軸流羽根車の旋回失速の全周シミュレーション*

三宅 裕^{*1}, 永田 智之^{*2}

Full Simulation of a Flow in a Single Stage Axial-Rotor in Rotating Stall

Yutaka MIYAKE^{*3} and Tomoyuki NAGATA^{*3} Osaka University, Department of Mechanical Engineering, 2-1, Yamada-oka, Suita, 565-0871 Japan

A full three-dimensional numerical simulation of a flow in a rotating axial rotor was conducted for a flow rate of slightly smaller than stall onset. It is intended in this simulation to confirm that the novel mechanism of stall accompanying intermittent tube-like vortices found in the authors' previous simulation of a flow in a single inter-blade passage of a special rotor occurs also in a practical rotor. It turned out that the early stage of stall of a rotor is characterized by tube-like vortices and tube-like high pressure blobs of similar configuration flowing downstream with tube-like vortices. This finding suggests that widely accepted concept of stall onset that blockage of an inter-blade flow passage by two-dimensional separation due to high angle of attack is the key mechanism should be re-examined. The stall propagates to the inter-blade passage behind. Strength of stall at the rotor tip is not uniform circumferentially and this non-uniformity is found to rotate in the same direction as fully developed stall cell observed experimentally with almost same speed as the experiment relative to a rotor. The process in this simulation is expected to explain the formation of stall cell.

Key Words: Axial Rotor, Rotating Stall, Full-3D Simulation, Vortex Shedding

1. 緒 言

軸流送風機羽根車の旋回失速現象は古くから知られた問題で、その機構は二次元流れモデル⁽¹⁾によって説明されてきた。この流れモデルは失速セルの伝播を矛盾なく説明することができるため幅広く支持されてきた。しかし、旋回失速が始まる翼先端付近の流れが強い三次元性をもつことが実験でも確かめられつつあり⁽²⁾⁽³⁾、送風機動翼などの一般的な回転羽根車では二次元流れモデルによる機構の説明の再検討が必要になってきた。

圧縮機後段のボス比の大きな円形翼列の旋回失速の初生については二つのパターンがあることがわかってきている⁽⁴⁾。一つは翼列全周を一波長とするような大波長のじょう乱が極大ヘッド付近で失速を引き起こすもので他の一つはある翼の翼端近傍からケーシング付近の渦糸の上流側への漏れだしを契機に失速し、急速に失速域を広げるものである。後者については失速域が拡大する段階までがシミュレーションによって再現

されている⁽⁵⁾。これらはボス比の大きい羽根車の場合で全スパン失速に至る場合である。本報で取り上げるボス比の小さい低圧ファンでは部分スパン失速が一般的であるが、その場合の失速初生とセル形成の機構は大ボス比羽根車と同じではない。

電子計算機と数値シミュレーション技術の発達により、実験では把握できない複雑な流れを、少なくとも定性的には正しく解析することができるようになり、それに基づいた実験的検証と併せて効果的に流れの理解を進めることができるようになった。安定な作動状態の流れ解析は優れた報告があるが⁽⁶⁾、旋回失速の初期に生じる特異な流れに注目した報告は、著者らの知る限り上記のほかには見あたらない。著者らは上述の問題に対して先に非定常完全三次元シミュレーションを試みた⁽⁷⁾。計算機容量の制約からすべての羽根間流路の流れが同じとして失速する動翼の流れを解析したものであるが、旋回失速が羽根先端から初生することを考慮して、羽根先端部が失速しやすい条件のモデル羽根車で計算を行い、失速渦は定常的な安定した渦領域からなるのではなく間欠的な管状渦の周期的な流下が基本構造であることを見いだした。

