

送風機翼の運動量ソースによる負荷分布の評価

吉武 翔*・東野 光洋*・江口 順紹*

奥村 哲也**・濱川 洋充***・林 秀千人**

Evaluation of Fan Blade Load Distributions with Momentum Source

by

Shou YOSHITAKE*, Mitsuhiro HIGASHINO*, Masatsugu EGUCHI*
Tetsuya OKUMURA**, Hidechito HAYASHI**, Hiromitsu HAMAKAWA***

The load distribution of the fan blade is basic concept to design fans. The momentum source model is proposed to design the blade geometry. It is checked the performance of the sirocco fan for the various momentum source distributions in previous paper. In this paper, the momentum source distributions for the loaded blade are estimated. The components of momentum sources are checked. It is pointed out that the momentum sources are mainly derived from the deviation of the flow characteristics. It is cleared for the sirocco fan blade that the spanwise momentum source is almost zero and the radial momentum source is very small, but the tangential momentum source is very large. The tangential source is mainly caused by the pressure difference between pressure and suction side of blade. Especially the pressure difference near the leading edge is very large because of the leading edge separation.

Key words: momentum source, component of momentum source, blade load distribution, Sirocco fan

1. 緒言

送風機は長い間、私たちの周りで様々な利用がなされてきた。利用の広まりと共に、送風機の使用環境も大きく変化し、空気取り入れ口も省スペースの観点から非常に狭小な空間や、偏った流入を強いられる設定も多くなっている。これに伴って、翼への負荷分布も従来の一様流入条件から外れ、送風機へ流入する流れと周辺機器との干渉が大きくなり、従来の送風機的设计^{(1), (2)}では当初の性能が得られないことも生じてくる。

送風機への流入条件の影響については、これまでも研究されている^{(3), (4)}。しかしながら、これら流入などの周囲の条件を考慮して送風機を設計することまではなされていない。多くは子午面に垂直なスパン方向

には一様な負荷分布を想定して設計されることが多く、あるいはあいまいなパラメータ設定による経験的な設計が行われることも少なくない。最近では、AIに基づく最適化設計が進み、翼性能に関する多数のパラメータを変化させ最適化を計ることがされるが、試行が急激に増加し、性能とパラメータの関係が明確にならない場合も表れている。そのような場合に、翼形状と性能との関係があいまいで、設計の一貫性を保つことが難しくなる。一方で、簡便な方法として従前からアクチュエーターディスクを用いた運動量ソース法がある。これは翼車の設計より、周辺機器の流動を解析することに重点が置かれた研究で使用される^{(5), (6)}。

著者らは、運動量ソースに基づく負荷分布の設定を

令和3年12月20日受理

* 長崎大学大学院工学研究科 (Graduate school of engineering)

** 長崎大学総合生産科学域 (Faculty of Engineering)

*** 大分大学理工学部 (Faculty of Science and Technology)

行い、それをもとにした翼車の設計を行う二段階設計法を考えている。運動量ソースに基づく負荷分布の適正化は、実際の翼車の負荷を詳細に表すことはできないものの、様々な流入条件に対する負荷分布の方向性を明確にすることができる。そこで前報において、運動量ソース分布を変化させることにより、性能への影

響を調べ明らかにした⁽⁷⁾。

本報では、翼による負荷がある場合をシミュレーションして、翼まわりの流れの解析を行うことで、運動量ソースと翼負荷や翼まわりの流れの所量との関係を検討した。

2. 運動量ソースの因子要素の評価

図1は、ファンの翼車流れと運動量ソースの関係を模式的に示している。送風機の翼車で流体に運動量を与えられるため、前報においては翼車の領域で運動量ソースを設定した。一方で翼から流体への運動量の交換では、流れ方向に様な分布が与えられるものではない。そこで、運動量ソースと翼負荷との関係を明確化するために、翼がある場合の翼回りの流れの解析に周方向1ピッチの平均と、周方向に変化がないとして算出する運動量ソースの式を比較することにより、運動量ソースと翼負荷との関係を明らかにすることができる。そこで、翼回りの流れの運動方程式と運動量ソースを含む運動方程式の関係を導出した。

