

平成 29 年度 修士論文

支持材を考慮した直線翼垂直軸風車の  
空力特性解析

2018 年 2 月 2 日 提出

指導教員 前田 太佳夫 教授

鎌田 泰成 准教授

三重大学 大学院工学研究科  
博士前期課程 機械工学専攻  
エネルギー環境工学研究室

粕谷 拓司

## 目次

|       |                    |       |    |
|-------|--------------------|-------|----|
| 第1章   | 緒論                 | ..... |    |
| 1.1   | 研究背景               | ..... | 1  |
| 1.2   | 垂直軸風車導入の課題         | ..... | 1  |
| 1.3   | 垂直軸風車の空力特性         | ..... | 2  |
| 1.4   | 空力解析手法の種類          | ..... | 3  |
| 1.5   | 研究目的および研究手法        | ..... | 5  |
| 第2章   | 主な記号               | ..... | 8  |
| 2.1   | 主な記号               | ..... | 8  |
| 2.1   | 静止座標系              | ..... | 9  |
| 第3章   | 解析対象               | ..... | 11 |
| 3.1   | 解析対象               | ..... | 11 |
| 3.1.1 | 解析対象風車および風洞        | ..... | 11 |
| 3.1.2 | 計測機器               | ..... | 12 |
| 3.1.3 | 風車運転条件             | ..... | 13 |
| 3.2   | データ整理方法            | ..... | 14 |
| 第4章   | 数値解析               | ..... | 25 |
| 4.1   | 空力解析モデル            | ..... | 25 |
| 4.2   | ソルバー               | ..... | 25 |
| 4.3   | 三次元ロータ翼解析          | ..... | 31 |
| 4.3.1 | 計算格子               | ..... | 31 |
| 4.3.2 | 解析条件               | ..... | 32 |
| 第5章   | 解析結果および考察          | ..... | 37 |
| 5.1   | 解析モデルの妥当性検証        | ..... | 38 |
| 5.2   | 支持材による翼幅方向への流体力の変化 | ..... | 38 |
| 5.3   | 翼及び支持材周りの流れ場       | ..... | 39 |
| 第6章   | 結論                 | ..... | 62 |
|       | 参考文献               | ..... | 63 |
|       | 謝辞                 | ..... | 65 |

## 緒論

### 1.1 研究背景

現在の日本国内のエネルギー供給は石油や石炭、天然ガスといった化石燃料が中心である。図 1.1<sup>[1]</sup>に 2014 年度の主要国の化石エネルギー依存度を示す。これより、一次エネルギー国内供給に占める化石エネルギーの依存度は約 95%である。これは原子力や風力、太陽光などの非化石エネルギー源の導入を積極的に進めているフランスやドイツのほか、アメリカや中国など比較的化石エネルギーに依存する国に対しても高い値を示している。またこれらの化石燃料はほぼ全量が海外から輸入されており、2015 年の我が国のエネルギー自給率は 7.0% (推計値) <sup>[1]</sup>であることから、エネルギー自給率の向上は日本の大きな課題であると言える。これを解決するため、再生可能エネルギー源を利用することへの関心が高まっている。

2012 年には再生可能エネルギー導入の促進のため、電気事業者による再生可能エネルギー電気の調達に関する特別措置法に基づいて、再生可能エネルギー固定価格買取制度 (Feed-in Tariff, FIT) が導入された。これは、太陽光や風力などの再生可能エネルギー源で発電された電力を、国が定める固定価格で一定期間、電気事業者が買い取ることを義務付ける制度である。平成 28 年度時点で対象となっている電源種類のうち、1kWh あたりの調達価格が最も高いのは出力規模が 20kW 未満の風力発電であり、55 円/kWh と優遇されている<sup>[2]</sup>。定格出力が 20kW 未満の風車電源は、受風面積が 200m<sup>2</sup> 未満である小形風車が主な対象となっており、定格出力が 20kW 未満かつ最大高さが 15m 未満の風車の場合、発電システムの設備や施工維持、運用を電気管理技術者が行う必要がないため、導入が比較的容易である。そのため、このような小型風車は都市部などの狭い地域での活用が期待できる。

小型の風力発電は、既存のインフラを利用可能であることや、および送電ロスが少ないことといった利点から、都市部への導入が期待されている。本研究では、小型風車の中でも都市型の風車として有利と考えられる直線翼垂直軸風車に注目した。垂直軸風車は地面に対して垂直な回転軸を持ち、回転軸周りに複数の翼を持つ風車である。この風車の出力は風向に依存しないため、ヨー機構が不要である。また、翼の形状が高さ方向に一様である為、製造コストを抑えられるという利点がある。さらに、伝達機構が地上に近く、保守点検が用意である。これら利点から、小型の直線翼垂直軸風車は都市部への導入のさらなる促進により、今まで活用することができないでいた未利用エネルギーの活用が期待されている。

### 1.2 垂直軸風車導入の課題

風車の安全を保証するために、終極荷重および疲労荷重を考慮して強度設計を行う必要がある。終極荷重は 50 年間の再現周期の極値風速に基づき算出され、極値風速が、50m/s を超える地域もある<sup>[3]</sup>。また、風車は回転機械であることから、その回転周期に対応して 1 回転ごとに 1 回以上の繰り返し荷重を受ける。長い運用時間が見込まれる風車では繰り返し

荷重の累積回数も多く、構造各部の疲労荷重も問題となる。

風車に生じる終局荷重や疲労荷重を予測するには、風車に働く流体力を予測し、その流体力を受けた風車がどのように運動するかを予測する必要がある。この流体力と運動を連成させて扱うのが空力弾性解析である。水平軸風車を対象とした空力弾性モデルに基づいた設計用解析コードとして、Fast<sup>[4]</sup>や Bladed<sup>[5]</sup>といったコードがあり、設計段階で広く用いられている。垂直軸風車では村田<sup>[6]</sup>らによる研究がなされているが、現在の設計においては一般的に簡易設計計算式<sup>[7]</sup>が用いられている。簡易設計計算式は空力弾性モデルと比べ、計算精度が劣るとされており、高い安全係数が設定されている。その結果、垂直軸風車は条件によっては過剰に強固な設計を要求されることになり、製造コストの増大を招いている可能性がある。

垂直軸風車導入の課題は他にもあり、その一つとして、出力の低さがあげられる。出力の向上に関する研究の例として、関<sup>[8]</sup>やClaessens<sup>[9]</sup>は垂直軸風車の専用翼型の開発がある。

垂直軸風車は迎角が一回転中に大きく変わる為、動的失速を起こしやすい。動的失速とは迎角変動中に翼面流れの剥離を伴うときに発生する現象である。動的失速が生じると、迎角増加中に静的状態の失速角よりも大きな迎角まで翼面流れが剥離せず、剥離した流れが迎角減少中に静的状態での失速角よりも小さな迎角においても付着しないことが起こる。そのため、動的失速が生じると、揚力係数は同一の迎角であっても迎角増加時と減少時で異なり、ヒステリシスループを形成する。その結果、翼性能は静的状態とは異なり、垂直軸風車にかかる負荷に大きな影響を与える<sup>[10]</sup>。

加えて、揚力型の垂直軸風車は高回転速度かつ低トルクであり、効率特性に優れているが、ソリデティが低いために、自己機動性が低いという問題がある<sup>[11]</sup>。翼弦長を伸ばすことや、翼枚数を増やすことでソリデティを増加すれば、自己機動性は増加するが、風車の最大効率は大きく減少する。また、高回転型の場合、翼端から発生する空力騒音が近隣住民の引き起こすという都市型風車特有の問題もある<sup>[12]</sup>。

都市型風車としての問題としては、他にも、風車が晴天時の運転に伴い、ブレードの影が回転して地上部に明暗を生じる、シャドーフリッカーが、近隣住民の健康被害を引き起こすといった問題も指摘されている<sup>[13]</sup>。

### 1.3 垂直軸風車の空力特性

前節に示したように、垂直軸風車の設計においてロータ翼に生じる流体力を予測することは非常に重要である。垂直軸風車のロータ翼に生じる空力の特徴として、風車の構造に起因する空力変動<sup>[14]</sup>と流れ場の三次元性<sup>[15]</sup>が挙げられる。また直線翼垂直軸風車の場合、風車の回転軸と翼を繋ぐ支持材が空気抵抗を受ける。

垂直軸風車のロータ翼は回転軸を中心に回り、ロータ翼の運動方向と流入風向の関係は、ロータ翼に流入する相対風速に対する回転位置とともに変化する。その結果、ロータ翼に生

じる流体力の大きさと向きは周期性を持って変動する。また、ロータ下流側を通過するロータ翼に流入する流れは、上流側のロータ翼近傍を通過する際に乱されているため、非常に複雑な流れ場となる。このようにして生じた流体力変動は、風車運転状態において風車の構造各部の疲労荷重に大きな影響を与える。

垂直軸風車の空力解析が難しい理由として、流れ場の三次元性の影響が大きいことが挙げられる。この三次元性は、大きく分けて二つの要因から生じている。一つ目は有限幅であるロータ翼の縦渦による誘導抗力の存在である。今、定常並進運動する矩形翼について考える。図 1.2 に示すように、片側の翼端を原点とし、翼スパン方向に  $z$  座標をとると、翼は  $z = 0 \sim H$  に存在する循環分布  $\Gamma(z)$  を持つ渦としてモデル化することができる。この翼周りの渦は束縛渦と呼ばれる。渦には「端」が生じることはないため、翼の下流には循環の翼スパン方向の勾配  $\partial\Gamma(z)/\partial z$  に相当する渦が下流に向かって流出する。この下流にのびた渦を縦渦と呼ぶ。縦渦は翼面上に下向きの速度（誘導速度）を誘起する。この誘導速度により、局所流れの向きは迎角を減少させる方へ変化する。それにより、循環量は減少し、流体力の働く方向は翼の後方へ傾く（図 1.3）。その結果として、誘導抗力を生じさせる。垂直軸風車のロータ翼は、一般的に水平軸風車よりもアスペクト比（翼弦長に対する翼スパンの比）が小さく、誘導抗力の影響を受けやすい。

二つ目は、風車が抵抗体として流れを遮ることから、ロータ面を迂回するように左右に避ける流れと同様に上下左右に避ける流れが生じることが挙げられる<sup>[16]</sup>。これにより、翼端に近い翼スパン断面における主流方向風速は、翼スパン中央高さ断面より増加すると考えられる。

垂直軸風車は水平軸風車とは異なり、風車の回転軸と翼を繋ぐ支持材を有する。支持材には翼の空力荷重に起因するモーメントに加えて、支持材自体に加わる空気抵抗<sup>[17]</sup>も作用する。また上に述べた垂直軸風車特有の三次元流れにより複雑な力が作用すると考えられる。特に、翼で発生する空力荷重は支持材先端に作用するため、支持材根元部には大きなモーメントが発生するとともに、風車回転中の流体力の周期的変動により著しい疲労荷重が作用すると考えられる。後述の空力解析による研究では、主に風車運転中の翼の空力特性に焦点が当てられることが多く、支持材の抵抗が風車特性に与える影響に関する研究<sup>[18]</sup>は少ないのが現状である。

#### 1.4 空力解析手法の種類

風車の空気力学的特性を研究する手法としては、理論式と経験式をコンピュータで処理し計算する数値解析的手法と、実機や模型に対して風洞実験やフィールド実験を行う実験的手法がある。数値解析的手法のメリットは、実験的手法と比べ比較的小さなコストと労力で、風車の形状や運転条件といったパラメータの異なる条件における結果の予測が可能であることである。垂直軸風車は、用途に合わせて運用する回転数や翼枚数やロータ直径、スパン長など様々な設計パラメータが異なることから数値解析的手法のメリットは大きい。

近年、垂直軸風車の数値解析的手法による研究は世界中で行われている。数値解析的手法は、風車に生じる流体力学的な現象のモデル化の方法によって異なる特徴を有する。現在、垂直軸風車の解析に用いられている代表的ないくつかの手法について概説する。

#### (a) 流管モデル

流管モデルは、翼枚数を無限と仮定し風車を作動円盤と表現する水平軸風車における作動円盤理論に相当する。垂直軸風車の流管モデルは、準安定的な流れにおける運動量保存則に基づいており、ロータ翼に作用する力と風車前後における主流方向の運動量変化を等しいとみなす。運動量理論により得られた風車推力と作動円盤理論により計算された風車が失うエネルギーが等しくなる誘導速度係数（減速率）を算出するまで繰り返し計算を行い、流れ場を決定する。流管モデルとして、ロータ全体が1つの流管に含まれると仮定する単一流管モデル<sup>[19]</sup>、分割された流管ごとに運動量変化を考慮する多流管モデル<sup>[20]</sup>、ロータ面上流側および下流側において異なる誘導速度を計算する二重流管モデル<sup>[21][22][23]</sup>が存在する。

これらのモデルは非粘性で定常な二次元流れを仮定している。そのため、計算負荷が比較的軽いというメリットがある。しかし、デメリットとして高推力の運転状態において運動量理論が破綻するため、経験的なモデルが必要となることが挙げられる。そのため、高周速比において解析精度が低下することが指摘されている<sup>[21]</sup>。

#### (b) 渦モデル

渦理論<sup>[22]</sup>に基づく渦モデルは、渦により翼渦および後流渦をモデル化し、渦糸によるロータ翼面上に生じる誘導速度を直接的に求める方法である。流体中を運動するロータ翼に揚力が作用し、これと同時に、揚力に見合った循環量がロータ翼に生じる。渦理論において、翼はこの循環量を形成する翼周りの渦である束縛渦により表現される。風車周りの流れ場に影響を与える渦糸は、束縛渦（Bound Vortex）と後流渦（Wake Vortex）により形成される。後流渦は、翼スパン方向の循環量の勾配により生じる縦渦（Trailing Vortex）と、ロータ翼のもつ循環量の時間的変動に起因する流出渦（Shed Vortex）によって構成される。渦糸により誘起される速度は、Biot-Savart 則や Rankin モデルを用いて計算される。渦理論に基づく空力解析モデルは、ロータ翼の表現方法によりさらに分類され、ロータ翼を一本の渦線として扱う揚力線モデル<sup>[23]</sup>と、ロータ翼面上に配置した渦群で扱う揚力面モデル（パネル法）<sup>[24]</sup>がある。

このモデルのメリットは、前節で述べた垂直軸風車に生じる非定常性および三次元性を経験的なモデルを用いることなく考慮できる点にある。また、計算格子を必要としないため、後述する CFD よりも比較的計算負荷が軽いことも挙げられる。しかしながら、デメリットとして、粘性を厳密に扱うことができないため、二次元翼型データや空力特性データが必要となり、精度がそれらに大きく影響されるということがある。

渦モデルを用いた研究例として、Ferreira ら<sup>[25]</sup>による三次元パネル法による流れ場の解析

が挙げられる。この研究は、垂直軸風車の洋上への導入を想定しており、高い周速比で運転される垂直軸風車を対象としている。そのため、ロータ翼における迎角の変動が大きい低周速比において、研究結果を適用することは難しいと考えられる。また、山本<sup>[26]</sup>は、三次元パネル法を用いて垂直軸風車の荷重に与える三次元効果の解析や性能予測が行われており、解析結果は実験結果と良好な一致を示している。

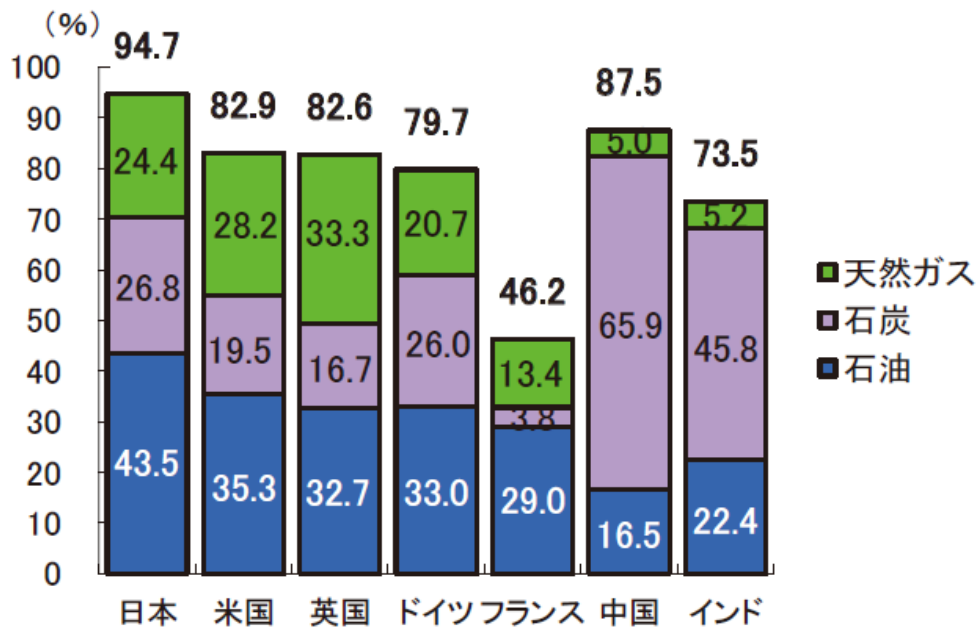
### (c) CFD

近年、風車の特性解析として、Navier-Stokes 方程式を解く数値流体力学（CFD：Computational Fluid Dynamics）<sup>[27]</sup>が注目を集めている。CFD では計算領域を適切な数のメッシュに分割し、それぞれのメッシュにおいて支配方程式を積分することによって離散化方程式を得る。流れ場を Navier-Stokes 方程式で表現する CFD は、三次元効果の評価や粘性による影響の考慮が可能である。CFD は計算負荷が比較的高いというデメリットがあるが、他の数値解析手法に比べ、風車周りの流れ場を最も厳密に扱うことが出来る。また、CFD の入力条件は翼型形状と流入風速のみであり、従来の風車性能解析で要求される二次元翼型空力特性データも不要である。川端<sup>[28]</sup>は、三次元 CFD と比べ、比較的計算負荷が軽い二次元 CFD による垂直軸風車の性能予測を行い流れ場の三次元性を予測できない為に出力を大幅に過大に見積もるといいう結果を示した。近年では、計算機器の性能向上により三次元 CFD による垂直軸風車の数値解析は様々な研究機関で行われ始めている。Howell<sup>[29]</sup>や原<sup>[30]</sup>らにより CFD による小型の垂直軸風車の性能予測が行われており、三次元ロータ翼解析が実機風車出力の予測に有効であることを示している。

## 1.5 研究目的および研究手法

本研究では、支持材を考慮した直線翼垂直軸風車の流れ場とそれに作用する流体力の解明を目的とし、CFD による垂直軸風車周りの流れ場の三次元非定常解析を行った。解析は風車ロータ翼、支持材、および主軸を計算対象とした。流れ場は RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes equations) によりモデル化し、乱流モデルには剥離を伴う複雑な流れに対し、精度がよいとされている SST  $k-\omega$  モデルを用いた。

妥当性の検証を行うために、解析結果は風洞実験結果と比較した。比較に用いた実験データは、軸トルク計による風車出力、六分力天秤によるロータ推力、支持材六分力天秤および翼面圧力分布から得られるロータ翼に生じる流体力である。また、ロータ翼面上の流体力は支持材および三次元流れ場の影響として、翼スパン方向に異なる。この三次元効果は、翼のスパン方向の荷重を考察することにより検証した。



(注)化石エネルギー依存度(%)=(一次エネルギー供給のうち原油・石油製品、石炭、天然ガスの供給)/(一次エネルギー供給)×100。

図 1.1 主要国の化石エネルギー依存度(2014 年)

(出典：「平成 28 年度エネルギーに関する年次報告」(エネルギー白書 2017) [1])

## 主流風速

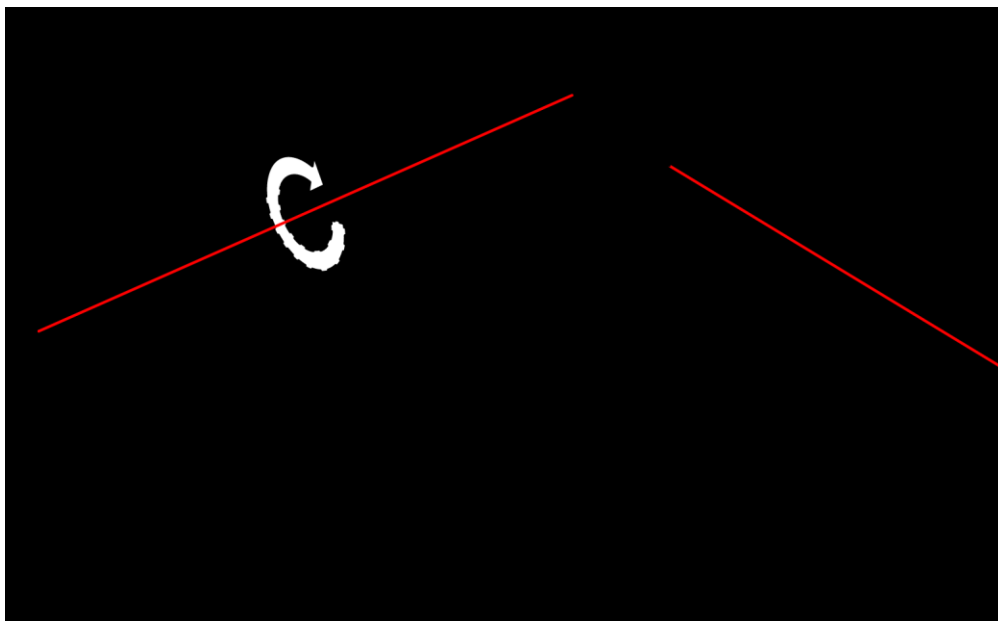


図 1.2 束縛渦と後流渦 (縦渦)



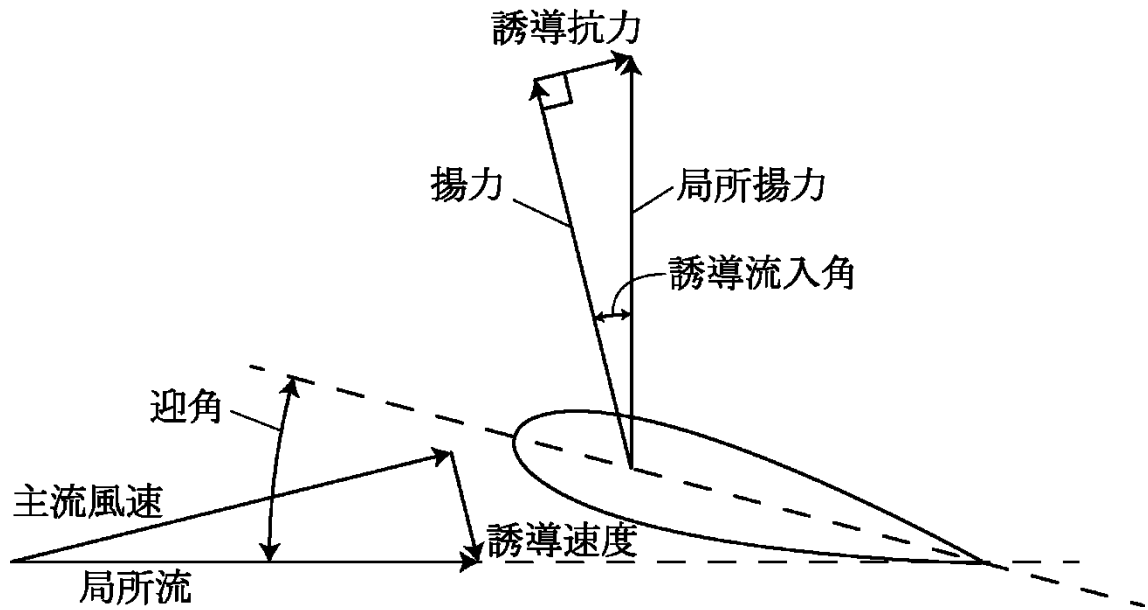


図 1.3 誘導速度による流入風向の変化

## 第2章 主な記号

## 2.1 主な記号

|                |                         |                      |
|----------------|-------------------------|----------------------|
| $A$            | :ロータ受風面積                | [m <sup>2</sup> ]    |
| $c$            | :翼弦長                    | [m]                  |
| $C_{IR}$       | :局所半径方向力係数              |                      |
| $C_{IT}$       | :局所接線方向力係数              |                      |
| $C_{IPW}$      | :局所出力係数                 |                      |
| $C_{IQR}$      | :局所ロータトルク係数             |                      |
| $C_{IQB}$      | :局所単独翼トルク係数             |                      |
| $C_p$          | :圧力係数                   |                      |
| $C_{PW}$       | :出力係数                   |                      |
| $C_{QB}$       | :単独翼トルク係数               |                      |
| $C_{QR}$       | :ロータトルク係数               |                      |
| $C_T$          | :推力係数                   |                      |
| $ds$           | :翼面上微小面積                | [m <sup>2</sup> ]    |
| $dh$           | :翼面上微小距離                | [m]                  |
| $D$            | :ロータ直径                  | [m]                  |
| $F_{axis}$     | :ロータ軸主流方向力              | [N]                  |
| $F_{IR}$       | :局所半径方向力                | [N]                  |
| $F_{IT}$       | :局所接線方向力                | [N]                  |
| $F_{Sx}$       | :単独支持材主流方向力             | [N]                  |
| $F_S$          | :単独支持材横方向力              | [N]                  |
| $F_{Bx}$       | :単独翼主流方向力               | [N]                  |
| $F_{By}$       | :単独翼横方向力                | [N]                  |
| $F_x$          | :ロータ主流方向力               | [N]                  |
| $F_y$          | :ロータ横方向力                | [N]                  |
| $H$            | :翼幅方向長さ                 | [m]                  |
| $l$            | :ロータ軸から微小要素までの距離        | [m]                  |
| $l_{tap}$      | :ロータ回転中心から圧力孔までの距離      | [m]                  |
| $l_{ref}$      | :ロータ回転中心から基準圧力検出位置までの距離 | [m]                  |
| $N$            | :ロータ回転数                 | [min <sup>-1</sup> ] |
| $N_B$          | :風車翼枚数                  |                      |
| $N_g$          | :計算格子数                  |                      |
| $p$            | :翼面圧力                   | [Pa]                 |
| $p_c$          | :翼面上微小要素における圧力          | [Pa]                 |
| $p_{measured}$ | :多点圧力測定装置による翼面圧力の計測値    | [Pa]                 |
| $F_n$          | :翼面上微小要素に作用する法線方向力      | [N]                  |