このような三次元性が羽根間流路ごとの周期性を仮定しない場合にどのように変化するかが確かめられな

* 原稿受付 1998年9月21日。

^{*1} 正員、大阪大学工学研究科 (〒565-0871 吹田市山田丘2-1)。^{*2} 大阪大学大学院。

E-mail: miyake@mech.eng.osaka-u.ac.jp

ければならない。間欠的な管状渦は比較的周期性が強く、羽根に対する起振力や羽根車全体にはたらく径向き力とそれに伴う振動に新しい視点を与えることになる。本報では軸流送風機の単段羽根車の全周流路を同時に解く大規模三次元非定常流シミュレーションの結果を述べる。羽根車は著者らが過去に旋回失速の実験のために設計、使用したもので、自由渦形設計になっている⁽⁸⁾。

2. 羽根車と流れの基礎方程式

シミュレーションの対象とした単段軸流動翼の諸元を表1に示す⁽⁸⁾。その揚程特性は図1(■印)のようになる。羽根はNACA 65系翼で、設計流量係数 $\phi = \bar{u}/r_t\omega$ (ただし $\bar{u}$: 平均軸流速度, r_t : 翼先端半径, ω : 羽根車回転角速度)は0.278である。フローパターンを自由渦形とし、一様軸方向流れに対して翼列チャート⁽⁹⁾を用いて羽根取付角を定め、前縁より1/4弦長位置で揃えて積み上げた。以下、無次元化にはボス半径 r_b , 平均軸流速度 $\bar{u}$ を代表長さ、速度として用いる。

流れの計算では境界適合座標 ξ_i を用いる。回転翼列は環状流路中の翼列であるから $\xi_3(=\zeta)$ を半径方向, ξ_1 - $\xi_2(\xi$ - $\eta)$ 面を円筒面とし, ξ 軸を流れ方向にとる。それぞれの ξ - η 面でH形のだ円形適合座標系を

Table 1 Dimension of blade cascade

Airfoil	NACA65(12)10
Chord Length l_c	100 mm
Number of Blades N	12
Aspect Ratio	1.2
Boss Radius r_b	125 mm
Casing Radius r_c	250 mm
Tip Clearance δ_c	5 mm

Fig. 1 Performance curve of the rotor.
○: experiment, ■: present simulation

作りこれらを半径方向に積み上げて三次元格子を作った。ほかに直角座標系 (x, y, z) を補助的に用いた。直角座標系と曲線座標系の相対位置は図2(a)のようになる。また、曲線座標系のうち、円筒面上の ξ - η 面を展開したときの格子の例を図2(b) ($r/r_b=1.934$, $\zeta=12$)に示す。

基礎式は次式で与えられる。

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{1}{J} \frac{\partial J U_k u_i}{\partial \xi_k} - \frac{\partial \xi_k}{\partial x_i} \frac{\partial p}{\partial \xi_k} + \frac{2}{Re} \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi_k} \left(J \frac{\partial \xi_k}{\partial x_j} S_{ij} \right) + f_i \dots \dots \dots (1)$$

$$f_1=0, f_2=y\omega^2+2 u_3\omega, f_3=z\omega^2-2 u_2\omega \dots (2)$$

$$\frac{1}{J} \frac{\partial J U_i}{\partial \xi_i} = 0 \dots \dots \dots (3)$$

ただし, $J=|\partial x_i/\partial \xi_j|$ はJacobian, $Re=\bar{u}r_b/\nu$ (ν : 動粘性係数)はレイノルズ数, U_i は反変速度成分, u_i は

Fig. 2 Grid system (a): meshes in two inter-blade passages and relative position of auxiliary rectangular co-ordinate (x, y, z) , (b): an example of grid system of ξ - η at $\zeta=12$ developed in a plane

直角座標系の i 方向速度成分, $S_{ij}=(\partial u_i/\partial x_j + \partial u_j/\partial x_i)/2$ である。

前報⁽⁷⁾と同様, 乱流モデルは用いない。高い定量的な精度のために必要な計算機負荷を避け, 失速流れの特徴を確認することを本シミュレーションの目的とするためである。

