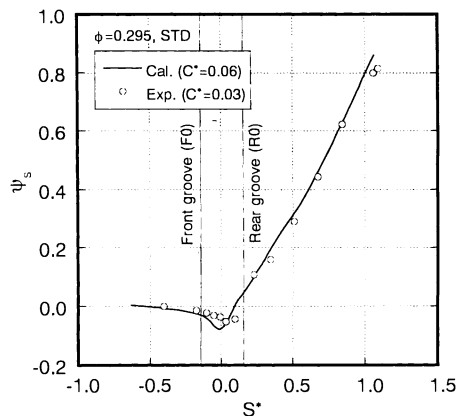


Fig.3 Pressure distribution along shroud wall;  
 $\phi=0.295, q^*=0$  (STD)

#### 4. 解析結果および考察

**4.1 計算結果と実測結果の比較** 実験結果によれば、流量係数が $\phi=0.295$ より少ない流量でサージに似た不安定流動が観測されたので、不安定流動発生直前の限界流量を $\phi_{\text{stall}}=0.295$ とし、この流量での計算結果を実測結果と比較した。なお、入口境界における一樣流れの速度は9.46m/s、流入する流れのレイノルズ数は $Re=83,248$ であった。図2は羽根間中央面における子午面分速度分布の計算結果を示す。図には、吸出しのための喉部溝位置および吹出しのための上流溝位置を矢印で示したが、この図は両溝幅がゼロの基準状態(略記号STD)の場合である。羽根間中央ではインデューサ部での逆流は発生していないし、羽根車入口の子午面分速度は羽根先端側より羽根根元側で小さい。インデューサより下流へ向かうにつれ流れがハブ側に偏り、シュラウド側で逆流が発生し始めている。

図3はシュラウド壁面静圧分布、図4および5は羽根車入口直前5 mm上流( $S^*=-0.08$ )および羽根車出口( $S^*=1.0$ )における子午面分速度のハブ・シュラウド間分布の計算結果と実測結果をそれぞれ比較している。羽根車出口での羽根先端隙間比が、実験では $c^*=0.03$ に対し計算では都合上 $c^*=0.06$ で異なるにも拘らず、いずれの計算値も実測値と極めて良い一致を示している。特に図5に示す速度分布において、破線で示す隙間ゼロの仮想計算結果とは明かに異なっており、流れに及ぼす羽根先端隙間の影響はあるが、この範囲での隙間の大きさの影響は小さい。なお、図5に示す実測の子午面分速度は、羽根車出口から5 mm下流( $S^*=1.08$ )においてピトー管を用いて計測した値から羽根車出口状態

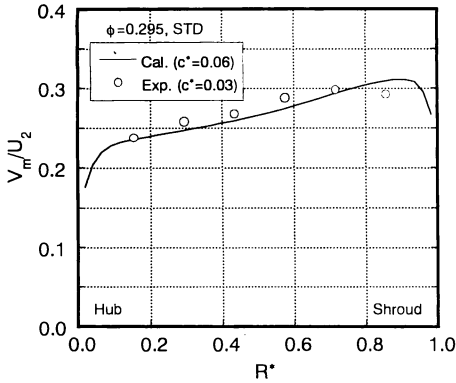


Fig.4 Comparison of hub-to-shroud velocity distribution between calculation and experiment; Impeller inlet ( $S^* = -0.08$ ),  $\phi = 0.295$ ,  $q^* = 0$  (STD)

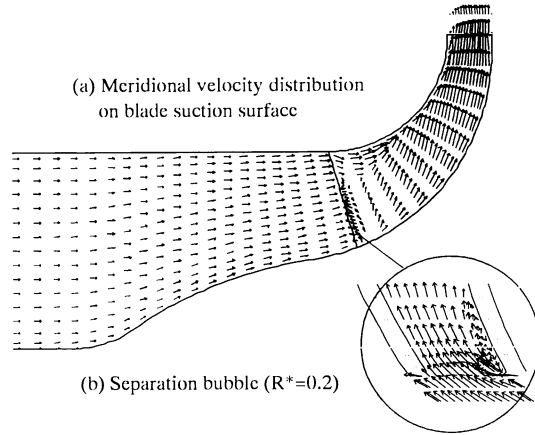


Fig.6 Separation at blade-leading;  $\phi = 0.295$ ,  $q^* = 0$  (STD)