## 第2章 主な記号

|                |                       |                      |
|----------------|-----------------------|----------------------|
| $P_T$          | : 翼面上微小要素に作用する主流方向力   | [N]                  |
| $P_\theta$     | : 翼面上微小要素に作用する周方向力    | [N]                  |
| $Q_B$          | : 単独翼トルク              | [N•m]                |
| $Q_{BS}$       | : 単独翼ロータトルク           | [N•m]                |
| $Q_S$          | : 単独支持材抵抗トルク          | [N•m]                |
| $Q_R$          | : ロータトルク              | [N•m]                |
| $Q_{R-ave}$    | : 平均ロータトルク            | [N•m]                |
| $Q_{IR-ave}$   | : 局所平均トルク             | [N•m]                |
| $Q_B$          | : 単独翼ロータトルク           | [N•m]                |
| $Q_{IB}$       | : 局所単独翼トルク            | [N•m]                |
| $Q_{IR}$       | : 局所ロータトルク            | [N•m]                |
| $R$            | : ロータ半径               | [m]                  |
| $Re$           | : レイノルズ数              |                      |
| $T$            | : ロータスラスト             | [N]                  |
| $T_{IR}$       | : 局所スラスト              | [N]                  |
| $T_{IR-ave}$   | : 局所平均スラスト            | [N]                  |
| $T_{IS}$       | : 局所単独翼スラスト           | [N]                  |
| $U_0$          | : 主流風速                | [m/s]                |
| $U^+$          | : 無次元風速               |                      |
| $y^+$          | : 無次元距離               |                      |
| $\alpha$       | : 迎角                  | [°]                  |
| $\beta$        | : 翼取付角                | [°]                  |
| $\Gamma$       | : 循環量                 | [m <sup>2</sup> /s]  |
| $\Delta t$     | : 時間ステップ幅             | [s]                  |
| $\Delta\theta$ | : アジマス角ステップ幅          | [°]                  |
| $\theta$       | : アジマス角               | [°]                  |
| $\lambda$      | : 周速比                 |                      |
| $\rho$         | : 空気密度                | [kg/m <sup>3</sup> ] |
| $\Psi_\theta$  | : 翼面微小要素の法線方向と周方向がなす角 | [°]                  |
| $\omega$       | : ロータ回転角速度            | [rad/s]              |
| $\Omega_z$     | : z 軸を回転軸とする渦度        | [1/s]                |

## 添字

|      |           |
|------|-----------|
| A    | : 支持材     |
| Ave  | : 平均      |
| axis | : ロータ軸    |
| B    | : 翼       |
| c    | : 翼面上微小要素 |
| g    | : 計算格子    |

## 第2章 主な記号

|          |             |
|----------|-------------|
| l        | : 局所        |
| measured | : 計測値       |
| n        | : 法線方向      |
| p        | : 圧力        |
| PW       | : 出力        |
| QR       | : ロータトルク    |
| QS       | : 単独翼トルク    |
| R        | : ロータ       |
| S        | : 単独翼       |
| T        | : 推力, 主流方向力 |
| x        | : 主流方向      |
| y        | : 横方向       |
| z        | : 鉛直方向      |
| $\theta$ | : 周方向       |

## 2.2 静止座標系

図 2.1 に静止座標系  $(x, y, z)$  を示す。風車の回転中心  $O$  を原点とし、主流方向、横方向、鉛直方向にそれぞれ  $x, y, z$  軸をとる。 $z$  軸は翼スパン中央断面を原点とする。翼の方位角を表すアジマス角  $\theta$  は、基準翼が主流と正対する位置を原点とし、ロータ回転方向は、上空から風車を見たときに時計回りの方向を正とする。

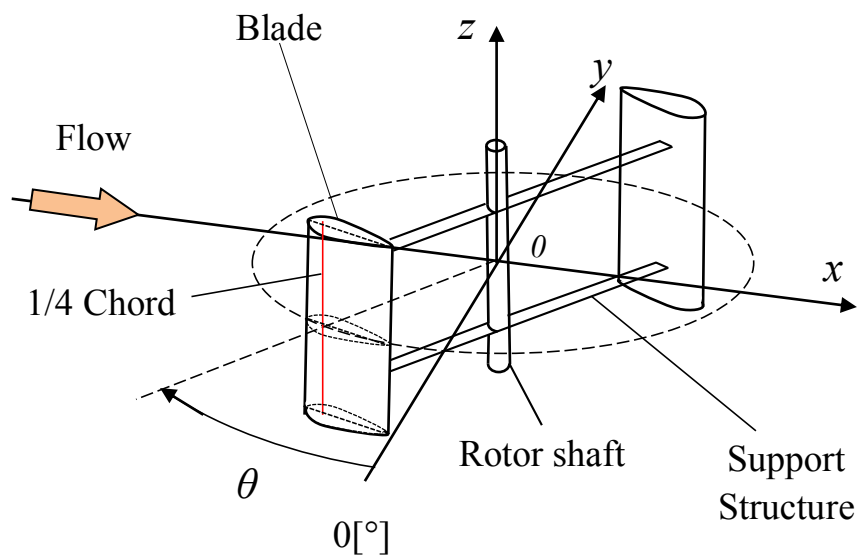


図 2.1 静止座標系

## 第3章 解析対象

### 3.1 解析対象

本研究は、三次元 CFD を用いた垂直軸風車の数値解析の妥当性について検証し、垂直軸風車に生じる三次元性について明らかにすることを目的としている。本解析は、三重大学卓越型研究支援施設に設置されている単帰還式水平回流型低速風洞で実施された風洞実験に用いられた実験用垂直軸風車を解析対象としている。この風洞実験における測定項目は、主軸に設置されたトルク計による主軸トルク、多点圧力測定装置によるロータ翼面圧力、および床置六分力天秤による風車に加わる推力などである。

#### 3.1.1 解析対象風車および風洞

本解析対象の風洞実験は単帰還式水平回流型低速風洞内で行われた。図 3.1(a), (b)にそれぞれ大型風洞の鳥瞰図と平面図、正面図を示す。吹出口径は 3.6m、最大風速 30m/s、開放測定部の主流方向長さは 4.5m である。風洞吹出口には、主流風速を測定するためのピトー管と、主流温度を測定するための室温用白金測温抵抗体が設置されている。

解析対象の風車は、翼スパン方向に同一翼断面を備えた直線翼垂直軸風車である。実験用風車は図 3.2 に示されるように、ロータ回転中心が風洞吹出口から 2.060m 下流となるように設置された。実験用風車の写真を図 3.3 に、主要構造を図 3.4 にそれぞれ示す。実験用風車は、翼 (Blade)、支持材 (Support Structure)、およびロータ軸 (Rotor Shaft) から構成されている。翼型の断面形状は NACA0021 で、翼弦長  $c=0.2$ [m] である。図 3.5 に支持材の断面形状を示す。断面形状は幅 60mm、厚さ 20mm の長丸形である。実験用風車の翼枚数は 2~5 の間で変更可能である。また、ロータ直径は、支持材の交換により  $D=1.0$  [m] と 2.0 [m] に変更できる。これらの変更により、風車ロータのソリディティの変更が可能である。ソリディティとは、ロータ回転軌跡の長さに占める翼弦長の割合として定義され、風車性能に大きく影響を与える無次元パラメータである。ソリディティの定義式を以下に表す。

$$\sigma = \frac{N_b c}{\pi D} \quad (3.1)$$

ロータへの翼の取付角は、翼弦線とロータ回転軌跡の接線のなす角とし、翼前縁がロータ回転面の外側へ傾く向きを正と定義する (図 3.6)。今回の解析で対象にした風車の翼枚数  $N_b$  は 2 枚、ロータ直径  $D$  は 2.0m であり、翼取付角は、事前に行われた性能試験において実験用風車が最大出力を示した  $\beta=5$  [°] とした。また、2 章に示したように、アジマス角は、翼の進行方向が主流と正対する位置を 0° とし、ロータ回転方向である時計回りに正と定義する (図 3.6)。

#### 3.1.2 計測機器

実験用風車には、図 3.2 に示すようにトルク計、多点圧力測定装置および六分力天秤が取

## 第3章 解析対象

り付けられている。表 3.1 にこの実験で用いられた計測機器の型番とそのメーカーを示す。

表 3.1 実験装置型式

| 測定装置     | 型番                   | メーカー           |
|----------|----------------------|----------------|
| トルク検出器   | MTS020               | サンエテック         |
| 回転数検出器   | MEH-85               | マイクロテック・ラボラトリー |
| 圧力検出器    | ZOC22B/32Px-X1.0PSID | Scanivalve     |
| A/D 変換機  | RAD A/D3200          | Scanivalve     |
| 床置六分力天秤  | LMC-6895-200N        | 日章電機           |
| 歪増幅器     | MCA-600              | 日章電機           |
| 支持材六分力天秤 | LMC-61360            | 日章電機           |

本研究で解析対象としたデータを計測した機器について以下に示す。

## (a) トルク計

実験用風車の主軸トルクはロータ回転軸に取り付けられた磁歪式トルク計で計測された。図 3.8 にトルク計の概要図を示す。アンプはトルク計に内蔵されている。トルク計の定格トルクと応答性、および慣性モーメントはそれぞれ  $20\text{N}\cdot\text{m}$ 、 $1\text{kHz}$ 、 $2.01\times 10^{-6}\text{kg}\cdot\text{m}^2$  である。精度は定格トルクの $\pm 0.2\%$ である。

## (b) 多点圧力測定装置

運転中のロータ翼面上の圧力分布計測は、局所的な流体力の直接的な算出に繋がるため、空力負荷解析手法の妥当性検証や流体力学的な現象理解において、非常に有用である。この実験では、多点圧力装置により翼面圧力分布を計測した。

翼面圧力測定はそれぞれ異なる翼スパン方向位置に圧力孔を設けた 5 枚の圧力測定翼を用いて行った。図 3.9(a), (b)に翼の断面形状および翼面圧力測定用の圧力孔の位置を示す。図中の赤いプロットとラインがそれぞれ圧力孔位置と測定断面である。

多点圧力測定装置の計測圧力範囲は $\pm 7\text{kPa}$  であり、精度はフルスケールの $\pm 0.15\%$ である。また、測定ポート数は 32ch、測定周波数は 1ch あたり  $625\text{Hz}$  である。図 3.10 に圧力測定の概要を示す。圧力測定装置および無線 LAN 子機がロータ軸の上部に設置され、圧力測定装置は、基準圧力と測定孔における圧力の差圧を出力する。得られた圧力データは無線 LAN により静止系に設置された計測用 PC に送られる。

多点圧力測定装置による翼面圧力分布の基準圧力はロータ軸上部に設置されている回転系計測機器収納カバーの内壁に固定された圧力導管の端により与えられている。そのため、多点圧力測定装置による計測値  $p_{\text{measured}}$  は、圧力導管内の空気に作用する遠心力により、翼面の圧力  $p$  より低い値を示す。この影響を補正するために、以下の式により翼面圧力を求めた。

$$p = p_{\text{measured}} + \frac{1}{2} \rho (l_{\text{tap}}^2 - l_{\text{ref}}^2) \omega^2 \quad (3.2)$$

ここで  $l_{\text{tap}}$  は回転中心からそれぞれの圧力孔までの距離,  $l_{\text{ref}}$  は回転中心から基準圧力検出位置までの距離を示す.

#### (c) 床置六分力天秤

床置六分力天秤は風車下部に設置され, 直交する三軸方向の力と三軸まわりのモーメントを測定することができる. 風車は六分力天秤の上面に固定され, 六分力天秤は風車全体に発生する力およびモーメントを測定する. 六分力天秤の電圧信号は歪増幅器により増幅され出力される. 計測分解能は, フルスケールの $\pm 0.001\%$ , 定格負荷は  $x$  軸および  $y$  軸方向に  $\pm 2000\text{N}$ ,  $z$  軸に  $\pm 8000\text{N}$  であり,  $x$  軸および  $y$  軸周りに  $\pm 3000\text{N}\cdot\text{m}$ ,  $z$  軸周りに  $\pm 1000\text{N}\cdot\text{m}$  である.

#### (d) 支持材六分力天秤

支持材六分力天秤はロータ軸に設置され, 支持材根元に加わる力およびモーメントを測定することができる. 図 3.11 に支持材六分力天秤の座標系を示す. 六分力天秤の電圧信号は天秤に内蔵された歪増幅器により増幅され出力される. 計測分解能は, フルスケールの $\pm 0.5\%$ , 定格負荷は  $x$  軸方向に  $\pm 400\text{N}$ ,  $y$  軸方向に  $\pm 2000\text{N}$ ,  $z$  軸に  $\pm 20\text{N}$  であり,  $x$  軸周りに  $\pm 20\text{N}\cdot\text{m}$ ,  $y$  軸周りに  $\pm 10\text{N}\cdot\text{m}$ ,  $z$  軸周りに  $\pm 40\text{N}\cdot\text{m}$  である.

#### (e) エンコーダ

A 相 B 相 Z 相の 3 相の信号を出力するエンコーダにより回転数および回転方向を測定した. A 相, B 相より 1 回転につき 4096 個出力されるパルス信号を検出し, 1 回転に 1 度出力する Z 相信号を原点として検出することで回転数およびアジマス角を算出した.

### 3.1.3 風車運転条件

解析対象とした風洞実験は, 風洞風速を  $9.0\text{m/s}$  で一定とし, ロータ回転角速度  $\omega$  を変更することで周速比を変更しながら行われた. ここで, 周速比  $\lambda$  とは, 主流風速  $U$  に対する翼の周速の比であり, 風車の運転状態を表す無次元パラメータである. 定義式は以下の通りである.

$$\lambda = \frac{R\omega}{U} \quad (3.3)$$

## 第3章 解析対象

ここで、 $R$ はロータ半径、 $\omega$ はロータ回転角速度、 $U$ は主流風速を示している。解析の妥当性検証に用いた実験結果は、 $\lambda=0.06\sim 3.25$ （回転数  $5\sim 280 \text{ min}^{-1}$ ）の周速比で取得されたものである。特に、流体力の比較に用いた翼面圧力測定データは周速比 $\lambda=1.74, 2.37, 2.56$ （回転数  $132, 205, 220\text{rpm}$ ）において取得された。ロータ出力の考察には、ロータ1回転分で平均された値を用いる。翼面圧力分布は、アジマス角  $5^\circ$ ごとに BIN 平均された流体力の値を考察に用いる。

## 3.2 データ整理方法

本解析においては、翼面および支持材全体に加わる主流方向力と横方向力、および回転軸周りに働くトルクを直接得ることができる。

それぞれの翼によってロータに与えられる単独翼ロータトルク  $Q_{BS}$  は次のように定義する

$$Q_{BS} = Q_B + 2Q_S$$

ここで  $Q_B$ は1枚の翼によって回転軸周りに生じるトルク、 $Q_S$ は1枚の支持材によって回転軸周りに生じる抵抗トルクである。

ロータ全体のトルク（ロータトルク） $Q_R$ は、それぞれの翼に生じる単独翼トルク  $Q_{BS}$ を翼枚数分合計した値として算出される。

$$Q_R = \sum^{N_B} Q_{BS} \quad (3.4)$$

単独翼トルク係数  $C_{QS}$ 、ロータトルク係数  $C_{QR}$ は次のように定義する。

$$C_{QS} = \frac{Q_{BS}}{\frac{1}{2}\rho ARU_0^2} \quad (3.5)$$

$$C_{QR} = \frac{Q_R}{\frac{1}{2}\rho ARU_0^2} \quad (3.6)$$

ここで、 $A$ はロータ受風面積（ $A=DH$ ）を表す。

ロータトルク  $Q_R$ の1回転中の平均値である平均ロータトルク  $Q_{R-ave}$ 、出力係数  $C_{PW}$ を次のように定義する。

$$Q_{R-ave} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} Q_R(\theta) d\theta \quad (3.7)$$

$$C_{PW} = \frac{Q_{R-ave}\omega}{\frac{1}{2}\rho AU_0^3} \quad (3.8)$$

それぞれの翼によってロータに与えられる主流方向力  $F_x$ および横方向力  $F_y$ は



$$F_x = F_{Bx} + 2F_{Sx} \quad (3.9)$$

$$F_y = F_{By} + 2F_{Sy} \quad (3.10)$$

ここで  $F_{Bx}, F_{By}$  は翼,  $F_{Sx}, F_{Sy}$  支持材に生じる主流方向力および横方向力である. ロータ全体の推力  $T$  は, それぞれの翼に生じる主流方向力  $F_x$  と回転軸に生じる主流方向力  $F_{axis}$  によって以下のように求まる.

$$T = \sum^{N_b} F_y + F_{axis} \quad (3.11)$$

推力  $T$  の 1 回転中の平均値である平均推力  $T_{R-ave}$ , 推力係数  $C_T$  は以下のように定義する.

$$T_{R-ave} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} T(\theta) d\theta \quad (3.12)$$

$$C_T = \frac{T_{R-ave}}{\frac{1}{2} \rho A U_0^2} \quad (3.13)$$

接線方向力  $F_T$  および半径方向力  $F_N$  は以下のように求められる.

$$F_T = -F_x \cos \theta + F_y \sin \theta \quad (3.14)$$

$$F_N = -F_x \sin \theta - F_y \cos \theta \quad (3.15)$$

接線方向力係数  $C_{TF}$  は以下のように定義する.

$$C_{TF} = \frac{F_T}{\frac{1}{2} \rho c H U_0^2} \quad (3.16)$$

ここで,  $F_T$  は 1 枚のロータ翼に生じるロータ回転方向の力である.

半径方向力係数  $C_{RF}$  は以下のように定義する.

$$C_{RF} = \frac{F_N}{\frac{1}{2} \rho c H U_0^2} \quad (3.17)$$

ここで,  $F_N$  は 1 枚のロータ翼に生じる半径方向の力である.

また, 得られた翼面圧力分布から翼に働く流体力を算出する方法について示す. 図 3.11 に翼面上の微小要素に生じる法線方向力  $F_n$  と周方向力  $F_\theta$  の関係を示す. 翼面微小要素における法線方向力  $F_n$  のスカラー量  $F_n$  は, 翼面圧力  $p$ , 翼面微小要素の面積  $ds$ , 翼スパン方向長さ  $H$  から  $F_n = p H ds$  となる. 本解析では, 翼断面に生じる局所単独翼トルク  $Q_{IQB}$  を考察するのに用いる.  $Q_{IQB}$  はロータ軸から微小要素までの距離  $l$  と法線方向力の周方向成分  $P_\theta$  の積を翼断面全体にわたって積分することで得られる.

$$Q_{IB} = \int pl \cos \Psi_{\theta} ds \quad (3.18)$$

また，局所ロータトルクは以下のように定義する．

$$Q_{IR} = \sum^{N_B} Q_{IB} \quad (3.19)$$

局所単独翼トルク係数  $C_{IQB}$ ，局所トルク係数  $C_{IQR}$  は次のように定義する．

$$C_{IQB} = \frac{Q_{IB}}{\frac{1}{2} \rho D dh U^2} \quad (3.20)$$

$$C_{IQR} = \frac{Q_{IR}}{\frac{1}{2} \rho D dh U^2} \quad (3.21)$$

また，局所トルク  $Q_{LR}$  の一回転中の平均値である局所平均トルク  $Q_{IR-ave}$ ，局所出力係数  $C_{IPW}$  を次のように定義する．

$$Q_{IR-ave} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} Q_{IR}(\theta) d\theta \quad (3.22)$$

$$C_{IPW} = \frac{Q_{IR-ave} \omega}{\frac{1}{2} \rho D dh U_0^3} \quad (3.23)$$

ここで， $dh$  は翼面微小要素の翼幅方向の微小距離である．

局所接線方向力  $F_{IT}$ ，局所半径方向力  $F_{IR}$  は以下のように定義する．

$$F_{IT} = \int p \cos \Psi_{\theta} ds \quad (3.24)$$

$$F_{IR} = \int p \sin \Psi_{\theta} ds \quad (3.25)$$

また，局所接線方向力係数  $C_{ITF}$ ，半径方向力係数  $C_{IRF}$  は以下のように定義する．

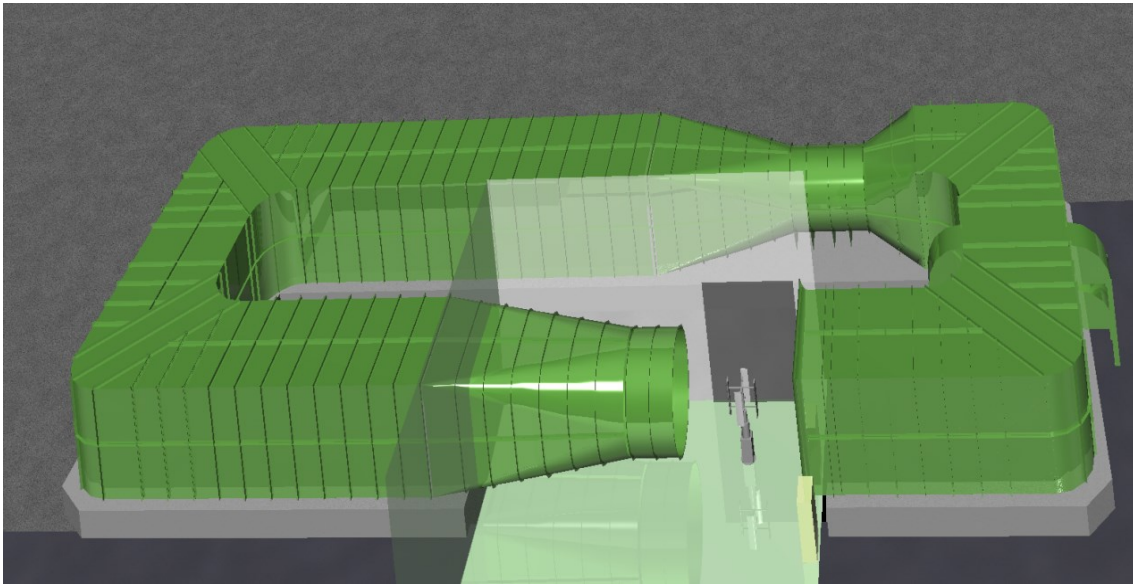
$$C_{ITF} = \frac{F_{IT}}{\frac{1}{2} \rho c dh U_0^2} \quad (3.26)$$

$$C_{IRF} = \frac{F_{IR}}{\frac{1}{2} \rho c dh U_0^2} \quad (3.27)$$

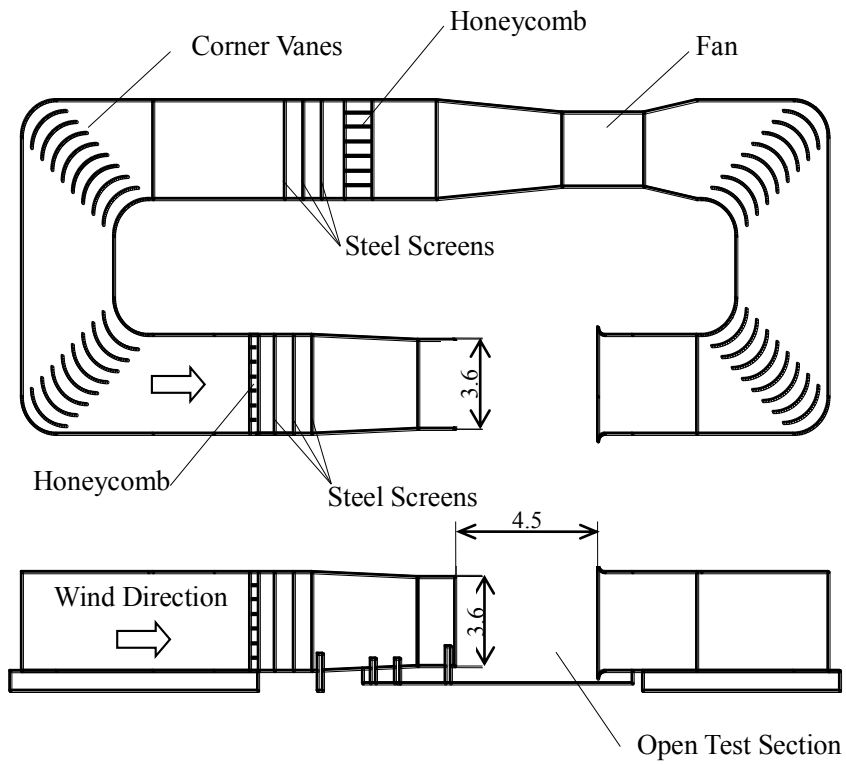
圧力係数  $C_p$  は以下の様に定義する．

$$C_p = \frac{p_c}{\frac{1}{2}\rho U_0^2} \quad (3.28)$$

ここで、 $p_c$ は翼面上の微小要素における圧力である。



(a) 鳥瞰図



(b) 平面図および正面図(単位[m])