翼まわりの運動方程式は下記となる。

$$\frac{DC_z}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + v(z) \quad (1)$$

$$\frac{DC_\theta}{Dt} + \frac{C_\theta C_r}{r} = -\frac{1}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + v(\theta) \quad (2)$$

$$\frac{DC_r}{Dt} - \frac{C_\theta^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + v(r) \quad (3)$$

ここで、左辺の微分は定常流れを考えれば次式である。

$$\frac{D}{Dt} = C_r \frac{\partial}{\partial r} + C_\theta \frac{\partial}{r \partial \theta} + C_z \frac{\partial}{\partial z}$$

また、右辺の $v(z), v(\theta), v(r)$ は、それぞれの方向の粘性項を示している。それぞれの式を翼車座標（相対座標）で、相対速度と

絶対速度の関係（次式）を用いて表すと、 $\vec{v} = \begin{pmatrix} v_r \\ v_\theta \\ v_z \end{pmatrix} = \vec{u} + \vec{w} = \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} w_r \\ w_\theta \\ w_z \end{pmatrix}$

式(1)～(3)は次式となる。

$$\frac{Dw_z}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + v(z) \quad (1)'$$

$$\frac{D(u + w_\theta)}{Dt} + \frac{(u + w_\theta)w_r}{r} = -\frac{1}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + v(\theta) \quad (2)'$$

$$\frac{Dw_r}{Dt} - \frac{(u + w_\theta)^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + v(r) \quad (3)'$$

ここで、相対流れ場で定常流れとして $\frac{\partial}{\partial t} = 0$ となるので、上式を書き直すと、連続の式を用いて、次式となる。

$$\frac{\partial w_r w_z}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\omega w_z + \frac{w_\theta w_z}{r} \right) + \frac{\partial w_z^2}{\partial z} + \frac{w_z w_r}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + v(z) \quad (4)$$

$$2\omega w_r + \frac{\partial(w_r w_\theta)}{\partial r} + \frac{\partial(w_z w_\theta)}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\omega w_\theta + \frac{w_\theta^2}{r} \right) + 2\frac{w_\theta w_r}{r} = -\frac{1}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + v(\theta) \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{u}{r} w_r + \frac{1}{r} w_\theta w_r \right) + \frac{\partial w_z w_r}{\partial z} + \frac{\partial w_r^2}{\partial r} + \frac{w_r^2 - (u + w_\theta)^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + v(r) \quad (6)$$

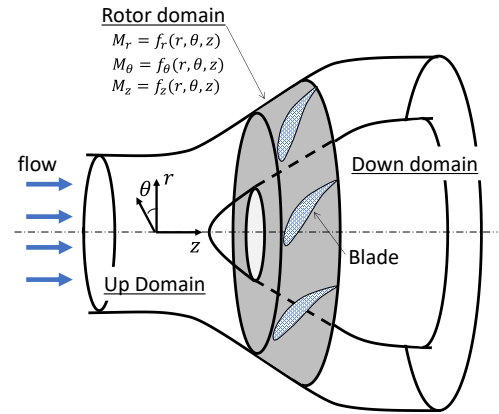


Fig.1 Momentum source model

式(4)～(6)を周方向に pressure side から suction side まで 1 ピッチの平均を取ると、次式となる。

$$\frac{1}{l_r} \left(\frac{\partial}{\partial r} \int w_r w_z r d\theta + \omega \int r d w_z + \frac{1}{r} \int r d w_\theta w_z + \frac{\partial}{\partial z} \int w_z^2 r d\theta + \frac{1}{r} \int w_r w_z r d\theta \right) = \frac{1}{l_r} \int \left\{ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + v(z) \right\} r d\theta \quad (7)$$

$$\frac{1}{l_r} \int_{\theta_p}^{\theta_s} \left\{ 2\omega w_r + \frac{\partial(w_r w_\theta)}{\partial r} + \frac{\partial(w_z w_\theta)}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\omega w_\theta + \frac{w_\theta^2}{r} \right) + 2 \frac{w_\theta w_r}{r} \right\} r d\theta = \frac{1}{l_r} \int \left\{ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{r \partial \theta} + v(\theta) \right\} r d\theta \quad (8)$$

$$\frac{1}{l_r} \int_{\theta_p}^{\theta_s} \left\{ \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{u}{r} w_r + \frac{1}{r} w_\theta w_r \right) + \frac{\partial w_z w_r}{\partial z} + \frac{\partial w_r^2}{\partial r} + \frac{w_r^2 - (u + w_\theta)^2}{r} \right\} r d\theta = \frac{1}{l_r} \int_{\theta_p}^{\theta_s} \left\{ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + v(r) \right\} r d\theta \quad (9)$$

