

東京大学 大学院
新領域創成科学研究科
海洋技術環境学専攻

修士論文

海流・潮流発電による後流攪拌が 及ぼす影響に関する基礎的研究

平成 23 年 2 月 提出

渋谷直樹

指導教員 山口 一

目次

第 1 章	序論	7
1.1	背景	7
1.1.1	地球温暖化	7
1.1.2	エネルギー問題	7
1.2	海流・潮流発電	7
1.2.1	海流・潮流発電のメリット	9
1.2.2	海流・潮流発電の種類	10
1.2.3	本研究の関連プロジェクト	11
1.2.4	先行事例	13
1.3	本研究の目的	14
1.4	本論文の構成	15
第 2 章	研究手法	16
2.1	概要	16
2.2	基礎理論	16
2.2.1	本節で使用する記号	16
2.2.2	軸方向運動量理論	17
2.2.3	角運動量理論	19
2.3	実験	20
2.4	CFD	20
2.5	数値モデル	22
第 3 章	実験	23
3.1	計測装置	23
3.2	実験概要	23
3.2.1	正 POT と逆 POT	27
3.2.2	実験で使われたタービン模型	27

3.3	結果	27
3.3.1	軸方向流速分布	27
3.3.2	鉛直流速分布	30
3.3.3	時系列データ	30
3.4	実験とCFDの比較	33
3.4.1	軸方向流速分布	33
3.4.2	渦粘性係数 ν_t	35
第4章	実海域スケールでの数値計算	37
4.1	使用するモデル	37
4.1.1	支配方程式	37
4.1.2	境界条件	39
4.1.3	数値計算法	39
4.2	計算条件	39
4.2.1	地形データ	39
4.2.2	境界条件	41
4.2.3	タービンと等価な格子の組み込み	41
4.3	計算結果	44
4.3.1	鉛直混合	44
4.3.2	リチャードソン数	50
4.3.3	旋回流	51
第5章	結論	53
	参考文献	54
	謝辞	56

目 次

1.1	気温、海面水位及び北半球の積雪面積の変化 [1]	8
1.2	世界の一次エネルギー消費量の推移 [2]	8
1.3	水平プロペラ方式	11
1.4	サボニウス水車方式	11
1.5	ダリウス水車方式	11
1.6	軸流タービン方式	11
1.7	低コスト潮流発電システム開発プロジェクト [4]	12
1.8	seaflow project[6]	13
1.9	seagen project[6]	13
2.1	軸方向の仮想流管	17
2.2	ロータ断面	19
2.3	CFD メッシュの様子	21
3.1	LDV 計測装置の原理 [12]	23
3.2	LDV 計測装置の写真	24
3.3	実験の概観図を表した写真	25
3.4	実験中、タービン後流の様子を表した写真	25
3.5	正 POT の概要図	26
3.6	逆 POT の概要図	26
3.7	実験で使われたタービン模型のパワーカーブ	26
3.8	翼型 NACA の形状 [10]	27
3.9	正 POT 0.5D の流速の等高線図	28
3.10	逆 POT 0.5D の流速の等高線図	28
3.11	正 POT 1.2D の流速の等高線図	28
3.12	逆 POT 1.2D の流速の等高線図	28

3.13	0.5D における流速分布	
	(正 POT と逆 POT)	29
3.14	1.2D における流速分布	
	(正 POT と逆 POT)	29
3.15	正 POT の流速分布 (2.0m/s、2.8m/s、4.2m/s)	29
3.16	0.5D における鉛直流速分布	30
3.17	1.2D における鉛直流速分布	30
3.18	時系列データ (計測位置 0.5D、1.28R、60 °)	31
3.19	時系列データのフーリエ変換 (計測位置 0.5D、1.28R、60 °)	31
3.20	乱れ度 (2.8m/s、4.2m/s)	32
3.21	実験と CFD の流速分布 (0.5D)	34
3.22	実験と CFD の流速分布 (1.2D)	34
3.23	乱流変動エネルギー k の比較 (0.5D)	35
3.24	乱流変動エネルギー k の比較 (1.2D)	35
3.25	渦粘性係数 ν_t の比較 (0.5D)	35
3.26	渦粘性係数 ν_t の比較 (1.2D)	35
4.1	計算格子の全体図	40
4.2	渦粘性係数を入力する範囲 (タービンの中心を含む xz 平面)	
	(最小渦粘性係数を 1 とし相対値で渦粘性係数を表示)	42
4.3	タービンによる効果 (せきとめ、旋回流、渦粘性係数) の組み込みの概念図	43
4.4	タービンを入れた様子 (弱い塩分成層)	45
4.5	タービンなしの流れ (弱い塩分成層)	45
4.6	入り口と出口の塩分勾配 (弱い塩分成層)	45
4.7	タービンを入れた様子 (弱い温度成層)	46
4.8	タービンなしの流れ (弱い温度成層)	46
4.9	入り口と出口の温度勾配 (弱い温度成層)	46
4.10	タービンを入れた様子 (強い塩分成層)	47
4.11	タービンなしの流れ (強い塩分成層)	47
4.12	入り口と出口の塩分勾配 (強い塩分成層)	47
4.13	タービンを入れた様子 (強い温度成層)	48
4.14	タービンなしの流れ (強い温度成層)	48

4.15 入り口と出口の温度勾配（強い温度成層）	48
4.16 タービン上流 0.25D の流速分布	51
4.17 タービン断面の流速分布	51
4.18 タービン下流 0.25D の流速分布	51
4.19 タービン下流 0.50D の流速分布	51
4.20 タービン下流 0.75D の流速分布	51
4.21 タービン下流 1.0D の流速分布	51

表 目 次

1.1	世界エネルギー資源確認埋蔵量 [2]	9
1.2	国内の潮流エネルギーの貯存量 [3]	9
3.1	実験条件	24
3.2	スラスト係数、トルク係数、パワー係数	26
4.1	計算格子のパラメータ	40
4.2	計算条件（成層の強弱）	44
4.3	成層の強弱と勾配の変化	49
4.4	タービンがない場合の勾配の変化	49
4.5	リチャードソン数	50

第1章 序論

1.1 背景

本研究の背景にある地球温暖化とエネルギー問題について述べる。

1.1.1 地球温暖化

近年、地球温暖化が叫ばれているが、IPCC 第4次報告書 [1] によると、図 1.1 に示した気温・海面水位・積雪面積から気候システムの温暖化には疑う余地がないと言える。世界平均気温は過去 100 年間 (1906 ~ 2005 年) で 0.74 °C 上昇し、世界平均海面水位は 1961 年以降、年平均 1.8mm、1993 年以降、年当たり 3.1mm の割合で上昇した。北極の年平均海氷面積は 10 年当たり 2.7 % 縮小した。

温暖化の原因は人為起源の温室効果ガス濃度の増加によってもたらされた可能性が非常に高い。特に CO₂ は最も重要な人為起源の温室効果ガスである。温暖化を防止するために、CO₂ の排出量を削減することは世界的な急務となっている。

1.1.2 エネルギー問題

世界で使用される一次エネルギーは増加し続けている。その中で化石燃料は図 1.2 に示すように、エネルギー消費の 8 割以上を占めている。世界全体で化石燃料に依存しているのである。また各資源の可採年数は表 1.1 のようになっており、現状の使用量を維持すると石油は今世紀の間に枯渇することになる。今後、化石燃料を使用しないエネルギー源へとシフトしていく必要がある。