図 3.1 風洞

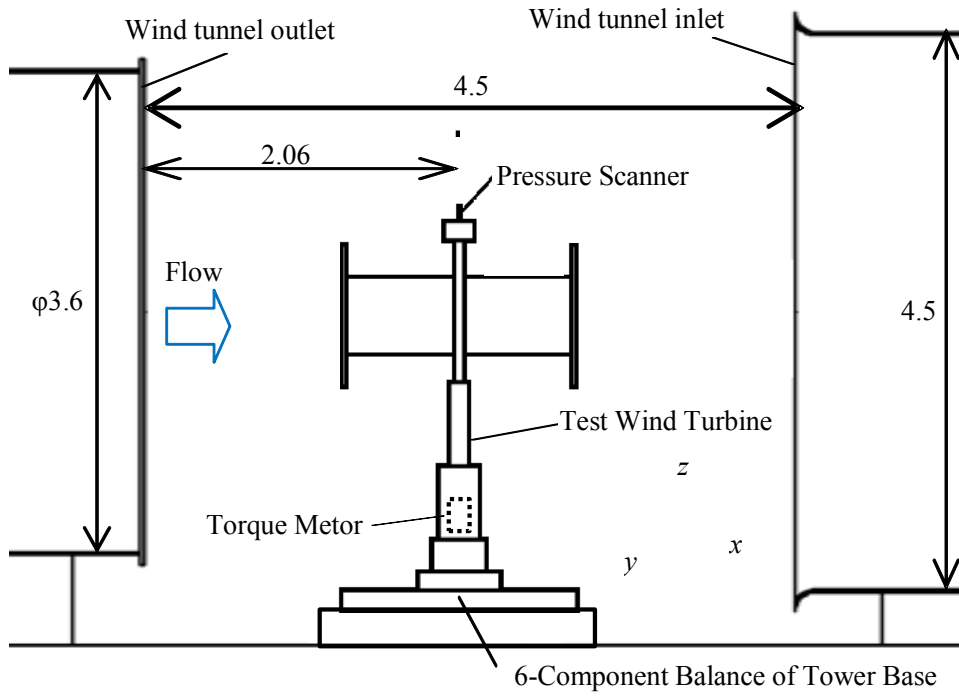


図 3.2 実験装置全体図(単位[m])



図 3.3 実験用風車

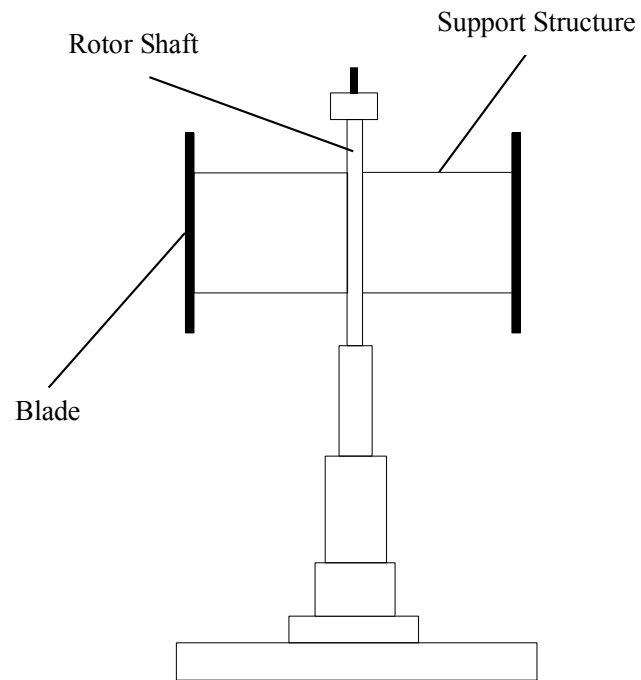


图 3.4 主要構造物

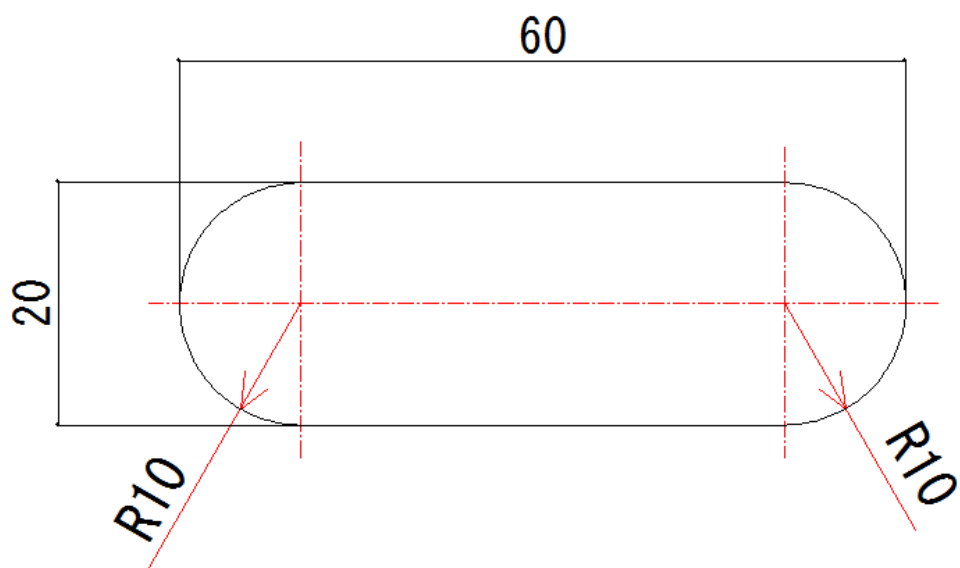


图 3.5 支持材断面形状(单位[mm])

## 第3章 解析対象

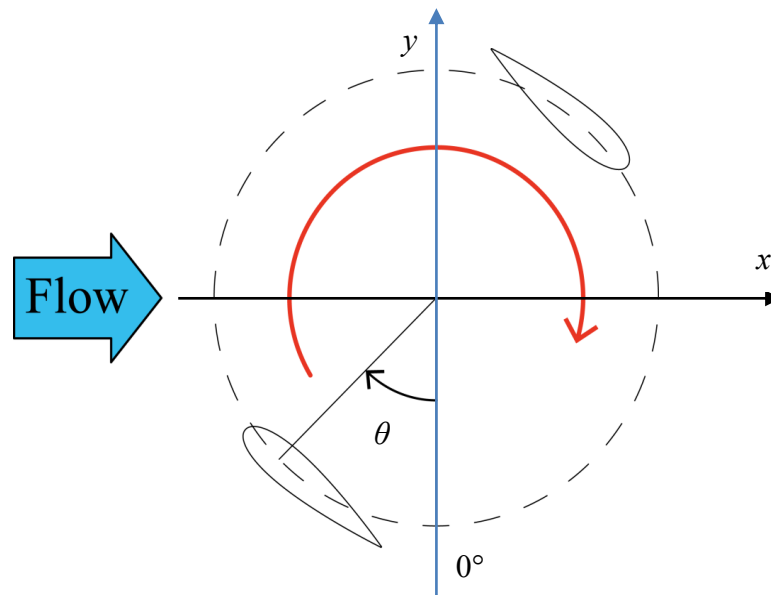


図 3.6 アジマス角の定義

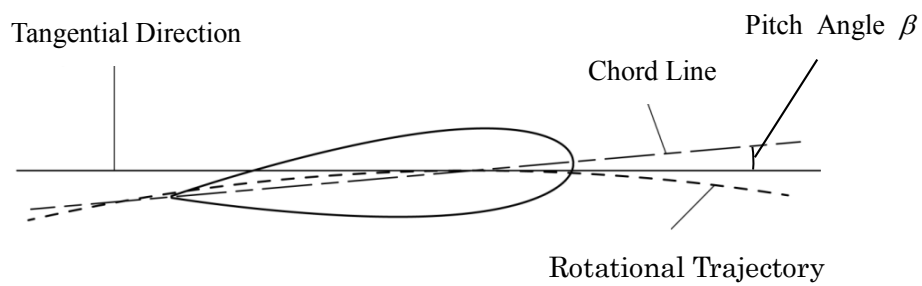


図 3.7 翼取付角の定義

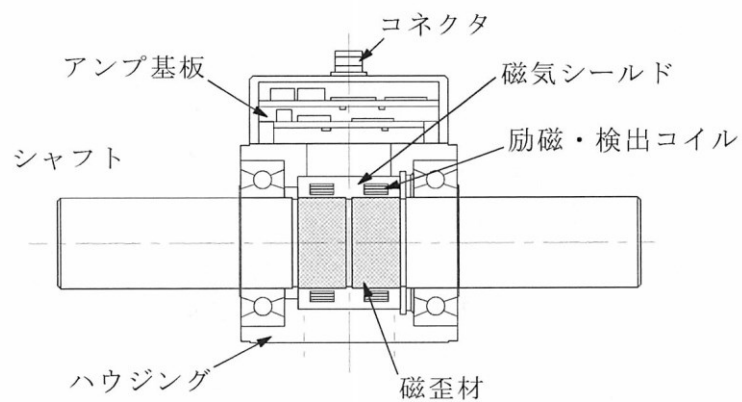
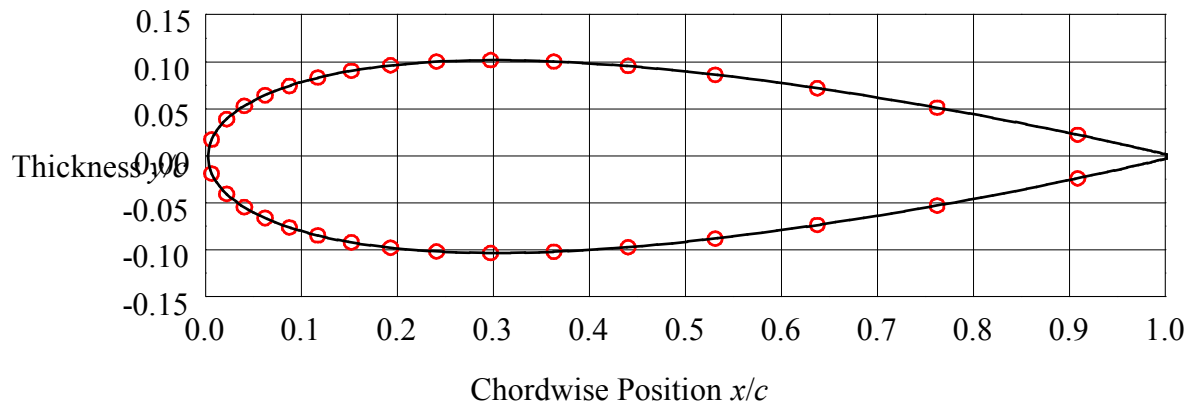
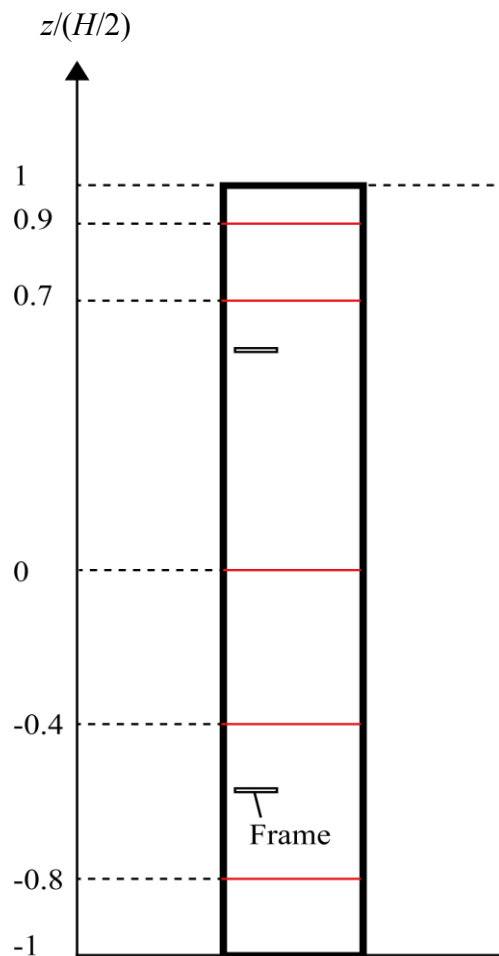


図 3.8 磁歪式トルクセンサ(出典)株式会社サンエテック,  
MTS02ND トルクセンサ取扱い説明書

## 第3章 解析対象



(a) 実験用風車翼型および圧力孔の位置



(b) 圧力孔の翼スパン方向位置

図 3.9 圧力測定 の概略図



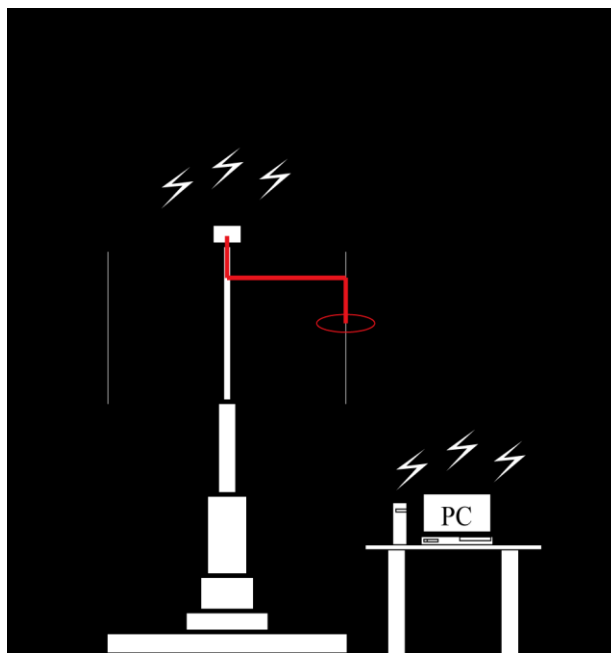


図 3.10 圧力測定の概略図

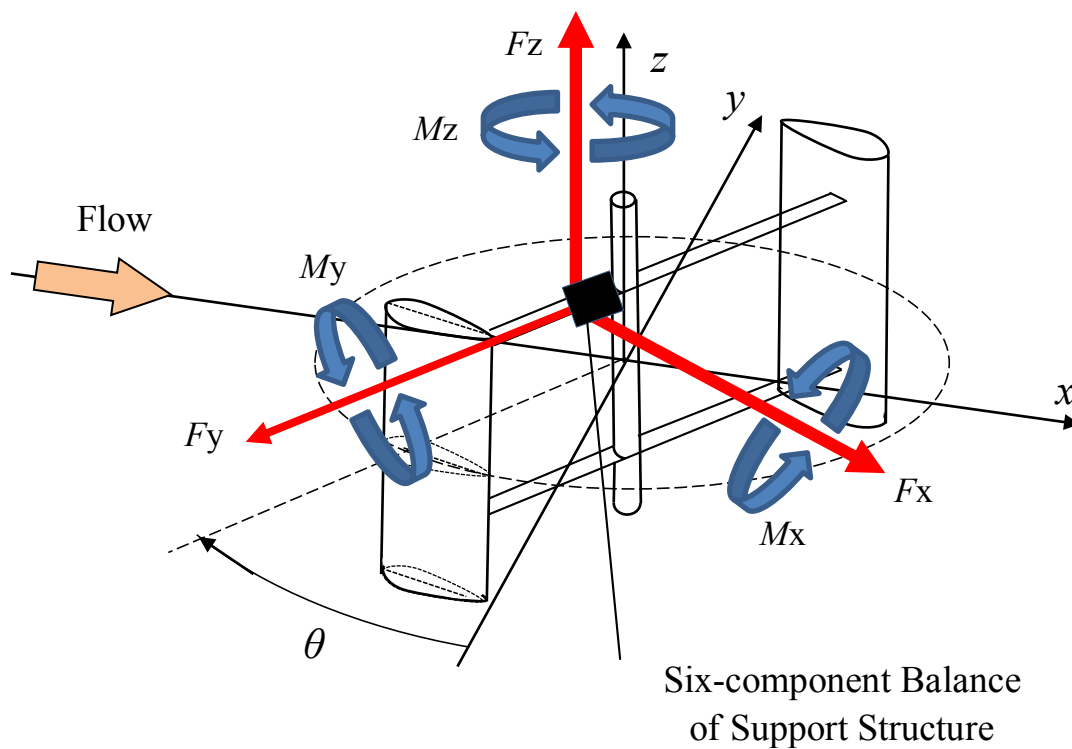


図 3.11 支持材六分力天秤の座標系

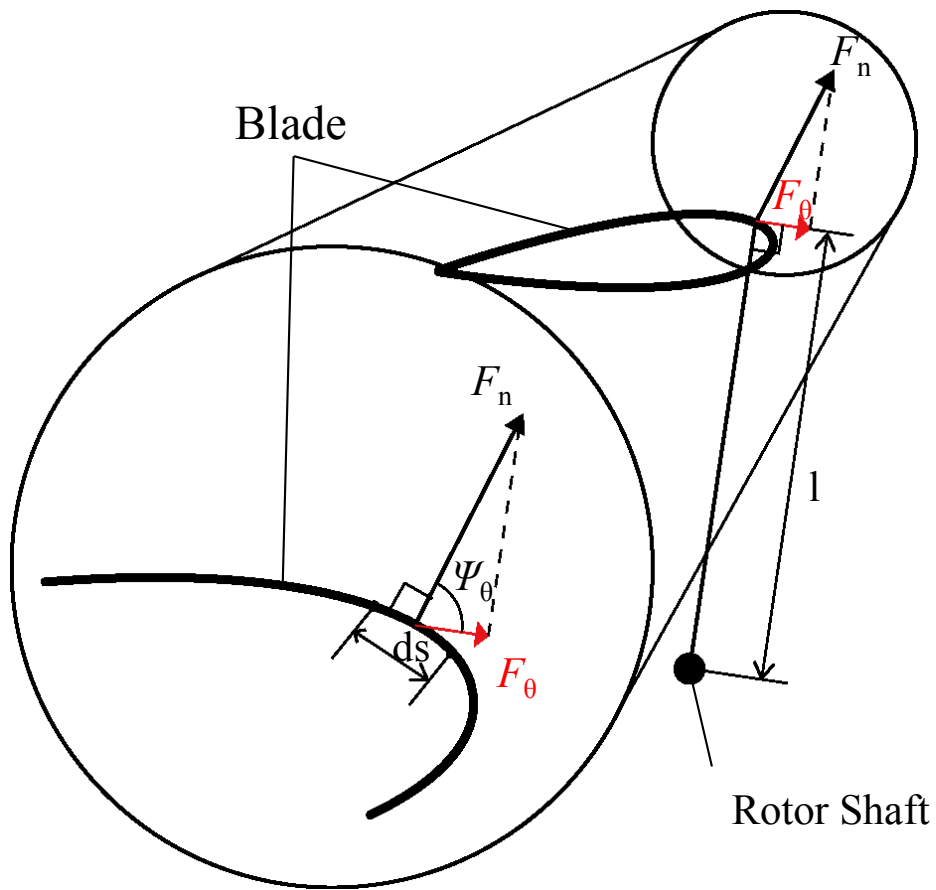


図 3.12 ロータ翼微小要素における力の関係

## 第4章 数値解析

本研究では CFD を用いて直線翼垂直軸風車周り流れの解析を行った。実際の設計において、風洞実験はコストと労力を必要とするため、数値解析は有益な手段である。そこで本研究では、三次元効果を扱うことのできる三次元 CFD を用いて、直線翼垂直軸風車周りの流れ場について考察する。

本章では本研究で用いた CFD 解析手法について説明する。

### 4.1 空力解析モデル

本研究では、汎用熱流体解析コードである FLUENT16.2 を数値解析に使用した。FLUENT16.2 において用いられる支配方程式は質量保存の式と運動量保存の式であり、離散化手法は有限体積法である。有限体積法は、計算領域を適切な数の検査体積に分割し、それぞれの検査体積において支配方程式を積分することによって、離散化方程式を得る方法である。

本研究で用いた計算モデルはレイノルズ平均モデル (RANS: Reynolds Averaged Navier Stokes equations) である。RANS は、Navier Stokes 方程式の流れの変数を時間平均値と乱れ成分に分け、その方程式のアンサンブル平均を取ることで導かれる。この平均化処理と後述の乱流モデルの導入により、計算負荷の大幅な削減が可能である。そのため、RANS は実用的なモデル化手法として広く使用されている。

乱流場には大小様々なスケールの渦が存在するが、全ての渦を計算格子により解像するためには非常に多くの計算格子を必要とし、現実的には計算が困難である。そのため、RANS を解くために、特徴の異なる様々な乱流モデルが用いられる。今回の解析では壁面付近において  $k-\omega$  モデルを、壁面遠方の自由流れにおいて  $k-\varepsilon$  モデルを用いるように定式化された SST  $k-\omega$  モデル (Shear Stress Transport) を用いた。SST  $k-\omega$  モデルは  $k-\varepsilon$  モデルと  $k-\omega$  モデルの二つの乱流モデルを用いたモデルである。この二つのモデルについて以下に示す。

標準  $k-\varepsilon$  モデルは広い範囲の乱流に対して、経済性、適正な精度を持つため、実用的なエンジニアリングの流れ計算において盛んに使用されている。標準  $k-\varepsilon$  モデルは乱流運動エネルギー  $k$  とその散逸率  $\varepsilon$  のモデル輸送方程式に基づくモデルである。 $k$  のモデル輸送方程式は厳密な方程式から導かれるのに対し、 $\varepsilon$  のモデル輸送方程式は物理的な推論によって得られたものであり、数学的に厳密な輸送方程式とはほとんど類似点はない。標準  $k-\varepsilon$  モデルの導出にあたって、流れは完全に乱流であり、分子粘性の影響は無視できることが仮定である。したがって、標準  $k-\varepsilon$  モデルが使用できるのは、完全な乱流の場合だけである。

乱流運動エネルギー  $k$  は以下のように定義される。

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k \quad (4.1)$$

散逸率  $\varepsilon$  の輸送方程式は以下のように定義される.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho a_i \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon \quad (4.2)$$

この方程式において,  $G_k$  は平均速度場勾配による乱流運動エネルギーの生成を表し,  $G_b$  は浮力による乱流運動エネルギーの生成を表し,  $Y_M$  は圧縮性乱流による膨張運動の散逸率への寄与を表し,  $C_{1\varepsilon}$ ,  $C_{2\varepsilon}$ , および,  $C_{3\varepsilon}$  はモデル定数, および  $\sigma_k$ ,  $\sigma_\varepsilon$  はそれぞれ  $k$  と  $\varepsilon$  に対する乱流プラントル数である.

標準  $k$ - $\varepsilon$  モデルの計算負荷が小さい理由の一つとして, 壁面近傍流れにおける壁関数の適用が挙げられる. 壁関数は, 粘性の影響が大きく, 流れ場が大きく変化するために多くの計算格子を必要とする壁面近傍の流れ場を, 実験結果に基づく経験定数により近似するための関数である. そのため, 壁関数を用いる場合, 壁面近傍の第1格子点は, 境界層内の速度と壁からの距離に対数則が成立する領域にあればよく, 境界層内を直接計算する場合に比べ, 計算格子が少なく済む. しかし, 壁関数を用いた解析では, 境界層の剥離や遷移を伴う複雑な流れにおいて精度が低下するという問題がある.

標準  $k$ - $\varepsilon$  モデル以外で RANS において用いられる乱流モデルとしては, 標準  $k$ - $\omega$  モデルが広く認知されている. 標準  $k$ - $\varepsilon$  モデルと比較して標準  $k$ - $\omega$  モデルの大きく異なる点は, 経験定数を壁面付近の流れに合わせて設定している点である. そのため, 標準  $k$ - $\omega$  モデルを用いた解析では, 境界層内の流れなどの壁面付近の流れを精度良く計算することが可能である.

標準  $k$ - $\omega$  モデルは, 乱流の運動エネルギー  $k$  と比散逸率  $\omega$  の輸送方程式に基づく経験モデルである. 後者は,  $k$  の単位量当たりの  $\varepsilon$  と考えることが出来る. 乱流の運動エネルギー  $k$  と比散逸率  $\omega$  は, 次の輸送方程式から得られる. まず  $k$  の輸送方程式は以下のように定義される.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \xi_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k - Y_k + S_k \quad (4.3)$$

$\omega$  の輸送方程式は以下のように定義される.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \xi_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + G_\omega - Y_\omega + S_\omega \quad (4.4)$$

これらの方程式において,  $G_k$  は平均速度勾配による乱流運動エネルギーの発生を表す.  $G_\omega$  は  $\omega$  の発生を表す.  $\xi_k$ ,  $\xi_\omega$  はそれぞれ  $k$  と  $\omega$  の有効拡散係数を表す.  $Y_k$ ,  $Y_\omega$  はそれぞれ乱流による  $k$  と  $\omega$  の散逸を表す.