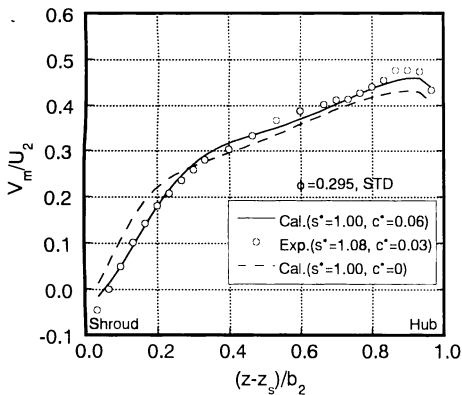


Fig.5 Comparison of hub-to-shroud velocity distribution between calculation and experiment; Impeller exit ( $S^* = 1.0$ ),  $\phi = 0.295$ ,  $q^* = 0$  (STD)

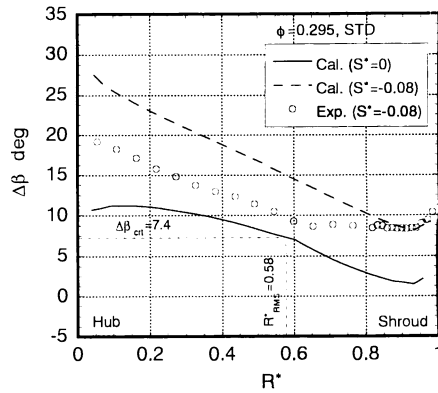


Fig.7 Hub-to-shroud distribution of flow incidence at stall limit flow rate;  $\phi = 0.295$ ,  $q^* = 0$  (STD)

( $S^* = 1.0$ )に換算した値であり、両者の速度分布は微妙な変化まで一致しており、羽根車出口直後ではシュラウド側に僅かな逆流が発生している。しかしながら、この逆流は不安定流動の原因にはなっていないことは前述のとおりである。

**4・2 前縁剥離発生の入射角** 図 6(a)は図 2の場合と同じ流れ状態の羽根負圧面側子午面分速度分布を示し、図 6(b)は羽根車入口部分で羽根根元から20%羽根高さ( $R^* = 0.2$ )での翼間速度分布の一例を示す。図に示されるように、インデューサ部の羽根根元側の羽根負圧面上には剥離泡が形成されており、この上端は $R^* = 0.6$ 付近まで及んでいる。

羽根車失速限界流量 $\phi_{\text{stall}} = 0.295$ における羽根前縁での羽根角と周方向平均相対流入角の差 $\Delta\beta$ すなわち入射角の羽根高さ方向分布を図 7に示す。図中の実線は羽根

前縁( $S^* = 0$ )における入射角の計算値、破線は前縁から5mm上流( $S^* = -0.08$ )における計算値、および○印は前縁より5mm上流において熱線プローブを用いて計測した実測値である。羽根1ピッチに対する羽根前縁厚さが羽根根元側ほど大きいため、図の破線と実線の差で示されるように、僅か5mmの間で入射角が大きく変化する。なお、熱線プローブを羽根先端側から挿入しており、挿入深さが大きくなるほど熱線と羽根前縁との距離が僅かながら近くなったため実測値と計算値の差が生じたものと推定されるが、羽根先端部分での両者の一致度は良い。前縁剥離が発生している領域では入射角 $\Delta\beta$ が $7.4^\circ$ を越えており、この値は2次元翼列<sup>(12)</sup>において定常的に前縁剥離が発生する入射角とおおよそ一致している。なお、この流量では前縁剥離が羽根根元から2乗平均半径( $R^* = 0.58$ )まで及んでおり、このよ

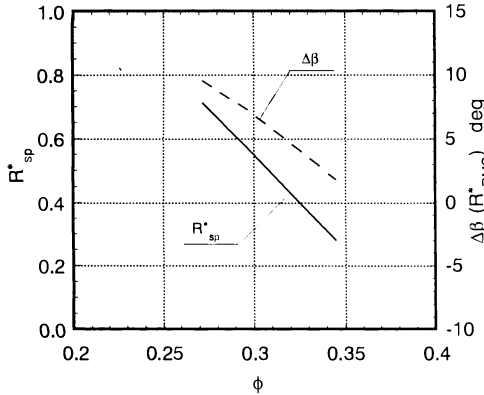


Fig.8 Change in flow incidence  $\Delta\beta$  and separation bubble height  $R^*_{sp}$  due to flow rate;  $S^*=0, q^*=0$  (STD)