ここで、 l_r は 1 ピッチ長さである。さらに、1 ピッチの流速を平均と分布成分に分けると、 $w_r = \overline{w_r} + w_r'$ 、 $w_\theta = \overline{w_\theta} + w_\theta'$ 、 $w_z = \overline{w_z} + w_z'$ と置いて、式(7)から(9)は次のようになる。

$$\frac{\partial \overline{w_r w_z}}{\partial r} + \frac{1}{l_r} \frac{\partial}{\partial r} \int w_r' w_z' r d\theta + \frac{\partial \overline{w_z^2}}{\partial z} + \frac{1}{l_r} \frac{\partial}{\partial z} \int w_z'^2 r d\theta + \frac{\overline{w_r w_z}}{r} + \frac{1}{r l_r} \int w_r' w_z' r d\theta = \frac{1}{l_r} \int \left\{ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + v(z) \right\} r d\theta \quad (10)$$

$$\frac{2u}{r} \cdot \overline{w_r} + \frac{\partial(\overline{w_r w_\theta})}{\partial r} + \frac{\partial(\overline{w_z w_\theta})}{\partial z} + 2\overline{w_r w_\theta} + \frac{1}{l_r} \frac{\partial}{\partial r} \int w_r' w_\theta' r d\theta + \frac{1}{l_r} \frac{\partial}{\partial z} \int w_z' w_\theta' r d\theta + \frac{2}{l_r} \int w_r' w_\theta' d\theta = -\frac{p_s - p_p}{\rho} \frac{1}{l_r} + v(\theta) \frac{1}{l_r} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial z} (\overline{w_z w_r}) + \frac{1}{l_r} \frac{\partial}{\partial z} \int_{\theta_p}^{\theta_s} w_z' w_r' r d\theta + \frac{\partial(\overline{w_r^2})}{\partial r} + \frac{1}{l_r} \frac{\partial}{\partial r} \int_{\theta_p}^{\theta_s} w_r'^2 r d\theta + \frac{\overline{w_r^2}}{r} + \frac{1}{l_r} \int_{\theta_p}^{\theta_s} w_r'^2 r d\theta - \frac{u^2}{r} - \frac{2u}{r} \overline{w_\theta} - \frac{\overline{w_\theta^2}}{r} - \frac{1}{l_r} \int_{\theta_p}^{\theta_s} w_\theta'^2 r d\theta \\ & = \frac{1}{l_r} \int_{\theta_p}^{\theta_s} \left\{ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + v(r) \right\} r d\theta \end{aligned} \quad (12)$$

ここで、翼表面での速度は滑りなしの条件から

$$w_{is} = w_{ip} \quad (13)$$

を適用している。

一方で、運動量ソースを取り入れた式は、 $\frac{\partial}{\partial \theta} = 0$ と想定しているので、前報により次式を得る。

$$\frac{\partial \overline{w_r w_z}}{\partial r} + \frac{\partial \overline{w_z^2}}{\partial z} + \frac{\overline{w_r w_z}}{r} = \frac{1}{l_r} \int \left\{ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + v(z) \right\} r d\theta + \frac{M_z}{l_r} \quad (14)$$

$$\frac{2u}{r} \cdot \overline{w_r} + \frac{\partial(\overline{w_r w_\theta})}{\partial r} + \frac{\partial(\overline{w_z w_\theta})}{\partial z} + 2\overline{w_r w_\theta} = \frac{1}{l_r} \int v(\theta) r d\theta + \frac{M_\theta}{l_r} \quad (15)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} (\overline{w_z w_r}) + \frac{\partial(\overline{w_r^2})}{\partial r} + \frac{\overline{w_r^2}}{r} - \frac{u^2}{r} - \frac{2u}{r} \overline{w_\theta} - \frac{\overline{w_\theta^2}}{r} = \frac{1}{l_r} \int_{\theta_p}^{\theta_s} \left\{ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + v(r) \right\} r d\theta + \frac{M_r}{l_r} \quad (16)$$