標準  $k$ - $\omega$  モデルは無次元距離  $y^+ < 1$  での解析精度が高く, 壁面近傍の第1メッシュを低く

設定することが重要となる。しかし、壁面近傍流れに合わせて経験定数を設定しているため、境界層外部の自由流れの解析精度が低いという欠点がある。

近年では上述の特徴を踏まえ、乱流モデルに、壁面付近において  $k-\omega$  モデルを、壁面遠方の自由流れにおいて  $k-\varepsilon$  モデルを用いるように定式化された SST  $k-\omega$  モデル (Shear Stress Transport) が用いられている<sup>[19] [33] [34]</sup>。SST  $k-\omega$  モデルは壁近傍における  $k-\omega$  モデルの高精度な定式化と、壁からの遠方の領域での  $k-\varepsilon$  モデルによる自由流れに対する定式化を効率的にブレンドしたモデルである、基準線 (BSL)  $k-\omega$  モデルを改良したモデルで、乱流粘性の定義の中で、乱流せん断応力の輸送も考慮しているモデルである。この定式化によって、SST  $k-\omega$  モデルは、剥離を含む、より一般的な流れに対して精度良く計算を行うことができる。 $k-\varepsilon$  と  $k-\omega$  は壁面で 1、遠方で 0 となるような混合関数( $F_1$  関数)を用いてブレンドされる。SST  $k-\omega$  モデルの概略式は以下のように表され、鍵括弧内は輸送式を意味する。

$$[\text{SST } k - \omega] = [k - \omega] \times F_1 + [k - \varepsilon] \times (1 - F_1) \quad (4.5)$$

SST  $k-\omega$  モデルは、以下の様に定式化される。まず  $k$  の輸送方程式は次式で表される。

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{U}_i k)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right\} + P_k - Y_k \quad (4.6)$$

$\omega$  の輸送方程式は次式で表される。

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{U}_i \omega)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right\} + (1 - F_1) \frac{2\rho}{\partial_{\omega,2} \omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i} + P_\omega - Y_\omega \quad (4.7)$$

ここで、 $P_\omega$ 、 $Y_\omega$  は  $F_1$  の関数である。

前述の壁近傍における  $k-\omega$  モデルの高精度な定式化と、壁からの遠方の領域での  $k-\varepsilon$  モデルによる自由流れに対する定式化を効率的にブレンドしたモデルである基準線 (BSL) モデルはなめらかな表面からの流れの剥離については、発生とその程度を適切に予測できない。その主な理由として、両方のモデルで、乱流せん断応力の輸送が考慮されていないことが挙げられる。この結果、渦粘性係数が過大に予測されてしまう。

適切な輸送の挙動を得るためには、次のように渦粘性係数の公式にリミッタを適用する。

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\omega} \frac{1}{\max \left[ \frac{1}{\alpha^*}, \frac{SF_2}{a_1 \omega} \right]} \quad (4.8)$$

ここで、 $S$  はひずみ速度の大きさであり、 $\alpha^*$  は低レイノルズ数の補正係数であり、低レイノルズ数効果を反映して乱流粘性係数を減衰させる。これは SST  $k-\omega$  モデルのオプションで

あり，乱流レイノルズ数が小さい場合（おおよそ 1000 以下）にのみこの補正項が有効となるものである．今回の解析ではこのオプションを使用して解析を行った．

$$\alpha^* = \alpha_\infty^* \left( \frac{\alpha_0^* + Re_t / R_k}{1 + Re_t / R_k} \right) \quad (4.9)$$

ここで，それぞれのモデル定数は次のように与えられる．

$$Re_t = \frac{\rho k}{\mu \omega} \quad (4.9)$$

$$R_k = 6$$

$$\alpha_0^* = \frac{\beta_i}{3} \quad (4.10)$$

$$\beta_i = 0.072$$

内挿関数  $F_1$  は次式によって与えられる．

$$F_1 = \tanh(\phi_1^4) \quad (4.11)$$

$$\phi_1 = \min \left[ \max \left( \frac{\sqrt{k}}{0.09 \omega y_d}, \frac{500 \mu}{\rho y_d^2 \omega} \right), \frac{4 \rho k}{\sigma_{\omega,2} D_\omega^+ y_d^2} \right] \quad (4.12)$$

$$D_\omega^+ = \max \left[ 2 \rho \frac{1}{\sigma_{\omega,2}} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-10} \right] \quad (4.13)$$

ここで， $y_d$  は表面までの距離， $D_\omega^+$  はクロス拡散項の正の部分であり，次式で表される．

$$D_\omega = 2(1 - F_1) \rho \frac{1}{\omega \sigma_{\omega,2}} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (4.14)$$

ここでのモデル定数は，それぞれ  $\sigma_{k,1}=2.0$ ,  $\sigma_{\omega,1}=2.0$ ,  $\sigma_{k,2}=1.0$ ,  $\sigma_{\omega,2}=1.168$ ,  $\beta_{i,1}=0.075$ ,  $\beta_{i,0}=0.0828$  である<sup>[31]</sup>．

$k$ - $\epsilon$  モデルの  $k$  に関する方程式の壁面境界条件は， $k$ - $\omega$  モデルに EWT（改良型壁処理）を適用した際の  $k$  に関する方程式と同様の方法で扱われる．これは，壁面近傍のメッシュ厚さに応じて，壁面関数と低レイノルズ数型の境界条件が自動的に使い分けられることを意味する．ANSYS Fluent16.2 では，壁面における比散逸率  $\omega_w$  を次のように規定している．

$$\omega_w = \frac{\rho(u^*)^2}{\mu} \omega^+ \quad (4.15)$$

粘性低層では次式で表される.

$$\omega^+ = \frac{6}{\beta_i (y^+)^2} \quad (4.16)$$

対数領域では次式で与えられる.

$$\omega^+ = \frac{1}{\sqrt{\beta_\infty^*}} \frac{du_{\text{turb}}^+}{dy^+} \quad (4.17)$$

したがって、グリッドに応じて粘性底層の式から壁関数に自動的に切り替わるような壁処理を  $\omega$  方程式に対して定義できる. 表面摩擦値について、グリッドに依存しない解を得るために、この内挿はクエット流れを用いて最適化されている. 無次元距離  $y^+$  が遷移域にある場合には、一般化壁関数のようにこれらがブレンドされる.

壁関数などにおいて使用される、壁面からの無次元距離については  $y^+$  がよく使用される. 対数域では無次元距離  $y^+$  と無次元流速  $U^+$  の関係がある程度一般的に表されるため、これを用いて流速を予測することが出来る.

$U^+$  の定義は次のようになっており、壁面摩擦速度を用いて表される.

$$U^+ = \frac{1}{k} \ln(Ey^+) \quad (4.18)$$

この中で  $E$  は経験定数を表している.

$y^+$  の定義式は以下の様に表される.

$$y^+ = \frac{\rho U_\tau y_p}{\mu} \quad (4.19)$$

この中で  $y_p$  は壁面からセル中心までの距離を表している. また、 $U_\tau$  は摩擦速度を表しており、次式で表される.

$$U_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (4.20)$$

平板上の流れなどの単純な流れではこの式が成り立つが、よどみ点等の壁面せん断応力  $\tau_w$  が 0 となる箇所では特異性が生じる。このため、Ansys Fluent16.2 の壁関数では  $y^+$ ,  $U^+$  の関係ではなく、下記の  $y^*$ ,  $U^*$  を用いている。

無次元速度  $U^*$  は次式で表される。

$$U^* = \frac{U_p C_\mu^{\frac{1}{4}} k_p^{\frac{1}{2}}}{\tau_w / \rho} \quad (4.21)$$

無次元速度  $y^*$  は次式で表される。

$$y^* = \frac{\rho C_\mu^{\frac{1}{4}} k_p^{\frac{1}{2}} y_p}{\mu} \quad (4.22)$$

SST  $k-\omega$  モデルの計算負荷は標準  $k-\varepsilon$ , 標準  $k-\omega$  モデルと比較すると大きいですが、複雑な流れに対して精度の高い LES (Large Eddy Simulation) などと比較すると、はるかに計算負荷は小さい。

本研究で対象とする垂直軸風車周りの流れ場は、翼面流れの剥離を伴い、複雑である。そこで、本研究では、複雑な流れ場に対する精度と多くのケースについて実行可能な計算負荷を持つ SST  $k-\omega$  モデルを乱流モデルとして選択した。

#### 4.2 ソルバー

今回の解析で使用したソルバーについて説明する。今回の解析で使用したソルバーは PISO (Pressure-Implicit with Splitting of Operators) という圧力-速度連成スキームと言われる、圧力ベースソルバーの一つである。圧力ベースソルバーとは、投影法という手法に大別されるアルゴリズムを採用しているソルバーである。投影法においては、速度場の質量保存性(連続性)に制約を課すため、圧力方程式を解いている。その圧力方程式は連続方程式と運動方程式から導出されるが、その際は速度場を圧力で補正し、連続性を満足させている。支配方程式は非線形で互いに連成しているので、連立方程式の系全体を解が収束するまで計算するような反復処理が含まれている。

Ansys Fluent16.2 の圧力ベースソルバーには分散型アルゴリズムと連成型アルゴリズムがあり、今回使用した PISO は分散型アルゴリズムである。分散型アルゴリズムは解変数 ( $u$ ,  $v$ ,  $w$ ,  $p$ ,  $k$ ,  $\varepsilon$  等) の支配方程式を独立に逐次計算していく。支配方程式を計算している最中は、それぞれの式が他の式と「非連成(分離)状態」である。分散型アルゴリズムはメモ



りに保存する離散化方程式が一つで済むため、メモリ効率が良い。しかし、方程式を非連成の形で解くため、計算の収束は比較的緩慢である。

図 4.1 に分散型アルゴリズムの各反復計算のチャートを示す。今回の解析で使用した PISO アルゴリズムは圧力補正值と速度補正值の関係について高次の近似を適用するアルゴリズムである。同じ圧力-速度連成スキームである SIMPLE, SIMPLER アルゴリズムでは速度補正值と圧力補正值の関係をを用いて、質量保存を成立させながら圧力場を求める。しかし、推測した圧力場を用いて運動方程式を解いて求められる速度と、それに応じた流速が運動量バランスを満足しないという制限があり、運動量バランスが満足されるまで、計算を反復する必要がある。この計算の効率を向上させるため、PISO アルゴリズムは隣接条件による補正と、ひずみによる補正が追加されている。隣接条件による補正を適用すると、PISO ループを 1 回、または複数回実行することで補正された速度は連続方程式と運動方程式を厳密に満足するようになる。そのため、計算収束までに必要となる反復計算回数を大幅に減らすことが出来、反復計算回数が多くなる非定常解析に有効である。ひずみによる補正を適用すると、ひずみの大きなメッシュにおける収束が大幅に容易になる。ひずみのあるメッシュでは、フェースにおける質量流速の補正值をフェース両側のセルにおける圧力補正值の差の間で、相関関係の近似制度が低くなる。セルフェースに沿った圧力補正值の勾配は、成分を予め知ることが不可能であるため、前述した PISO の隣接条件による補正と同様の反復計算が要求される。圧力補正方程式の初期結果が得られたら、圧力補正勾配の再計算を行い、質量流速の補正值の更新に用いる。ひずみ補正を行うことで、ひずみの非常に大きなメッシュにおいても、直交性の高いメッシュの場合とほぼ同じ反復回数で解析結果が得られる。

今回の解析では隣接条件による補正值 (Neighbor Correction) に 10 を設定、ひずみによる補正值 (Skewness Correction) を 1 と設定した<sup>[28]</sup>。

### 4.3 三次元ロータ翼解析

解析対象は 3.1 節に示した実験用風車であり、翼とロータ軸を三次元的に再現したモデルを用いてロータ翼周りの流れ場の解析を行った。

#### 4.3.1 計算格子

図 4.2(a), (b) はロータ翼の数値解析領域の上面図と側面図を示す。それぞれ、図の左端が流入部、右端が流出部である。また、計算領域はロータ軸を中心として、流れと直角方向に  $-5D \sim 5D$ 、流れ方向に  $-5D \sim 15D$  流れと鉛直方向に  $5D$  とした。計算時間の短縮を図るため、ロータ中央断面(赤道面)から上半分の領域を再現し、中央断面には Symmetry 境界を適応した。これにより、境界面に垂直方向の速度成分と全ての変数の勾配を 0 とすることで、鉛直方向に対称な流れを再現する。ロータ近傍の詳細な流れ場を解析するため、ロータに近い領域ほど計算格子を密に配置し、解析領域を回転領域、ロータ周辺非回転領域、非回転領域の 3 つの領域に分割した。本研究では、翼とロータ軸および、それらを繋ぐ支持材を再現して解析を実施した。非回転領域は、最も計算精度が高く収束の早い構造格子で構成した。構造格子はその形状から、物体表面に発達する境界層を解像するのに秀でており、境界層付近の急激な流れの変化をとらえることが可能である。上端と下端は摩擦の無い側壁面としてお

り，風車中央断面と同様の境界条件を用いている。

図 4.3(a),(b)にロータ近傍の計算格子を示す。ロータを含む回転領域は，回転軸を中心として直径  $2D$  の円形内部である。回転領域と非回転領域の境界面は 640 点の計算格子で接続されている。翼周辺とロータ軸周辺に計算格子を集中させるために，非回転領域とロータ周辺非回転領域の境界は不連続グリッドにより接続された。風車の回転を再現する手法としてスライディングメッシュを使用し，移動境界面はタイムステップ毎に連続的に計算格子点が一一致するように構成してある。そのため，タイムステップ幅  $\Delta t$  は，回転部と非回転部の境界面における計算格子数  $N_g=320$  とロータ回転角速度  $\omega$  を用いて， $\Delta t=2\pi/(\omega N_g)$  の整数倍として与えられる。また，翼と支持材の接合部やロータ軸と支持材の接合部は形状が複雑となるため，支持材回転部に非構造格子を使用した。

図 4.4 に翼近傍の計算格子を示す。翼まわりの流れは大きく変動するため，格子密度を十分に高くして解析を行った。計算格子作成には，格子生成ソフト Ansys Meshing 16.2 を使用して，急激な流れの変動をとらえる為，前縁付近に格子を集中させた。計算格子の総数は約 469 万点，ロータ翼 1 断面分の格子数は 160 点である。

#### 4.2.2 解析条件

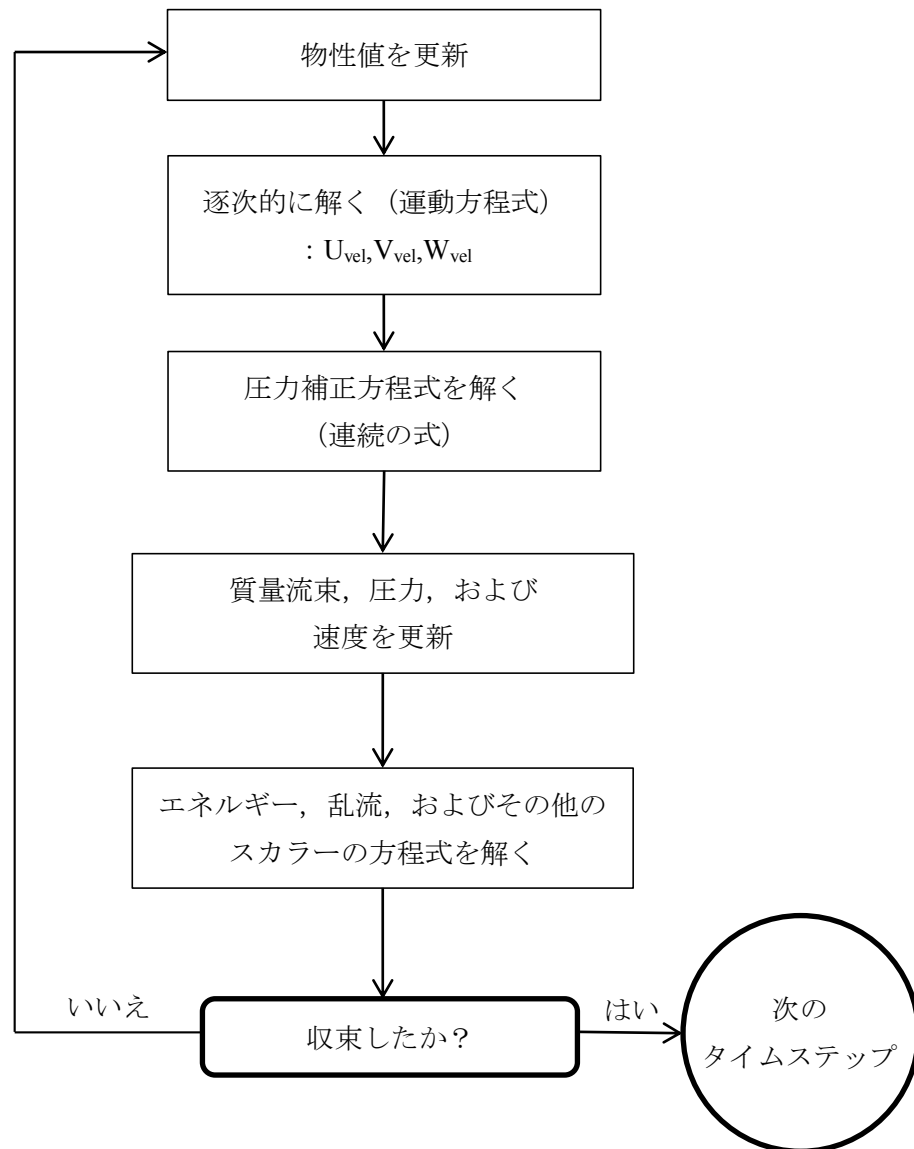
主流風速は， $U_0=9.0$  [m/s] で一定とした。また解析における周速比の範囲は  $\lambda=1.5\sim 2.6$  である。表 4.1 に各周速比の計算条件を示す。

表 4.1 CFD による計算条件

| 周速比<br>$\lambda$ | 回転数<br>$N$ [rpm] | タイムステップ間隔<br>$\Delta t$ [s] |
|------------------|------------------|-----------------------------|
| 1.54             | 132              | 0.001420                    |
| 2.03             | 175              | 0.001071                    |
| 2.33             | 200              | 0.000938                    |
| 2.56             | 220              | 0.000852                    |

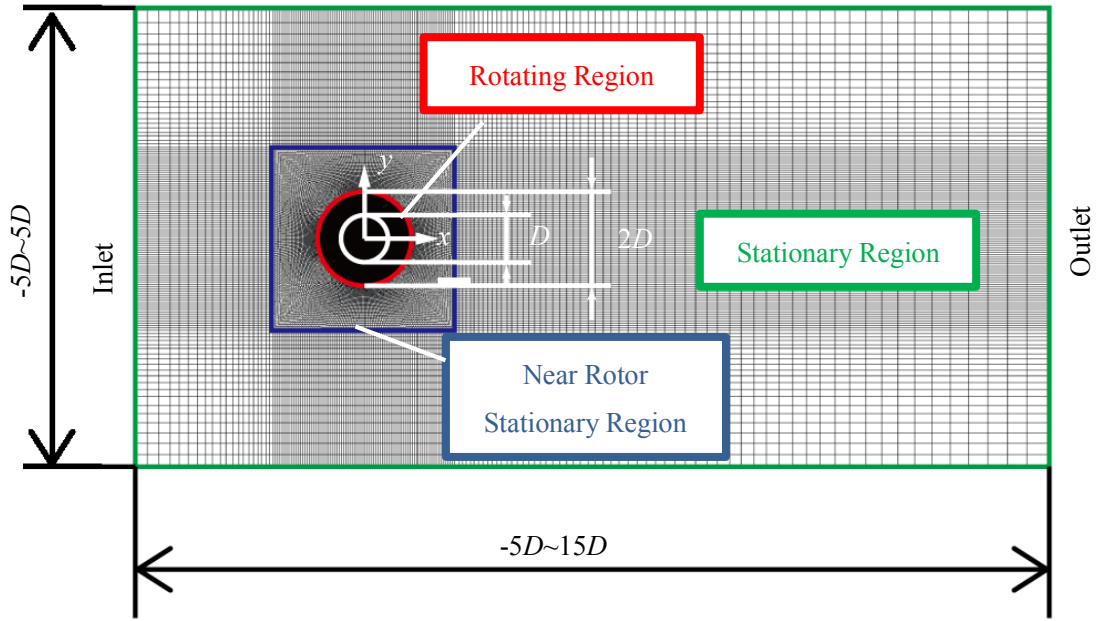
解析では，ロータ周りの流れ場を，時間微分項を考慮した非定常流れとして計算し，計算が安定した 6 回転目の解析結果を考察に用いた。

## 第4章 数値解析

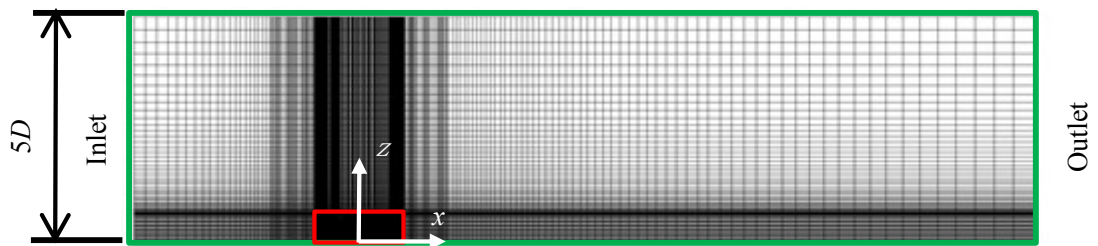


$U_{vel}, V_{vel}, W_{vel}$  : 運動方程式より得られる各方向速度予測値

図 4.1 圧力ベースの分散型アルゴリズム



(a) 上面図



(b) 側面図

Symmetry

図 4.2 解析領域

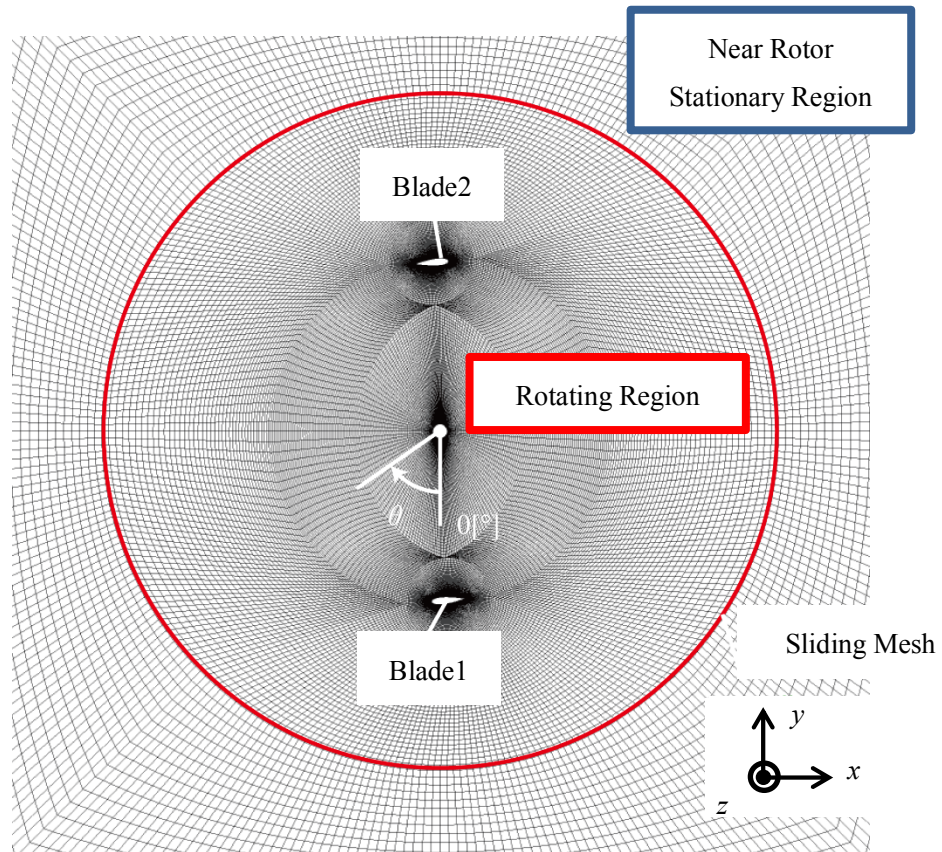


図 4.3(a) ロータ近傍の計算格子(平面図)

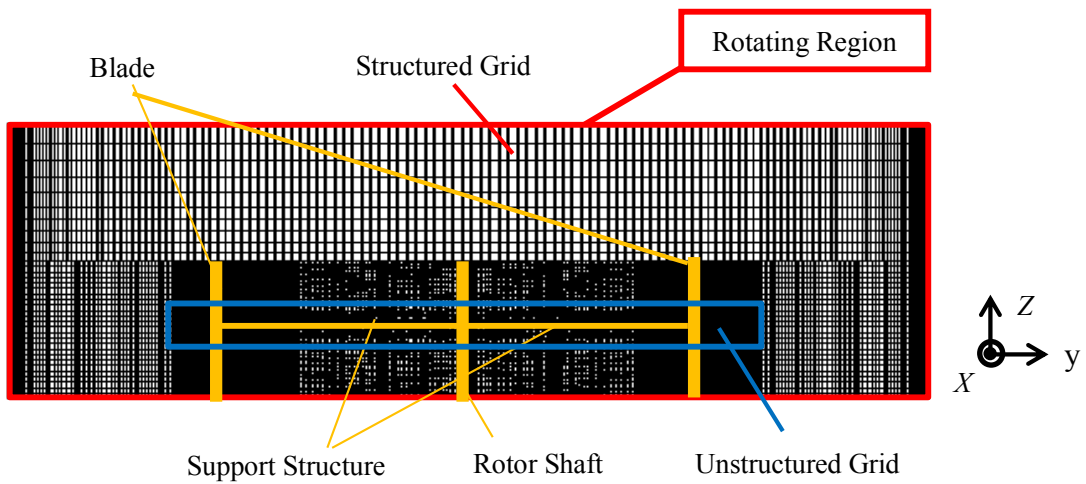


図 4.3(b) ロータ近傍の計算格子(側面図,  $\theta=0^\circ$ , 主流方向側から)

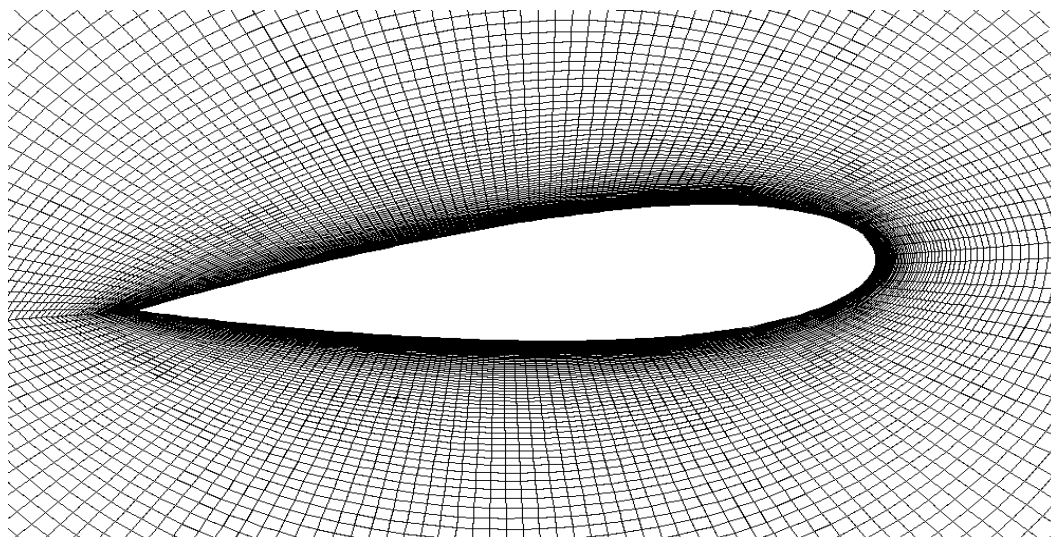


図 4.4 翼近傍の計算格子

## 第5章 解析結果および考察

垂直軸風車周りの流れ場は3次元的存在であり、風車の性能や荷重に大きな影響を与える。また垂直軸風車内部の流れ場は翼を保持する支持材の影響を受ける。そのため、風車の設計においてこれらの複雑な流れ場に起因する流体力変動を明らかにし、風車性能や風車に作用する変動荷重を予測することは重要となる。