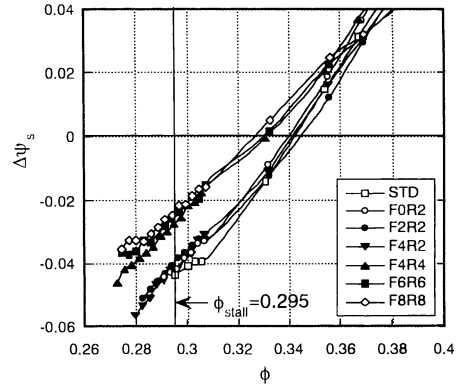


Fig.10 Experimental pressure difference between front and rear grooves

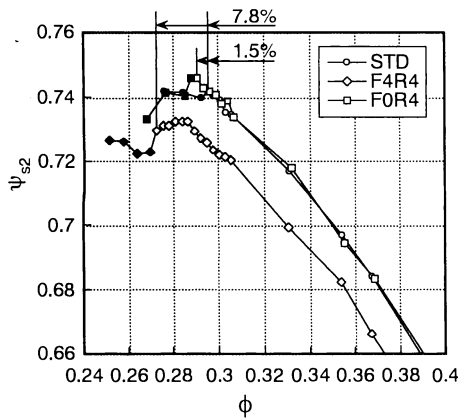


Fig.9 Change in impeller characteristics due to inlet recirculation through ring groove arrangement

うな状態になった場合には不安定流動が発生するものと推定される。図8は羽根車入口での2乗平均半径位置における入射角および前縁剥離泡の上端半径位置の吐出流量による変化を示す。吐出流量を減少するにつれ入射角が増加し、前縁剥離域上端半径位置が羽根先端側へ拡大している。供試羽根車の失速限界吐出流量は、入射角が約 $7^\circ$ を越える領域が2乗平均半径以上に及ぶ場合と言える。なお、この羽根車では羽根根元側から剥離が発生しており、普通に設計された羽根車の場合に羽根先端側から剥離するのは異なっているが、これは羽根車入口の有効流路面積を確保する目的で入口根元側の羽根を削除しており、その部分の羽根入口角が過大になっているためである。

**4.3 循環流形成による失速抑制** 実測された羽根車出口静圧特性  $\psi_{s2}-\phi$  の環状溝幅による変化を図9に示す。  $\phi$  は吐出流量係数、図中の黒印は圧力センサを

Table 1 Velocity of wall suction and air injection (m/s)

$q^*$	Wall suction velocity	Air injection velocity
0.020	0.91	0.71
0.040	1.82	1.42
0.066	3.00	2.35

用いた壁面静圧変動計測によって、大きな振幅の変動が計測された流量で、その右端がサージ初生流量を示す。また、上流および喉部両溝幅が0 mmの場合を基準状態 (STD="FOR0") とし、上流溝幅が0 mmかつ喉部溝幅が4 mmの状態を"FOR4"で表す、"FOR4"の場合循環流は形成されないが、STDの場合と比べて静圧特性を低下させることなくサージ初生流量を約1.5%だけ低流量側へ移行してきた。これは、インデューサ喉部の環状溝がいわゆるケーシングトリートメントと同様の機能を果たしたものと推定される。また"F4R4"の場合には、サージ初生流量を約7.8%低流量側へ移行できたが、羽根車出口静圧係数が流量範囲全域で約2.6%低下した。なお、上流および喉部溝幅を4 mm以上に増加しても、サージ初生流量は"F4R4"の状態よりも低流量側へ移行できず、羽根車出口静圧係数が低下するだけであった。このことは環状連絡通路深さが4 mmであるため、環状溝幅をこの値以上に増加しても循環流量が増加しないことによるものと推定された。

図10は実測のシュラウド壁面静圧分布を内挿して求めた上流溝および喉部溝における壁面静圧の差 $\Delta\psi_s$ を示す。 $\Delta\psi_s$ が正である設計流量近傍より大きい流量範囲では、喉部溝の静圧より上流溝の静圧が高く、環状