1.2 海流・潮流発電

海流・潮流発電とは、海中に設置した発電装置で海流を受けてタービンを回し、海洋エネルギーから直接エネルギーを取り出すもので、装置全体のシステムは風力発電とほぼ同

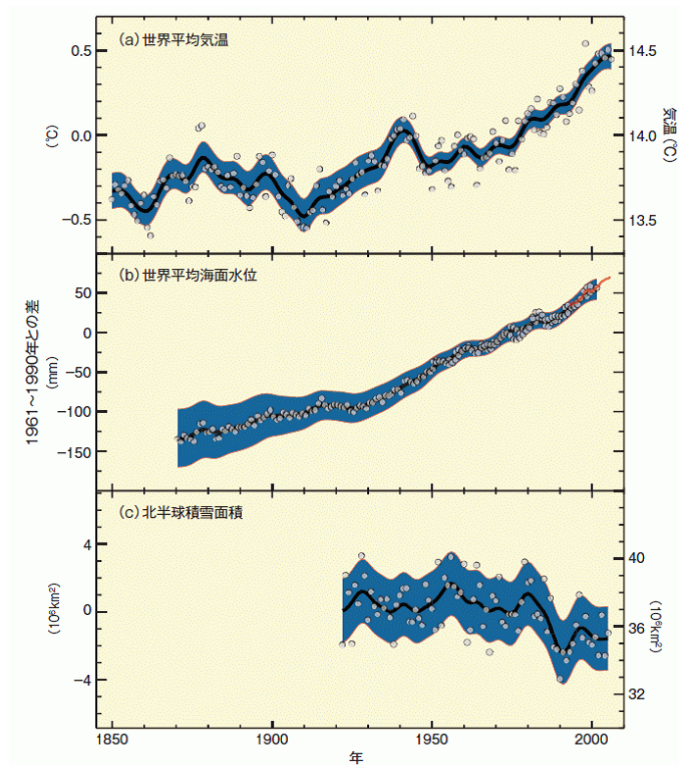


図 1.1: 気温、海面水位及び北半球の積雪面積の変化 [1]

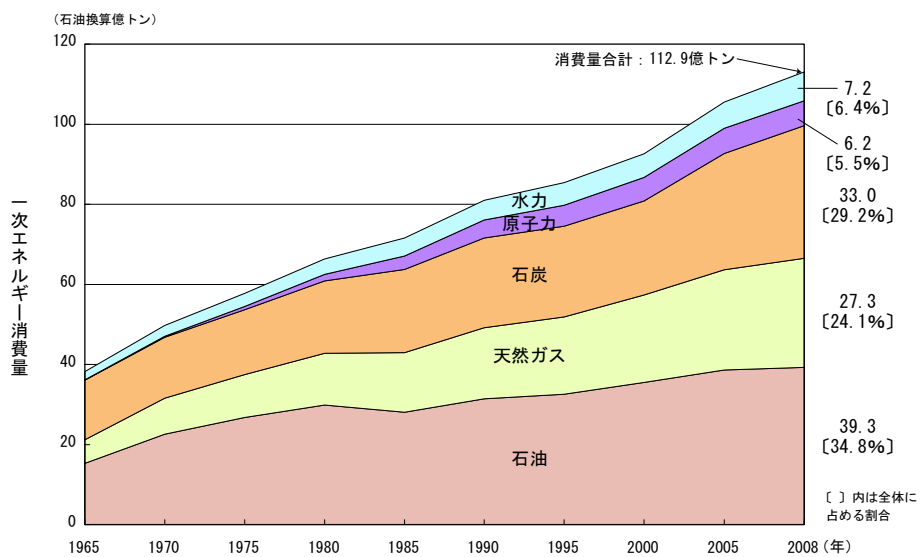


図 1.2: 世界の一次エネルギー消費量の推移 [2]

表 1.1: 世界エネルギー資源確認埋蔵量 [2]

化石資源名	可採埋蔵年数 [年]
石炭	122
石油	42.0
天然ガス	60.4
ウラン	100

一である。しかし、大規模な装置についての実証試験はほとんどなく、他の代表的な再生可能エネルギーである太陽光発電や風力発電と比べて、未成熟な分野であると言える。

本節では海流・潮流発電のメリット、海流・潮流発電の種類について述べる。次に日本での海流・潮流発電実現のために行われている「日本沿岸域に適した低コスト潮流発電システムの開発」の概要についてまとめ、最後に先行事例についていくつか紹介する。

1.2.1 海流・潮流発電のメリット

海流・潮流発電はエネルギー賦存量、エネルギー密度の面で、風力発電よりも優れていると考えられている。海水密度は空気の約 800 倍であり、流体のパワーは密度と流速の 3 乗に比例するので、2 ノットの海流は約 9m/s の風に相当する。日本沿岸では、鳴門海峡での最大流速 10 ノットを始めとして各地に潮流の強流域があり、そのエネルギー賦存量は膨大である [9]。表 1.2 に国内の潮流エネルギーの貯存量を示す。

また出力変動に関しても有利である。風況の変化は非常に予測困難であるが、潮流は潮汐現象を利用しているため出力変動を予測することが可能である。

表 1.2: 国内の潮流エネルギーの貯存量 [3]

地点	最大流速 [m/s]	断面積 [m ³]	貯存量 [× 10 ³ kW]
鳴門海峡	3.8	93000	2672
来島海峡	3.1	77000	1167
関門海峡	2.6	12920	120
広島湾	2.4	48300	328
明石海峡	2.2	264000	1525
島原湾	2.1	286000	1334

1.2.2 海流・潮流発電の種類

海流・潮流発電の発電形式にはいくつかの種類がある [5]。

水平プロペラ方式

大型風力発電の実績が多く、技術的にはほぼ完成されている。流軸方向の変化に対し、プロペラの回転面が垂直になるような対策が必要である。干潮による双方向の潮流に対応する場合は、ブレードをボス部で反転させる機構を用いることができる。発電効率は現状で 40 % ~ 50 % 程度である。

サボニウス水車方式

風力計、流速計として用いられている方式である。全方向からの流れに対応し、常に一方方向の回転をする。起動トルクが小さく流速が遅い場合にも自己起動できるが、発電効率は 20 % ~ 30 % とあまり高くはなく、大型化には適さない構造である。

ダリウス水車方式

風力発電用の風車として開発されてきた、揚力型で高回転が可能な形式である。サボニウス水車と同様に全方向の海流・潮流に対して一方向にのみ回転するので、システムが簡単で済むものの、起動トルクは大きいため、流速が小さい場合は稼働しないという欠点をもつ。発電効率は 30 ~ 45 % 程度である。

軸流タービン方式

従来のチューブラータービン方式を利用し、ダクトの内部にタービンを設けることで、安定した流向と大きな流速を得るための方式である。係留により位置を保持されるため、大規模な支持構造を必要としない。

図 1.3 ~ 図 1.6 に各発電方式の概念図を示す。

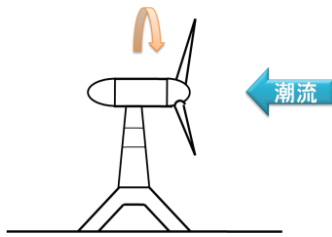


図 1.3: 水平プロペラ方式

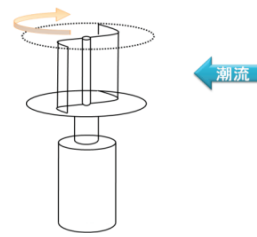


図 1.4: サボニウス水車方式

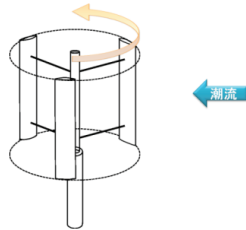


図 1.5: ダリウス水車方式

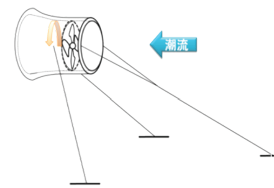


図 1.6: 軸流タービン方式

1.2.3 本研究の関連プロジェクト

本研究は「日本沿岸域に適した低コスト潮流発電システムの開発 [4][5]」の一角をなすものである。日本では、現在は設計手法が確立されていない海流・潮流発電において、低コストでスケラブルな海流・潮流発電のプロトタイプシステムの開発が進められている。本研究の実験で使うタービンはこの研究で設計・製作されたものを使用した。

プロジェクトの目的

現状の海流・潮流発電の最大の課題はコストである。普及可能な発電単価を実現するためには、設備コストを削減することがまず必要である。また、発電コストは出力と設備稼働率に大きく左右されるため、これを高精度に予測することで経済性を評価し、設置場所を最適化する技術も必要とされる。さらに、将来、大規模なシステムの設置を考える場合、海洋生態系への影響を考慮する必要がある。以上の背景に基き、このプロジェクトでは日本沿岸域に大規模に展開することを念頭におき、上に述べた要素課題を解決することによって、低コストでスケラブルな海流・潮流発電のプロトタイプシステムが開発されている。これを通じて、現在は小規模な試験の実施に留まっている、海流・潮流発電の安定した発電システムとしての実用化の見通しを明らかにすることがプロジェクトの主目的である。

