

サボニウス風車(回転羽根凸面側の流れ)

Savonius type wind turbine
(The flow along the convex side of a rotating rotor)

上野 博之^{*1}
Hiroyuki UENO

三野 正洋^{*1}
Masahiro MINO

高田 紀久^{*2}
Norihisa TAKADA

Abstract

The flow pattern near the rotating wind turbine rotors was calculated by the Vortex Method (it was assumed that the flow separates at both ends of the rotor) and by the solution of difference calculus of N.S. equation (the flow separates at both ends of the rotor and the convex side). There are a few differences between the tendency of torque coefficient obtained by these calculations and those obtained by experiments. We must first check the flow near the rotating rotor without a wind concentrator.

We assume that the laminar boundary layer separates on the convex side of the rotating rotor. Separated flow near the convex side of the rotor comes near to its convex side due to rotation, and the separated area of flow tends to be contracted. This may be the reason why the tendency of torque coefficient is barely affected by the position of the separation.

A Savonius rotor comprises a circular arc portion and a straight portion. If we represent the length as dimensionless divided by the chord length, the rotor shape depends on the length of radius of the circular arc portion. After changing the rotor shape, the flow near the rotor was calculated. In the case of the rotor having no straight part, and that having a long straight part, the flow along the convex side makes a large separated zone. In the case of a short straight part, the separated area of the flow along the convex side is narrower.

キーワード : 自然エネルギー、風力タービン、サボニウス羽根、トルク、離散渦法

Key Words : Natural Energy, Wind Turbine, Savonius Rotor, Torque, Discrete Vortex Method

1. はじめに

サボニウス風車の回転羽根の形状は円弧部と直線部からなる。サボニウス風車(一般に鉛直に設置される)は、例えば回転羽根の上下両端(端面)付近に流れの3次元性¹⁾が現れるが、風車翼弦長に対する風車高さの比を約2.0とする実験²⁾もあり、4.15とする実験³⁾もある。サボニウス風車に関する実験は、多数の要因(例えば上記の比とかRe数とか翼弦長など)を固定(一定とする)し、調べる要因(例えばオーバーラップ比)を変化させてデータを得る方法を採用している。同様なことであるがデータ整理方法も、要因の一部を固定して求めたデータであるにも関わらず、回転する羽根全体に作用する流体力を使用して求めたトルク等を風車特性の一つとしている。すなわち選択した要因が異なれば、風車実験により求められた測定値が異なる。風車実験は相対的傾向を得ることに主眼が置かれている。例えば回転羽根付近の上下端面を除いた中間付近の流れは2次元流

れとみなせる⁴⁾から、中間付近で回転軸に対して直角に切った羽根断面付近の流れを対象とする2次元理論研究^{5), 6), 7)}も相対的傾向を得ることが目的である。

サボニウス風車の羽根に発生する回転力は、羽根に作用する抗力と揚力によるものであるが、羽根の凸面側に発生する揚力は、例えば円筒座標で表したベルヌーイの式⁸⁾に示されるように、流線の曲がりと速度の影響を受ける。回転羽根凸面側の流れは付着流れ⁹⁾(羽根の表面では速度が零でもその外側には速度分布ができる)とはく離流れ¹⁰⁾(羽根の表面付近に低速流が現れる)に大別できるが、羽根の曲率のために羽根の凸面側に付着した流れ²⁾とはく離した流れが揚力に及ぼす影響を分けて論ずることは困難である。

限定した組み合わせに対してであるが、羽根に発生する回転力が大きくなる羽根形状並びに取り付け位置の概要が実験的に明らかにされている¹¹⁾。

羽根付近の流れは実験並びに計算により調べられている。た

*1 日本大学生産工学部 (〒275-8575 習志野市泉町1-2-1)
College of Industrial Technology Nihon Univ.
(原稿受付: 2002年7月18日)

*2 山形産業技術短期大学 (〒990-2473 山形市松栄2-2-1)
Yamagata College of Industrial and Technology

たとえば、離散渦法（以後渦法と呼ぶ）を使った計算結果⁵⁾、N. S. 方程式を解いた結果⁶⁾、更に障害物がある場合に拡張した結果⁷⁾ などがある。羽根付近の流れを比較する尺度の一つとして、トルク係数 $[Ct = T / (\rho * U_0^2 * A * R / 2)]$ 、 Ct : トルク係数、 T : トルク、 ρ : 密度、 U_0 : 風速、 A : 断面積、 R : 半径] の使用がある。文献 5)、6)、7) に現れたトルク係数の傾向は、実験を行い測定されたトルク係数の傾向^{1,2)} から大きく外れる事はないように見える。

渦法による計算は実際の現象を正確に表現するものではないが、流れはく離する位置を選択できる。計算（羽根の両端ではく離するとしている）と流れの観察結果を比較した報告^{1,3)} によれば、境界層はく離を考慮すると更に近似の程度が良くなると考察されている。境界層は層流、乱流境界層（はく離位置が異なる）に大別できるが、境界層はく離は圧力分布の勾配が正から負に転じる位置より下流側で発生する¹⁰⁾。サボニウス風車の場合、円弧部付近ではく離すると考えられる。