式(10)～(12)と式(14)～(16)を比較することから、運動量ソースの構成要素を表すことができる。

$$-M_z = \frac{1}{l_r} \frac{\partial}{\partial r} \int_{\theta_p}^{\theta_s} w_z' w_r' r d\theta + \frac{1}{l_r} \frac{\partial}{\partial z} \int_{\theta_p}^{\theta_s} w_z'^2 r d\theta + \frac{1}{r l_r} \int_{\theta_p}^{\theta_s} w_z' w_r' r d\theta \quad (17)$$

$$-M_\theta = \frac{1}{l_r} \frac{\partial}{\partial r} \int w_r' w_\theta' r d\theta + \frac{1}{l_r} \frac{\partial}{\partial z} \int w_z' w_\theta' r d\theta + \frac{2}{l_r} \int w_r' w_\theta' d\theta + \frac{p_s - p_p}{\rho} \frac{1}{l_r} \quad (18)$$

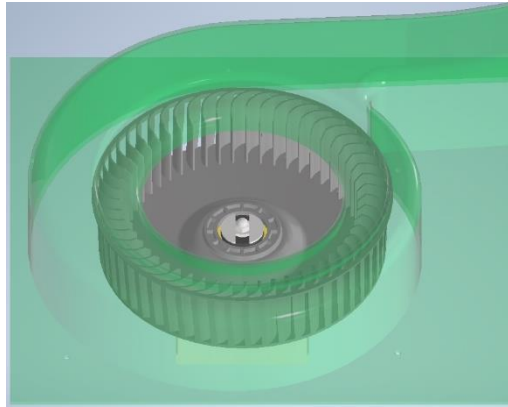
$$-M_r = \frac{1}{l_r} \frac{\partial}{\partial z} \int_{\theta_p}^{\theta_s} w_z' w_r' r d\theta + \frac{1}{l_r} \frac{\partial}{\partial r} \int_{\theta_p}^{\theta_s} w_r'^2 r d\theta + \frac{1}{l_r} \int_{\theta_p}^{\theta_s} w_r'^2 r d\theta - \frac{1}{l_r} \int_{\theta_p}^{\theta_s} w_\theta'^2 r d\theta \quad (19)$$

式(17)、(18)、(19)は、翼間流れの分布と運動量ソースの関係を示している。スパン方向と半径方向運動量ソースは流れのピッチ方向平均からのずれの速度の相関が密接に関係していることを示している。一方、周方向の運動量ソースは、さらに翼面にかかる静圧面側と負圧面側の圧力差が関係していることがわかる。

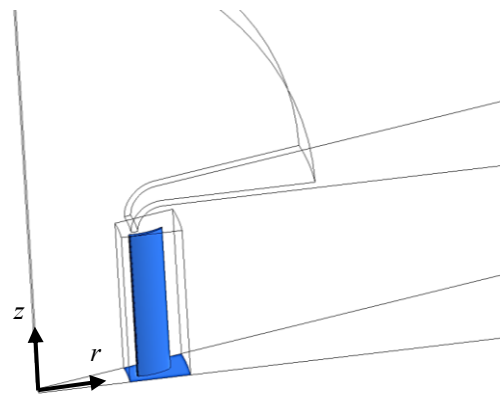
3. 計算対象ファンの形状

計算モデルは、図2のシロッコファンを対象とした。図(a)はスクロールケーシングを含むファン全体の様

子である。翼車外径 216 mm、内径 170 mm、スパン 55 mm で翼枚数が 53 枚である。シミュレーションにおいては、このうち 1 ピッチ分を対象に図(b)のように 1 ピッ