さらに、このプロジェクトでは、終了後に実証試験を行うことを想定して、具体的な設

置場所を想定した試設計を行い、経済性と環境影響の評価も行う。

技術概要

プロジェクトで検討されている技術の概要を 図 1.7 に示す。

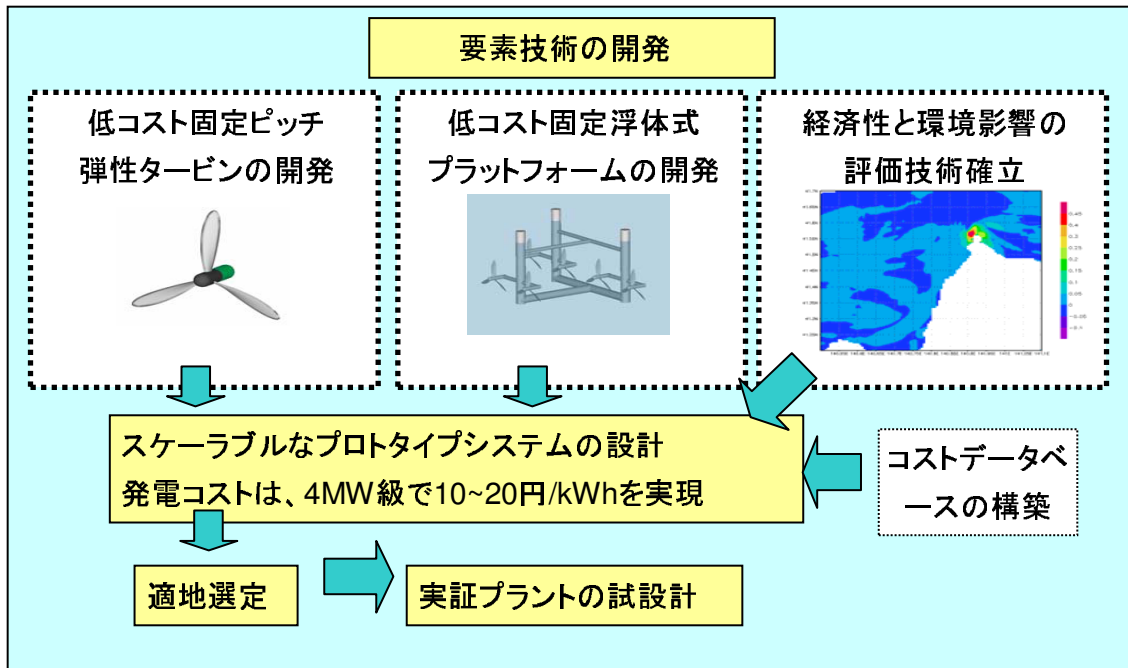


図 1.7: 低コスト潮流発電システム開発プロジェクト [4]

プロトタイプシステムを構築するための要素技術として、弾性変形を利用することでピッチ制御機構を廃した低コストタービン及び、水深が大きな場所への設置を可能とする低コスト浮体式プラットフォーム、数値シミュレーションに基づく経済性と環境影響の評価技術の開発が計画されている。後述する Seaflow プロジェクトなどを参考に、既存の技術を用いた場合の発電コストを見積もると、水深 30m、定格流速 2.2m/s、稼働率 0.4 という条件において 40 円/kWh 程度になる。これに対して、このプロジェクトでは同条件、もしくは水深がより大きい条件において 10~20 円/kWh 程度の発電コストを実現するプロトタイプシステムの提案を目指している。

1.2.4 先行事例

イギリス SeaGen プロジェクト

海流・潮流発電システムは、主に欧米において実証プラントの設置が進んでおり、一部で商用プラントの運転が開始されたところである。特にイギリスでは積極的な取組が行われている。Marine Current Turbines (MCT)社は2003年に、直径11mの2翼のプロペラ式タービンを備える発電出力300kWの潮流発電システムを設置、Seaflow[6][7]と呼ばれる実証プロジェクトを行った。このプロジェクトは現在、SeaGenプロジェクトに引き継がれており、1.2MWの商用プラントが稼働している。SeaGenは1本の支柱に2つの水平軸型タービンを持ち、各タービンの出力は600kWである。発電時にはタービンが水中に没し、メンテナンス時には海上に浮上する昇降機能を備えている。図1.8、図1.9にSeaflowプロジェクトとSeaGenプロジェクトの概観図を示す。

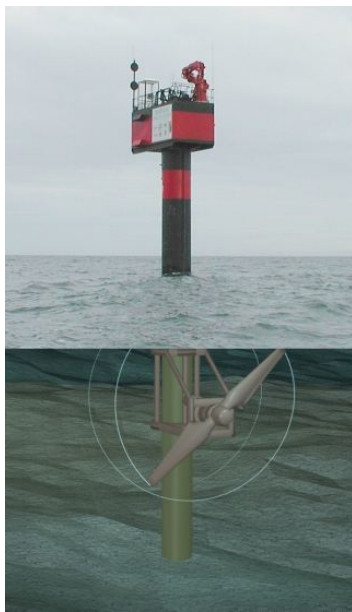


図 1.8: seaflow project[6]

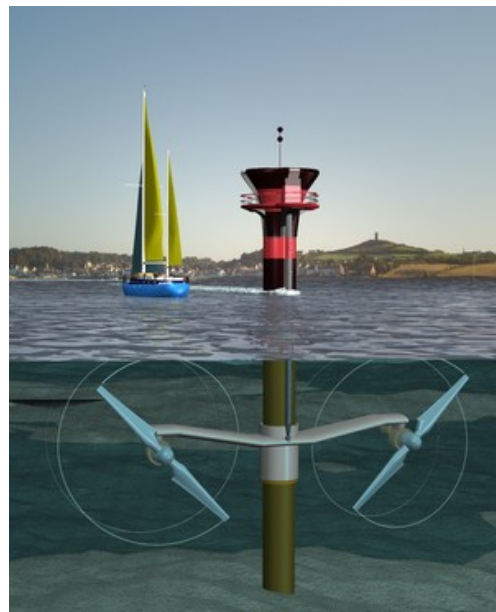


図 1.9: seagen project[6]

韓国 Uldolmok 潮流発電プロジェクト

韓国南西部の珍島と本土の間にある Uldolmok 水道には、2005年から2009年までの4年間をかけて1MWの実証プラントが建設された。これは韓国で最初の潮流発電プラントであり、このプロジェクトは2013年までに90MWに拡張する予定である。このプラント

は、ジャケットフレームの中に、韓国海洋研究所が研究開発した垂直軸型ヘリカルタービンが設置されている構造となっている [7]。

アメリカ Roosevelt Island Tidal Energy プロジェクト

アメリカでは Roosevelt Island Tidal Energy (RITE) プロジェクトと呼ばれる潮流発電プロジェクトが Verdant Power 社により実施され、電力供給が開始されている。イーストリバーの水底にパイルを打ち込み、6基のプロペラ式潮流発電システムが稼働している。発電出力は 200kW である。現在は 2 回目の実証段階を終了しており、最終的には 10MW に達し 8000 世帯分の電力供給を目指している [7]。

日本

日本では、1980 年代に日本大学が来島海峡において世界で初めて潮流発電に成功したが、その後は電力供給用の海流・潮流発電システムの実用化に至るまでの実証研究は実施されていない。現在では、(財)エンジニアリング振興協会により MW 級海流発電システムの実用化に向けた検討が行われているほか、青森県大間崎における潮流発電の構想がある [7]。

1.3 本研究の目的

本研究では、海流・潮流発電プラントを設置した際の環境影響評価につながる基礎研究を行う。発電プラントがタービン後流に及ぼす影響を数値計算することによって調べる。

考えられる影響として

- タービンブレードの回転などによる騒音の周辺生態系への影響
- タービンブレードと魚類の衝突リスク

などがある [4]。この問題は設置場所が特定され、周辺環境や生態系の調査がなされないと評価できないため、本研究では範囲外とする。一方、海流・潮流発電固有の影響として、海洋の成層が強くて生物生産が貧しい海域で

