

風車後流に対する翼端渦放出周期の影響

篠崎陽介^{*1}, 田辺安忠^{*2}, 青山剛史^{*2}, 松尾裕一^{*2}, 荒川忠一^{*3}, 飯田誠^{*4}

^{*1} 東京大学大学院, ^{*2} 宇宙航空研究開発機構, ^{*3} 名古屋大学大学院, ^{*4} 東京大学 先端科学技術研究センター

Effect of tip vortex release cycle on wind turbine wake

by

Yosuke Shinozaki, Yasutada Tanabe, Takashi Aoyama, Yuichi Matsuo, Chuichi Arakawa and Makoto Iida

ABSTRACT

The purpose of this study is to understand the effect of release frequency of tip vortices which are shed from blade tips on a wind turbine wake. In wind farms, wind turbines are installed collectively and that results in a reduction of power generation. This problem requires proper designs of wind farms and knowledge about a wind turbine wake. Recent studies have revealed that tip vortices have a strong influence on wind turbine wakes. In this study, wakes from Mie University wind turbine of varying operating conditions are calculated by using Computational Fluid Dynamics (CFD), and energy transitions in the wind turbine wakes are examined. In the calculations, release frequencies of tip vortices are changed by changing tip speed ratio and the number of blades. The CFD results show the same trend of kinetic energy transition when the vortex release frequency is close. And the CFD results also show that when vortex release frequency becomes higher, a minimum value of energy becomes smaller and energy recovery rate becomes larger. This tendency is considered to be caused by the fact that when the frequency becomes higher, the interval between the vortices becomes narrower and the barrier effect which restrains momentum exchange between a wake and a mainstream becomes greater.

1. 緒言

風力発電事業においては、複数の風車を集約配置したウインドファームの形式が取られている場合が多い。ウインドファームに設置されている風車においては風車の前後関係が存在するため、後流の状態、特に風のエネルギー保有量や乱れについて把握することが重要となる¹⁾。風車後流においては、風車の回転の影響により、物体の後流とは異なる性質を有していると考えられ、これまで様々な検討がなされてきた。その結果、風車翼端から放出される翼端渦が、風車の近傍領域においては、流れを混合させる作用よりも主流と後流の混合を抑制する働きが大きいこと²⁾や、翼端渦の形成する渦列の内部においては旋回流や拡大流が存在することが分かり³⁾、風車後流のエネルギー回復プロセスについても徐々に解明されつつある。

また風車本体では、近年、洋上風力発電において風車の2枚翼化が検討されており⁴⁾、現在主流である3枚翼風車だけでなく、2枚翼風車における後流の状態について把握することも重要となっている。しかし、風車後流に関する研究で、2枚翼風車もしくは風車の翼枚数の変化について検討した例は少ない。翼枚数が変化した場合、風車翼から放出される翼端渦の放出周期が変化するため、運動量交換の傾向が変化し、風車後流に対しエネルギー回復の観点で影響を与えることが予想される。

本研究では、風車の翼端から放出される翼端渦の放出周期が変化することにより、近傍後流における翼端渦列による運動量交換の阻害効果の変化や、遠方後流におけるエネルギー回復率の変化について、CFDによる計算結果を用いて検討を行う。

2. 計算対象

本研究では計算対象として三重大学風力タービンを使用した。三重大学風力タービンでは模型スケールの風洞試験が実施されており、3枚翼だけでなく2枚翼とした場合の試験も実施されている⁵⁾。本稿では風洞試験の結果をCFDの妥当性の検証に用いる。表1に三重大学風力タービンの諸元を示す。なお、表中の翼端渦放出周波数 f は、下に示すように定義される。

$$f = \frac{U_{\infty} \lambda}{\pi D} \times B \quad (1)$$

ここで、各記号は表1中に示す通りである。本研究においては、 U_{∞} 、 D は一定であるので、

$$f = f(B, \lambda) \quad (2)$$

となり、翼端渦放出周波数は B 、 λ の関数となる。

表1 三重大学風力タービン諸元および運転条件⁵⁾

翼型	Avistar		
風車直径 D [m]	1.6		
代表翼弦長 c [m]	5.0×10^{-2}		
流入風速 U_{∞} [m/s]	6.0		
翼枚数 B [-]	2	3	
周速比 λ [-]	6.0	4.5	5.6
翼端渦放出周波数 f [Hz]	14.3	16.1	20.1