(a) Full model with scroll casing



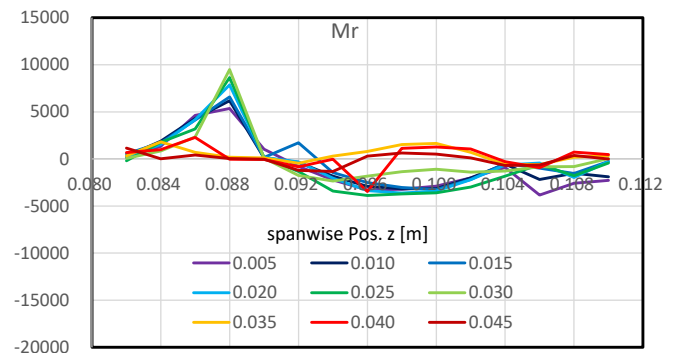
(b) One pitch model

Fig.2 Simulation model of sirocco fan

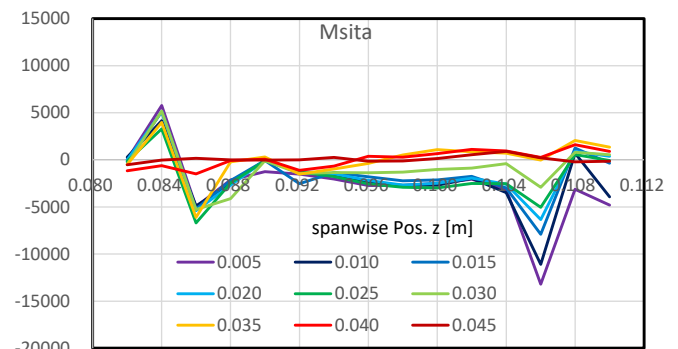
チを取り出して、計算を行った。これは前報 (7) と同様で、前報では、翼を含む回転領域 (図中の直方体領域) に翼ではなく一様な運動量ソースを分布していたが、本報では図中の青で示す翼を設定して、シミュレーションしている。1ピッチの計算では、羽根車からの吐出流れがスクロールによる制御を受けることなく、径向きに吐出される出口境界状態になっている。なお、流量はファン全体で $270\text{m}^3/\text{h}$ である。

4. シミュレーション結果および考察

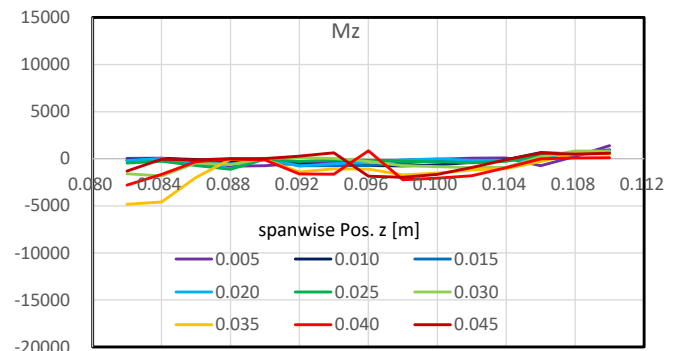
4.1 運動量ソースの分布 上記の式により、運動量ソースの各成分を算出した結果に図3に示す。図中の横軸は半径方向の位置で、翼入口 (半径 0.085mm) から出口 (半径 0.108mm) 辺りを示している。図中の各線はスパン位置である。図(a)は半径方向運動量ソース M_r の分布である。翼入口 (半径 0.085mm) 辺りで急激に増加し、径向きの運動量が流体に与えられていることがわかる。その後、負値を取って後縁 (半径 0.108m) 近くまで緩やかに変化している。前縁近くでの急激な M_r の増加は、シロッコファン特有の翼前縁での大規模な剥離によるものである。図(b)は周方向運動量ソース M_θ の分布である。周方向運動量ソースは翼入口で一旦正値を取ったのち負値になり、その後は翼後縁まで、ゼロに近い一定を保っている。また、後縁では負値で大きな値を示している。ただ、 M_r と異なり全体に負値を取っており、翼入口から出口まで周方向運動量の授受が行われている。ここで負値となっているのは、座標系と回転方向との関係によるもの流体への周方向運動量を与えるものである。スパン上部においては、翼前縁から後縁まで M_r と同様に M_θ がかなり小さく、運動量の授受がない状態になっている。周方向運動量ソースの主要な部分では、翼前縁と特に後縁に集中していることから、対象とするシロッコファンでは、翼