- タービンブレードの攪拌により海洋が混合され、一次生産が増加

する可能性がある。成層が強い海域で鉛直混合が促進されると、深海の豊富な栄養塩を有する海水が表層付近へ上昇するので、表層付近の栄養塩が豊かになり、植物プランクトンが豊富となる。当然それを餌とする動物プランクトンや魚類なども集まってくるため、豊富な水産資源を有する海となるのである [8]。

本研究ではタービンプレードの回転による効果について考察し、これを海洋モデルの中に組み込むことを目的とする。本研究で得られた海洋物理モデルに生態系モデルを結合させることで、生態系への影響評価につながる。

1.4 本論文の構成

本論文の構成は以下のとおりである。

第2章 本研究の研究手法について述べる。

第3章 「日本沿岸域に適した低コスト潮流発電システムの開発」にて考えられている翼型の模型を用いて実験を行う。実験の結果の解析・考察をする。

第4章 実海域スケールでの計算を行う MEC モデルの概要を説明し、計算機シミュレーションを行う。

第5章 本研究で得られた成果をまとめ、結論を示す。

第2章 研究手法

2.1 概要

本研究では、海流・潮流発電システムを設置したときの環境影響評価を行うため、タービンブレードの回転による効果を検証する。研究手法は

1. 前述の「日本沿岸域に適した低コスト潮流発電システムの開発」にて考えられている NACA4408 という翼型のタービン模型を用いて、タービン後流の流速分布を計測し、
2. その計測結果をもとに実海域スケールでの数値計算を MEC モデルを用いて行う

というものである。

第2章では風車の基礎理論、実験、MEC モデルについて概要をまとめる。実験との比較のために用いた CFD (computational fluid dynamics) についても述べる。

2.2 基礎理論

2.2.1 本節で使用する記号

D : 風車のロータ直径 [m]

R : 風車のロータ半径 [m]

A_d : 風車のロータ面積 [m²]

A : 風車に流入する気体流管の断面積 (上流部) [m²]

A_w : 風車から流出する気体流管の断面積 (下流部) [m²]

U_d : 風車ロータ部における風速 [m/s]

U_1 : 風車上流部における風速 [m/s]

U_w : 風車下流部における風速 [m/s]

P : 無限遠方における圧力 [Pa]

p^+ : ロータ面 (上流側) における圧力 [Pa]

p^- : ロータ面 (下流側) における圧力 [Pa]

P : 風車下流部におけるおける圧力 [Pa]

ρ : 流体密度 [kg/m^3]

a : 軸方向誘導係数

a' : 接線方向誘導係数

Ω : ロータ角速度 [rad/s]

2.2.2 軸方向運動量理論

風車の基礎理論である運動量理論について解説する [11]。図 2.1 に示すように、風車上流での流速、圧力、断面積をそれぞれ U, P, A とおく。風車断面 (disk) は添え字 d を、後流 (wake) では添え字 w を付けた。運動量理論では以下の仮定を用いる。

- 流体は非圧縮性
- ブレード枚数は無限大
- 流管の各断面において一様な流れ
- ロータ面全体にわたって一様な推力
- 回転なしの後流
- ロータ面の無限前方と後方の静圧は乱されていない周囲の静圧に等しい

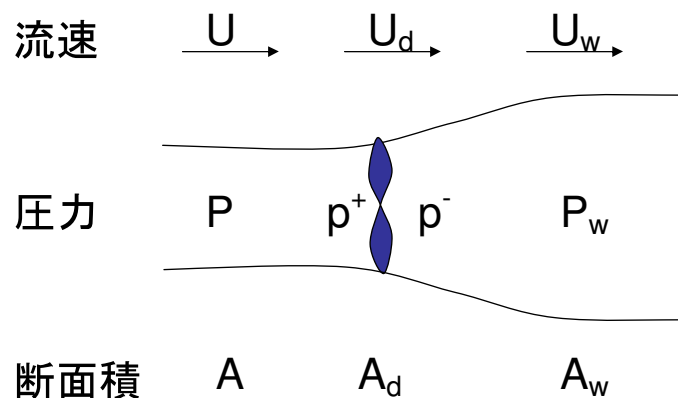


図 2.1: 軸方向の仮想流管

風車の無限前方とロータ前面、無限後流とロータ後面に関するベルヌーイの方程式は

$$P + \frac{1}{2}\rho U^2 = p^+ + \frac{1}{2}\rho U_d^2 \quad (2.1)$$

$$P + \frac{1}{2}\rho U_w^2 = p^- + \frac{1}{2}\rho U_d^2 \quad (2.2)$$

式 (2.1)、(2.2) より、ロータ前後での圧力差は

$$p^+ - p^- = \frac{1}{2}(U^2 - U_w^2) \quad (2.3)$$

圧力差に面積をかけたものがロータにかかる力 F になるので、

$$F = A_d(p^+ - p^-) = \frac{1}{2}\rho A_d(U^2 - U_w^2) \quad (2.4)$$

一方、運動量保存則から、ロータかかる力 F は

$$F = \rho(U^2 A - U_w^2 A_w) = \rho u A(U - U_w) \quad (2.5)$$

ただし、この式変形に、下の連続の式を用いた。

$$U A = U_d A_d = U_w A_w \quad (2.6)$$

式 (2.4)、(2.5) より、

$$U_d = \frac{U + U_w}{2} \quad (2.7)$$

この式は、ロータを通過する流速は無限前方と無限後流の平均であることを示している。
ここで軸方向誘導係数 a を次式のように導入する。

$$U_d = (1 - a)U \quad (2.8)$$

つまり軸方向誘導係数 a は、ロータでの流速の減速率を表している。式 (2.7)、(2.8) より、無限後流での流速は

$$U_w = (1 - 2a)U \quad (2.9)$$

軸方向誘導係数 a を用いると F は

$$F = 2\rho A_d U^2 a(1 - a) \quad (2.10)$$

パワー P は

$$P = F U_d = 2\rho A_d U^3 a(1 - a)^2 \quad (2.11)$$

P は $\frac{dP}{da} = 0$ において最大値をとり、そのとき $a = \frac{1}{3}$ となる。これを式 (2.11) に代入すると、

$$P = \frac{16}{27} \times \frac{1}{2} \rho A_d U^3 \quad (2.12)$$

$\frac{1}{2} \rho A_d U^3$ がロータを通過する流体の運動エネルギーなので、式 (2.12) は通過する全エネルギーのうち、最大でも $\frac{16}{27} \approx 59.3\%$ しか取り出すことが出来ないことを示している。この係数はベッツ係数と呼ばれている。

2.2.3 角運動量理論

回転するロータは角運動量（トルク）の発生を内包しているので、ロータの前方および後方の完全に軸方向の流れの理想的なモデルは修正されなければならない。ロータ上の流れにより発生するトルクの反動として、ロータ後方の流れは反対方向に回転することになる。

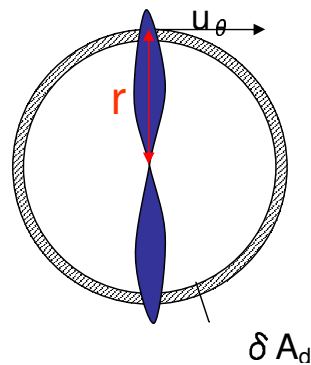


図 2.2: ロータ断面

図 2.2 に示すように、半径 r の位置での旋回流を u_θ 、半径位置が r から $r+dr$ における断面積を δA_d とする。

旋回流の大きさを接線方向誘導係数 a' を導入して

$$u_\theta = a' \Omega r \quad (2.13)$$

とおく。ただし、 Ω はロータの角速度である。以下、この a' を求めることで旋回流 u_θ を算出する。

ロータにより生じるトルクは角運動量の変化率に等しい。この角運動量の変化率は流量と旋回流と半径の積になるので、

$$\delta Q = \rho \delta A_d U (1 - a) a' \Omega r r \quad (2.14)$$

出力 P はトルクと角速度の積なので、

$$\delta P = \delta Q \Omega \quad (2.15)$$

式 (2.11)、(2.14)、(2.15) より、接線方向誘導係数 a' は

$$a' = \frac{2a(1-a)}{r^2\Omega^2} \quad (2.16)$$

よって、旋回流の大きさ u_θ は

$$u_\theta = a'\Omega r = \frac{2a(1-a)}{r\Omega} \quad (2.17)$$

これにより、軸方向誘導係数 a とロータの角速度 Ω が分かれば、半径 r の位置における旋回流が算出できる。

2.3 実験

前述の「日本沿岸域に適した低コスト潮流発電システムの開発」にて考えられている NACA4408 というタービン模型を用いて、タービン後流の流速分布を計測する。計測データはタービン後流の 2 断面での軸方向の流速分布、鉛直流速分布、時系列の流速データである。実験の詳細については第 3 章で述べる。