本研究ではCFDを用いて風洞実験に用いられた直線翼垂直軸風車を対象に解析を行い、実験結果との比較により妥当性検証を行うとともに、支持材による風車空力特性への影響について調べた。以下に本章の概要を示す。

5.1節では、本CFDモデルによる解析結果と風洞実験結果および、昨年度実施された支持材を考慮しない場合の解析結果<sup>[32]</sup>を比較することで、本解析モデルの妥当性検証を行う。

5.2節では、CFDを用いた解析により、支持材の存在より生じるロータ翼面上の流体力の翼スパン方向位置方向分布について調べる。

### 5.1 解析モデルの妥当性検証

本解析モデルの妥当性を検証するために、CFDによって計算された流体力を、風洞実験で計測された流体力と比較した。風車全体の出力係数とスラスト係数について比較した後、各翼スパン方向位置での局所的な流体力について比較する。

図5.1にCFDにより得られた出力係数を風洞実験においてトルク計で測定された出力係数と比較して示す。縦軸に式(3.8)に示した出力係数  $C_{pw}$ 、横軸に周速比を示す。赤の点は支持材を再現した本モデル、青の点は支持材を考慮していないモデルによる解析値、白抜きの丸は実験値を示す。本モデルによる解析結果は実験値に対して出力を過剰に見積もったが、支持材を再現していないモデルと比べると実験値の出力に近づけることができた。解析値は低周速比域から実験値と同様に周速比の増加に伴い出力係数が増加する。実験値の最適周速比を超えても、解析値はピークを捕らえることが出来なかった。

図5.2に風車全体に加わる推力係数を示す。縦軸に式(3.13)で示した推力係数  $C_T$ 、横軸に周速比を示す。赤の点は支持材を考慮した解析結果、青の点は支持材のない解析結果、白抜きの丸は実験結果を示す。周速比の増加に伴って、ロータ翼にかかる動圧が増加するため、結果推力係数は増加する。本モデルによる解析結果は実験値を定量的に再現し、実験値と同様に周速比に対する単調増加の傾向を示した。

次に、異なる翼スパン方向位置の断面に生じる流体力を比較することで、本解析手法の三次元解析の妥当性の検証を行う。図5.3に最適周速比における各翼断面位置の局所接線方向力を示す。図5.3(a)~(d)はそれぞれ  $|z|/(H/2) = 0, 0.4, 0.7, 0.9$  に対する結果であり、 $|z|/(H/2) = 0$  が赤道面、 $|z|/(H/2) = 0.9$  が翼端近傍である。横軸にアジマス角を、縦軸に式(3.26)により定義される局所接線方向力係数  $C_{TF}$  を示す。接線方向力係数は直線翼垂直軸風車のロータ翼に生じる流体力の接線方向成分であり、支持材の曲げ荷重にかかわる値である。赤丸は支持材を考慮した解析値、青丸は支持材を考慮しない解析値、白抜きの丸は実験値を示す。これ

らを比較すると、解析値のアジマス角  $45 \leq \theta \leq 200$  [°] の接線方向力は翼端に近づくほどピークの値が低下することがわかる。  $|z|/(H/2)=0.4, 0.7$  において支持材を有するモデルは支持材を考慮しないモデルに比べて風車上流側の  $\theta=90$  [°] 近傍におけるピークのアジマス角位置は実験値に近く、出力も低下し実験値に近づいている。したがって、本モデルは支持材による流体力の翼幅方向の変化を定性的に捉えることができたと考えられる。一方  $|z|/(H/2)=0, 0.9$  で、支持材の有無による接線方向力係数の差は顕著ではない。

図 5.4(a)~(d) に最適周速比におけるアジマス角  $\theta = 90$  [°] での各翼断面の翼面圧力分布を示す。(a)~(d) はそれぞれ  $|z|/(H/2) = 0, 0.4, 0.7, 0.9$  に対する結果であり、  $|z|/(H/2) = 0$  が赤道面、  $|z|/(H/2) = 0.9$  が翼端近傍である。図の横軸は翼弦方向位置を表し、図の縦軸は式(3.28)で示した圧力係数  $C_p$  を表す。図 5.4 より、圧力係数はどの断面においても解析値、実験値ともにロータ翼後縁である  $x/c = 1.0$  近くで圧力係数は 0 に近付き、前縁に向うに伴い、正圧面では圧力係数が増加し、負圧面では圧力係数が減少していく。解析値と実験値は正圧面側でよく一致しているが、負圧面の前縁側 ( $0.0 \leq x/c \leq 0.5$ ) で負圧を過大に見積もっており、特に翼前縁部で顕著である。この過大な見積もりが風車上流側の  $\theta=90$  [°] 近傍での局所接線方向力の過大な予測結果に繋がっていると考えられる。支持材を考慮した解析では考慮しない場合に比べ、支持材近傍  $|z|/(H/2)=0.4, 0.7$  の負圧面の前縁側 ( $0 \leq x/c \leq 0.5$ ) で圧力係数を高く、後縁側 ( $0.5 \leq x/c \leq 1.0$ ) で圧力係数を低く見積もり、結果を実験値に近づけることができた。一方  $|z|/(H/2)=0, 0.9$  で、接線方向力同様に支持材の有無による圧力係数の差は顕著ではない。支持材近傍以外の翼面上では、支持材の有無それぞれのモデルで構造格子かつ同様のメッシュ分布としてあり、結果として支持材から遠く影響を受けにくい翼断面で接線方向力係数と圧力係数は同様の値を示したと考えられる。

図 5.5 に最適周速比における各翼断面位置の局所半径方向力を示す。半径方向力の流体力は垂直軸風車の支持材の引張荷重にかかわる値である。図 5.5(a)~(d) はそれぞれ  $|z|/(H/2) = 0, 0.4, 0.7, 0.9$  に対する結果である。横軸にアジマス角を、縦軸に局所半径方向力係数  $C_{RF}$  を示す。赤丸は支持材を考慮した解析値、青丸は支持材を考慮しない解析値、白抜きの丸は実験値を示す。局所半径方向力は解析値、実験値ともに、アジマス角  $\theta = 80$  [°] 付近で負のピークを示し、アジマス角  $180 \leq \theta \leq 360$  [°] では正の値を示した。解析値は、上流側のアジマス角  $\theta=90$  [°] 近傍で実験値に対して負の値側に過剰に見積もっているが、実験値における流体力変動を定性的に捕らえることができている。解析値、実験値ともに翼端に向かうにしたがい、上流側のアジマス角  $\theta=90$  [°] 近傍でのピークの絶対値は低下するが、  $|z|/(H/2)=0.4, 0.7$  で解析モデルの支持材の有無による顕著な差は見られない。これはロータ翼に生じる半径方向力は、揚力に起因する成分が大きいため、支持材は正圧面側にあり、負圧面側の圧力変化への干渉が小さいためと考えられる。以上の考察より本解析は、翼スパン中央断面の局所接線方向力および局所半径方向力の変動を良く捉えていると考えられる。

## 5.2 支持材による翼幅方向への流体力の変化



垂直軸風車のロータ翼に生じる三次元効果及び支持材が流れ場に与える影響を解明することは、構造設計における翼や支持材に作用する荷重の適切な評価において必要不可欠である。本節では、支持材の存在による翼の荷重の変化を明らかにするために、翼幅方向の出力の変化を検証した。

図 5.6 に最適周速比( $\lambda=2.33$ )における局所出力係数の翼幅方向分布を示す。縦軸に式(3.20)で示した局所出力係数  $C_{lpw}$ 、横軸に翼スパン方向位置を示す。赤丸は支持材を考慮した解析値、青丸は支持材を考慮しない解析値、白抜き丸は実験値を示す。赤丸の支持材を考慮した解析値は本モデルにおいて非構造格子で形成された支持材近傍( $0.44 \leq z/(H/2) \leq 0.62$ )以外の範囲を示す。図 5.6 より、支持材を考慮した解析値は翼中央から支持材近傍へ近づくにつれ局所出力係数が低下する傾向を示した。また翼端側の  $z/(H/2)=1.0$  からも支持材近傍に対し出力の低下が見られた。本モデルによる解析値は、実験値を定性的に再現したが、中央断面  $z/(H/2)=0$  近傍において局所出力を過剰に見積もった。解析値は、支持材を考慮しないモデルの結果と比較すると、翼端近傍で同様の局所出力の低下がみられ、翼端渦による迎角の減少による流体力の減少を再現した。

図 5.7 に最適周速比におけるロータ 1 回転中の局所単独翼トルク係数の変動分布を示す。縦軸は翼スパン方向位置を表しており、横軸はアジマス角を表している。カラーバーは式(3.17)に示した局所単独翼トルク係数  $C_{iqb}$  を表している。 $0.44 \leq z/(H/2) \leq 0.62$  は本モデルにおいて非構造格子で形成された支持材近傍であり、図はそれを除く範囲を示す。ロータ翼は回転面上流側で出力を発生させており、局所単独翼トルク係数はアジマス角  $\theta = 90^\circ$  付近で最大となるが、翼中央側、翼端側ともに支持材近傍に向かって出力の低下が見られる。また、翼端に向かうにつれ局所単独翼トルク係数が小さくなるのは翼端渦の誘導抗力による為である。下流側の  $180 \leq \theta \leq 360$  [°]では、流入風が上流側の翼と主軸を通り抜けて減衰しているため、局所単独翼トルク係数の変動は小さく、また、その絶対値も小さい。

### 5.3 翼及び支持材周りの流れ場

図 5.8(a)~(e)に最適周速比におけるアジマス角  $\theta = 90^\circ$ での翼周りの速度ベクトル分布図を示す。(a)~(e)はそれぞれ $z/(H/2) = 0, 0.4, 0.55, 0.7, 0.9$  に対する結果であり、 $z/(H/2) = 0$  が赤道面、 $z/(H/2) = 0.9$  が翼端近傍である。 $z/(H/2) = 0.55$  は支持材の中央を通過する断面である。どの図も横軸に主流方向位置  $x$ 、縦軸に横方向位置  $y$  を表す。図の左辺が上流側、右辺が後流側である。カラーバーは速度ベクトルの大きさを表す。

赤道面 $z/(H/2) = 0$  では翼前縁を通過する流れは回転半径内側の翼後縁へ流れる。一方、支持材取付断面 $z/(H/2) = 0.55$  では、翼前縁からの流れは支持材に妨げられ支持材長手方向に沿って流れる。翼前縁付近の速度ベクトルの大きさは赤道面 $z/(H/2) = 0$  から支持材取付断面 $z/(H/2) = 0.55$  に近づくにしたがって低下する。

支持材取付断面の断面 $z/(H/2) = 0.55$  の翼後縁の回転半径内側では、翼と支持材の接合部から翼後縁にかけて流速の増加が確認できる。支持材近傍 $z/(H/2) = 0.4$  および $z/(H/2) = 0.7$

## 第5章 解析結果および考察

翼面付近でも、同様に回転半径内側の後縁側で流速の増加がある。これより支持材の影響による翼幅方向への流れの三次元性が確認できる。またこれにより図 5.4(b),(c)で示した翼後縁 ( $0.5 \leq x/c \leq 1.0$ ) の負圧が増加したと考えられる

図 5.9(a),(b)に最適周速比におけるアジマス角  $\theta = 90[^\circ]$ での翼面圧力分布を示す。(a)は回転半径外側面を示し、図の下辺が赤道面、上辺が翼端である。また左辺が翼前縁、右辺が翼後縁である。アジマス角  $\theta = 90[^\circ]$ で回転半径外側は正圧面であり、翼幅方向 ( $z$  方向) の圧力分布の変化は小さい。(b)は回転半径内側面を示し、図の下辺が赤道面、上辺が翼端である。また右辺が翼前縁、左辺が翼後縁であり、図中の長丸形の白抜部は支持材取付位置である。アジマス角  $\theta = 90[^\circ]$ で回転半径内側は負圧面であり、翼前縁で負圧が大きく後縁に近づくにつれ減少する。支持材近傍の翼前縁では負圧の減少がみられ、図 5.8(a)~(e)で前述した支持材の干渉による流速の減少に起因するものと考えられる。

したがって図 5.3(a)~(d)で示したアジマス角  $\theta = 90[^\circ]$ での支持材近傍の局所接線方向力の低下の要因は、支持材の流れの干渉による翼前縁の流速の低下があり、これによる負圧の減少であると考えられる。

図 5.10 にアジマス角  $\theta = 90 [^\circ]$ での  $z$  軸を回転軸とした渦度分布を示す。加えて、図 5.10 にアジマス角  $\theta = 0[^\circ]$ での  $z$  軸を回転軸とした渦度分布を示す。どの図も横軸に主流方向位置、縦軸に横方向位置を表す。図の左辺が上流側、右辺が後流側である。カラーバーは渦度を示しており、赤が正（反時計回り方向）青が負（時計回り方向）を表す、(a)~(e)はそれぞれ  $|z|/(H/2) = 0, 0.4, 0.55, 0.7, 0.9$  に対する結果であり、 $|z|/(H/2) = 0$  が赤道面、 $|z|/(H/2) = 0.9$  が翼端近傍である。 $|z|/(H/2) = 0.55$  は支持材の中央を通過する断面である。赤道面において  $(x/R, y/R) = (-1.0, 0.0)$  (アジマス角  $\theta = 90 [^\circ]$ ) にあるロータ翼の後縁から正と負の渦度が放出されている。これは境界層内に発生する渦とロータ翼に生じる束縛渦の増加による渦であり、後流渦としてロータ翼後縁から放出されている。正圧面では正、負圧面では負の渦度が境界層内で発生する。支持材近傍の翼幅方向位置  $z/(H/2) = 0.4, 0.55, 0.7$  では、 $(x/R, y/R) = (-1.0, 0.0)$  (アジマス角  $\theta = 90 [^\circ]$ ) にある翼の回転半径内側後縁付近において負の渦度、反時計回りの渦度が発生しており、後流渦として翼後縁から放出される。図 5.8(b)でも翼前縁から回転半径内側へ流入する流れと後縁側から迂回する流れが形成されているのが確認できる。また翼幅方向位置  $z/(H/2) = 0.9$  において、 $(x/R, y/R) = (-1.0, 0.0)$  (アジマス角  $\theta = 90 [^\circ]$ ) にあるロータ翼の下流側に前述した一对の渦度に加えて、もう一对の正と負の渦度が放出されている。これは、翼端渦の影響により翼端付近の後流渦が翼幅方向位置  $z/(H/2) = 0.9$  に移流したためと考えられる。詳しくは、図 5.12 で検証する。

図 5.11 にアジマス角  $\theta = 0[^\circ]$ での  $z$  軸を回転軸とした渦度分布を示す。どの図も横軸に主流方向位置  $x$ 、縦軸に横方向位置  $y$  を表す。図の左辺が上流側、右辺が後流側である。カラーバーは渦度を示す。(a)~(e)はそれぞれ  $|z|/(H/2) = 0, 0.4, 0.55, 0.7, 0.9$  に対する結果であり、 $|z|/(H/2) = 0$  が赤道面、 $|z|/(H/2) = 0.9$  が翼端近傍である。 $|z|/(H/2) = 0.55$  は支持材の中央を通過する断面である。図 5.10 より、どの翼幅方向位置においても、図 5.9 で示した風車上流側

でロータ翼後縁から発生した後流渦が下流側に移流する。前述した翼端渦による一对の渦はアジマス角  $\theta = 90$  [°] から成長し、 $(x/R, y/R) = (0.0, 1.0)$  (アジマス角  $\theta = 180$  [°]) の放出時により顕著である。またおよそ  $(x/R, y/R) = (0.0, -1.0)$  から  $(x/R, y/R) = (0.0, -1.0)$  の範囲に、風車上流で発生した翼端渦が移流しており、 $(x/R, y/R) = (0.0, -1.0)$  (アジマス角  $\theta = 0$  [°]) の翼から放出された後流渦と干渉して風車下流側は複雑な流れ場を形成している。支持材近傍の翼幅方向位置  $z/(H/2) = 0.55$  で  $(x/R, y/R) = (0.0, -1.0)$  (アジマス角  $\theta = 0$  [°]) では、支持材幅方向全域にわたって主流を受け攪乱された流れによって翼後縁から放出される渦とともに複雑な後流渦を形成する。

図 5.12(a)~(c) に最適周速比におけるアジマス角  $\theta = 90$  [°] での翼端近傍の渦度分布を示す。(a)~(c) はそれぞれ横方向位置  $y/R = 0.0, -0.15, -0.2$  に対する結果であり、 $y/R = 0.0$  が翼中心位置、 $y/R = -0.15$  が翼後縁部、 $y/R = 0.0$  が翼後流の後縁近傍である。どの図も横軸に主流方向位置  $x$ 、縦軸に鉛直方向位置  $z$  を表す。翼は後縁側から見た向きであり、赤線が翼後縁を示す。カラーバーは速度ベクトルの大きさを表す。図を比較すると、(a)  $y/R = 0.0$  の翼中心位置では翼端部で上流側からの鉛直方向の吹上げがあり、下流側（回転半径内側）への回り込みがある。(b) の  $y/R = -0.15$  が翼後縁付部では上流側からの吹き上げとともに、下流側の鉛直下向きの吹き降ろしがある。さらに(b) の  $y/R = -0.2$  の後縁近傍の翼後流では、吹き上げと吹き降ろしは下流側に移流し、翼端渦となって後流に放出されていることが分かる。このため、翼幅方向位置  $z/(H/2) = 0.9$  で翼から少し離れた位置に正と負の対の渦度があったと考えられる。

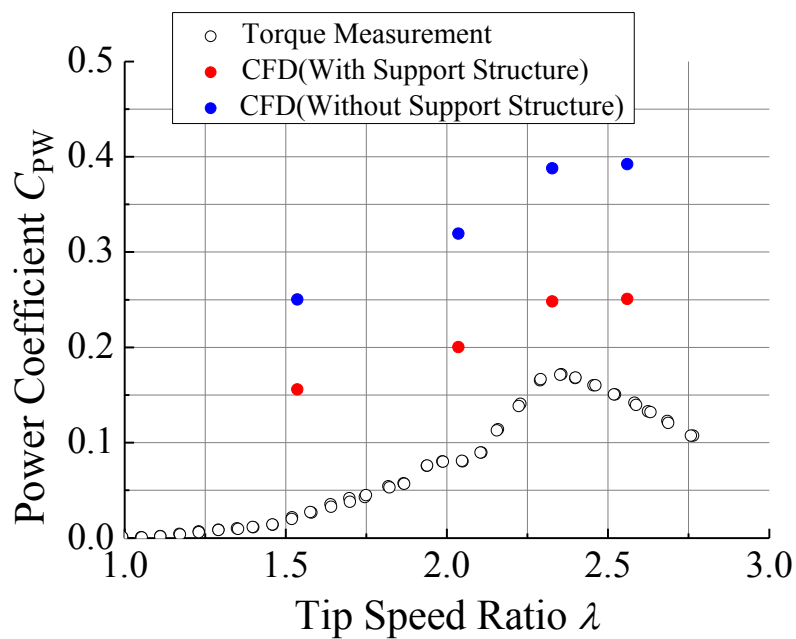


図 5.1 出力係数曲線

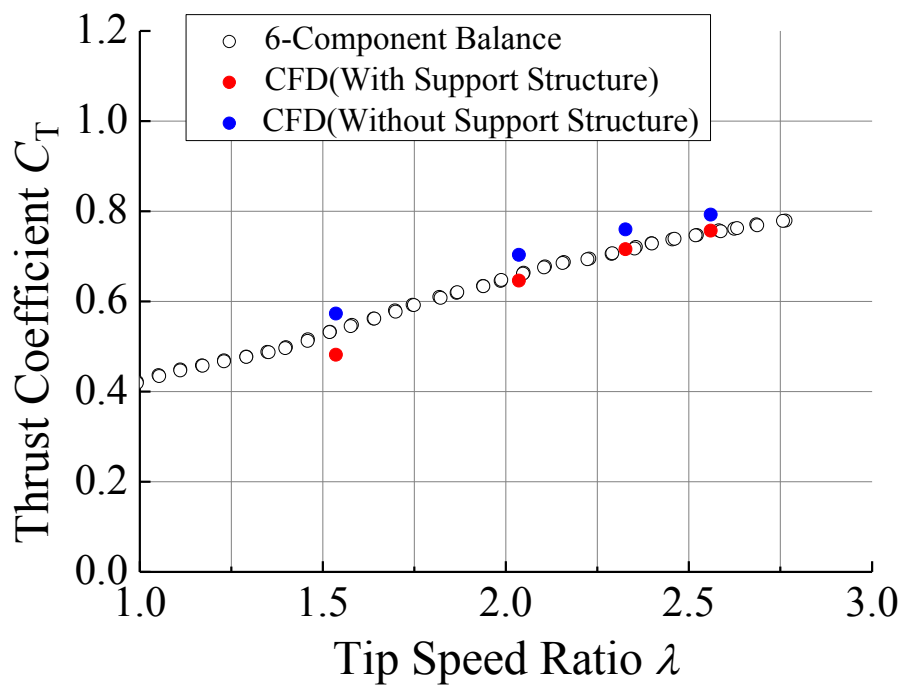
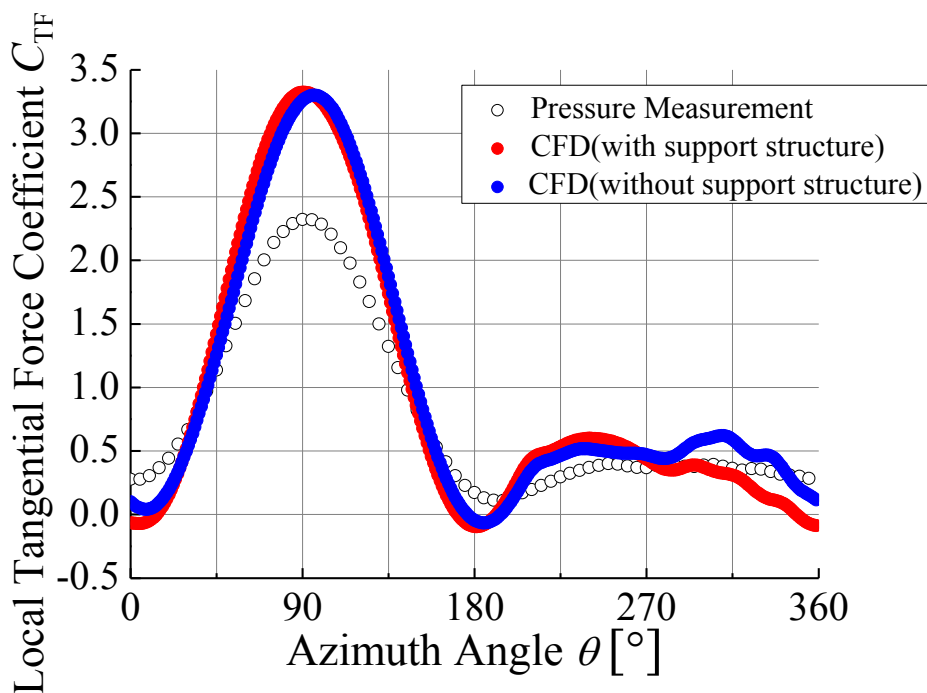
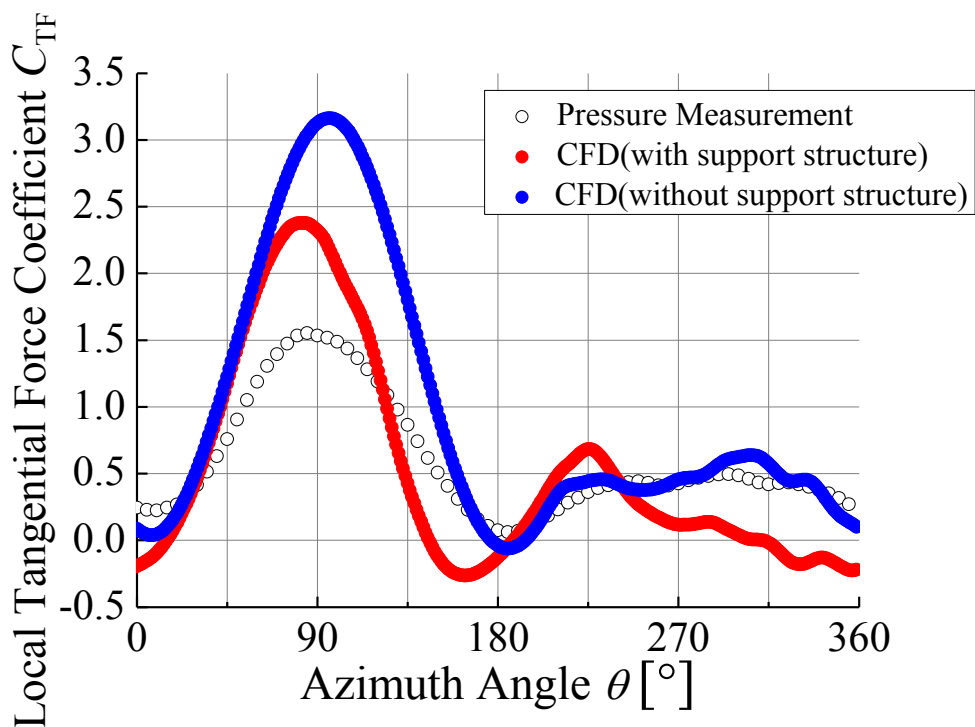