はく離位置を円弧部と直線部の接続部付近の、円弧部凸面側の任意位置に固定して行った渦法による計算によると、円弧部付近のはく離位置を羽根面上で移動させても（乱流境界層のはく離点は層流境界層のはく離点より下流側にある⁸⁾）、羽根付近の流れの計算結果が大きく変わることはなく、また実験観察の結果²⁾ から大きく変わることはなかったため、N. S. 方程式の解の精度（はく離位置の正確な表現）を高めたからといって、求めたトルク係数等が大きく変わることはないと考えられる。すなわち、集風装置をつけた場合の回転数増加¹¹⁾、並びに羽根形状が回転数に及ぼす影響¹¹⁾ と比較すると、境界層（乱流と層流）の相違による回転数変化は少ないと考えられる。

文献 2 では実験結果より層流境界層が存在するとしているが、大気中に設置すると乱流境界層が現れるとしている。乱流境界層の存在を仮定し、渦法を使って渦巻ポンプの羽根内の流れ¹⁴⁾ が計算されている。

層流、乱流境界層を仮定して羽根付近の流れ並びにはく離位置の変化が羽根に発生する回転数に及ぼす影響を調べる必要がある。本報告では後述の実験装置を用いて、上流側の流れの変化が羽根の回転数に及ぼす影響を調べると共に、羽根形状を変えて羽根形状が回転数に及ぼす影響を調べる。

なお、集風装置を設けた場合でも、羽根付近の流れが回転数に及ぼす影響を知ることは必要である。そこで、計算では層流境界層の存在を仮定し、凸面側で発生する境界層はく離を考慮した羽根付近の流れ場を調べ、羽根形状が羽根付近の流れ並びに回転数に与える影響について調べる。

上流側の流れは均一な平行流であるとし、集風装置は設けないとする。すなわち広い空間に風車が設置されているとし、2次元流れとして取り扱う。計算には渦法を使う。

羽根の寸法は翼弦長を代表寸法とする（翼弦長を 1.0 とする）無次元で表示する。円弧部の半径を変えることにより、羽根形

状が異なることになる。

2. 実験装置

実験装置の概要を Fig. 1 に示す。装置は、トルクメーター、回転計、風速計、風管から成る。風管の平行部長さは 4m、断面形状は縦 486mm、横 735mm の長方形である。

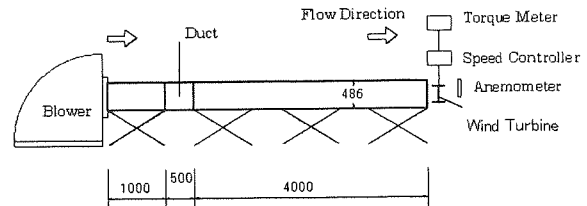


Fig. 1 Experimental apparatus

本実験では、ブロワー出口の導風管（長さ 1000mm）と風管との間の接続部（長さ 500mm、交換可能とした）を、大気開放とする場合、密閉する場合に大別し、更に密閉する場合は拡大部（接続部）の形状を変えた。

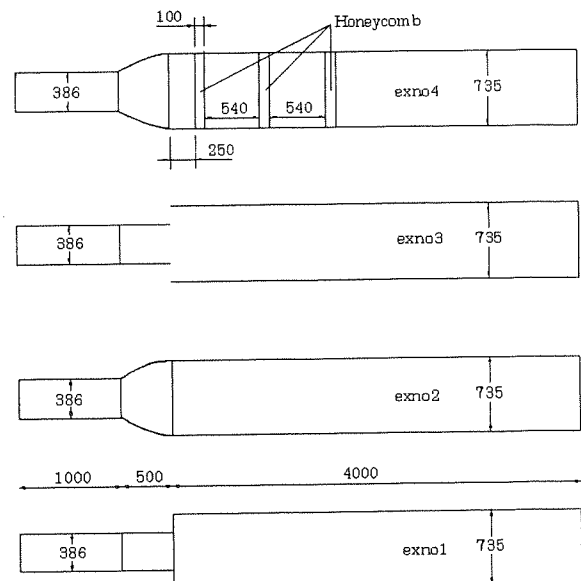


Fig. 2 Air duct

また、風速の変更はブロワーの回転数を変えて行った。風車（羽根の回転直径は 138mm、羽根の高さは 368mm）は風管の出口部に鉛直に設置した。出口風速は風管出口から 100mm の位置で、流れに直角方向に 370mm（ほぼ羽根高さ）× 幅 200mm の範囲で測定し、測定位置ではほぼ一定の速度分布を示すことを確認している。なお、計測器本体より上流側に置かれる風速計のセンサー部¹⁵⁾ は小さいから図には記入していない。

本実験は、風速を一定に保ちながら羽根の回転軸に一定の負

荷を与え、この時の羽根の回転数を測定した。

風管の概要を Fig. 2 に示す。拡大部を、急拡大としたものを [exno1] と呼び (Fig. 2 の下図)、sin 曲線の 1/4 を使用したものを [exno2]、エゼクタ形式 (外気を吸引する) としたものを [exno3]、[exno2] の拡大部を持ち更に平行部にハニカム (整流格子) を入れたものを [exno4] と呼ぶ (Fig. 2 の上図)。