2.4 CFD

実験結果と比較するために、CFD(Computational Fluid Dynamics) と呼ばれる数値流体力学を用いる [10]。CFD 計算においては、流体の基礎方程式である連続の式 (2.18) 及びナビエ・ストークス方程式 (2.19) を離散化して解を求める。

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.18)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_j}{\partial s_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial p}{\partial x_i} \quad (2.19)$$

水車の翼周りについては、レイノルズ数を考えると乱流場が発達していると考えられる。CFD 計算においては、速度と圧力をレイノルズ平均により、平均値と波動成分に分解し、近似的に乱流場を解く。

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i \quad (2.20)$$

$$p = \bar{p} + p' \quad (2.21)$$

このレイノルズ平均により、以下のレイノルズ方程式が得られる。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.22)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_j} = \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial s_i} + \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} \quad (2.23)$$

(2.23) 式の $\overline{u'_i u'_j}$ はレイノルズ応力であり、乱流の近似によって発生する見かけ上の応力である。このレイノルズ応力はモデル化が必要であり、渦粘性近似により与える。このレイノルズ応力を求めるために解く方程式の数によってモデルが分類されるが、本研究においては2方程式モデル ($k - \omega$ モデル) を用いた。

CFD 計算においては、モデルの空間をメッシュと呼ばれる格子に分割し、各格子において流体の方程式を連立し、モデルの全体の挙動を観察する。図 2.3 に2翼の潮流発電タービンのメッシュの例を示す。

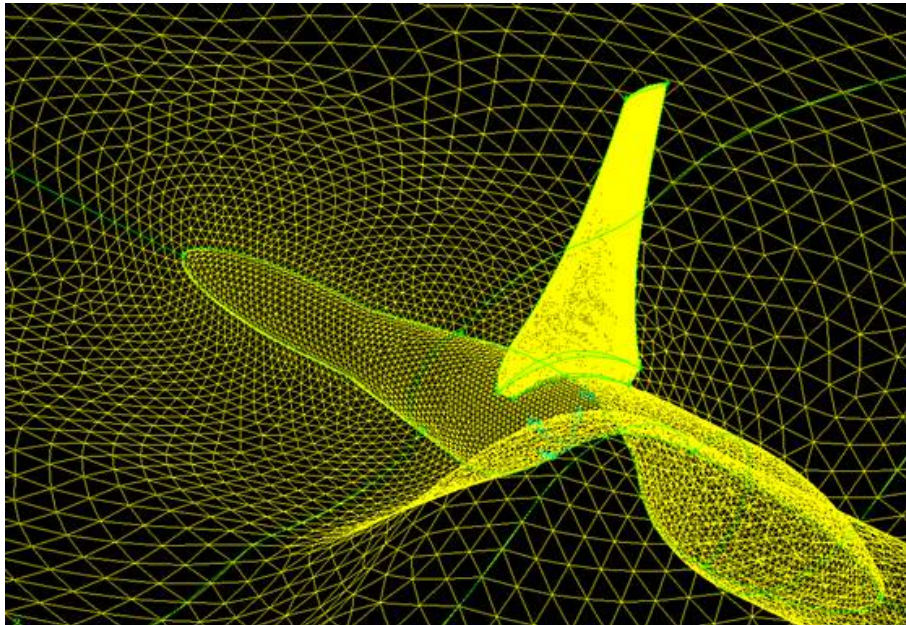


図 2.3: CFD メッシュの様子

この CFD の計算は高橋 (2010[10]) が行ったものを利用した。タービンは実験で使った NACA4408 と相似形のものを使い、実験と同条件のレイノルズ数と周速比を与え計算したものを、次章の「実験と CFD の比較」で示すことにする。

2.5 数値モデル

本研究で用いる数値モデルは、日本船舶海洋工学会海洋環境研究委員会が開発した MEC モデル (Marine Environmental Committee Model) である。MEC モデルは小スケールから大スケールまでを連続的に解析できる海洋物理生態系モデルである。本研究ではこのモデルを用いて、実海域スケールの数値計算を行う。MEC モデルの詳細については、第 4 章で述べる。

タービンを入れたときの周辺海域に生じる影響を調べたいのだが、MEC モデルではタービン近傍場での数値計算することはできない。そこで、タービンを含んだものと等価な格子を考案し、それも MEC モデルに組み込むことにする。タービンによる影響は「せきとめ」と「旋回流」と「乱流拡散」の 3 つだとし、せきとめと旋回流は流速を指定し、乱流拡散は渦拡散係数として与えることにする。

第3章 実験

本章では実験について述べる。まず計測装置である LDV 計測装置について、次に実験概要や実験条件についてまとめる。その後、実験結果を示し、前述の CFD との比較もする。

3.1 計測装置

流速を計測するために、LDV(Laser Doppler Velocimetry) 計測装置を用いた。作動原理を以下に述べる。まず図 3.1 に示すように、2本のレーザー光を交叉させる。するとその部分に干渉縞ができる。その点を通過した粒子の周波数がドップラー効果によって変化し、その変化から流速を測定するというものである。図 3.2 に二つのレーザー光が交叉している様子を示す。

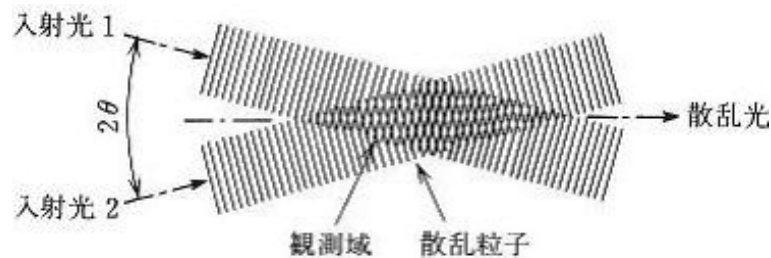


図 3.1: LDV 計測装置の原理 [12]

3.2 実験概要

実験の概観図を表した写真を図 3.3 に、実験中のタービン後流の様子を図 3.4 に、実験概要図を図 3.5、図 3.6 に示す。座標は流れ方向に x 軸、鉛直方向に z 軸、紙面に対して垂直方向に y 軸を取る。計測データはタービン下流 $0.5D$ と $1.2D$ (D :タービンの直径) の断面における流速分布である。まず、流速方向 v_x を測定し、 v_x から鉛直方向に $\pm 35^\circ$ 傾けた流速 v_{35} 、 v_{-35} を測定する。実験条件を以下の表 3.1 に示す。実験での先行研究 [4] で得ら

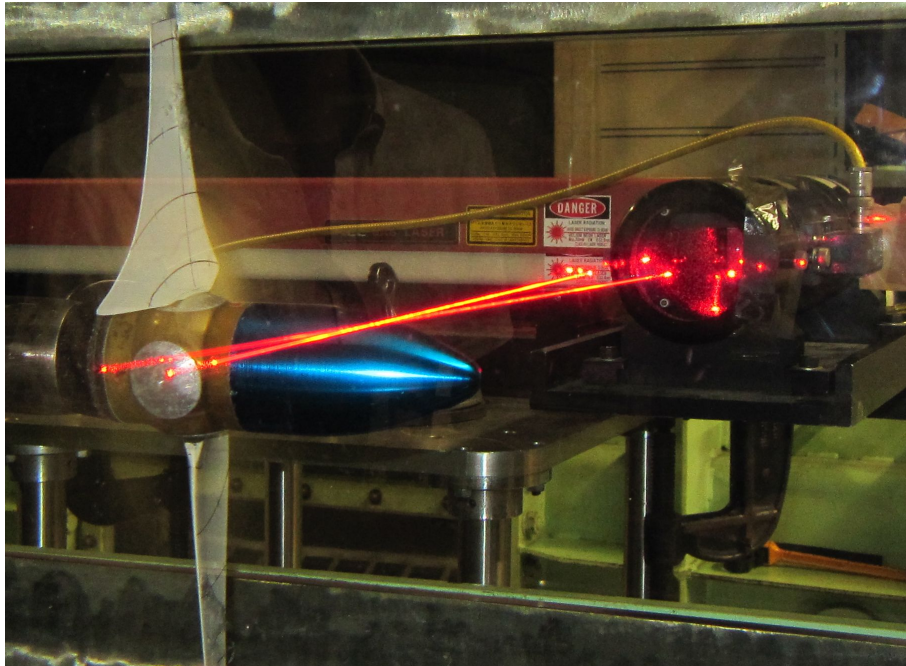


図 3.2: LDV 計測装置の写真

れたパワーカーブ (図 3.7) を参考にし、大中小 3 点の周速比でのスラスト係数の値を用いた。流速のスラスト係数、トルク係数、パワー係数を表 3.2 に示す。なおパワー係数は

$$C_p = \frac{\text{タービンの出力}}{\text{流入する全エネルギー}} = \frac{\text{トルク} \times \text{回転数}}{0.5 \times \text{密度} \times \text{タービン断面積} \times \text{速度}^3} \quad (3.1)$$