図 5.2 スラスト係数曲線

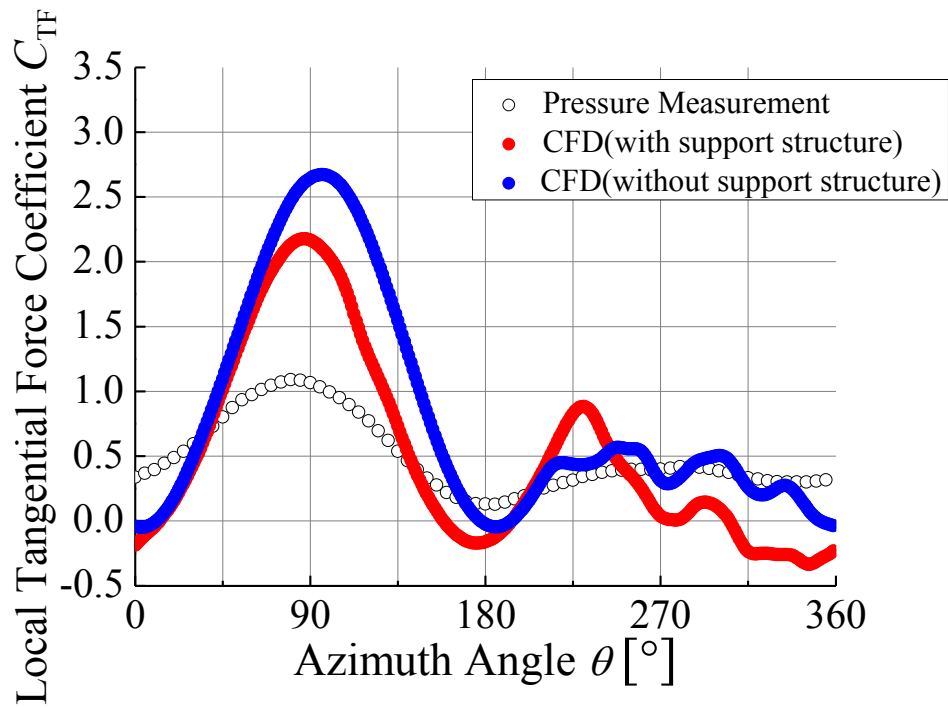


(a)  $z/(H/2) = 0$  (赤道面)

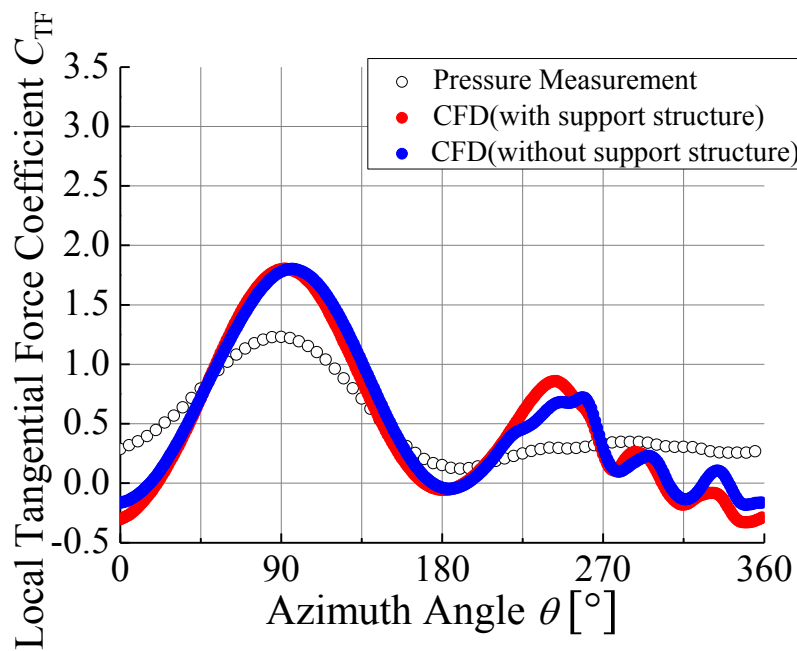


(b)  $z/(H/2) = 0.4$  (支持材近傍)

図 5.3 最適周速比で各断面に生じるロータ 1 回転中の接線方向力変動

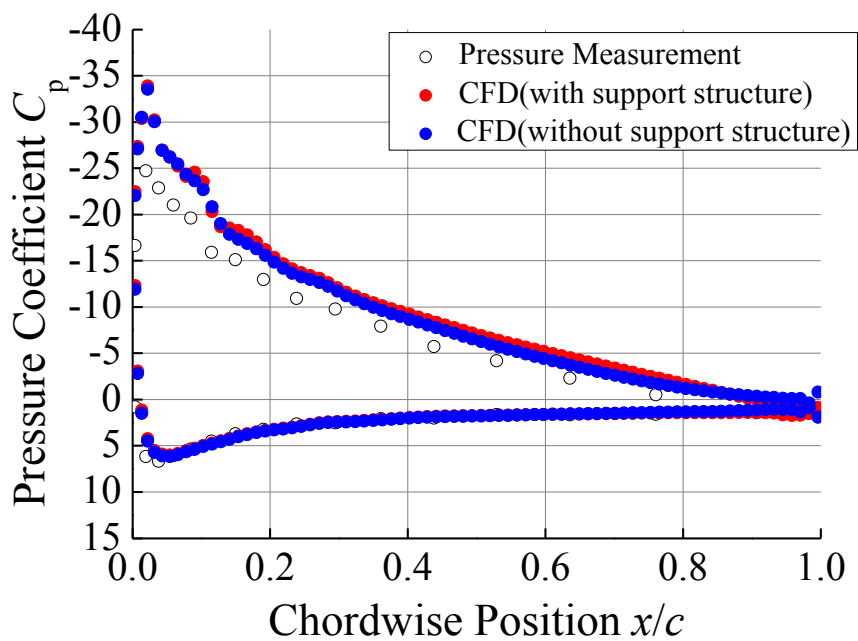


(c)  $|z|/(H/2) = 0.7$  (支持材近傍)

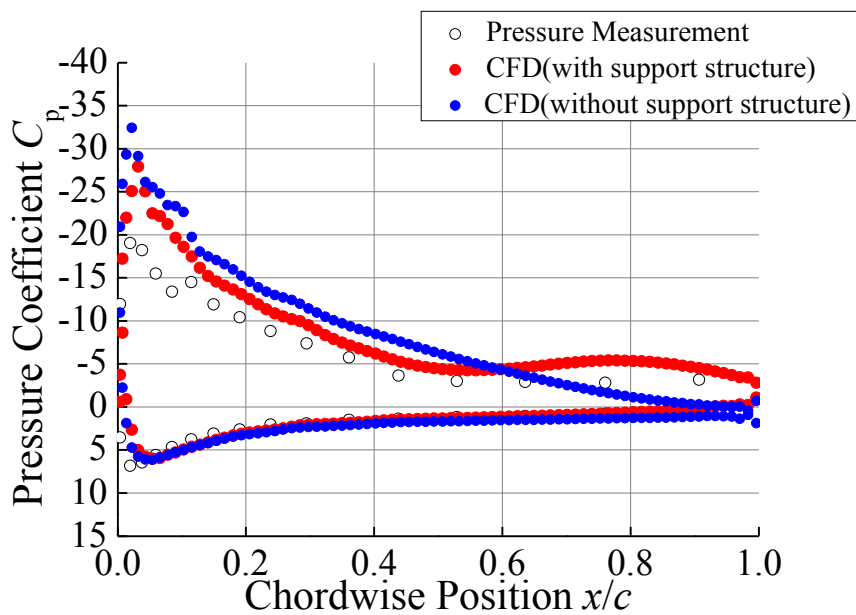


(d)  $|z|/(H/2) = 0.9$  (翼端近傍)

図 5.3 最適周速比で翼の各断面に生じるロータ 1 回転中の接線方向力変動

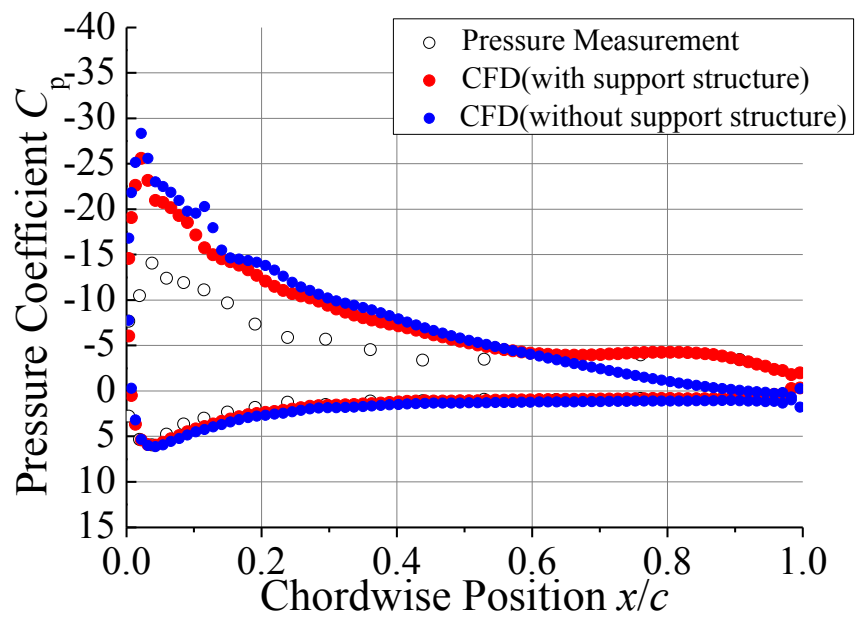
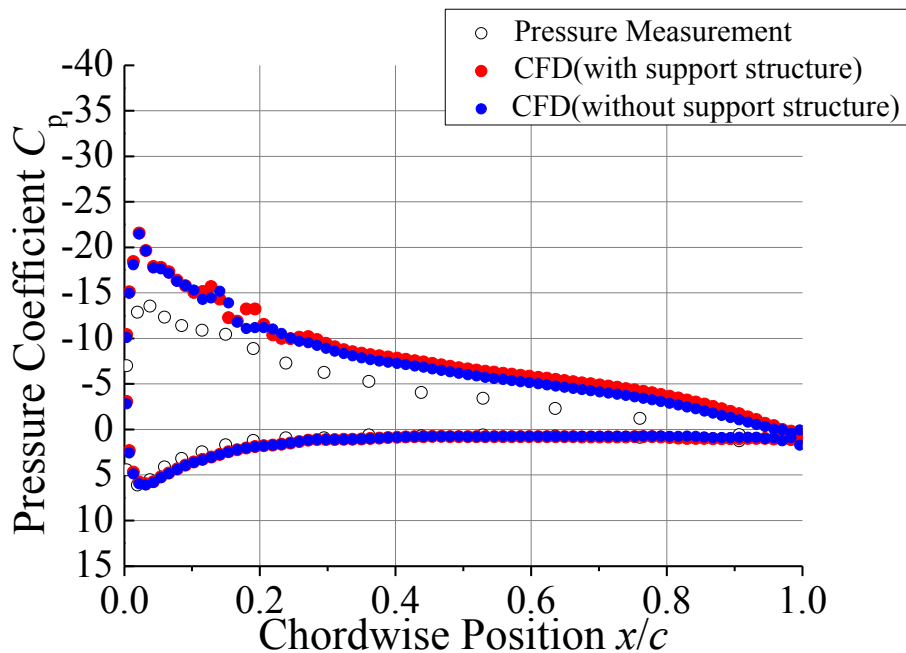


(a)  $z/(H/2) = 0$  (赤道面)



(b)  $z/(H/2) = 0.4$  (支持材近傍)

図 5.4 最適周速比におけるアジマス角  $\theta = 90^\circ$ での各翼断面の翼面圧力分布

(c)  $|z|/(H/2) = 0.7$  (支持材近傍)(d)  $|z|/(H/2) = 0.9$  (翼端近傍)図 5.4 最適周速比におけるアジマス角  $\theta = 90[^\circ]$ での各翼断面の翼面圧力分布



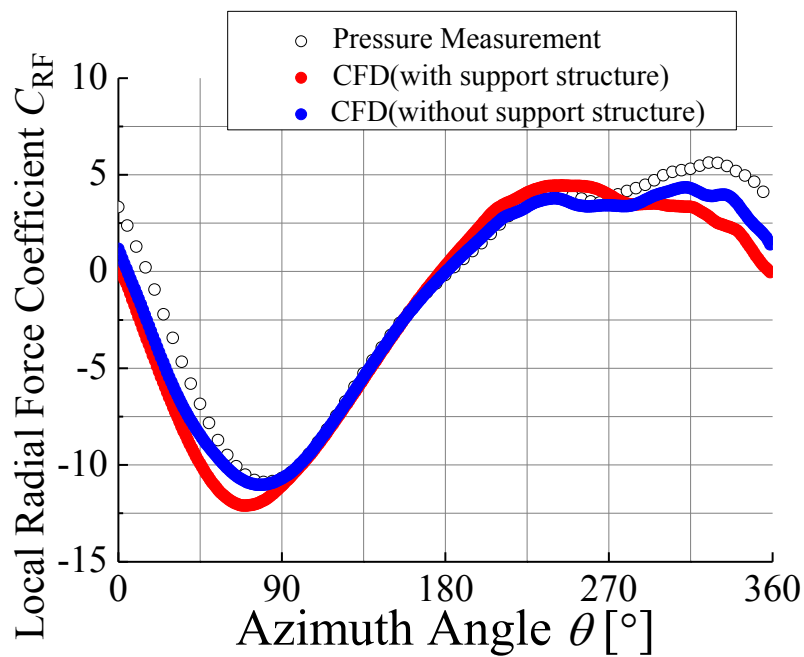
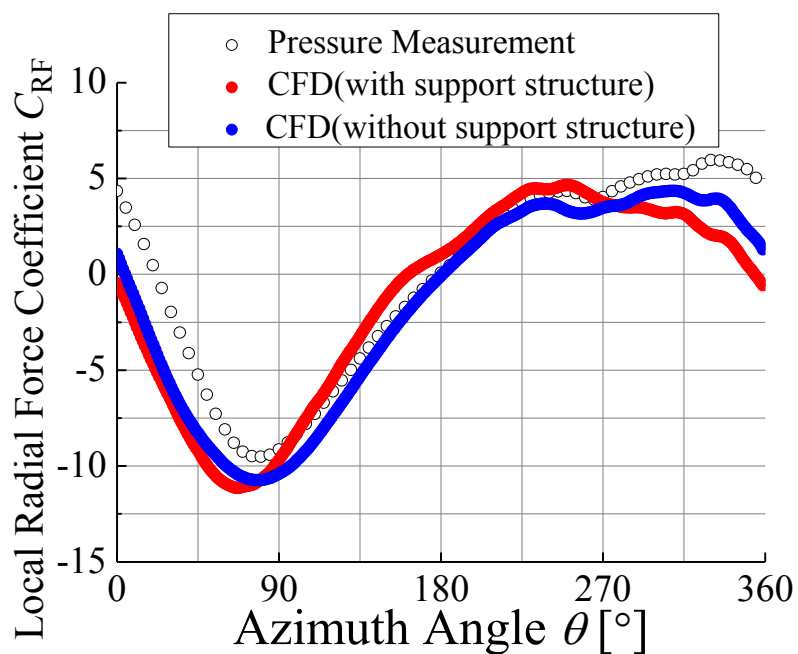
(a)  $z/(H/2)=0$  (赤道面)(b)  $z/(H/2)=0.4$  (支持材近傍)

図 5.5 最適周速比で各断面に生じるロータ 1 回転中の半径方向力変動

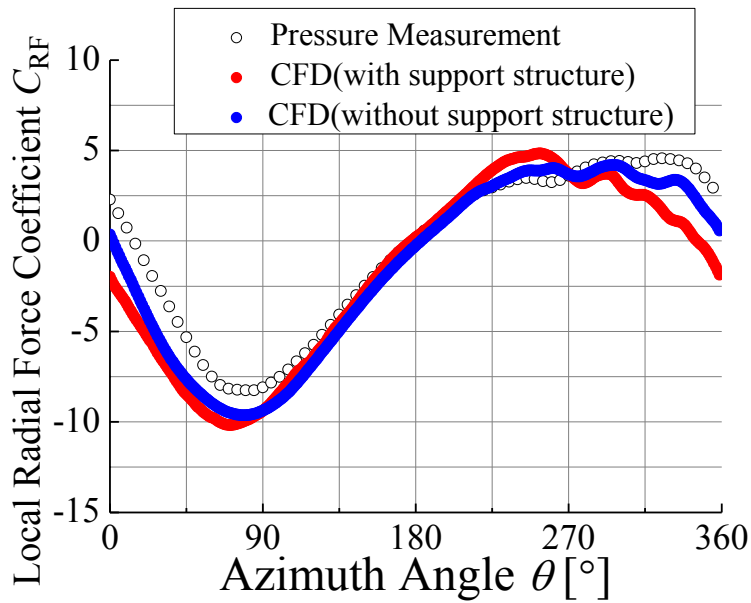
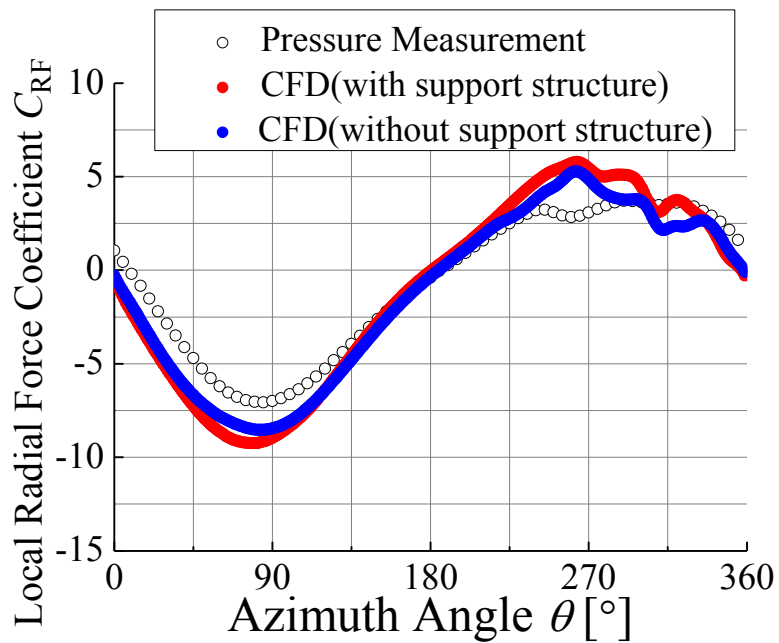
(c)  $|z|/(H/2) = 0.7$  (支持材近傍)(d)  $|z|/(H/2) = 0.9$  (翼端近傍)