(a) Radial component of momentum source



(b) Tangential component of momentum source



(c) Span component of momentum source

Fig. 3 Radial distributions of momentum sources

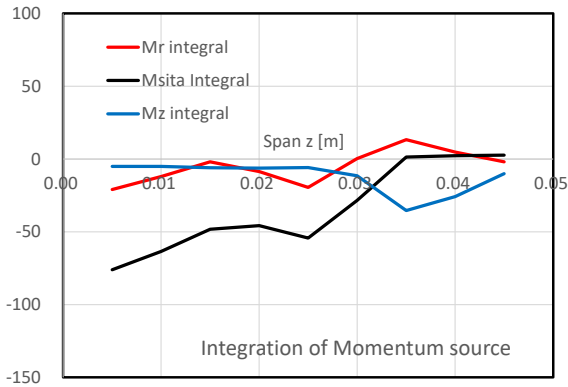


Fig. 4 Integration of momentum sources from front to rear of blade

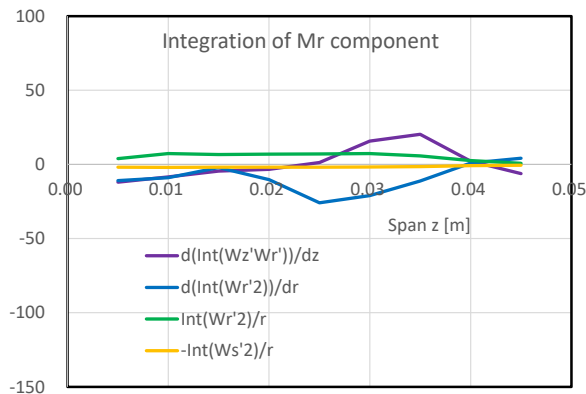


Fig. 5 Spanwise distributions of components of integrated M_r

後縁特にハブ側では主要なヘッド上昇を担っていると考えられる。図(c)はスパン方向の運動量ソース M_z の半径方向分布を示している。 M_z は半径方向位置のどこも小さく半径方向や周方向の運動量ソースのような大きな値を示すところが見られない。その傾向は、すべてのスパン位置で共通している。シロッコファンの翼が2次元翼であり、スパン方向への運動量の授受がないことを表している。また、半径方向、周方向運動量ソースが、スパン上部の $z=0.035, 0.040, 0.045\text{m}$ では、前縁から後縁までほとんど、 M_r の変化は見られず、ほぼゼロとなっている。これは、後述するように、翼車内の流れがハブ側に偏りシュラウド側では流れが少ない、すなわち翼が流体に運動量を与えていない領域であることを示している。すなわち対象としたシロッコファン翼車ではスパン中央よりハブ側が主要な流動領域であると考えられる。

図4は各スパン位置において、翼入口から出口までの運動量ソースの積分を示している。半径方向 M_r とスパン方向 M_z は、スパン全体にわたって小さい値を示している。 M_r はどのスパン位置においてもゼロに近く翼出口までの間に運動量の授受が全体で打ち消される