で計算される [13]。

表 3.1: 実験条件

タービン半径	125 mm
回転数	16 rps
流速	2.0、2.8、4.2 m/s
サンプリングタイム	1 ms
計測位置	タービン下流 0.5D、1.2D
計測データ	軸方向流速分布、鉛直流速分布、時系列データ



図 3.3: 実験の概観図を表した写真

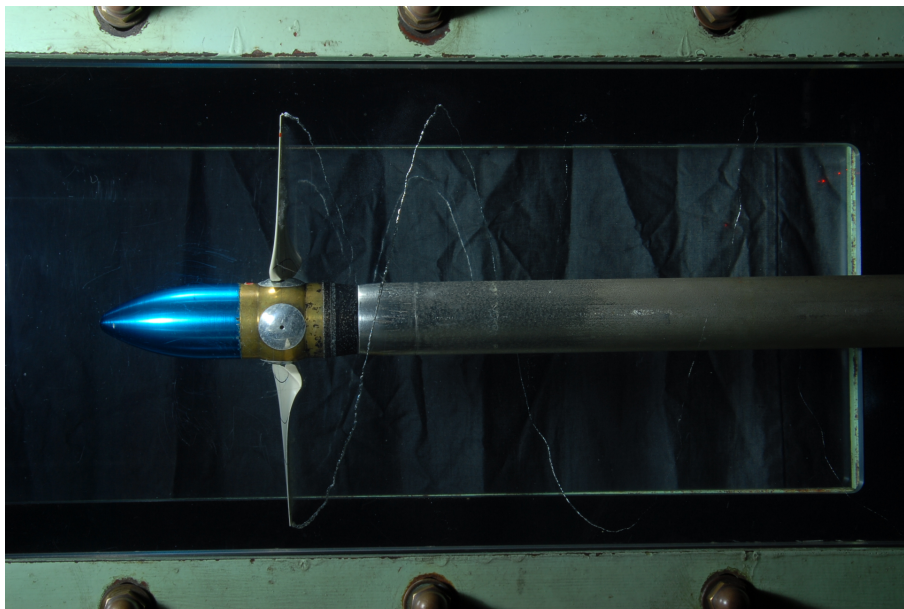


図 3.4: 実験中、タービン後流の様子を表した写真

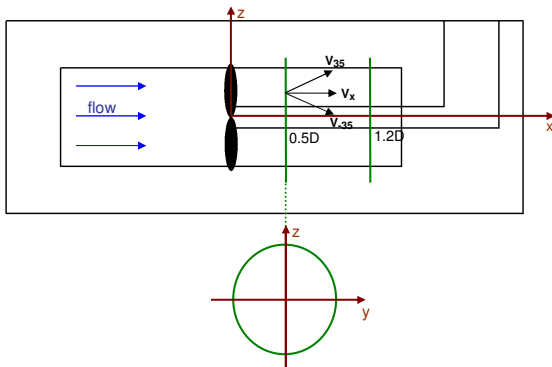


図 3.5: 正 POT の概要図

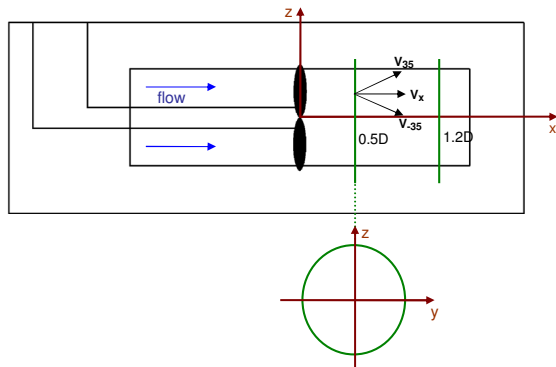


図 3.6: 逆 POT の概要図

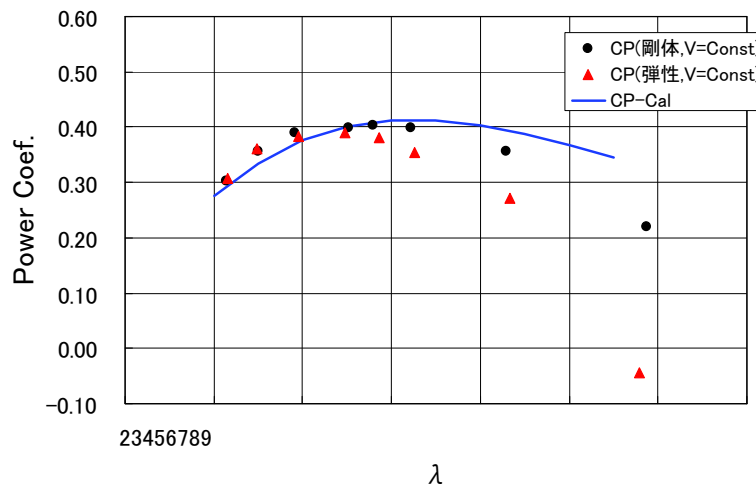


図 3.7: 実験で使われたタービン模型のパワーカーブ

表 3.2: スラスト係数、トルク係数、パワー係数

流速 (m/s)	K_T (スラスト係数)	K_Q (トルク係数)	C_p (パワー係数)
2.0	0.10	0.003	0.20
2.8	0.17	0.007	0.31
4.2	0.32	0.018	0.26

3.2.1 正 POT と逆 POT

実験は図に示すような正 POT(Propeller Open Water Test) と逆 POT の 2 種類で行った。図 3.5 が正 POT、図 3.6 が逆 POT である。正 POT はタービンの上流に構造物がないものの、後流の中央部分に測定できない領域がある。逆 POT は上流に構造物があるため、下流に影響を与えてしまうことが考えられる。ただし、下流では全領域で測定が可能である。

3.2.2 実験で使われたタービン模型

実験で使われたタービン模型は「日本沿岸域に適した低コスト潮流発電システムの開発」で考えられている NACA4408 である。図 3.8 に翼型の形状を示す。この翼型のブレード枚数は 2 枚、直径は 250mm である。

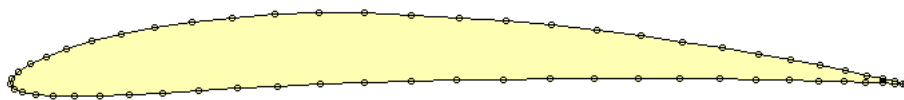


図 3.8: 翼型 NACA の形状 [10]

3.3 結果

実験で得られた軸方向流速分布と鉛直流速分布と時系列データをまとめる。

3.3.1 軸方向流速分布

流速の等高線図

流速が 2.8m/s のときの流速の等高線図を図 3.9 ~ 図 3.12 に示す。

いくらかの誤差はあるものの、流速は角度には依存せず、半径にのみ依存することが読み取れる。正 POT の図での中央の空白は計測できなかった領域である。実際は $z=-25\text{mm}$ ~ $z=25\text{mm}$ の全領域の計測ができないのだが、計測できなかった領域は前後の線形補完にて補った。