図 5.5 最適周速比で翼の各断面に生じるロータ 1 回転中の半径方向力変動

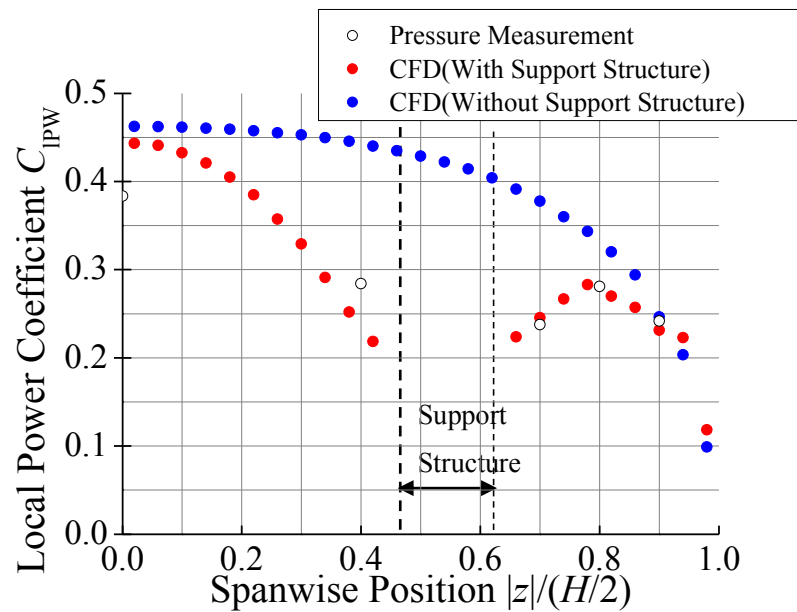


図 5.6 最適周速比における局所出力係数の翼幅方向分布

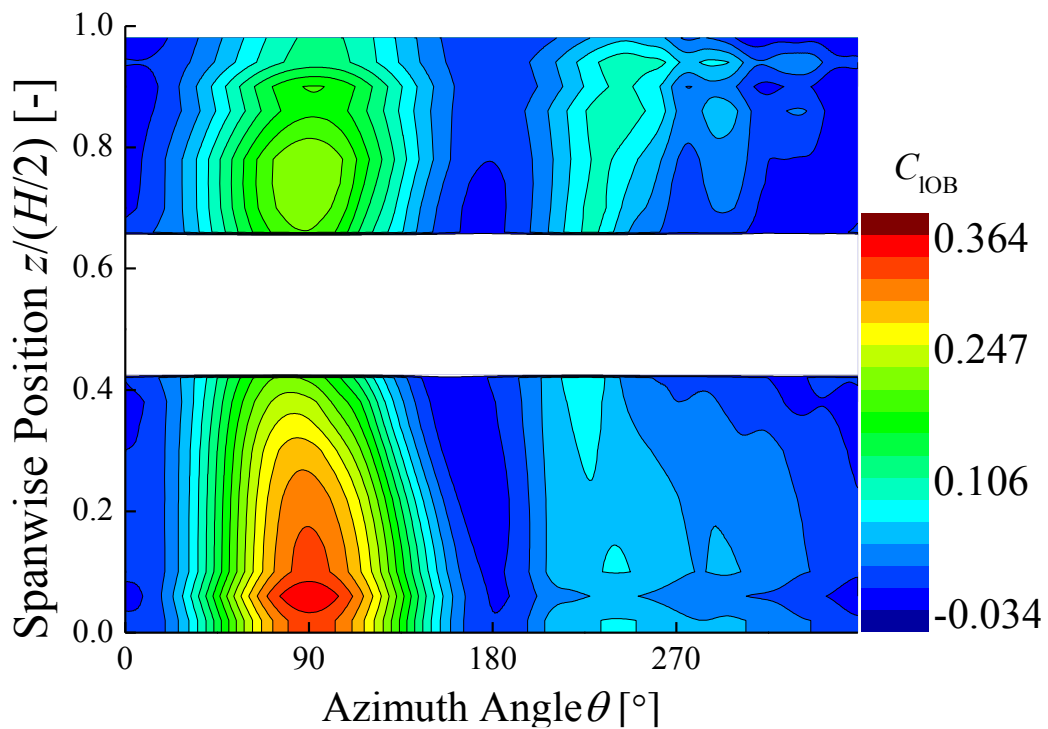
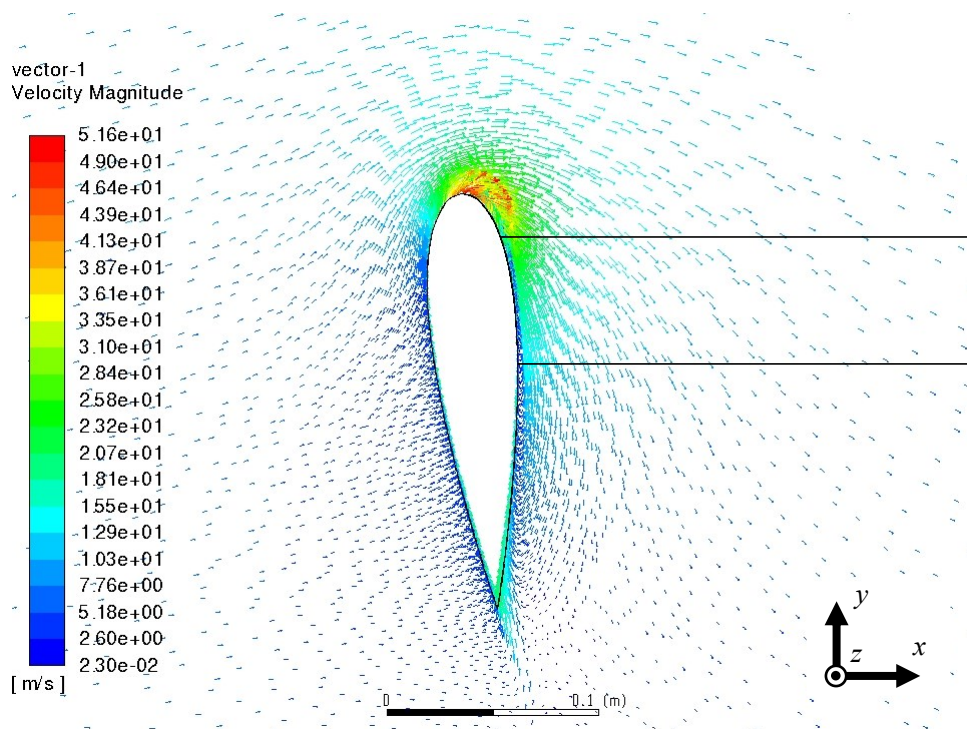
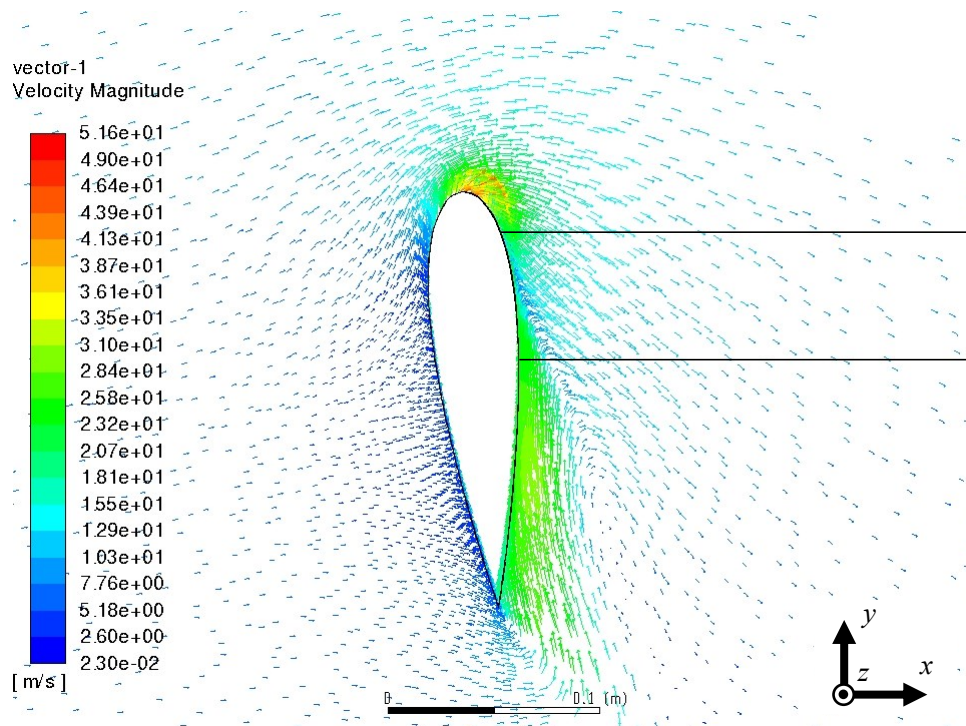
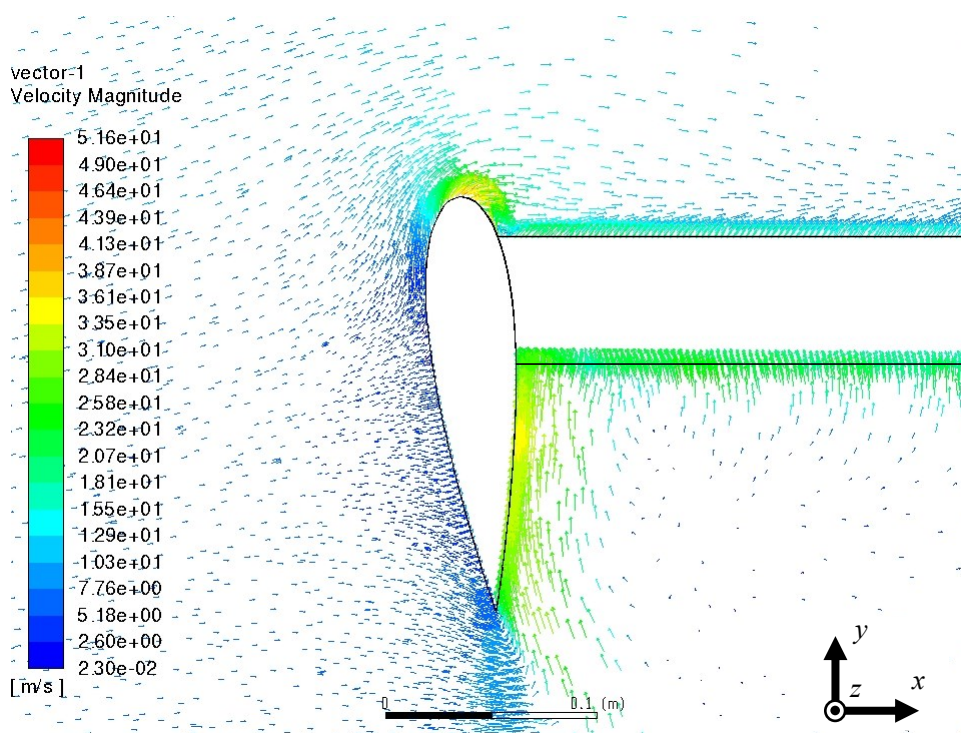
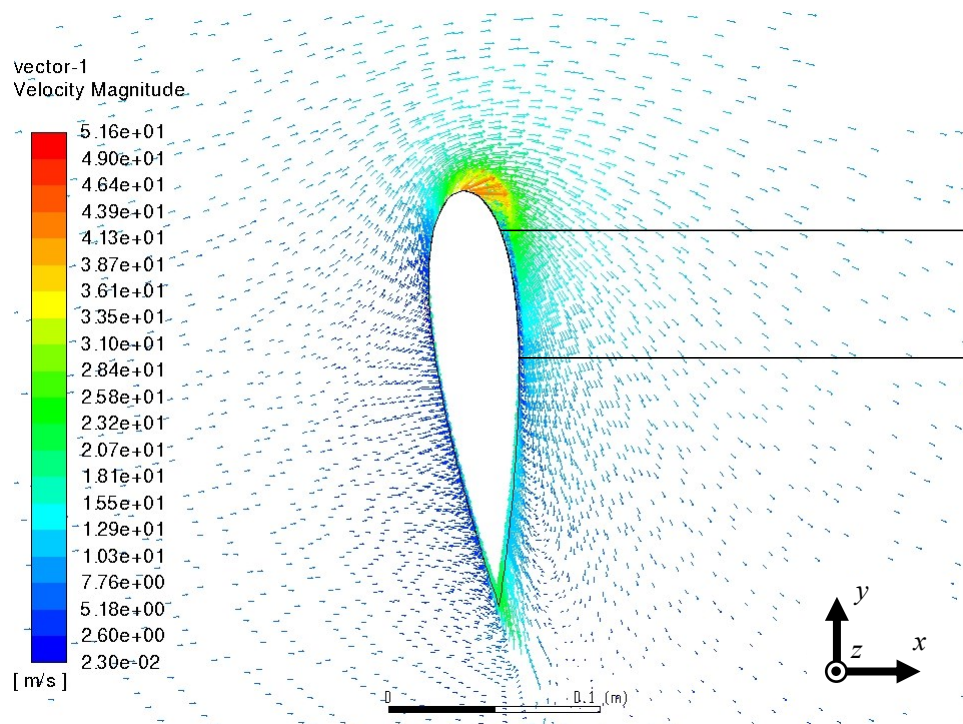
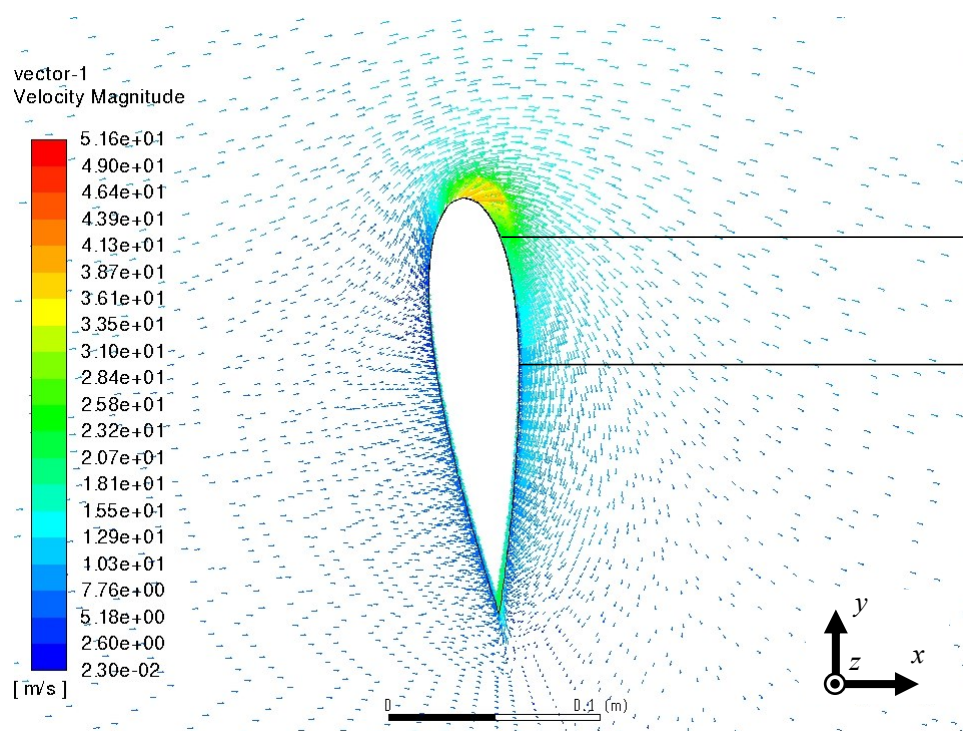


図 5.7 最適周速比におけるローター回転中の局所単独翼トルク係数の変動分布

(a)  $|z|/(H/2) = 0$  (赤道面)(b)  $|z|/(H/2) = 0.4$  (支持材近傍)図 5.8 最適周速比におけるアジマス角  $\theta = 90^\circ$  での翼周りの速度ベクトル分布

## 第5章 解析結果および考察

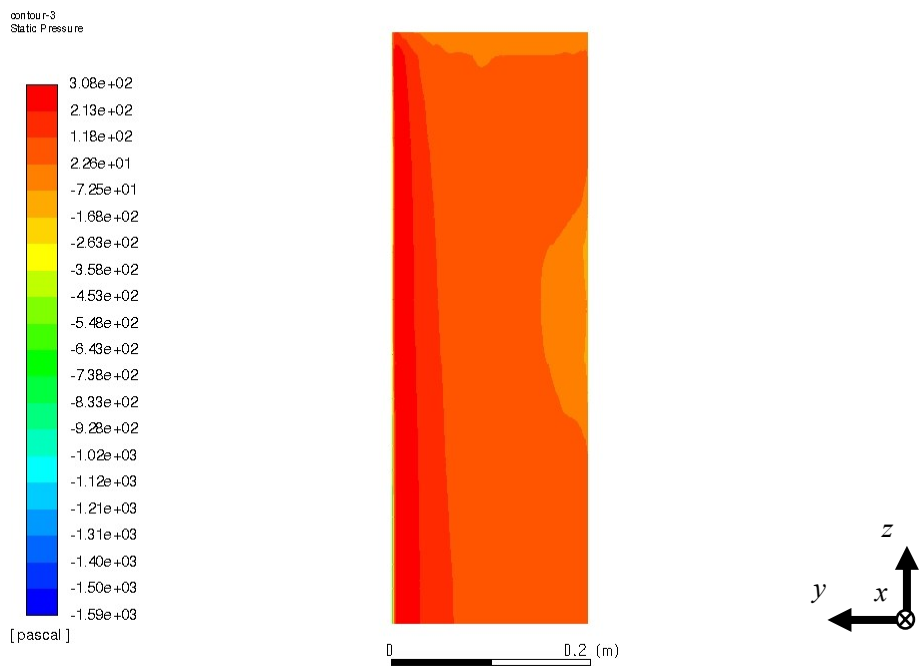
(c)  $|z|/(H/2) = 0.55$  (支持材取付断面)(d)  $|z|/(H/2) = 0.7$  (支持材近傍)



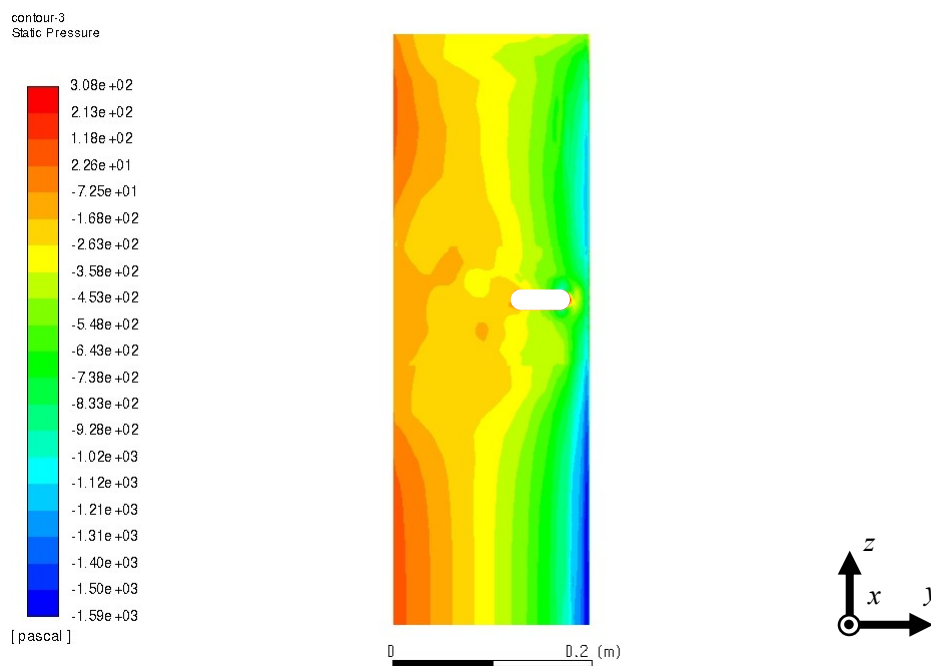
(e)  $|z|/(H/2) = 0.9$

図 5.8 最適周速比におけるアジマス角  $\theta = 90[^\circ]$ での翼周りの速度ベクトル分布

## 第5章 解析結果および考察

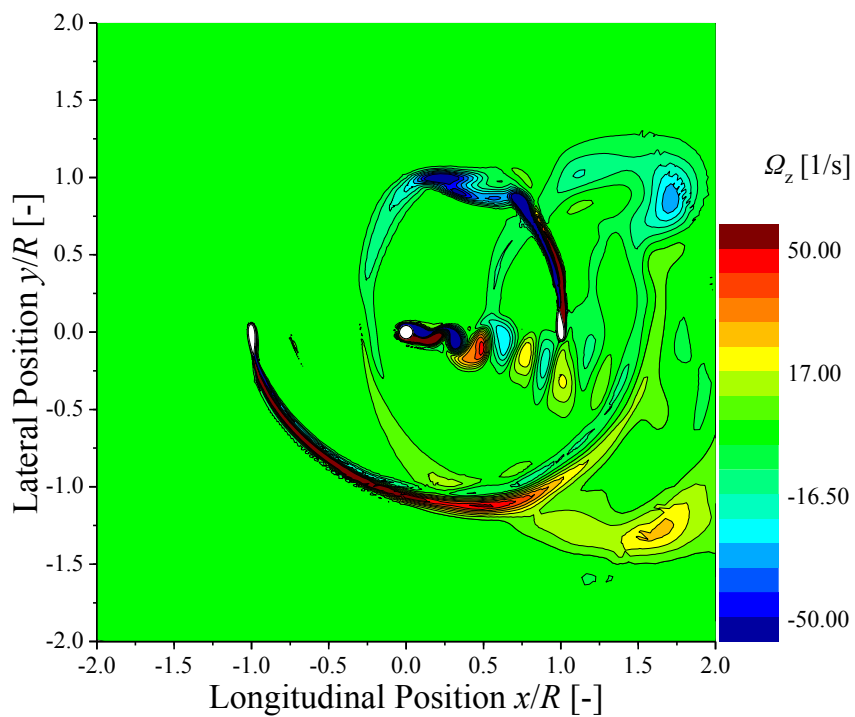
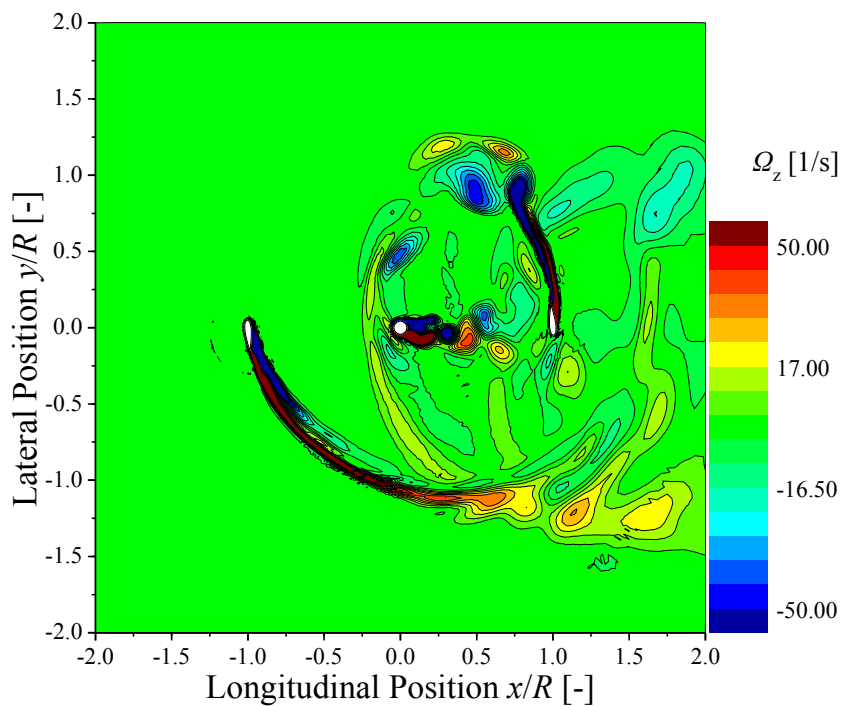


(a)回転半径外側面

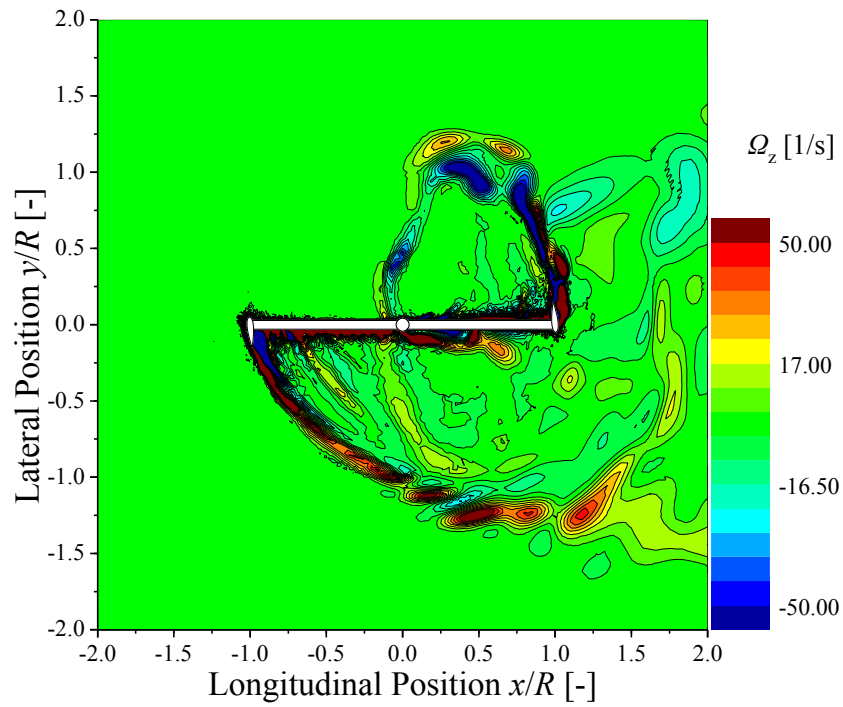


(b)回転半径内側面（支持材取付側）

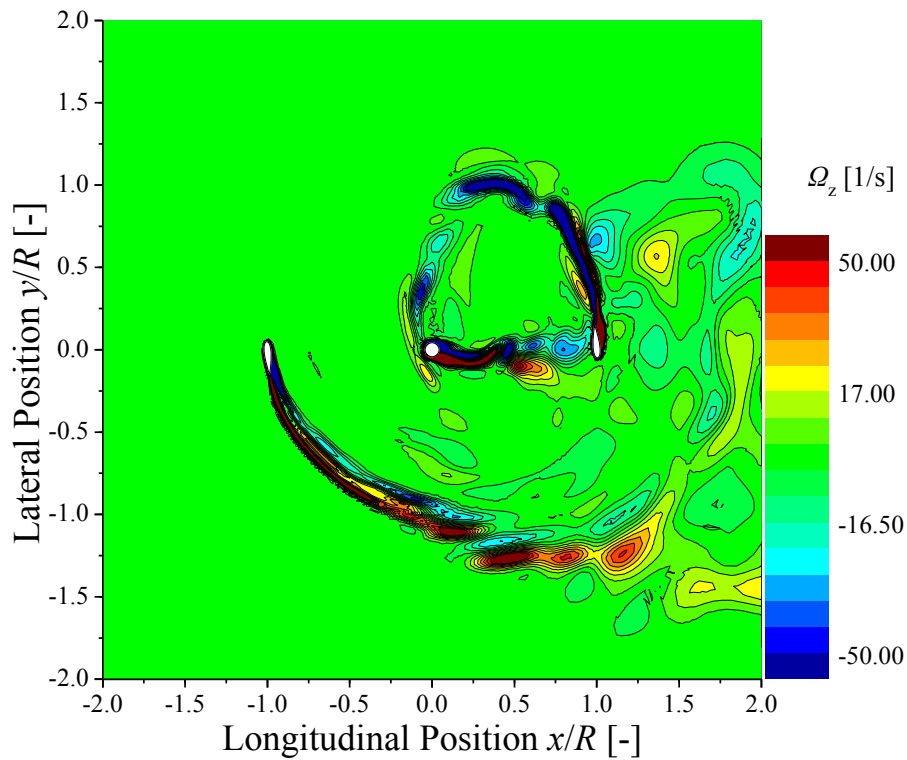
図 5.9 最適周速比におけるアジマス角  $\theta = 90[^\circ]$ での翼面圧力分布

(a)  $|z|/(H/2) = 0$  (赤道面)(b)  $|z|/(H/2) = 0.4$  (支持材近傍)図 5.10 最適周速比におけるアジマス角  $\theta = 90^\circ$  での渦度分布



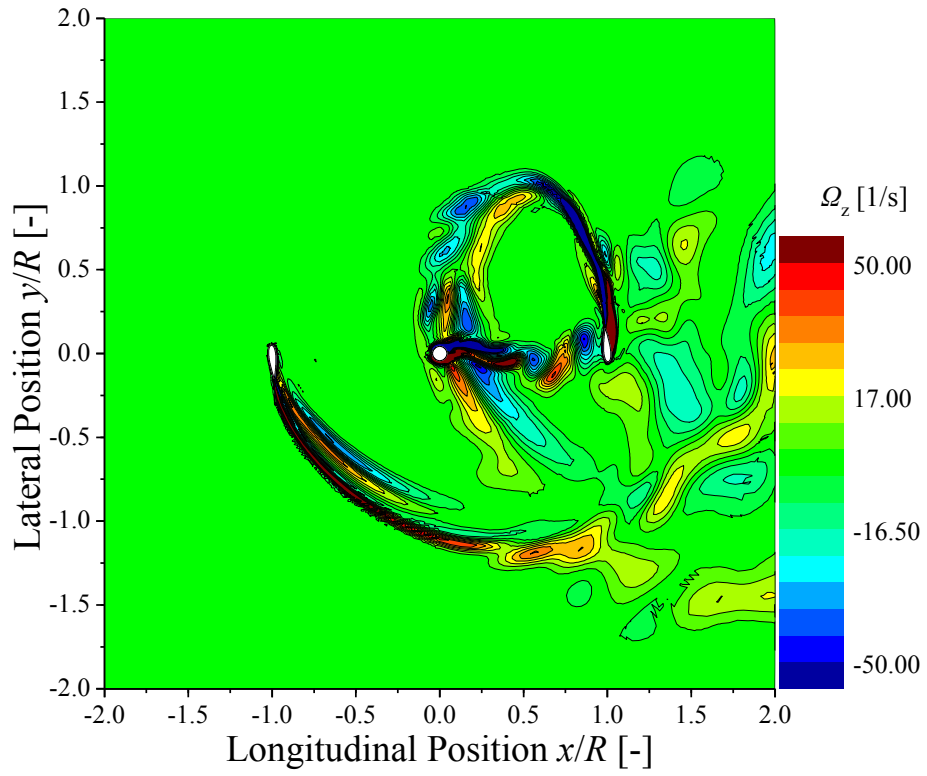


(c)  $|z|/(H/2) = 0.55$  (支持材取付断面)



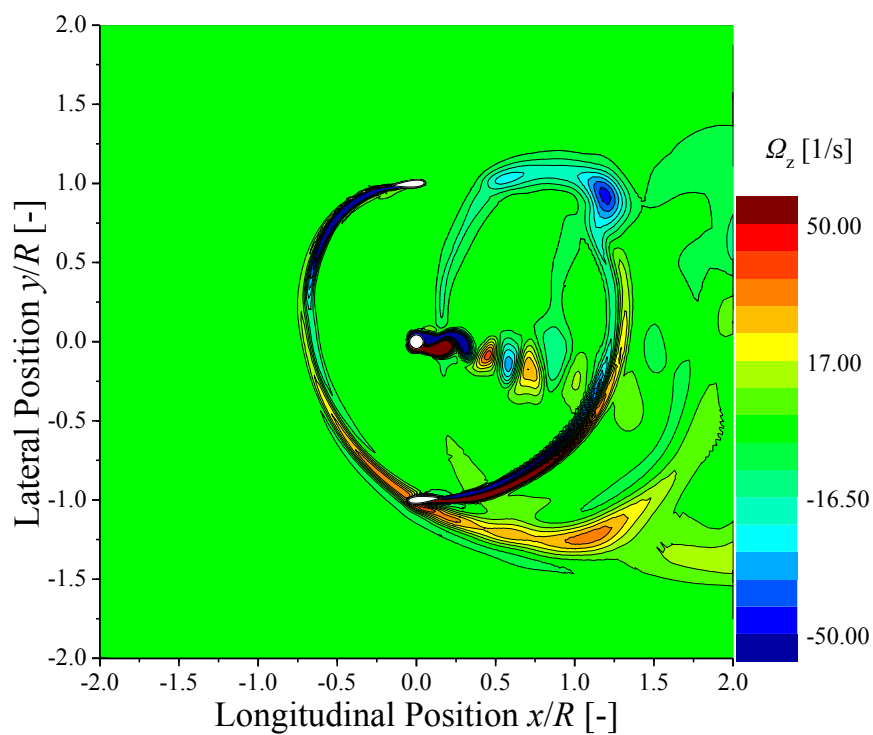
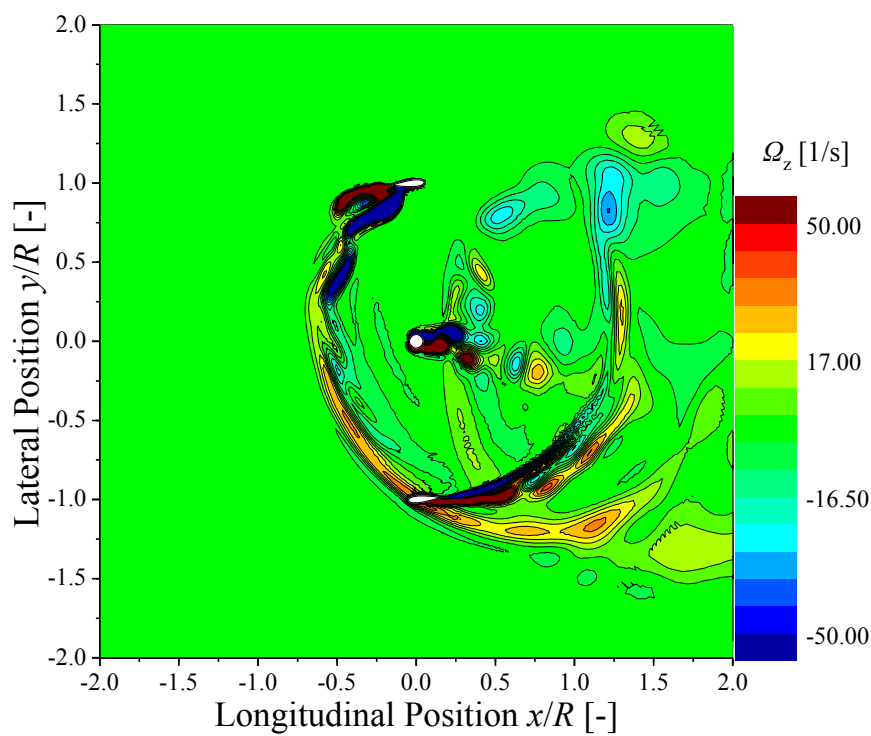
(d)  $|z|/(H/2) = 0.7$  (支持材近傍)