3. 結果および考察

本研究では、JAXA開発の非定常圧縮性CFDソルバであるrFlow3D⁶⁾を用いて計算を行う。rFlow3Dの構成を表2に示す。rFlow3Dは、移動重合格子法により回転運動の再現を行う。重合格子系は2つの背景格子と複数のブレード格子により構成されている。2つの背景格子は、内側背景格子と外側背景格子からなり、内側背景格子の解像度を外側背景格子に比べ大きくすることで、局所的な高解像度化が可能となっている。本研究においては風車の後流領域の渦に着目しているため、後流域に内側背景格子を配置し、高解像化を行い渦の捕捉を可能にしている。また、ブレード格子は構造格子かつ境界適合格子で形成されており、その個数は翼枚数に依存する。格子の詳細を表3、外観を図1に示す。なお、本計算にはJAXA所有のスーパーコンピュータJSS2を用いている。

表2 rFlow3Dの概要

支配方程式	Navier-Stokes 方程式
空間離散化	Cell-vertex FVM (背景格子) Cell-centered FVM (ブレード格子)
非粘性流束	SLAU
再構築法	4th order compact MUSCL TVD
時間積分	4th order Runge-Kutta (背景格子) LUSGS implicit method (ブレード格子)
乱流モデル	なし (疑似 DNS)
回転翼の再現	移動重合格子法

表3 計算格子の詳細

	ブレード格子	内側背景格子			外側背景格子
		Grid1	Grid2	Grid3	
領域サイズ(XxYxZ)	-	10.5Dx2Dx2D	10.5Dx1.9Dx1.9D	10.5Dx1.5Dx1.5D	30.5Dx22Dx22D
計算格子数(IxJxK)	121x121x51	1121x215x215	1121x203x203	1121x161x161	209x141x141
最小格子幅	$y^+ \approx 1$	0.3c (c=0.05[m])			0.3c
総点数	74 万	5182 万	4620 万	2906 万	416 万

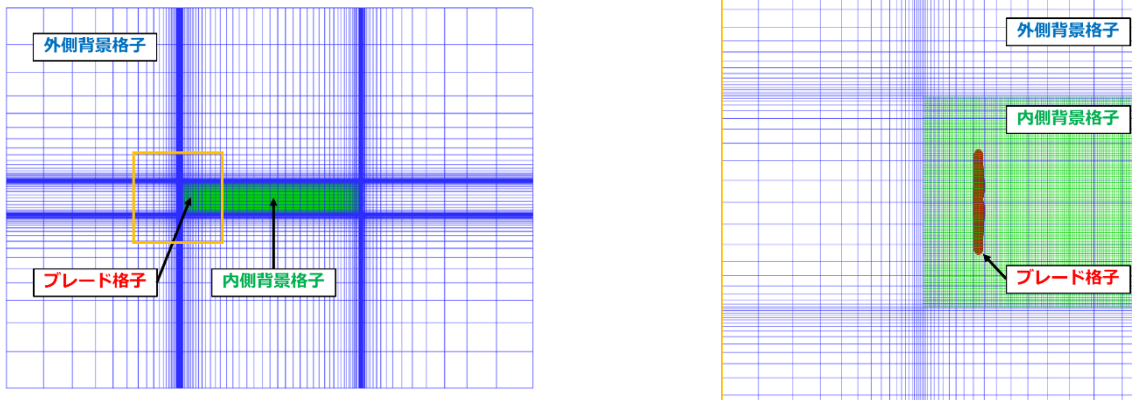


図1 計算格子の外観 (左図: 格子系全体図, 右図: 拡大図)

4. 結果および考察

今回、後流のエネルギー回復について同程度の周速比と同一のスラスト係数の2つ観点からの比較を行う。

初めに、CFDの計算結果の妥当性について確認する。主流の運動エネルギーに対する発電量の割合であるパワー係数 C_p 、推力を示すスラスト係数 C_T を用い、それぞれの定義は以下に示す通りである。