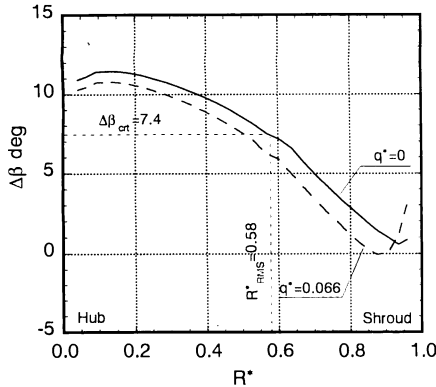


Fig.11 Change in hub-to-shroud flow incidence distribution due to recirculation flow rate;  $\phi=0.295$

通路内では上流から下流へ向うバイパス流れが形成される。流量減少とともに圧力差は正の値から負の値へ減少し、低流量域では喉部溝から上流溝へ向かう循環流が形成される。喉部溝幅が 2 mm の場合、両溝間の圧力差は大きい。喉部溝幅が 4 mm 以上の場合では、下流溝幅 2 mm の場合と比較して半分程度の圧力差しか生じていない。環状溝幅が大きい場合、羽根先端隙間が大きくなるためインデューサ部の静圧上昇が低く抑えられ、壁面静圧の差  $\Delta p_s$  が小さくなったものと考えられる。

**4.4 循環流による入射角の変化** 3次元乱流数値解析においては、前述のように循環流は喉部溝からの吸出しと上流溝からの吹出しで模擬した。ここでは実験条件を考慮して、上流および喉部の溝位置を  $S^*=0.20$  および  $0.12$  に固定し、溝幅をそれぞれ 7.5 および 5.7 mm、流れ方向格子点数でそれぞれ 5 および 7 とした。図10に示した "F2R2" および "F4R4" の場合に計測された両溝間圧力差から推定される  $\phi_{stall}=0.295$  の場合の無次元循環流量は表1に示す  $q^*=0.040$  および  $0.066$  に相当する。表1は計算に用いた羽根車吐出流量で無次元化された循環流量  $q^*$ 、等価吸出し速度および等価吹出し速度を示す。環状連絡通路内に装着された案内羽根により循環流の旋回成分は減衰するので上流溝からの吹出しには旋回成分はないものと考え、計算では吸出しおよび吹出しはいずれも壁面に垂直でかつ周方向に一様な分布を与えた。

図11は失速限界流量  $\phi_{stall}=0.295$  における入射角の羽根高さ方向分布の計算結果を  $q^*=0$  の場合と  $q^*=0.066$  の場合について示す。実線と破線を比較して分かるように、上流溝からの吹出しによって羽根高さ方向全体で

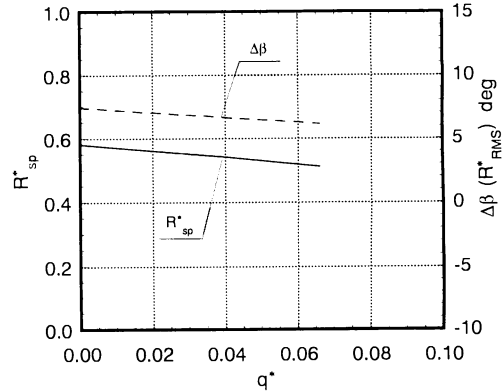


Fig.12 Decrease in flow incidence and separation bubble height due to recirculation flow;  $\phi=0.295$

入射角が減少するが、その影響は2乗平均半径より大きい羽根先端側でより顕著である。ただし、上流溝から壁面に垂直に吹出しを行うため羽根車に流入する壁面近傍の流れが環状吹出し噴流によってせき止められ、羽根先端領域では入射角が局所的に増加する。いずれの循環流量の場合も前縁剥離が生じる入射角  $\Delta\beta$  は  $7.4^\circ$  で、 $q^*=0.066$  の循環流の付加によって2乗平均半径位置の入射角が減少し、前縁剥離泡の上端が小さい半径位置に移行する。すなわち、実験においても示されたように、循環流量の増加によって不安定流動の発生が抑制されることになる。

本実験に用いた羽根車の場合、低流量における入射角が羽根元側で大きく羽根先端では小さいので、羽根車入口に近い上流溝からの垂直吹出しに基づく羽根先端部の入射角の急激な増加は前縁剥離を引き起こすまでには至っていないが、前縁剥離が羽根先端側で生じるような羽根車では羽根先端側の前縁剥離を助長することになる。なお、この羽根車の場合、2乗平均半径が不安定流動初生の前縁剥離泡限界高さと考えるのが妥当であろう。