遠心式送風機から排出される流れは、送風機により発生する旋回流を含んでいるため、例えば導風管と風管との接続部直後で風速を測定すると複雑な速度分布を示す。[exno1] と [exno2] と [exno3] の風管は整流格子を入れていないから、流れが混合して出口部で一定の速度分布を示すように長さ 4m ($4.0\text{m}/0.486\text{m}=8.2$) の平行部 (混合領域) を設けた。表示流速は平均流速である。

羽根回転数を決定する主な要因は風速と羽根形状と境界層のはく離位置であるが、風速と羽根形状を一定として相対的比較を行うから、はく離位置を変更すれば回転数に影響が出る。整流格子を用いなくと発生した渦は短距離では消失しない¹⁶⁾ から、乱流境界層が現れてはく離位置に対する検討を行える。エゼクタ形式の場合は外気の吸引による速度変動が現れるから速度変動に対する検討¹⁷⁾ ができる。

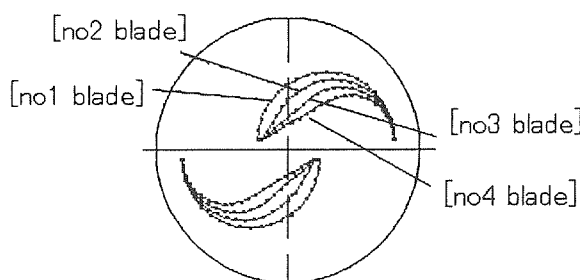


Fig. 3 Shape of 4 types rotor

羽根形状 (2 次元) を [no1 blade] などと呼び Fig. 3 に示す。[no1 blade] は直線部がない場合、[no2 blade] と [no3 blade] と [no4 blade] は直線部がある。羽根上の小丸は渦法の計算に使用した渦点の配置を示す。

3. 実験結果

羽根形状を一定とし、風管接続部の形状を変えて回転数を比較した実験結果の一例を Fig. 4 と Fig. 5 に示す。与えた負荷は 30mN-m、羽根形状は [no2 blade] (Fig. 4) と [no4 blade] (Fig. 5) の場合である。風管接続部の形状が回転数に与える影響は Fig. 4 並びに Fig. 5 に示す程度である。

風速が遅い (2m/s 付近) と与えた負荷のために羽根は回転しない。

本実験装置の場合、風管の平行部の長さを十分長く取ったの

で、羽根形状を一定として風管接続部を代えて回転数の変化を調べた結果によると、変動速度の影響¹⁷⁾ は現れなかった。

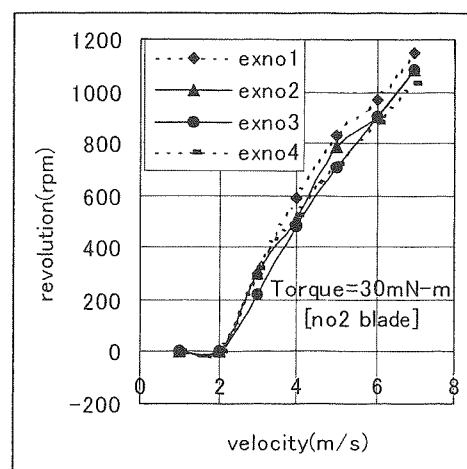


Fig. 4 Influence of air duct

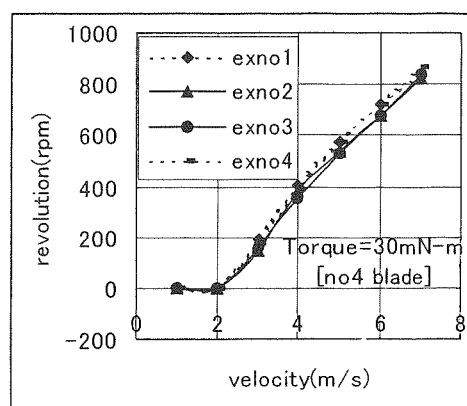


Fig. 5 Influence of air duct

風管接続部の形状を一定とし、羽根形状を変えて回転数を比較した実験結果の一例を Fig. 6 と Fig. 7 に示す。与えた負荷は 35mN-m、風管接続部の形状は [exno3] (Fig. 6) と [exno4] (Fig. 7) の場合である。

全体的な傾向であるが、羽根の全長の中で、円弧部の長さが占める割合が大きい [no2 blade] と [no3 blade] の回転数が高いから、本実験は、従来求められた結果¹¹⁾ と同じ傾向を示しているといえる。

風管形状が [exno3] の場合は、[no2 blade] と [no3 blade] の羽根形状が回転数は高く、[no1 blade] の回転数は低いが、風管形状が [exno4] の場合は、[no1 blade] と [no2 blade] と [no3 blade] の羽根形状が回転数は高い。風管接続部の影響であると考えられるが、全体的な傾向として見ると、風管接続部を変える場合より羽根形状を変える場合の方が回転数の変化は大きく、また速度一回転数の勾配はほぼ同じ傾向を示すことが特徴である。