$$C_p = \frac{M_x \omega}{\frac{1}{2} \rho A U_\infty^3} \quad (3)$$

$$C_T = \frac{F_x}{\frac{1}{2} \rho A U_\infty^2} \quad (4)$$

ここで、 M_x 、 F_x 、 ω 、 ρ 、 A はトルク、スラスト、角速度、密度、回転面積をそれぞれ示す。

また、パワー係数、スラスト係数は翼端周速を流入風速で割った値である周速比 λ (Tip speed ratio, TSR) により整理する。

$$\lambda = \frac{R\omega}{U_\infty} \quad (5)$$

ここで R は風車半径である。

図2、図3にrFlow3Dによる計算結果と風洞試験によるパワー係数とスラスト係数を比較した図を示す。破線、点線で風洞試験による結果を示し、マーカーによってCFDによる計算結果を示す。計算結果と風洞試験の結果を比較するとパワー係数、スラスト係数ともに風洞試験とCFDがほぼ一致する結果が得られた。また、rFlow3Dの過去の計算例からスラスト係数が正しく計算できている場合、速度や渦位置など後流について正しく再現できているということが既に確認できているため⁴⁾、今回のケースでも後流を正しく再現できていると考えられる。

また、以下の考察で後流の速度分布を用いる。本研究においては風車後流の流体现象についての平均的な挙動について考察することを目的としているため瞬時値でなく、CFDによる計算結果からサンプリングを行い、平均化を行

った結果を考察に用いる。具体的には風車後流の任意の半径位置において1周360点のサンプリングを行い、平均化することによって空間平均を行っている。したがって、半径 r における主流方向速度成分 u は、

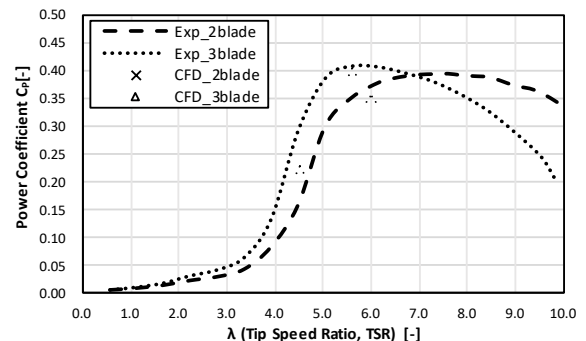
$$u(r) = \frac{1}{360} \sum_{i=1}^{360} u(r, i) \quad (6)$$

と表すことができる。

また、主流の速度分布と同様に以下の考察に用いる主流方向の無次元化運動エネルギー K^* については以下のように定義する。

$$K^* = \frac{K}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^3 (1.45R)^2} \quad (7)$$

ここで、 K は主流方向運動エネルギーである。

図2 実験値⁵⁾とCFDの計算結果の比較 (パワー係数)

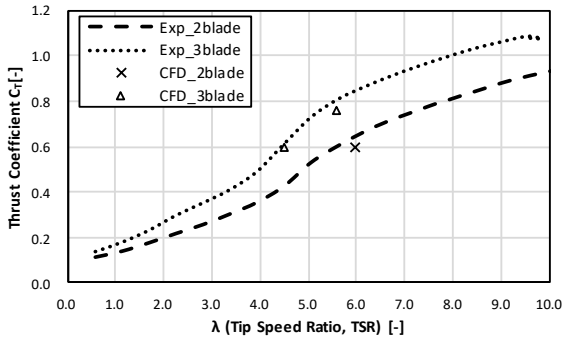


図 3 実験値⁵⁾と CFD の計算結果の比較 (スラスト係数)

4. 1 流れ場とエネルギー推移に関する検討

ここでは、流れ場の状態とエネルギー推移について概要を説明する。以下、図 4 に流れ場の様子、図 5 に主流方向のエネルギー推移を示す。なお、図 4 において、各ケースの上部に主流方向無次元化速度 ($u^* = u/U_\infty$) コンター、下部に無次元化渦度コンターを示す。図 5 において、縦軸に主流方向無次元化運動エネルギー K^* 、横軸に主流方向の無次元化位置を示す。