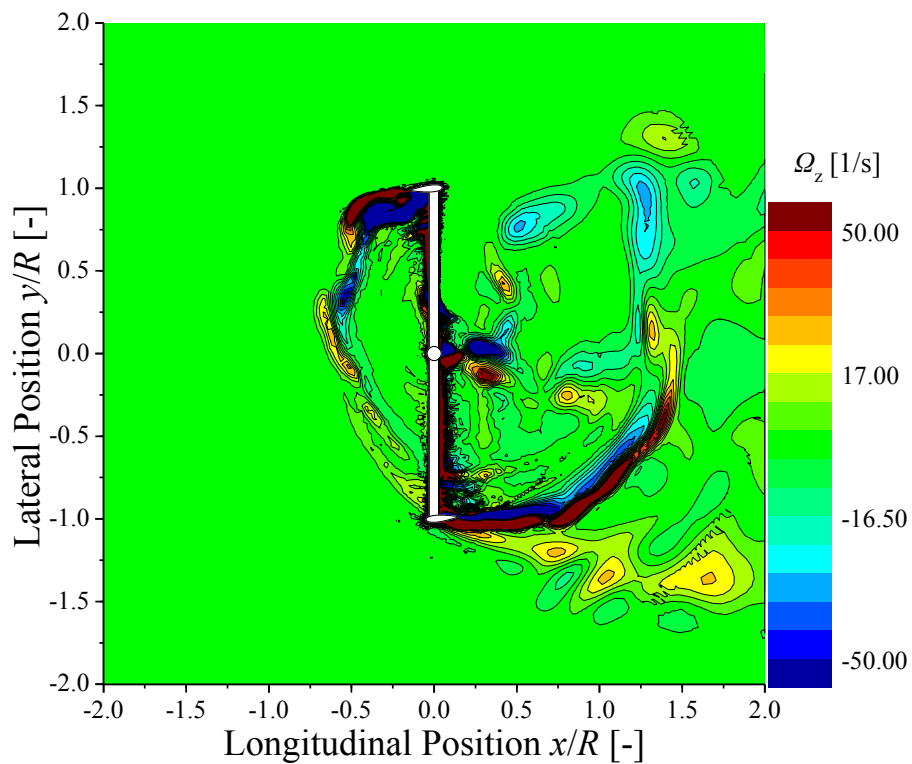
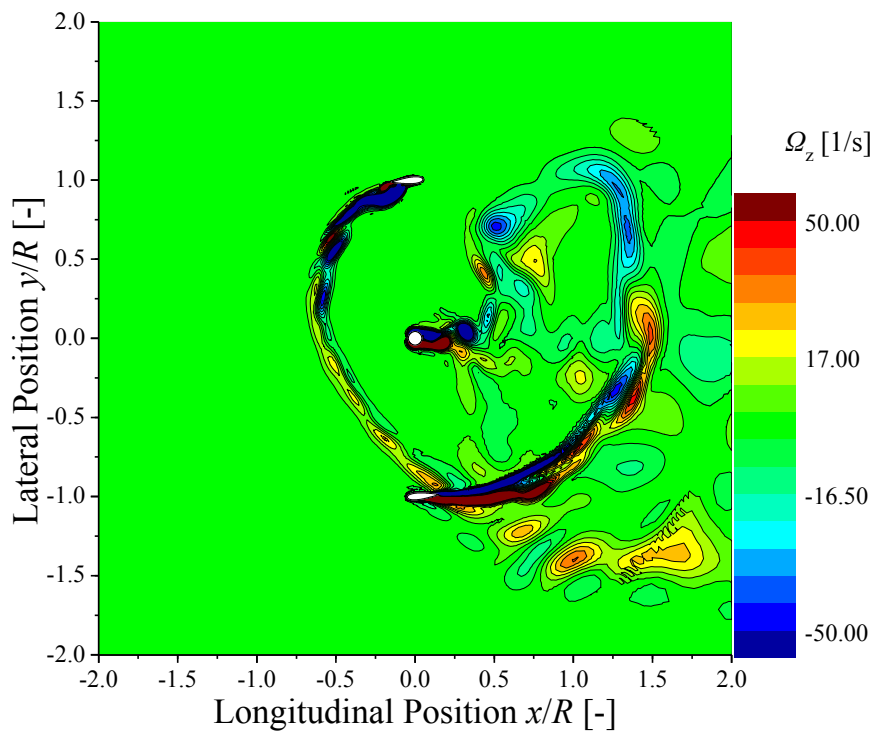
図 5.10 最適周速比におけるアジマス角  $\theta = 90[^\circ]$ での渦度分布

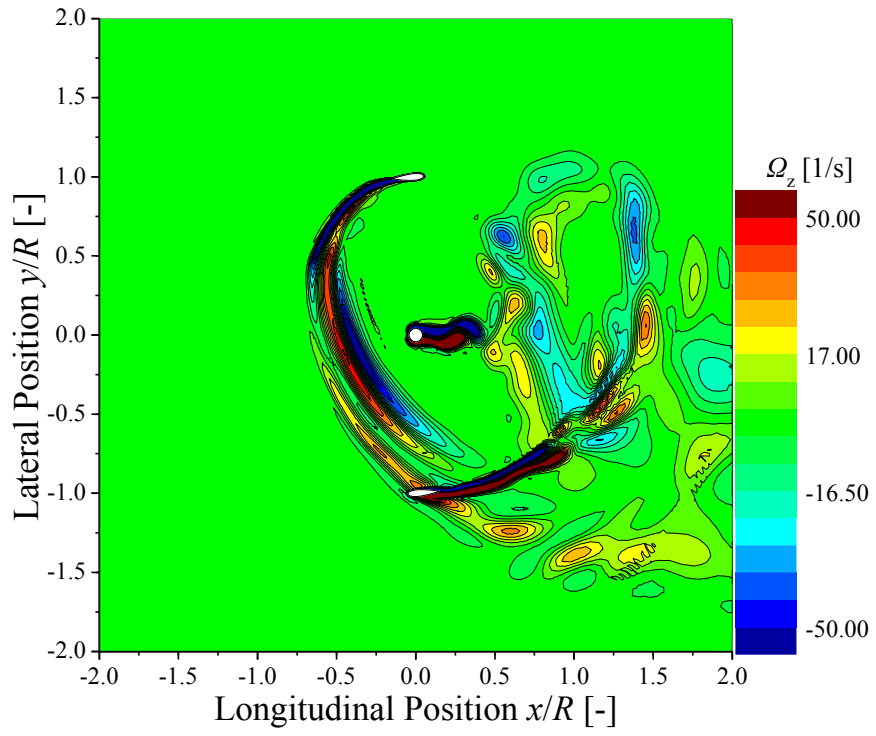


(e)  $|z|/(H/2) = 0.9$  (翼端近傍)

図 5.10 最適周速比におけるアジマス角  $\theta = 90[^\circ]$ での渦度分布

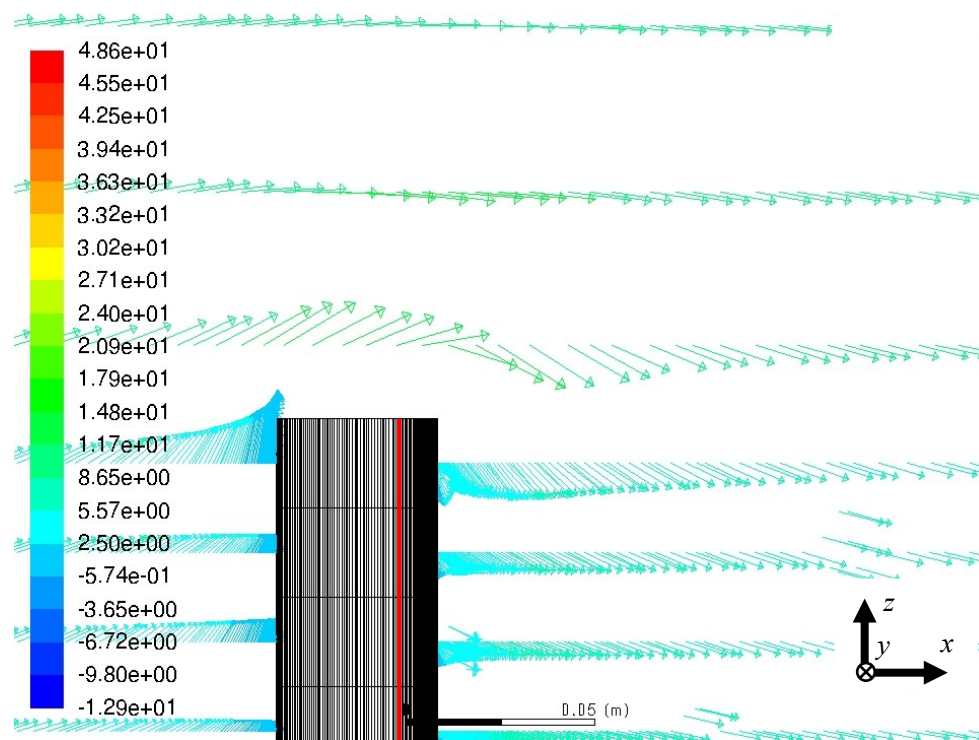
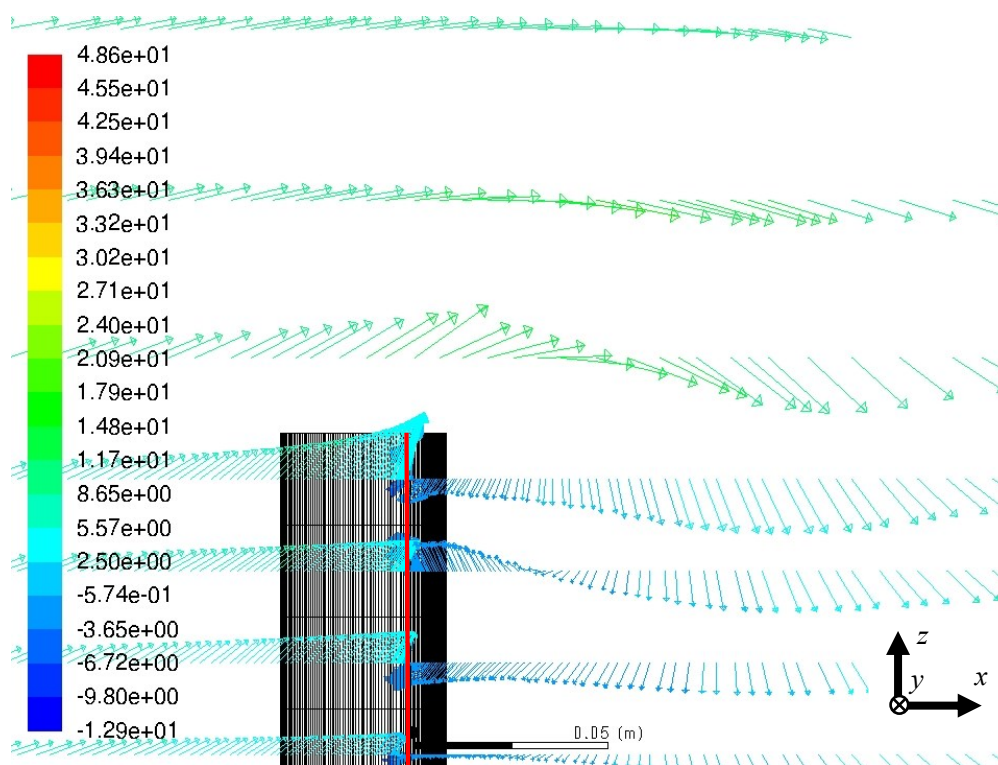
(a)  $|z|/(H/2) = 0$  (赤道面)(b)  $|z|/(H/2) = 0.4$  (支持材近傍)図 5.11 最適周速比におけるアジマス角  $\theta = 0[^\circ]$ での渦度分布

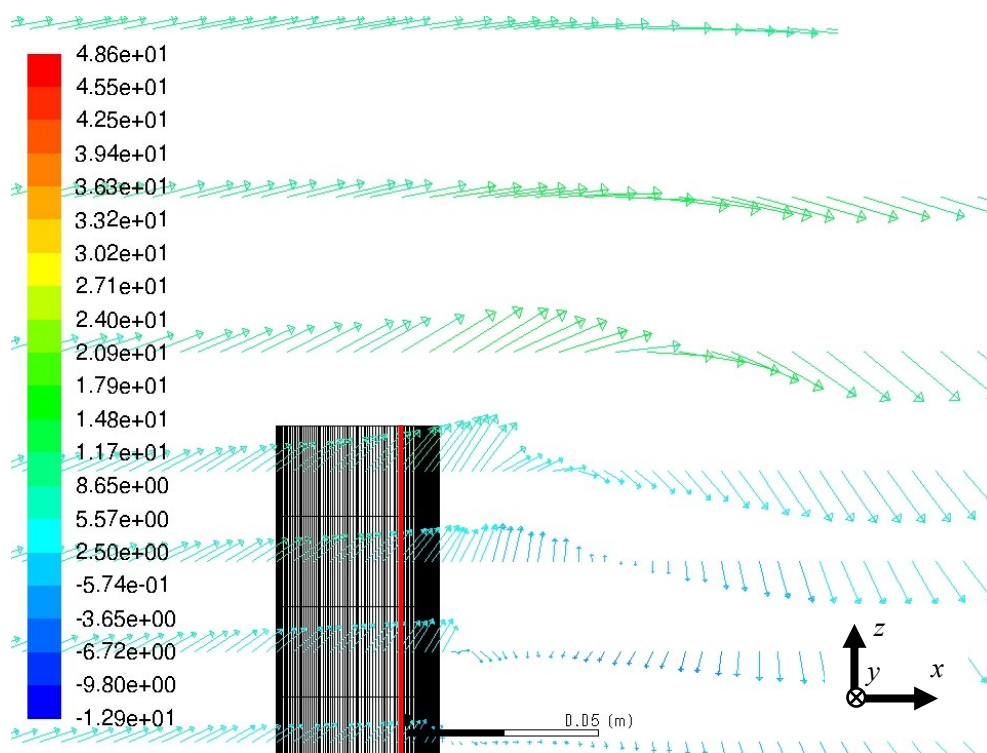
(c)  $|z|/(H/2) = 0.55$  (支持材取付断面)(d)  $|z|/(H/2) = 0.7$  (支持材近傍)図 5.11 最適周速比におけるアジマス角  $\theta = 90[^\circ]$ での渦度分布



(e)  $|z|/(H/2) = 0.9$  (翼端近傍)

図 5.11 最適周速比におけるアジマス角  $\theta = 0[^\circ]$ での渦度分布

(a)  $y/R = 0.0$  (翼中心)(b)  $y/R = -0.15$  (翼後縁部)図 5.12 最適周速比におけるアジマス角  $\theta = 90$  [°]での翼端近傍の渦度分布

(c)  $y/R = -0.2$  (後縁近傍の翼後流)図 5.12 最適周速比におけるアジマス角  $\theta = 90^\circ$ での翼端近傍の渦度分布

## 第6章 結論

垂直軸風車の解析モデルに支持材を考慮することにより、解析結果の妥当性の検証を風洞実験結果と比較して行った。比較に用いた実験データは、軸トルク計による風車出力、床置六分力天秤によるロータ推力、支持材六分力天秤および翼面圧力分布から得られるロータ翼に生じる流体力である。また、ロータ翼面上の流体力は支持材および三次元流れ場の影響として、翼スパン方向に異なるため、この三次元効果を翼のスパン方向の荷重変化を考察することにより検証した。以下に本研究の主な成果を示す。

### (1) 計算結果と実験値の比較

- (a) 本解析により得られた翼中央断面に生じる接線方向力および半径方向力の解析値は、翼が上流側にあるときは実験値より過大に見積もったが、1回転中の変化としては実験値とおおむね同様の傾向を示した。
- (b) 本解析から得られる翼断面に生じる接線方向力および半径方向力は、翼端に近づくにしたがい小さくなる。これは、実験値と同様の傾向である。

### (2) 支持材による流体力の変化

- (a) 本解析から得られる翼断面に生じる接線方向力は、支持材近傍において、実験値と同様に低下する傾向を示す。また半径方向力は解析モデルの支持材の有無による顕著な差は見られない。

### (3) 翼及び支持材周りの流れ場

- (a) アジマス角  $\theta=90[^\circ]$  で支持材存在による流れの干渉のため、翼前縁の流速の低下があり、これによる負圧の減少が支持材近傍の局所接線方向力の低下の要因である。
- (b) アジマス角  $\theta=90[^\circ]$  で風車に流入する上流側の流れは、翼端近傍で鉛直方向に吹上げがあり、回転半径内側に回り込む。翼後縁では回り込む流れは吹き降ろしとなり、翼端渦となって放出される。



## 参考文献

- [1] 「平成 28 年度エネルギーに関する年次報告」(エネルギー白書 2017) ,2017 年
- [2] 資源エネルギー庁, 再生可能エネルギー固定価格買い取り制度ガイドブック, 2017 (平成 29) 年度版, 2017 年
- [3] 独立行政法人 新エネルギー・産業技術総合開発機構, 日本型風力発電ガイドライン 台風・乱流対策編, 2008 年
- [4] Jason M. Jonkman, Marshall L. Buhl Jr, FAST User's Guide, NREL, 2005 年 8 月
- [5] E A Bossanyi, GH Bladed User Manual, Version 3.51, 2003 年 7 月
- [6] 村田淳介, 前田太佳夫, 鎌田泰成, 小笠原達彦, 清水健斗, 直線翼垂直軸風車に対する解析手法の開発と検証, 第 31 回風力エネルギー利用シンポジウム 37 巻 p361-364, 2015 年
- [7] 一般社団法人 日本小形風力発電協会, JSWTA0001 小形風車の性能及び安全性に関する規格, 2013 年
- [8] 関和市, 低レイノルズ数で高性能を示す垂直軸風車専用翼型の開発研究, 日本機械学会論文集 (B 編) 57 巻 536 号 P.1297-1304, 1991 年
- [9] M.C. Claessens, The Design and Testing of Airfoils for Application in Small Vertical Axis Turbines, Master Thesis, 2006 年
- [10] C.J. Simão Ferreira, H. Bijl, G. van Bussel, G. van Kuik, Simulating Dynamic Stall in a 2D VAWT: Modeling strategy, verification and validation with Particle Image Velocimetry data, The Science of Making Torque from Wind, 2007 年
- [11] 直井和久, 直線翼式垂直軸風車における起動性の向上に関する研究, 2013 年 4 月
- [12] 中電技術コンサルタント株式会社, 平成 24 年度 風力発電施設の騒音・低周波音に関する 検討調査業務, 2012 年
- [13] 環境省, 他の環境影響 (シャドーフリッカー) に関する調査、予測及び評価について, 2010 年
- [14] 関和市, 牛山泉, 垂直軸風車, パワー社, 2008 年
- [15] Carlos Simão Ferreira, Gijs van Kuik, Gerard van Bussel, Fulvio Scarano, Visualization by PIV of dynamic stall on a vertical axis wind turbine, ExpFluids, 2009 年
- [16] K.McLaren, S.Tullis, S.Ziada, Measurement of high solidity vertical axis wind turbine aerodynamic loads under high vibration response conditions,2012 年
- [17] 原 豊, 堀田 直希, 秋元 博路, 住 隆博, 吉田 茂雄, 垂直軸風車のアーム抵抗に関する数値解析, 2017 年度機械学会年次大会, 2017 年
- [18] Templin, R.J., Aerodynamic Performance Theory for the NRC Vertical-Axis Wind Turbine, N.A.E. Report LTR-LA-160, Jun-74,
- [19] Habtamu Beri, Yingxue Yao, Double Multiple Stream Tube Model and Numerical Analysis of Vertical Axis Wind Turbine, Energy and Power Engineering, 2011
- [20] 原豊, 低重心垂直軸風車の提案と翼素運動量理論による特性予測, 日本風力エネル

- ギー学会誌 Vol135 P134-139
- [21] 村田淳介, 前田太佳夫, 鎌田泰成, 小笠原達彦, 清水健斗, 直線翼垂直軸風車に対する解析手法の開発と検証, 第 37 回風力エネルギー利用シンポジウム, p.361-364 2015
- [22] Iron Paraschivou, 風車の理論設計ダリウス風車を中心とした垂直軸風車の解説, インデックス出版
- [23] 前川 博, うず理論による高速水平軸風車の性能予測, 日本機械学会論文集 B 編 Vol.49, No.447, pp.2624-2631, 1983 年
- [24] 前川 博, 水平軸風車における揚力面理論と数値解析, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.52, No.480, pp.2983-2989, 1986 年
- [25] Carlos Ferreira, Kristian Dixon, Claudia Hofemann, Gijs van Kuik, Gerard van Bussel, A 3D Unsteady Panel Method for Vertical Axis Wind Turbines, 2009 年
- [26] 山本真之, パネル法による垂直軸風車の荷重に与える三次元効果の解析, 三重大学大学院工学研究科機械工学専攻平成 27 年度修士論文, 2016 年
- [27] Pervez.M, CFD study of a Darreous Vertical Axis Wind Turbine, Proceedings of the 2012 ASEE North Central Section Conference, 2012 年
- [28] 川端俊亮, 直線翼垂直軸風車に及ぼす流れの三次元性の影響に関する研究, 三重大学大学院工学研究科機械工学専攻平成 25 年度修士論文, 2014 年
- [29] Shengyi Wang, Derek B. Ingham, Lin Mab, Mohamed Pourkashanian, Zhi Tao, Numerical investigations on dynamic stall of low Reynolds number flow around oscillating airfoils
- [30] 原豊, 3 次元 CFD による傾斜した垂直軸風車の流れ場解析
- [31] ANSYS inc. , ANSYS Fluent 理論ガイド, 2015 年
- [32] 清水健斗, CFD による直線翼垂直軸風車周りの三次元流れ解析, 三重大学大学院工学研究科機械工学専攻平成 28 年度修士論文, 2017 年

## 謝辞

## 謝辞

本論文執筆に当たり、簡潔で適切にご指導で研究を導いてくださった前田太佳夫先生、豊富な経験と知識で実験、解析ともに多くの助言を頂いた鎌田泰成准教授、幅広い面で私たちをサポートし気遣ってくださった寺川智子秘書に心から感謝の意を表します。また、論文の審査をして頂いた流動現象研究室の辻本公一教授に感謝の意を表します。

何度も CFD 解析の助言を頂いたエネ環 OB の清水さん。お忙しい中電話で何度もアドバイスを頂いたり、休日に学校に来て教えて頂き、感謝の念に堪えません。清水さんがいなくてはここまでの成果を上げることはできませんでした。また、雑談の中でのコアな境界の話のいきいきと話されるのが印象的で、差し入れに”薄い本”を頂いたときは妙に感動したのを覚えています。中井さん、冬の長い風洞実験お疲れ様でした。非常に寒く、トラブルも多かったですが、無事終了できて良かったです。実験スケジュールの調整やデータの管理など、自分に足りない部分補っていて大変心強かったです。

後輩には大変恵まれました。星野君は風洞実験でデータ整理や風車の運転プログラムの改良に一役買ってくれました。自分で次々仕事を見つけて進めて行ってくれるので、とても頼もしかったです。河合君、実験では深夜計測のシフトで一緒になることが多かった気がします。真面目で仕事が速く、当時 B4 ながら非常に頼りになる存在でした。自分が M2 のときは研究室のデスクが隣になり、時々解析の話し相手になってくれて本当に有難かったです。君たち 2 人は何の心配もありません。松田君、大澤君、同じチームながらあまりからみが無かったのが心残りですが、修論提出直前など急なデータ整理に素早く対応してくれて大変ありがたかったです。大学院に進学しても頑張ってくださいね。

李さんには、中間発表間際では多大なるお力添えを頂き、感謝してもしきれません。本当にありがとうございました。また、風洞実験後にご馳走して頂いた中華料理はやはりおいしかったです。

同期には大変世話になりました。エネ環の良心森本君、佳境のたびに何かと研究の相談に乗ったり話を聞いてくれたりしてありがとう。松岡君、オランダでは大変お世話になりました。初の海外生活に慣れないながらも、1ヶ月間本当に楽しかったです。君がいなくては北欧の地から帰ってくることはできなかったと思います。ハイスペックな島本君、研究にストイックで、自ら実験装置を設計して立ち上げるなど、何でもできる感じで本当に尊敬しています。伊藤君、毎日こつこつ着実に研究を進めながら、時折嬉々として釣りに出かけたり、森本君と共にポケモンを捕まえに行くので、とても感心していました。

同じ部屋で研究生生活を共にしてきた D, M1 の方々にも感謝いたします。また、ここに記載しきれなかった研究室の先輩方、B4 諸君にも感謝の意を表します。

最後に、長きに渡る学生生活を通して私を支えて下さった両親と友人に心から感謝いたします。ありがとうございました。

平成 30 年 2 月 2 日

粕谷 拓司