念のためおもな計算条件を再掲する。空間微係数は, 対流項が QUICKER 法, その他の項は二次精度の中心差分を用い, 対流項に含まれる数値粘性のみで発散を抑えている。また, 時間進行には二次精度の Adams-Bashforth 法を基礎とする Fractional Step 法を用いている。さらに, 固体面では近似が粗いが滑りなし条件を用いている。

3. 計算条件

格子点数は一流路につき軸方向, 半径(スパン)方向, 周(翼列軸)方向にそれぞれ $61 \times 21 \times 21$ で, 羽根先端すきまには格子点を 4 点配置した。圧力場の計算のためのポアソン式の解には 12 個の全流路分の格子点で計算した。計算法は前報⁽⁷⁾⁽¹⁰⁾と同じである。

Fig. 3 Mean flow averaged both in time and in peripheral direction in meridional plane. (a): axial velocity, (b): pressure, (c): streamlines

本数値シミュレーションで得られる揚程特性は図1の○で示されるようになるが, 実験のそれと定性的に一致するものの流量係数, 揚程係数 [$\phi=H/(r_t^2\omega^2/g)$, ただし, g : 重力の加速度] はともに実験より大きく計算される。しかし, 健全流量域より小流量では実験と同様に右上がり特性が現れる。格子点数が少ないこと, 乱流モデルを用いていないことのために定量的には食違いが現れるが, 以下に述べる管状渦の強さの程度などにもこの程度の誤差が予想される。しかし, 現象は本質的に非粘性的で, 定性的には正しくシミュレートされるものと期待される。

以下に旋回失速開始点よりやや小流量の $\phi=0.225$ での流れについて述べる。

4. 計算結果と考察

無次元時間 $T(=t\bar{u}/r_b)=20 \sim 30$ の間の流れは十分発達した流れになるがこの間の時間平均流れは図3の

Fig. 4 Velocity vector plots in a plane (a): closest to suction surface ($\eta=1$), (b): mid space ($\eta=10$), (c): closest to pressure surface ($\eta=20$)

ようになる。図3は時間平均流れをさらに周方向に平均したもので、(a)軸流速度、(b)静圧 p の等値線分布、(c)子後断面内平均流線を示す。羽根先端部は失速し、逆流域は羽根車上流まで広がる。静止翼列がないので羽根車下流側の周速成分が除去されず、ケーシング側は高压で流量が減ずる。しかし羽根の失速は比較的羽根先端部に限定され、ボス側の大部分で健全である。

図4は羽根間流路の三つの子午断面での時間平均流れで(a)、(c)はそれぞれ羽根負圧面、圧力面に最も近い等 η 面、(b)は羽根間流路中央の等 η 面である。図4は軸対称子午面(x - z 面)に投影したもので、羽根がねじれているので図4では軸方向長さが異なることになる。負圧面側では後縁付近で強い径向き流れが生じ、圧力面側にも弱い同様の流れが生じる。また、羽根先端前縁には渦流れが観察される。一方羽根間流路中央部では、羽根先端すきままでの弱い逆流があるが時間平均流れは静穏である。

図5は羽根先端部に近い $r/r_b=1.934$ ($\zeta=12$)の円筒面上での(a)径方向速度と(b)圧力の等値線で、いずれも無次元量である。翼近傍では圧力面、負圧面側ともにケーシングに向かう流れが生じるがこれらは圧力面側が弱いことも含めて図4に符合する。図4の羽根先端前縁部の渦流れがはく離流れに対応していることがわかる。また、羽根中央部には隣接する吹上げと吹下ろしの領域があり、強い漏れ流れが渦を形成していることがわかる。この漏れ渦には図5(b)の負圧の谷が対応している。羽根前縁上流には大きな静圧の領域が広がり、図3の羽根先端部の逆流が流入流れと衝突

Fig. 5 Time mean flow in a cylindrical plane near tip, $r/r_b=1.934$ ($\zeta=12$). (a): Pressure contours, (b): Radial Velocity contours. (solid lines: positive, dotted lines: negative, increment $\Delta p=0.2$, $\Delta v_r=0.2$)