後流の主流方向の運動エネルギー K^* の変化のプロセスは概ね、 K^* が低下するプロセスの後、 K^* の回復プロセスに移行すると考えられている。まず、 K^* の低下プロセスについて説明する。風車直後では風車の回転に伴い速度欠損が生じ、 K^* が低下する。また、風車翼から放出される翼端渦で形成される翼端渦列が後方に流れるに伴い半径方向に拡大し、仮想的な拡大流管を形成する。この拡大流管では拡大管内の流れと同様の原理で速度が低下し、その結果、主流方向の K^* が低下する。ここで重要となるのが翼端渦列の渦同士の間隔であると考えられる。翼端渦放出周波数が大きくなるとその間隔は狭くなり、よりバリア効果は大きくなると考えられる。なお、バリア効果とは半径方向の拡大流と翼端渦列の作用により、主流と後流の運動量交換を抑制する効果を指す³⁾。翼端渦放出周波数が小さい場合、渦同士の間隔は広くなり、バリア効果は小さくなると考えられエネルギーの低下は小さくなる傾向にあると考えられる。 K^* の回復プロセスにおいては、主流と後流域での運動量交換が促進し、 K^* が回復する。運動量交換の前後で運動量が保存されることを元に構築された後流モデルである Jensen らによる wake model⁷⁾ によると速度欠損が大きいほど K^* の回復率が大きくなるとされている。以下の検討において、 K^* が低下し極値を持った後の K^* の変化率を K^* の回復率と定義している。

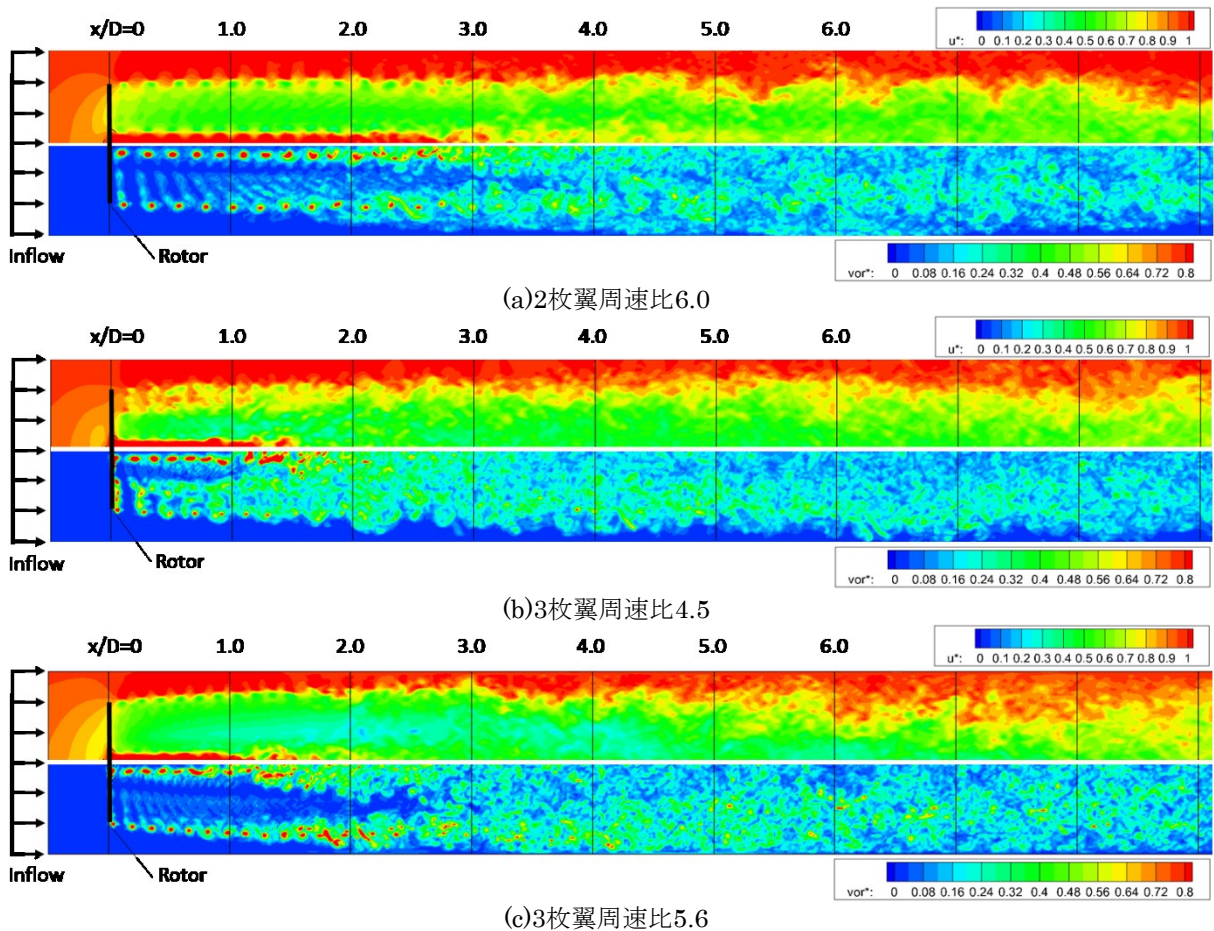


図 4 主流方向速度コンター (上部) と渦度コンター (下部)