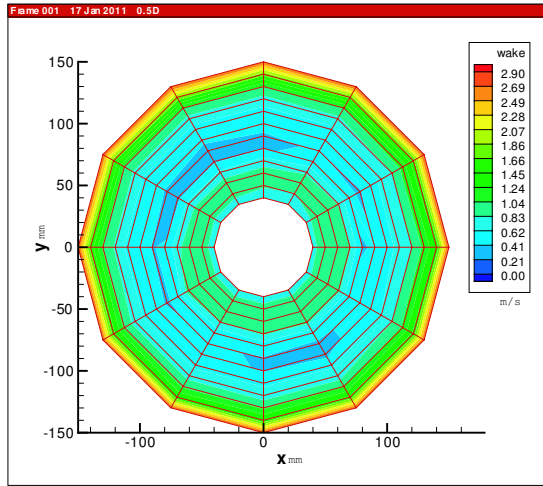


図 3.9: 正 POT 0.5D の流速の等高線図

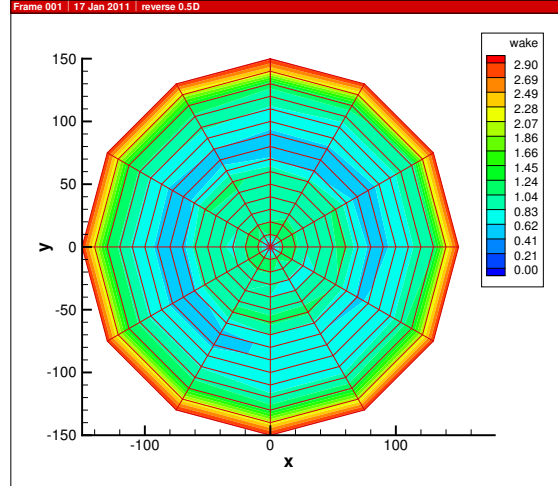


図 3.10: 逆 POT 0.5D の流速の等高線図

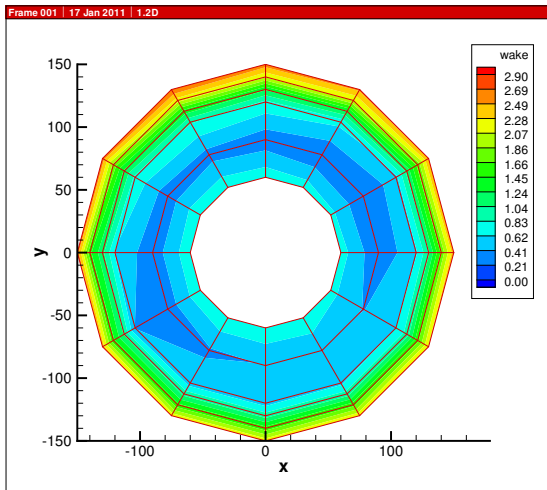


図 3.11: 正 POT 1.2D の流速の等高線図

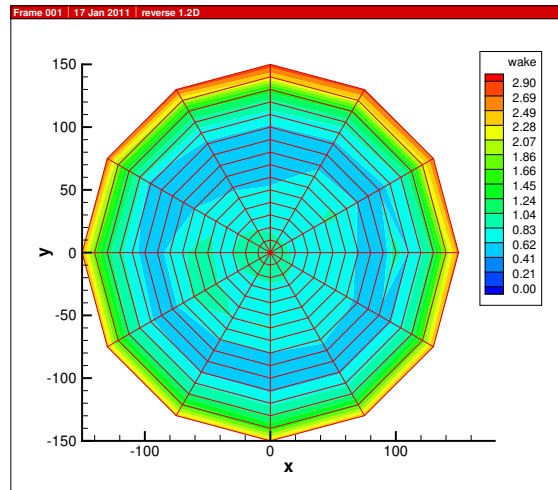


図 3.12: 逆 POT 1.2D の流速の等高線図

正 POT と逆 POT の違い

流速が 2.8m/s のときの正 POT と逆 POT について、横軸に半径、縦軸に流速をとってプロットした図を図 3.13、図 3.14 に示す。以後、流速 u は流入速度 U で無次元化し、中心からの距離 r はタービン半径 R で無次元化する。先ほどと同じ理由で正 POT の 0.3R 以下の部分は計測データがない。

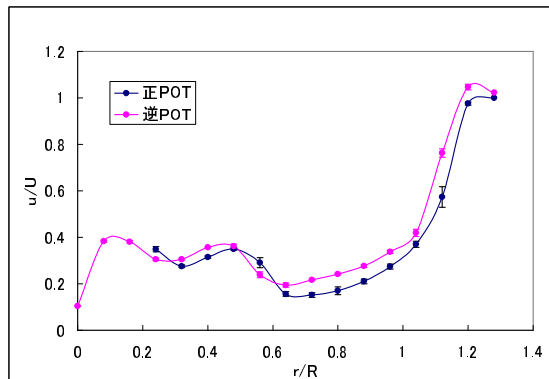


図 3.13: 0.5D における流速分布
(正 POT と逆 POT)

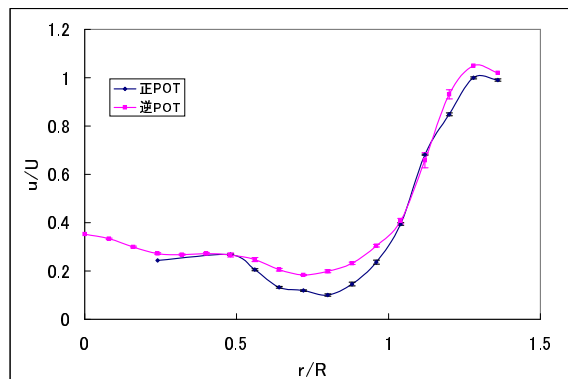


図 3.14: 1.2D における流速分布
(正 POT と逆 POT)

正 POT のほうが少し遅くなっているが、これは中央のシャフトの部分の摩擦により遅くなるためであると考えられる。正 POT の 2.0m/s、2.8m/s、4.2m/s の流速分布を図 3.15 にまとめる。

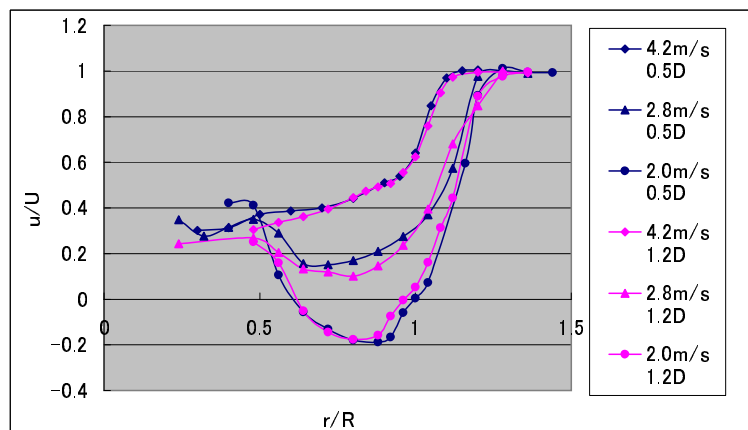


図 3.15: 正 POT の流速分布 (2.0m/s、2.8m/s、4.2m/s)

この結果に対する考察は次節の CFD でまとめてする。

3.3.2 鉛直流速分布

次に鉛直方向の結果についてまとめる。鉛直方向は前述の v_{35} と v_{-35} の鉛直成分の差を取ることによって求める。その結果を図 3.16、図 3.17 に示す。