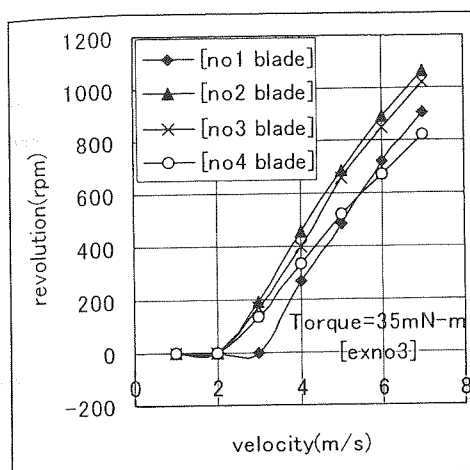


Fig. 6 Influence of wind turbine rotor

計算を行うときに層流境界層か乱流境界層かの選択を行う必要があるが、Fig. 4 と Fig. 5 に示すように、実験装置の接続部を変更しても回転数の相違は少ないから、計算を行う時の境界層選択が、本報告の計算結果の考察に大きな影響を与える事はないと考えられる。

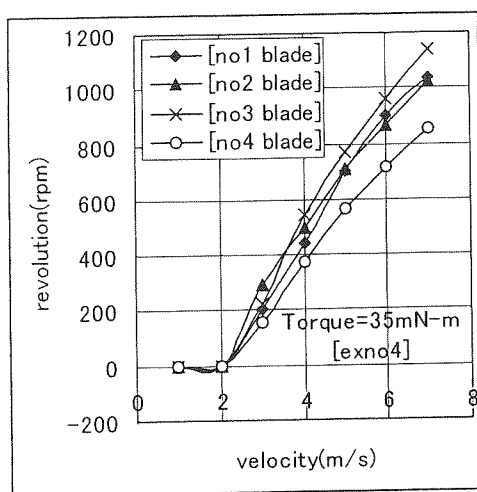


Fig. 7 Influence of wind turbine rotor

Fig. 6 と Fig. 7 に示すように、羽根形状の相違が回転数に大きな影響を及ぼしているから、羽根形状に対する計算結果の考察を行う必要がある。

4. 計算方法

渦法に関する計算方法は例えば文献 16) にあるが、経験値等の詳細は文献 5) を参考にした。静止座標系を使った。また、境界層に関する計算は文献 14) を参考にした。1 回の計算に 3° 回転するとし、無次元時間 ($= u \Delta t / R$) は 0.1 と 0.15 とした。

ここで u は主流の流速、 R は羽根の回転半径である。 Δt は渦点を移動させる時間間隔である。 R は一定とする。

流れの考察に羽根付近の圧力も必要とするから、速度は渦法により求め、圧力の計算には一般座標を用い、運動方程式より求めた。十分上流側の主流の流速 (流速は無次元表示した) を 1.0、翼弦長を 1.0 とし、格子は $+20.0 \sim -20.0$ とした。なお、時間の経過に伴う渦の減衰、粘性項を無視した。無次元時間は渦点の移動に影響を及ぼす。

回転軸まわりのトルクは、羽根表面に直角に作用する圧力の影響を受けているから、本報告では、圧力により発生する回転軸周りのモーメントを計算する。なお、羽根表面に作用する摩擦力がモーメントに及ぼす影響は少ないと考えられるから、圧力により発生するモーメントの計算結果の傾向をトルクの考察に使用する。モーメントは $[\text{Moment} = (\text{回転軸からの長さ}) \times (\text{羽根表面に作用している圧力})]$ とした。ここで、(回転軸からの長さ) は翼弦長を使った無次元数であり、圧力は、十分上流側の圧力で羽根表面の圧力を除した無次元数としたから、Moment $[\text{ }]$ と表す。

5. 計算結果

計算結果は、羽根の両端を結ぶ線分が水平線と平行になるように座標変換して表示する。すなわち羽根は固定し、流れの方向が回転するような表示を行う。羽根を静止させたときを静止羽根と呼び、回転させたときを回転羽根と呼ぶ。

計算開始からの回転羽根の回転が、4 回転から 4 回転半の間の計算結果を用いて羽根付近の流れの考察を行う。無次元時間で表現すると約 50 だけ経過したときである。なお、 1440° ($360^\circ \times 4$) とすると回転角の値が大きすぎるので、1 回転後の回転角 $360^\circ \sim 540^\circ$ として表示する。

静止羽根の場合も同じ角度表示を使う。静止羽根の場合は羽根の下流側にカルマン渦の発生があるから、主流方向に対する羽根の角度を変えた場合でも、計算時間が無次元時間で 50 の場合の計算結果を用いた。

右から左に流れるときを 360° とし、下から上へ流れる場合を 450° とする。図は流れが下側から上側へ流れる範囲内で表示するから、図を見て下側の羽根を従動羽根、上側の羽根を駆動羽根と呼ぶ。従動羽根と駆動羽根の直線部の間を平行部と呼ぶ。図中の短い多数の線は流速ベクトルを表す。十分上流側の流速は 1.0 である。