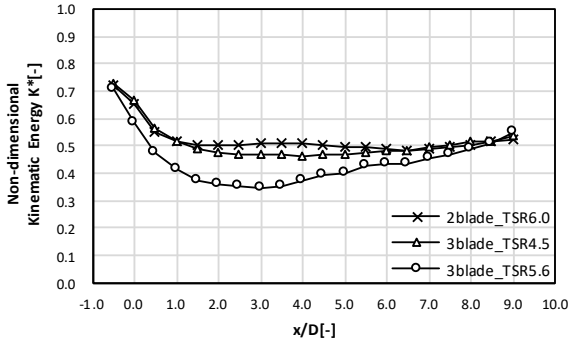


図5 後流の主流方向運動エネルギーの推移

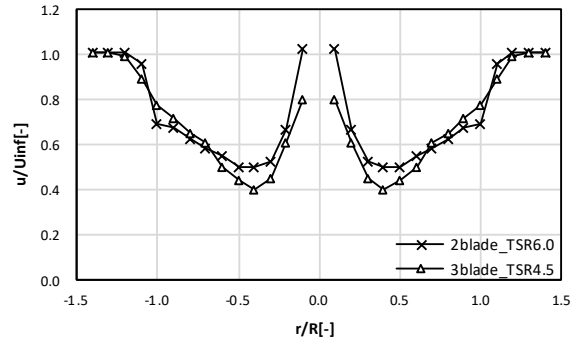


図7 速度プロファイル (x/D = 1.5)

4. 2 各ケースの比較

本稿では、翼端渦放出周波数の比率を元に整理、比較を行う。式(1)から翼端渦放出周波数は、 $f(2,6.0) = 14.3[\text{Hz}]$, $f(3,4.5) = 16.1[\text{Hz}]$, $f(3,5.6) = 20.1[\text{Hz}]$ と求められ、それらの比率 f^* は、

$$f_1^* = \frac{f(3,4.5)}{f(2,6.0)} = 1.13$$

$$f_2^* = \frac{f(3,5.6)}{f(3,4.5)} = 1.25$$

$$f_3^* = \frac{f(3,5.6)}{f(2,6.0)} = 1.41$$

である。以下 f^* を元に検討を行う。

(1) $f_1^* = 1.13$ の場合

$f(2,6.0)$, $f(3,4.5)$ の主流方向のエネルギー K^* の推移を比較した結果を図6に示す。

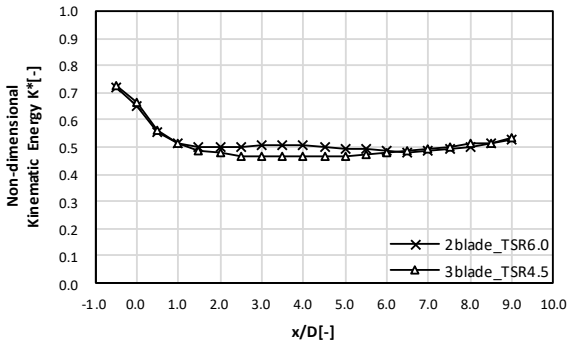


図6 後流の主流方向運動エネルギーの推移

ともに、 $x/D = 0$ において K^* が0.7程度とほぼ同一の値を取る。これはスラスト係数がおおよそ同一であることを意味し、図3からも両ケースのスラスト係数がおおよそ一致することが確認できる。 K^* の低下については両ケースともに $x/D = 1.0$ 程度までは同様の傾向を示し、その後はやや異なる推移をするが概ね一致している。 K^* が低下し極値を持った後の K^* の回復についても両ケースともに同様の傾向を示し、その回復率は非常に小さくなっている。これは、仮想流管の外側において主流方向速度の半径方向の勾配が小さくなっていることから確認できる(図7)。勾配が小さいことは主流方向の運動量交換が小さく、 K^* の回復が小さいことを示している。