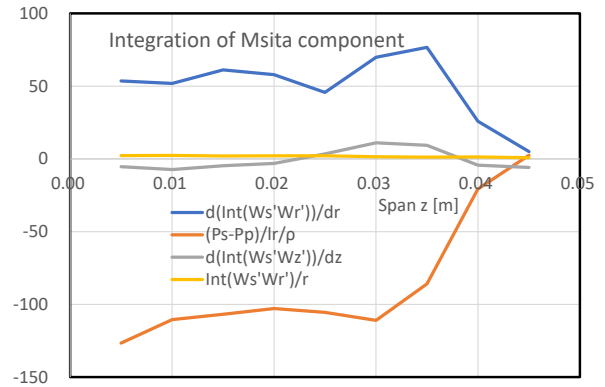


Fig. 6 Spanwise distributions of components of integrated M_θ

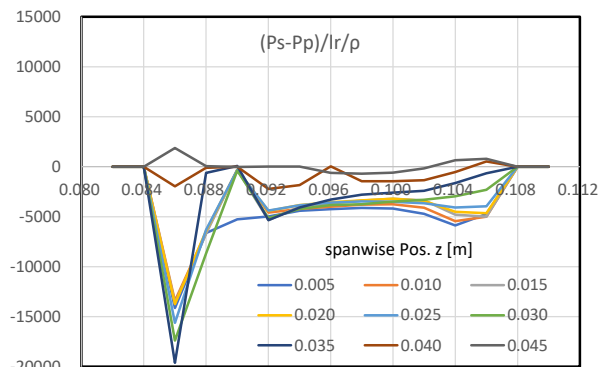


Fig. 7 Radial distributions of pressure difference of M_θ

様子を示している。一方 M_z はスパンの広い範囲でほぼゼロであるが、シュラウド近くの $z=0.035\text{m}$ 当たりから急に負に増加している。これは、後述のようにベルマウス近くでの循環流れによる影響を示すもので、翼による運動量の授受によるものではない。一方、周方向運動量ソース M_θ はハブ側で負値にだいぶ大きく、シュラウドに向かうにつれて、緩やかに大きさが減少している。特に $z=0.035$ 以上ではほぼゼロであり、運動量の授受が主として、ハブ側で行われることが確認された。このことから、本シロッコ翼車では、ハブ側からスパンの2/3程度で主に仕事がなされていると考えられる。

図5は運動量ソースの半径方向成分 M_r のスパン方向分布を示している。図中の各線の記号はそれぞれ次を示している。

$$d(\text{Int}(Wz'Wr'))/dz = \frac{1}{l_r} \frac{\partial}{\partial z} \int_{\theta_p}^{\theta_s} w_z' w_r' r d\theta$$

$$d(\text{Int}(Wr'^2))/dr = \frac{1}{l_r} \frac{\partial}{\partial r} \int_{\theta_p}^{\theta_s} w_r'^2 r d\theta$$

$$\text{Int}(Wr'^2)/r = \frac{1}{l_r} \frac{1}{r} \int_{\theta_p}^{\theta_s} w_r'^2 r d\theta$$

$$\text{Int}(Ws'2)/r = -\frac{1}{l_r} \int_{\theta_p}^{\theta_s} w_{\theta}'^2 r d\theta$$

M_r の積分はかなり小さいが、その成分はそれぞれ若干の値を持つものの、互いに打ち消しあって運動量ソースとしては、あまり影響していないことがわかる。

図6は運動量ソースの積分の周方向成分 M_{θ} のスパン方向分布を示している。図中の各線は次式の通りである。

$$d(\text{Int}(Ws'Wr'))/dr = \frac{1}{l_r} \frac{\partial}{\partial r} \int w_r' w_{\theta}' r d\theta$$

$$d(\text{Int}(Ws'Wz'))/dz = \frac{1}{l_r} \frac{\partial}{\partial z} \int w_z' w_{\theta}' r d\theta$$

$$\text{Int}(Ws'Wr')/r = \frac{2}{l_r} \int w_r' w_{\theta}' d\theta$$

$$(Ps-Pp)/l_r \rho = \frac{p_s - p_p}{\rho} \frac{1}{l_r}$$

上記4つの成分のうち、 $Ws' * Wr'$ の半径方向微分と翼の静圧面側と負圧面側の差圧が大きく、 M_{θ} の主たる要因となっている。速度偏差の周方向と半径方向の相関が正に大きくなっていることから、翼負圧面側のはく離による渦の流れへの影響が大きいことがわかる。また、この剥離が負圧面側の低圧を作り出している。これらのことから、本シロッコファンでは翼から流体への主要な運動量授受が、後述のように翼負圧面側のはく離によることがわかる。一方、スパンが大きいシュラウド近くでは急激に圧力差が小さくなっており、翼の負荷がほとんどない状況を示している。

図7は圧力差成分の半径方向分布を示している。圧力差は翼前縁で急激に変化したのち、後縁に向けてほぼ一定を保っている。これが積分値の負に大きな値として表れている。

以上のように、運動量ソースは主に周方向成分 M_{θ} が分布しているが、これがオイラーヘッドを形成している。ただ、この主たる要因が翼の負圧面剥離に基づくもので、特に翼前縁で大きくなっている。

4.2 内部流動 図8は各スパンにおける相対速度のベクトル分布を示している。ハブ側の $z=0.01$ においては、翼前縁に対して周方向にかなり偏った流入状況となっている。そのため、前縁ではく離流れが翼負圧面前縁で広がっている。負圧面側の流れははく離が縮小しながら後縁まで進んでいる様子が見える。一方、静圧面側では、翼に衝突した流れが流速が大きいまま後縁まで進んでいる。この流れの正負面側の違いが圧力差を作り前述の運動量ソースの周方向成分 M_{θ} を形成している。スパン中央付近の $Z=0.03$ では、負圧面側