5. 1 静止羽根と回転羽根の流れの特徴

静止羽根付近の流れを Fig. 8 に示す。流れの角度は 423° (羽根の回転角) である。図の上側に相当するが、カルマン渦の発生を観察できる。流れの角度が $360^\circ \sim 540^\circ$ 付近であるが、従動羽根の凸面上に流れの岐点が現れる。

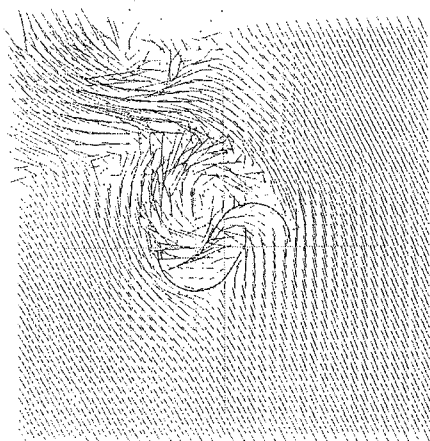


Fig. 8 [no2 blade] (static case)

回転羽根付近の流れを Fig. 9 に示す。回転角は 423° であり、[no2 blade] の場合である。Fig. 8 と比較するとはく離域の縮小が特徴であるが、連続的に変わる主流と羽根との相対角の変化により、静止羽根後流に現れるカルマン渦の形状が大きく変化するのも特徴である。

静止、回転羽根に共通であるが、 $480^\circ \sim 500^\circ$ 付近では、従動羽根の後流が駆動羽根全体を覆う。この角度範囲から抜け出る回転角付近になると、主流は駆動羽根凸面側の直線部に接近している。更に回転が進むと直線部に付着するが、付着開始時期は静止羽根の場合が 510° 付近であり、回転羽根の場合が 540° 付近である。他の回転角領域に比べると、この回転角領域はカルマン渦発生の影響を受けにくいと考えられるが、静止羽根との比較を行うとき、回転に対するはく離域の挙動の遅れが回転羽根の大きな特徴の一つである。

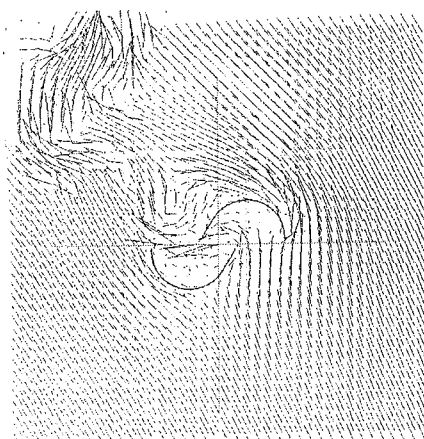


Fig. 9 [no2 blade] (rotating case)

回転羽根の従動羽根に発生する流れの特徴であるが、 $360^\circ \sim 390^\circ$ 付近では円弧部頂点付近から境界層がはく離するのに対して、 $400^\circ \sim 480^\circ$ 付近になるとはく離域はほぼ消失し、凸面

側の流れはほぼ羽根に付着して流れる。

5. 2 はく離域の変形

羽根凸面側で観察できるはく離域は羽根回転の影響を受け、主に直線部付近であるが、羽根表面からはく離域が離れる方向にあるときはく離域は拡大する傾向を示し、羽根表面に接近する方向にあるときはく離域は縮小する傾向を示す。この縮小傾向は主に円弧部付近で観察できるが、回転の影響を受けてはく離域の形状が変形し易いことを示している。

円弧部付近のはく離域は回転により縮小する傾向を示すから、この付近の主流は羽根面に接近する傾向を示す。羽根面上の圧力はほぼ主流により決まる。トルク係数は羽根面上の圧力の影響を受けるから、トルク係数は、境界層はく離から受ける影響より接近した主流の影響を受けると言える。はく離位置の正確な指摘も必要と考えられるが、主流の接近を調べる必要がある。

5. 3 平行部付近の流れの特徴

羽根形状が、羽根付近の流れの状態に及ぼす影響を Fig. 10 と Fig. 11 に示す。Fig. 10 は [no4 blade] の場合であり、Fig. 11 は [no1 blade] の場合である。Fig. 9 との比較のため、回転角は 423° とした。

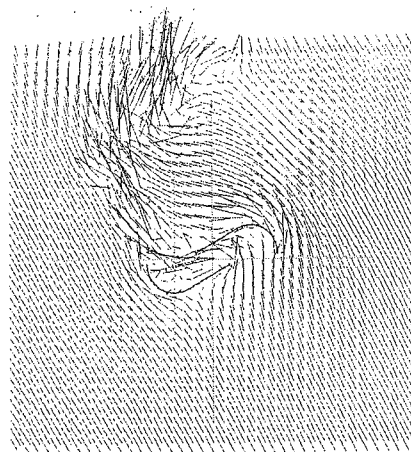


Fig. 10 [no4 blade] (rotating case)