(2) $f_2^* = 1.25$ の場合

$f(3,4.5)$, $f(3,5.6)$ の主流方向のエネルギー K^* の推移を比較した結果を図8に示す。

はじめに、風車通過直後における K^* の低下について確認する。ともに K^* が低下する傾向は同一であるが、 $f(3,4.5)$ に比べて、 $f(3,5.6)$ の K^* の低下量が大きくなっている。これは、前述の翼端渦の放出周波数の違いによるもので、 $f(3,4.5)$ の方が渦放出周波数が小さいためバリア効果が小さく、早い段階で K^* の低下が小さくなったと考えられる。

K^* の回復についても、両ケースで回復率が異なる。これは、速度欠損量の違いによるものであると考えられる。 $f(3,5.6)$ のケースの方が速度欠損が大きくなっており、前述のように速度欠損量の大きい方が K^* の回復率が大きくなるため、 $f(3,5.6)$ の方が $f(3,4.5)$ に比べ K^* の回復率が大きくなっていると考えられる。

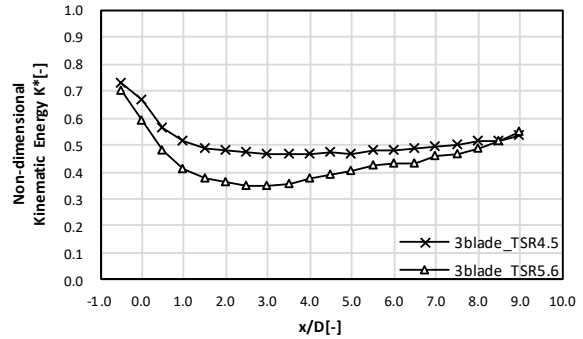


図8 後流の主流方向運動エネルギーの推移

(3) $f_3^* = 1.41$ の場合

$f(2,6.0)$, $f(3,5.6)$ の主流方向のエネルギー K^* の推移を比較した結果を図9に示す。

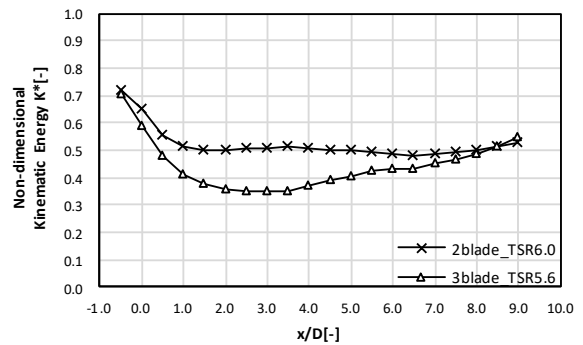


図9 後流の主流方向運動エネルギーの推移

図 9 によると、 $f(2,6.0)$ において、風車近傍領域で K^* の低下が見られるが、 $x/D = 1.0$ 程度で極値をとり、その後はほぼ一定値で推移し、 $x/D = 6.0$ 以降で若干の回復が確認できる。一定値で推移することは K^* の変化が無く、 K^* の回復が見られないということを示している。その一方、 $f(3,5.6)$ においては、風車近傍領域における K^* の低下の傾向は同様であるが、本ケースでは K^* の低下は $x/D = 3.0$ 程度まで起きており、その後は増加に転じる。このように風車近傍において、 K^* の低下が $f(2,6.0)$ の場合で $x/D = 1.0$ 程度、 $f(3,5.6)$ の場合で $x/D = 3.0$ 程度までと翼枚数によって傾向が異なる。その要因はバリア効果の大きさの違いによることと考えることができ、その様子は図 4 の $x/D = 0 \sim 2.0$ の範囲の渦度コンターにより確認できる。 $f(2,6.0)$ の場合の方が $f(3,5.6)$ に比べて渦列の間隔が広がっている。そのため $f(3,5.6)$ に比べバリア効果が小さく、 K^* の低下は早い段階で終了したと考えられる。

K^* が低下し極値を持った後の K^* の回復についても、両ケースで傾向が異なる。この原因として考えられるのが、速度欠損量の違いである。図 10 に $x/D = 3.0$ における速度プロファイルを示す。