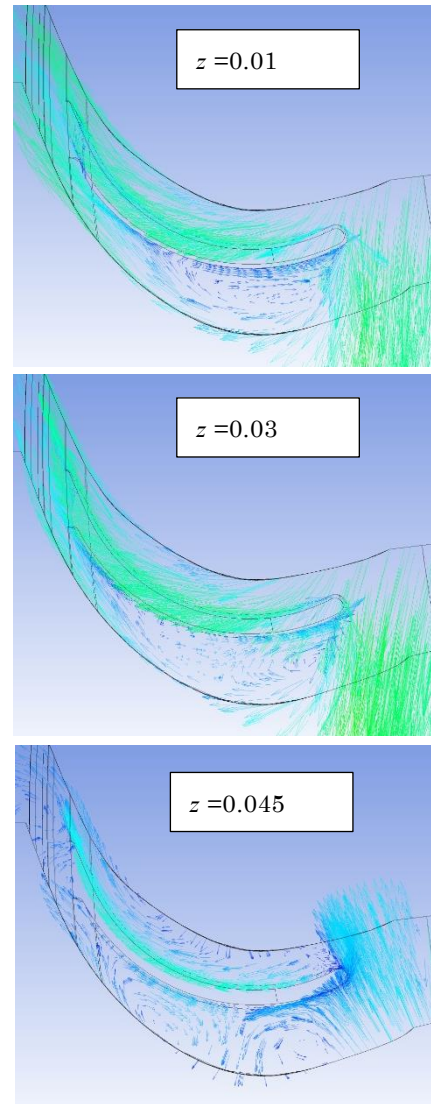


Fig.8 Vector map at each span

のはく離領域が大きくなっているものの、全体の流れの状況は $z=0.01$ と同様である。一方、シュラウドに近い $z=0.045$ では翼前方の流れはほぼ周方向を向いて、径向きの流れはほとんど見られなくなっている。すなわち、翼にほとんど流れが入っていない様子が見える。このため、翼の負荷がほとんどなく、圧力差もあまり発生していない。

このように、シロッコファンでは翼の運動量授受は、主に前縁を主とした正負圧面の圧力差によって行われていることがわかる。

5. まとめ

運動量ソースによるファンの性能評価を行うために、運動量ソースの構成要素について、解析し以下のことが明らかとなった。

1. 運動量ソースは 1 ピッチの周方向の平均からのず

れ量に対応する。

- シロッコファンでは回転軸及び半径方向の運動量ソース成分は、いずれのスパン半径においてもかなり小さい。
- 運動量ソースの半径方向成分は、周方向速度の偏差量の分布が大きな要因である。
- 運動量ソースの周方向成分は非常に大きく、大きなオイラーヘッドの上昇を生じている。この成分は翼の正負圧面圧力差が支配的である。
- シロッコファンにおいては、翼前縁で大きなはく離が発生し、これが運動量ソースの主たる要因である。

文 献

- 黒川, ターボ機械の体積効率及び機械効率の算定式, 機械学会論文集, 56-531, pp185-192 (1990)
- 大塚, 送風機技術の開発, シャープ技報, 第 82 号, pp16-2 (2002. 4)
- 川口, 高田, ファン上流の乱れが小型軸流ファンの騒音に及ぼす影響, ターボ機械, 46-8, 44-53 (2018)
- 千葉, 船崎, 谷口, 狭隘環境で使用される小型軸流ファンの流れ場及び騒音特性に関する研究, ターボ機械 41-8, 44-53 (2013)
- H.Cai, G.Ma, Z.Li, Aerodynamic Characteristics of a Ducted Fan System Based on Momentum Source Method, IOP Conf. Series: J. of Physics 1300 012061, pp1-7 (2019)
- M. Tremmel, D.B.Tauble, Calculation of the Time-Averaged Flow in Squirrel-Cage Blowers by Substituting Blades with Equivalent Forces, J. Turbomachinery, Vol. 130, pp1-12 (July 2008)
- 吉武, ほか, 送風機翼の運動量ソースによる負荷分布の解析, 長崎大学工学研究科研究報告, 長崎大学大学院工学研究科研究報告, 51 (97), 1-7 (2021-07)