突して作られる高压部が羽根付近にあり、一様には逆流しないことが示唆される。

時間平均流れは上述のように羽根近傍を除いて健全である。

翼の負荷の時間変動を見るために、ある一つの翼の両面の圧力差 p_l-p_u (添字 u, l は翼負圧, 圧力面)の弦方向の積分値 $L=\int(p_l-p_u)dl/\rho\bar{u}^2l_c$ のスペン方向分布の時間変動を求めた。図6はその一例で点線は $\Delta T=0.1$ ごとの瞬時分布、実線は時間平均分布である。翼先端に近いほど変動は大きく、先端側の2/3程度が先端部の強い変動の影響を受ける。これらの定性的な羽根車の挙動は先の単独流路の場合⁽⁷⁾と一致する。

このような変動に対応する翼間流路の流れの変動は図7のようになる。図7は流れの、12個の翼間流路の対応する点ごとの平均値の長時間平均からのずれを示すもので、圧力の変動を示している。淡い部分は低压部($p/\rho\bar{u}^2 \leq -0.75$)でほぼ渦管に対応する。また、濃い部分は高压部($p/\rho\bar{u}^2 \geq 0.75$)である。図7は $T=27.075 \sim 27.300$ の間の $\Delta T=0.075$ ごとの瞬時流れで(a)~(d)は鳥かん図、(a')~(d')は対応する時刻の側面図(中央部の翼のケーシングから軸心に向けて見た図)である。回転する翼を静止させて観察しているのでこれらの高、低压部は時間とともに後方背側(上方)の流路へ移動する。高、低压部はいずれも翼先端部のみにあり、形状を変えながらケーシングにほぼ密着して下流に向かって流下する。 l を付した低压部は $T=27.075$ では下方の翼の負圧面から立ち上がってほぼ翼間流路の全幅の長さで成長しているが、 $T=27.150$ では隣接の後方翼の前縁を回り込むように伸びる。 $T=27.225$ では移動した中央部翼間流路で再び成長を始め、流下しながら漏れ流れの渦と合体して $T=27.300$ では大きく成長する。このような、先端部で円筒面にほぼ平行な軸をもつ管状渦は先に単独流路で観

Fig. 6 Fluctuation of spanwise distribution of blade force L at every $\Delta T=0.1$

Fig. 7 Time evolution of tube-like vortex (l) and high-pressure blobs (h, h_l).
(a)~(d): perspective view (a')~(d'): radial view

察した渦⁽⁷⁾⁽¹⁰⁾と同じで、全周羽根車でも同じ現象が起きることが確かめられた。先の報告⁽⁷⁾では翼間流路ごとの周期性を仮定したので管状渦の伝ばは生じ得なかったが、この計算で伝ばも確かめられた。このような翼前縁を回り込む失速の伝ばは Poensgen ら⁽³⁾の実験による観察から推定される。管状渦は図6では伝ばするものを示しているが、新たに発生するものもあり、

それらは前報⁽⁷⁾で示したように、翼前縁のはく離によるものが多いことも確かめられた。

本シミュレーションでの新しい知見は管状渦に付随して同じ程度に重要な管状高圧塊が生じることである。図7で h を付した部分は管状渦とほぼ同じ形状で同様に成長、流下する。ただし、高圧塊は翼先端を回り込む場合もあるが、先端すきまを直接すり抜けて

Fig. 8 Instantaneous flow near blade tip at mid space plane ($\eta=10$). (a): fluctuating pressure contours, (b): fluctuating velocity vector plots, at $T=27.225$