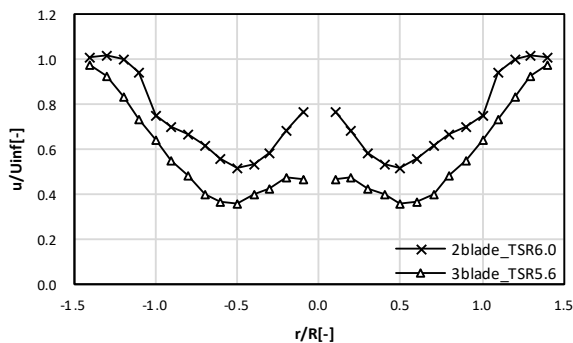


図 10 速度プロファイル ($x/D = 3.0$)

速度プロファイルを見ると $f(3,5.6)$ の方が速度欠損量が大きくなっている。したがって、前述のように速度欠損量の大きい方が K^* の回復率が大きくなるため、 $f(3,5.6)$ の方が $f(2,6.0)$ に比べ K^* の回復率が大きくなっていると考えられる。

以上(1)-(3)をまとめると、比較した2ケースの翼端渦放出周波数の比率が、 $f_1^* = 1.13$ の場合、後流のエネルギーの推移が2ケースで同様の傾向を示し、 $f_2^* = 1.25$ 、 $f_3^* = 1.41$ の場合は K^* の推移が異なる傾向を示すことが分かった。ここで2枚翼と3枚翼の比較である $f_3^* = 1.41$ の場合において K^* の回復傾向に差異が生じた要因が翼枚数の違いによるものではないということに注意されたい。 K^* の回復傾向の差異は3枚翼同士の比較である $f_3^* = 1.41$ の場合においても生じている。したがって、 K^* の回復傾向の差異は翼端渦放出周波数の違いによるものであると考えられる。

本稿の検討から、 $1.00 \leq f^* \leq 1.13$ の範囲において、2ケースのエネルギー回復は同様の傾向を示し、 $1.25 \leq f^*$ の範囲において、2ケースの K^* の回復の傾向に差異が見られることが確認できた。このように翼端渦放出周波数の比率である f^* によって傾向の違いを説明できるということは、後流の K^* の推移の傾向は翼端渦放出周波数に影響されるということを示している。

6. 結言

本研究では翼端渦放出周波数の観点から後流における K^* の推移の傾向に与える影響について検討を行った。その結果得られた知見は以下の2つである。

- 翼枚数や周速比が異なるが渦放出周波数が同程度の場合、近傍後流における K^* の低下、および遠方後流における K^* の回復率が同程度である。
- 渦放出周波数が異なる場合、渦放出周波数が大きい方が K^* の低下が大きく、 K^* の回復率についても大きくなる。

謝辞

本研究では、三重大学において実施された風洞試験のデータを使用させて戴いております。ここに三重大学の関係者各位に感謝の意を表します。

参考文献

- 1) L.J. Vermeer, J.N. Sørensen, and A. Crespo, "Wind turbine wake aerodynamics," *Progress in Aerospace Sciences*, Vol.39, Issues 6–7, pp.467-510, 2003.
- 2) 内田孝紀, 大屋裕二, 杉谷賢一郎, "最適周速比における風車後流と静止円盤後流の比較," 第 19 回風工学シンポジウム論文集, pp.187-192, 2006.
- 3) K. Kimura, Y. Tanabe, T. Aoyama, Y. Matsuo, C. Arakawa, and M. Iida, "CFD simulations of a wind turbine for analysis of tip vortex breakdown," *Journal of Physics: Conference Series*, Vol.749, p.12013, 2016.
- 4) 国立研究開発法人 新エネルギー・産業技術開発機構 (NEDO), "風力等自然エネルギー技術研究開発 風力発電高度実用化研究開発 10MW 超級風車の調査研究 (要素技術)," 2014.
- 5) 鎌田泰成, 前田太佳夫, 飯田康平, 奥村優太, 村田淳介, "風洞実験による2枚翼3枚翼風車の空力荷重の検討," 第 36 回風力エネルギー利用シンポジウム, pp.373-376, 2014.
- 6) Y. Tanabe, and S. Saito, "Significance of all-speed scheme in application to rotorcraft cfd simulations," *The 3rd International Basic Research Conference on Rotorcraft Technology*, Nanjing, China, October 14-16, 2009.
- 7) I. Katic, J. Højstrup, and N.O. Jensen, "A simple model for cluster efficiency," *European Wind Energy Association Conference and Exhibition*, pp. 407-410, 1986.