図12は2乗平均半径位置の入射角  $\Delta\beta(R^*_{RMS})$  および前縁剥離泡先端半径位置  $R^*_{sp}$  の循環流量による変化を示す。図から分かるように、入射角  $\Delta\beta(R^*_{RMS})$  は循環流量の増加と共に直線的に減少し、剥離泡高さ  $R^*_{sp}$  が減少する。したがって、入口循環流量の増加は、入射角の変化の観点からすれば、送風機流量の増加と等価である。

図9に示した "F4R4" の実験結果によれば、失速限界流量  $\phi_{stall}=0.295$  から  $0.272$  まで約8%低減されている。もし  $\phi_{stall}=0.272$  の流量で循環流がないとすると、図8に

よれば, 2乗平均半径における入射角は $7.4^\circ$  から $9.5^\circ$  へ増加し, 剥離泡上端が限界高さ $R_{sp}^* = 0.58$ を越えて $R_{sp}^* = 0.71$ まで延びる筈である. 一方, 図10に示す両溝間圧力差の実験結果によれば,  $\phi_{stall} = 0.272$ の流量では, 循環流量として $q^* = 0.093$ が推定される. この循環流量を付加すれば図12と同様の計算によって入射角 $\Delta\beta(R_{RMS}^*)$ が $2.0^\circ$  だけ減少し, 2乗平均半径位置での入射角を失速限界入射角以下に抑えている.

本研究の場合のように, 羽根根元側前縁剥離が原因で不安定流動が発生する場合, 環状溝に基づくサージ抑制策は, 主として入口循環流形成による入射角の低減効果によるものであり, 入口循環流によって羽根車入口負圧面に形成される剥離泡が小さくなることに基づいている.

## 5. むすび

インデューサ付径向き羽根遠心羽根車の失速限界を向上させるために提案された入口循環流形成の効果を3次元乱流数値解析と実験の両面から追究した結果, 以下のことが明かになった.

- (1) 羽根前縁剥離の限界入射角はおおよそ $7.4^\circ$  であり, 入射角がこの値以上に大きくなると羽根負圧面に剥離泡が発生する.
- (2) 供試羽根車の場合, 前縁剥離は羽根根元側にあつて羽根先端側にはないから, 循環流形成による失速改善は, いわゆる低エネルギー流体の喉部吸出しによる喉部剥離抑制効果よりは, 主として入射角の減少による前

縁剥離の抑制によって得られている.

- (3) 羽根根元側に存在する前縁剥離泡の限界高さは2乗平均半径位置であり, 剥離泡がこれ以上に増大すると不安定流動が発生する.

終りに, 本研究に対し, 文部省科学研究費ならびに原田記念財団の助成があったこと, また, 実験データ取得に当り当時長崎大学大学院学生であった井上瑞基君の尽力があったことを記して謝意を表す.

## 文 献

- (1) 植木弘信・ほか3名, 機論, (投稿中, 第1報)
- (2) Fisher, F.B., SAE Paper No. 880794 (1988)
- (3) Mizuki, S., Oosawa, Y., Trans. ASME, Journal of Turbomachinery, Vol.114-2 (1992), 312-320
- (4) 原田英臣, ターボ機械, 24-10 (1996), 600-608
- (5) Botros, K. K. and Henderson, J. F., Trans. ASME Journal of Turbomachinery, 116-1 (1994), 240-249
- (6) 金子賢二・瀬戸口俊明, ターボ機械, 22-5 (1994), 286-289
- (7) Goto, A. and Okamoto, H., Proc. of JSME Intl. Conference on Fluids Engineering, Vol.II (1997), 1115-1120
- (8) 石田正弘・坂口大作, 可視化情報学会誌, 17-64 (1997), 46-50
- (9) Jansen, W., Carter, A. E. and Swarden, M. C., AGARD Cp 282, Paper 19 (1980)
- (10) Sun, Z., ・ほか2名, Proc. of JSME Intl. Conference on Fluids Engineering, Vol.II (1997), 651-656
- (11) Sun, Z., ・ほか2名, Proc. of 1997 ASME Fluids Engrg. Summer Meeting, FEDSM97-3385 (1997), 1-5
- (12) 西澤敏雄・高田浩之, 機論, 65-635, B(1999), 2293-2300