隣接翼間流路に移動する場合もあり、管状渦より多様である。典型的な場合は管状渦と交互に並んで同期して流下する場合である。この高圧塊の発生原因は流れの局所的な衝突である。図8はその一例で図7(c)の時刻の高圧部 h に対応する図で、翼間流路のほぼ中央に相当する $\eta=10$ の面内での翼先端部分 ($r/r_b=1.2 \sim 2.0$) の(a)等圧線と(b)変動速度ベクトル図である。高圧部は図7(c)の h の断面で、低圧部は図7(c)の l で示される翼前縁側の渦の断面である。管状渦により壁に向かう強い流れが誘起され、これが下流からの逆流を遮るために高圧塊が生じる。翼先端部は失速しているのでつねに逆流が生じているが、このように管状渦が流れを遮って高圧部が生じる。したがって、管状渦に伴って高圧塊が発生するのは自然な構造である。

以上のように失速の伝ばは二次元流れモデルからは大きく異なっている。失速は下流に向かって上昇する圧力に対して流入する流れの運動量流束の不足をきたすが、このとき流れは一様で定常的な逆流域をつくることができず、間欠的な逆流と順流の組合せになるものと解釈できる。

このような強い流れの変動が失速の伝ば、すなわち間欠的な管状渦の移動であるので翼が受ける力も近接する翼同士のその位相が相関をもつであろう。図9は近接する2枚の翼が受ける力の時間的変動と相関を示すもので、図9(a)はある翼(番号1)とそのすぐ背側に隣接する翼(番号2)とさらにその背側に隣接する

Fig. 9 Fluctuating blade force (L_n) at the blade section of $r/r_b=1.934$ and its inter-blade correlation factors (a): time evolution of L_n , (b): inter-blade correlation factors $\gamma_n(\Delta T)$ between neighbouring blades ($n=1, 2$) and second neighbouring blades ($n=1, 3$)

Fig. 10 Pressure fluctuation along a circle of radius $r/r_b=1.99$ at mid-chord of a blade, N : blade number. (a): time evolution of pressure fluctuation $p' - p - \bar{p}$, (b): doubly filtered pressure fluctuation $\tilde{p}'$

翼(番号3)の、図6に示した翼力 L の $r/r_b=1.1934$, ($\xi=12$) の断面での値 L_n の時間的変動を示す。管状渦の生成流下に伴う周期性の高い変動になる。図9(b)は $L_n(n=2, 3)$ の相関を示すもので、次式の相関係数 $\gamma_n(\Delta T)$ である。

$$\gamma_n(\Delta T) = \frac{\sum (L_{1,T} - \bar{L}_1)(L_{n,T+\Delta T} - \bar{L}_n)}{\sqrt{\sum (L_{1,T} - \bar{L}_1)^2} \sqrt{\sum (L_{n,T+\Delta T} - \bar{L}_n)^2}} \quad \dots\dots\dots (4)$$

Fig. 11 Propagation of peak and valley of wavy pressure fluctuation, as a model of formation of stall cell

$n=2$ (実線) と $n=3$ (破線) の相関係数の値は近く後者が大きく減衰することはない。すなわち、管状渦、高圧塊の流れが構造をかなり維持しつつ後方流路へ移動していく。

ここに述べた現象は失速初期の羽根車先端部の流れで、深い失速に入った場合のように明りょうな失速セルの形にならない。しかし、以下に示すように、失速の強さは周方向に一樣ではない。図 10(a) は翼弦中央部の羽根車外周に近い $r/r_b=1.99$ ($\zeta=18$) の円周上の、ある時刻の圧力変化 $p'=p-\bar{p}$ である。ただし、 $\bar{p}$ はこの円周上の各点での圧力の時間平均値である。この強い変動の周方向のうねりを調べるために周方向に幅 Δl をもつボックスフィルタを用いてこれをフィルタリングする。すなわち

$$\tilde{p}' = \frac{1}{\Delta l} \int_{-l/2}^{l/2} (p - \bar{p}) dl \quad \dots\dots\dots (5)$$