一般的傾向であるが、回転角が $360^\circ \sim 460^\circ$ 付近のとき駆動羽根の円弧部凹面側への流れは、平行部を通過して羽根から流出するから駆動羽根に流体抗力を発生させる。

平行部を通過する流れは、駆動羽根側の直線部に沿って流れ (Fig. 10)、壁面噴流のような噴流状 (Fig. 9 にも現れている) となる。平行部では流体摩擦による流体抵抗も現れると考えられる。

平行部の間隔が狭く、平行部の長さが長い [no4 blade] の場合は、回転角が $370^\circ \sim 440^\circ$ 付近のとき噴流状の流れが従動羽

根の左側先端付近に向かって流れるから、動圧の影響を受けて従動羽根先端付近では圧力上昇も観察できる。なお回転角 410° 付近では特に強い噴流状となる。

Fig. 9 の場合は従動羽根直線部の先端付近に急激な流れの曲がりを観察できるが、Fig. 10 の場合は駆動羽根の凹面側円弧部付近へ向く流れが現れているから、動圧の影響もあって駆動羽根凹面側の圧力は [no2 blade] の場合より高くなる。

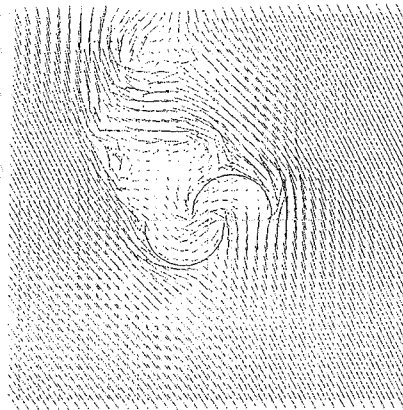


Fig. 11 [no1 blade] (rotating case)

[no1 blade] の場合は、 400° 付近の流入量が多いとき、駆動羽根の左側で噴流状となり、従動羽根側では逆流も見られるが、その時期以外は流路が広いために噴流状の流れの形成は見られない。

平行部の間隔が比較的大きい [no2 blade] の場合は、平行部に現れる噴流状の流れが弱い。[no2 blade] の場合は平行部が非常に短いから、平行部の圧力が回転力に及ぼす影響は判別できないほど少ない。

円弧部付近の流れを調べるべきである。

5. 4 幾何学的羽根形状の相違が流れに及ぼす影響

[no2 blade] と [no4 blade] の比較で示す。羽根の両端間の長さを 1.0 としているから、円弧部の半径を変えると直線部の直線の傾きが異なることになる。羽根の幾何学的な特徴の一つであるが、[no4 blade] の場合は従動羽根直線部の延長線上に駆動羽根円弧部の先端付近(羽根右側)がくる。[no2 blade] の場合は、直線部の延長線上に円弧部を描くときの円の中心付近がくる。

駆動羽根が従動羽根の後流に覆われる角度付近を示す。駆動羽根が従動羽根のはく離域に入る回転角の範囲は変わらないが流れの様子が異なる。

[no4 blade] の場合、回転角が 450° 付近から凹面側に流入する流れは非常に少なくなる。すなわち、回転角が 480° 付近になると、主流の方向が直線部の方向に近づき、従動羽根凸面側の直線部付近を流れる主流は凹面側に流入せず、駆動羽根は

従動羽根の後流に入る。この状態は 510° 付近まで継続し、さらに回転角が増加すると、羽根の左側から凹面側に流入するようになる。

[no2 blade] の場合、回転角が 480° 付近になると従動羽根円弧部の凸面側に境界層はく離が現れ、主流は直線部を大きく離れ、駆動羽根凹面側に流入できない。したがって [no4 blade] の場合と同様に 480° 付近から 510° 付近までの間で駆動羽根は従動羽根の後流に入る。

5. 5 はく離領域の挙動

揚力発生ははく離域により主流が曲げられることも大きな要因となる。すなわち駆動羽根の円弧部凸面側を通り、直線部付近を通過する流れは流線の曲がりが大きいから揚力に大きな影響を与える。また、駆動羽根凸面側のはく離域形成も揚力に影響を与えている。

[no4 blade] の場合、回転角が 370° 付近のとき主流はほぼ駆動羽根直線部に沿って左側の先端付近へ流れている。はく離域は回転角の増加につれて発達するが、Fig. 10 に示すように、回転角が 420° 付近までは円弧部を通過する流れが直線部に沿うように流れる。更に回転角が増加すると、 460° 付近までであるが、回転角の増加につれて、主流は急速に凸面側を離れて下流側へ移動する。

[no2 blade] の場合は、駆動羽根の円弧部頂点付近よりかはく離しているが、その流れは曲げられて従動羽根の先端付近に向かって流れ、駆動羽根凸面側との間にはく離領域 (Fig. 9) を形成する。更に回転角が増加した 460° 付近でも、[no4 blade] の場合ほど、流れは凸面側を離れていない。