上式で得られる $\tilde{p}' - \bar{\tilde{p}'}$ にさらに同じ操作を繰返し $\hat{\tilde{p}'}$ を作る。図 10(b) は考える円周の長さの $\Delta l = 1/5$ 、すなわちフィルタ幅を羽根間流路の 2.4 倍に選んだ場合で、時刻 $\Delta T = 0.2$ ごとの圧力の周方向のうねりを示す。 $\hat{\tilde{p}'}$ は周方向にほぼ正弦状に変化するがこの圧力変化は管状渦の活発さ、したがって失速の強さに対応すると考えられる。したがって、セルが一つの場合に相当する周方向の非一様性がある。図 11 は $\hat{\tilde{p}'}$ をもとに、縦軸に時刻、横軸に周方向位置をとって $T=25 \sim 30$ の間の $\hat{\tilde{p}'}$ の等値線を描いたものである。高、低圧部分が速度は一定しないがゆっくり周方向に羽根車と反対方向に回転しており、その羽根車に相対的な一回転の周期 ΔT_c はほぼ 7.5 である。羽根車の

回転周期は $T = 2\pi\phi r_t^3 / (r_c^2 - 1) = 3.55$ であるから、静止系から見たセルの回転角速度は $2\pi(1/3.55 - 1/7.5) \sim 0.94$ である。羽根車の回転角速度より遅く一つの管状渦移動速度よりは速い。しかし、十分発達した失速セルの羽根車に相対的な伝ば速度はこの羽根車の場合、セルが一つの場合は静止系から見て回転速度の 0.5 程度であるが、静止系から見たセルの回転角速度は羽根車のその約 0.53 倍となるので実験値に極めて近い。したがって、管状渦の群の強弱が失速セルの形成に発達することが期待される。このとき、管状渦と高圧塊は失速セル中をより速い速度で通り抜ける。

5. 結 論

回転翼列の失速初生よりやや小さい失速初期の流量点で、単段羽根車全体の非圧縮三次元流れの数値シミュレーションを行い、以下の結論を得た。

(1) 先に見いだされた失速初生での間欠的渦管流出が実用的な羽根車でも同様に生じることが確かめられ、失速初期の羽根車先端部の失速形態がわかった。

(2) 間欠的な管状渦には形状の近い管状高圧域が共存し、管状渦と同様に流下する。

(3) これらの渦、高圧塊はその移動に対応した翼力の変動を誘起するが、羽根間流路をゆるやかに構造を変えながら後方に移動するので近接する翼が受ける力は時間遅れを伴って近い変動をする。

(4) 失速の強さは羽根車外周縁にそって一様でない。この非一様なパターンは十分発達した失速セルと同じ方向に伝ばし、その速度も実験的に観察される安定な失速セルのそれに極めて近い。

文 献

- (1) Emmons, H. W., Pearson, C. E. and Grant, H. P., *Trans. ASME*, **77**-4 (1955), 455-460.
- (2) Miyake, Y., Inaba, T. and Kato, T., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **109**-1 (1987), 36-40.
- (3) Poensgen, C. A. and Gallus, H. E., *Trans. ASME, J. Turbomach.*, **118**-2 (1996), 189-196.
- (4) Day, I. J., *Trans. ASME, J. Turbomach.*, **115**-1 (1993), 1-9.
- (5) Hoying, D. A., Tan, C. S., Gordon, K. A. and Greitzer, E. M., *ASME Paper*, 98-GT-476 (1998).
- (6) Matsuo, Y., *Proc. 95-Yokohama-IGTC*, **I** (1995), 65-72.
- (7) 三宅裕・中出孝次, 機論, **63**-616, B(1997), 3936-3943.
- (8) 三宅裕・野路郁太郎・ほか 2 名, 機論, **50**-460, B(1984), 2960-2967.
- (9) 本機械学会編, 機械工学便覧基礎編 A 5 流体工学, (1986), A 5-113.
- (10) 三宅裕・中出孝次, 機論, **63**-616, B(1997), 3927-3935.