はく離域の発達過程で主流は曲げられるが、羽根形状により流れの曲がりに相違が現れ、曲がりを観察できる回転角の期間に相違が現れる。

流れの曲がりの影響であるが、平行部の圧力は円弧部の圧力に比べ、十分上流側の圧力との差が少ない。

5. 6 閉じた形のはく離域形成

従動羽根左側を通過した流れと平行部を通過した流れが合流し、更にこの流れと駆動羽根右側を通過した流れが合流し、広い範囲のはく離域を形成する。

回転角が大きくなると (Fig. 9、 423°)、従動羽根円弧部凸面側を通過した流れと平行部を通過した流れが衝突して合流する。更にその下流側で、この衝突して合流した流れと、駆動羽根凸面側を通過した流れが合流し、閉じた形のはく離領域を形成する。

[no2 blade] の場合も [no4 blade] の場合も、回転角がさらに増加した 440° 付近までは、この広いはく離領域は徐々にさらに広がるが、3 つの流れは合流している。しかし、回転角が 460° 付近になると、平行部を通過する流れが非常に少なく、

平行部付近並びに駆動羽根の直線部付近はほぼよどみ流れとなり、駆動羽根凸面側を流れる主流が徐々に離れ始め、はく離領域が急速に広がり始める。そして 480° 付近になると、駆動羽根は従動羽根の後流中にあり、はく離領域は十分に広がり、閉じた形のはく離領域はほぼ消える。

5. 7 回転軸まわりのねじりモーメント

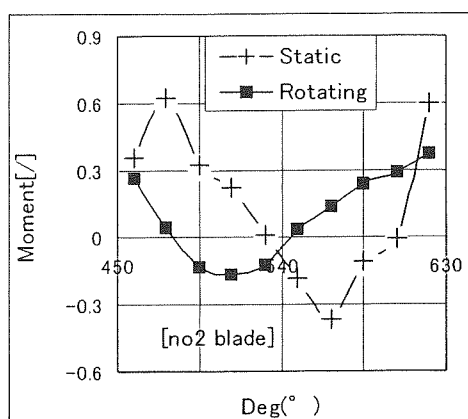


Fig. 1 2 Moment of static and rotating case

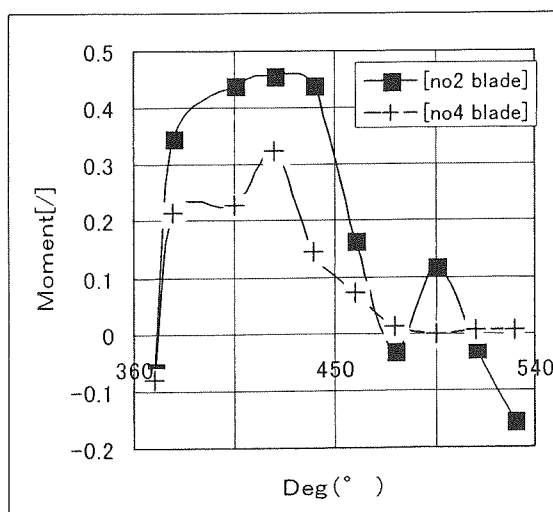


Fig. 1 3 Moment of [no2 blade] and [no4 blade]

羽根面上の圧力により発生する回転軸周りのモーメントを Fig. 1 2 と Fig. 1 3 に示す。Fig. 1 2 は、静止羽根と回転羽根との比較を、無次元時間 0.1 の場合で示した。[no2 blade] の場合である。Fig. 1 3 では、回転羽根の羽根形状の影響を、無次元時間 0.15 の場合で示した。[no2 blade] の場合と [no4 blade] の場合の比較である。

回転羽根の場合、Fig. 1 2 と Fig. 1 3 に示すように無次元時間を変えて示したが、文献 5)、6)、7) 並びに実験結果^{1,2)} からも読み取れるように、回転角の一時期に高く、一時期に低くなるモーメントの傾向に変わりはなかった。

圧力のモーメントの傾向ははく離域の影響を受けている。モーメントが高くなる時期は、はく離域が回転と共に発達する時期である。

Fig. 1 2 に示す静止羽根の場合も、はく離域が発達過程にあるときモーメントは高くなる。Fig. 1 2 に示す静止羽根と回転羽根の、モーメント曲線の傾向は、はく離域生成の挙動の相違を表しており、モーメントのピークを示す角度に相違が現れている。

はく離域が十分に発達して渦放出の時期（閉じた形のはく離域が消失する時期、すなわち回転羽根の下流側にあったはく離域が大きな渦となって放出される時期）付近になるとモーメントは減少する。

回転羽根の下流側にあったはく離域が大きな渦となって放出される時期は羽根形状並びに無次元時間により異なるため、[no2 blade] の場合でも、Fig. 1 2 と Fig. 1 3 に示すように回転角が 460° を越える角度付近でモーメントの曲線に相違が現れている。

駆動羽根が従動羽根のはく離域に入る回転角付近でモーメントが小さくなる。

円弧部の圧力は直線部が短い [no2 blade] の場合の方が、[no4 blade] の場合より凸面側における流れの曲がりによる圧力降下が大きいためモーメントは大きくなる。

回転角が 400° 付近であるが、駆動羽根に発生する抗力は、揚力に比べて小さいからモーメントは主にはく離域の影響を強く受けている。

6. まとめ

羽根付近の流れを計算するときに必要な境界層（層流・乱流）の選択を行うために、風管接続部の形状を代えて実験を行った。

(A1) 回転数－風速の関係を求めたところ、勾配の傾向はほとんど変わらず、また風管接続部を代えるよりも、羽根形状を変えた方が回転数の変化は大きかった。

(A2) 計算を行うとき、層流境界層か乱流境界層かの選択を必要とするが、この選択は、本計算結果に大きな影響を及ぼさないとした。

羽根凸面側では層流境界層がはく離するとして羽根付近の流れを調べ、以下の結論を得た。

(B1) 静止した羽根が作るはく離域に比べ、回転している羽根が作るはく離域は、回転により縮小される傾向にある。

(B2) 回転羽根の駆動羽根凸面側の近くを流れる主流は羽根表面に接近する傾向にある。従って境界層はく離の位置が多少異なっても、主に羽根表面の圧力により決まる回転羽根の発生トルクの値には大きな影響を与えない。

(B3) 羽根形状を変えると、回転力が大きく変わる。

(a) 直線部がない羽根形状の場合は、駆動羽根凸面側に沿って流れる主流が円弧部の下流側で大きく円弧部凸面側を離れる傾向を示す。

(b) 直線部を有する場合は、翼弦長を一定 1.0 としたから、円弧部の長さで直線部の長さの割合で羽根形状が決まる。幾何学的形状の相違のために現れる流れの特徴であるが、円弧部半径が十分に小さい(円弧部の長さが短い)と羽根付近の流れは平板を通過する流れに似てくる。

円弧部の半径が大きいと、円弧部を通過した流れは十分に曲がって流れることができるが、円弧部の円の半径が小さいと、直線部が主流の流線の曲がりを阻害するのでトルク発生は不十分である。

直線部は主流を羽根凸面に沿って流れるようにする案内の役割を持つから、円弧部の長さと比較した直線部の長さは、[no2 blade]、[no3 blade]程度の円弧部半径をもつ場合がトルク発生には有利である。

7. 引用文献

- 1) 小川武範、吉田治夫：サボニウス風車に関する研究(第3報、ロータ端面板および偏流板の効果)、日本機械学会論文集(B編) 51—471 (1985) 3523—3529
- 2) 藤沢延行、後藤太、白井紘行：A209 サボニウス風車のブレード面における離域の可視化 可視化情報 Vol.10 Supple. No.2 (1990 年 11 月) 181—184
- 3) 篠原俊夫、奥林豊保：サボニウス風車に関する研究(風車の翼に作用する空気力について) 大分大学工学部研究報告 第21号(1990) 41—47
- 4) 石松克也、鹿毛一之、濱川洋充、奥林豊保：1113 サボニウス風車の流れの三次元数値解析 日本機械学会第74期全国大会講演論文集(Ⅲ)(No.96—15) 1996—9.21—23 京都 25—26
- 5) 小川武範：サボニウス風車に関する研究(第1報理論解析)、日本機械学会論文集(B編) 49—441 (1983) 976—984
- 6) 石松克也、篠原俊夫、詫摩史幸：サボニウス風車に関する数値計算(運転特性と流れ場)、日本機械学会論文集(B編) 60—569 (1994) 154—160
- 7) 河村哲也、宮下和子、林農：サボニウス風車の回転翼まわりの流れの数値シミュレーション、日本機械学会講演論文集 729 (1999—10) 493—494
- 8) 例えば、原田幸夫：基礎流体力学・水力学演習 横書店 昭和52年(1977) 46—72(第2部第1章)
- 9) 例えば、横山重吉、武田定吉：わかる水力学演習 日新出版 昭和55年(1980) 8—12(第1章)、99—125(第5章)
- 10) 山耕雅信、横溝利男、森田信義：わかる流体の力学、日新出版、105—124(第7章)
- 11) 呉鑑、木谷収、岡本嗣男、鳥居徹：サボニウス風車の効率向上に関する研究(第2報)、農業機械学会誌 58—4 (1996) 3—7
- 12) 沢田雅、中村雅英、鎌田信：サボニウス風車の翼に作用する力の測定と翼まわりの流れの可視化、日本機械学会論文集(B編) 51—471 (1985) 3743—3747
- 13) 藤沢延行、田口祥和：画像計測と数値計算によるサボニウス風車周りの流れ場に関する研究、ターボ機械 23—8 (1995) 439—447
- 14) 高宏、亀本喬司：境界層の離散渦モデルによる遠心羽根車内のはく離非定常流れの数値解析、日本機械学会論文集(B編) 59—565 (1993) 2834—2841
- 15) 例えば、横山重吉、武田定吉：わかる水力学演習 日新出版 昭和55年(1980) 79—82(第4章)
- 16) 例えば、原田幸夫：基礎流体力学・水力学演習 横書店 昭和52年(1977) 98—125(第2部第3章)
- 17) 丹省一、清水幸丸、菊山巧嗣：小型風車発電装置とその運転に関する一考察、ターボ機械 25—8 (1997) 412—419