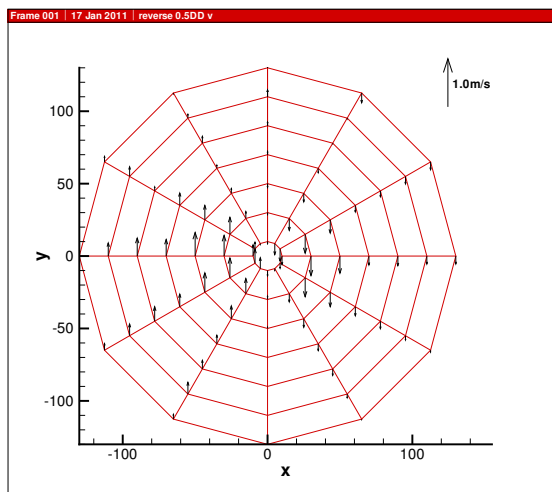


図 3.16: 0.5D における鉛直流速分布

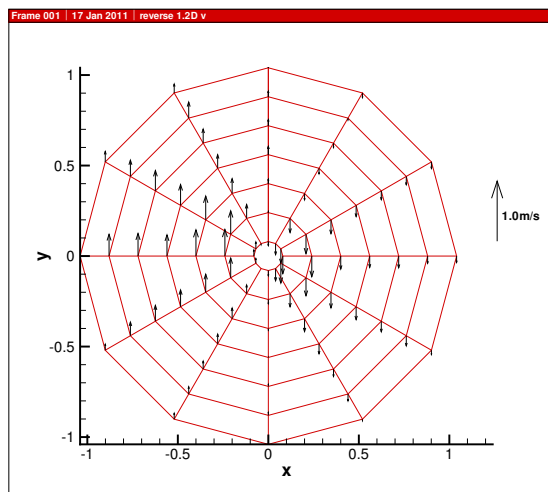


図 3.17: 1.2D における鉛直流速分布

0.5D、1.2D とともに拡散方向の流速はほとんどみられない。計測された流速は、ほとんど旋回流の鉛直成分である。拡散方向の流速は旋回流に比べて、小さいので計測しきれなかったと考えられる。また r が小さいほど旋回流の流速が大きくなっていて、これは角運動量理論と一致している。

3.3.3 時系列データ

次に時系列データをまとめる。流速 2.8m/s、計測位置 0.5D、1.28R、60°における流速の時系列データを図 3.18 に示す。

この時系列データをフーリエ変換したものを図 3.19 に示す。

回転数が 16rps で 2 枚のブレードであるから、32Hz とその倍数の 64Hz でピークが顕著に出るという当然の結果が得られた。

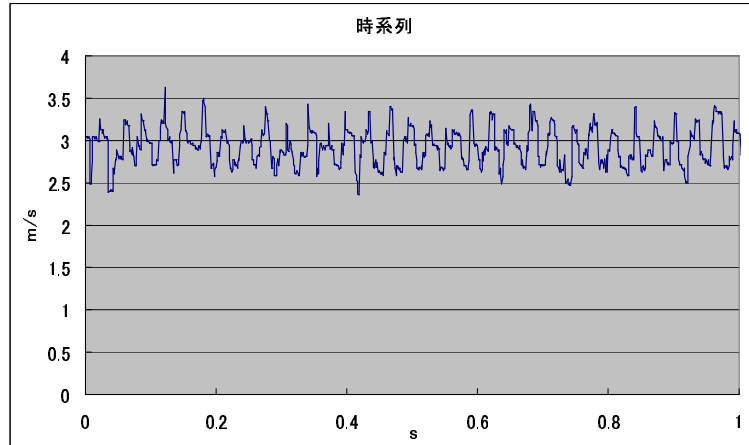


図 3.18: 時系列データ (計測位置 0.5D、1.28R、60 °)

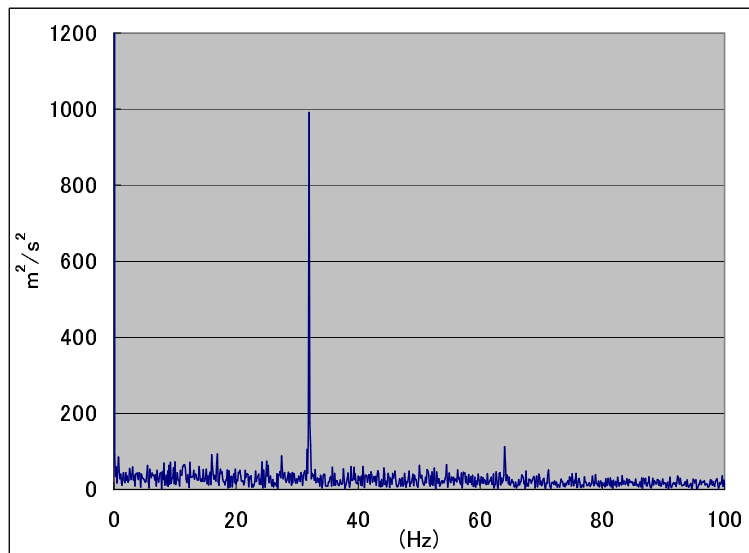


図 3.19: 時系列データのフーリエ変換 (計測位置 0.5D、1.28R、60 °)

乱れ度

この時系列データと以下の式を用いて、乱れ度 u' を求めることができる。式 (3.2) の分子は標準偏差である。

$$\frac{\sqrt{u'^2}}{U} = \frac{1}{T} \frac{\int_0^T (u - \bar{u}) dt}{U} \quad (3.2)$$

各ポイントにおける u' を図 3.20 に示す。

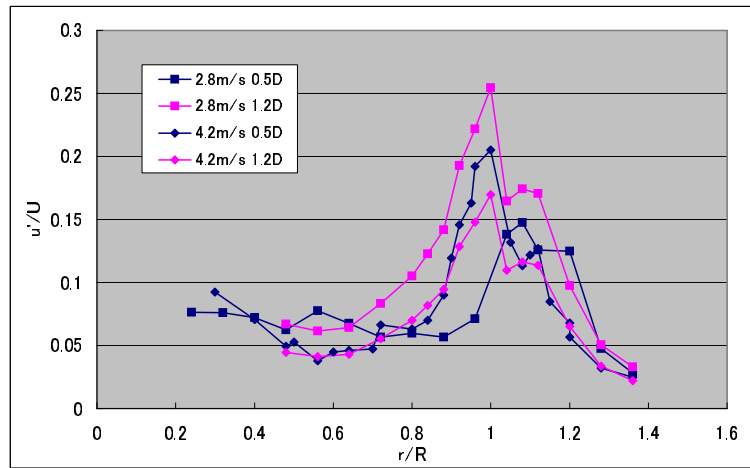


図 3.20: 乱れ度 (2.8m/s、4.2m/s)

結果をみると $1R \sim 1.2R$ 部分でピークを取っている。まず時系列データ (図 3.18) やフーリエ変換 (図 3.19) の結果からブレードの周波数に応じた流速変動が見られるのは明らかである。この効果が如実に現れるのが流速の急激な増加 (図 3.15 参照) を示す $1R \sim 1.2R$ の部分であり、ここでピークをとっていると考えられる。 $1.2R$ 以上の部分ではタービンの影響を受けないため流速は安定し、乱れ度は減少している。

乱流変動エネルギー

ここで乱流変動エネルギー k は

$$k = \frac{1}{2}(u'^2 + v'^2 + w'^2) \quad (3.3)$$

等方性の仮定 $u'^2 = v'^2 = w'^2$ を使うと

$$k = \frac{3}{2}u'^2 \quad (3.4)$$

となる。

渦粘性係数 ν_t

次に渦粘性係数 ν_t を算出する。タービン近傍場で ν_t を求める理論は確立していないので、仮定を用いることで求めることにする。

乱流モデルの一方程式モデルは

$$\nu_t = c\sqrt{kl} \quad (3.5)$$

である (ただし c : 経験常数 (=0.09)、 l : 混合距離)。

混合距離 l は物体から遠く離れた後流 (far wake) において、

$$l = \beta b_{1/2} \quad (3.6)$$

である [14](ただし、 $\beta = 0.41$ 、 $b_{1/2}$: 半値幅)。これがタービン近傍場でも成り立つと仮定する。半値幅とは最大速度欠損の $1/2$ となる流速での半径のことである。

これらを用いると、渦粘性係数 ν_t は

$$\nu_t = c\sqrt{\frac{3}{2}u^2\beta b_{1/2}} \quad (3.7)$$

となり、後流の時系列データと流速分布から算出できる。

3.4 実験とCFDの比較

前述の高橋 (2010)[10] の計算結果と実験との比較を行う。CFD の計算データは実験で用いた3つの流速と回転数から、レイノルズ数と周速比を算出し、これを入力データとして計算したものを使用した。軸方向流速分布と渦粘性係数 ν_t について比較し、比較結果の考察をする。

3.4.1 軸方向流速分布

図 3.21、3.22 に 0.5D、1.2D での実験と CFD の流速分布を示す。

いくつか違いが見られたので、それぞれについて考察する。

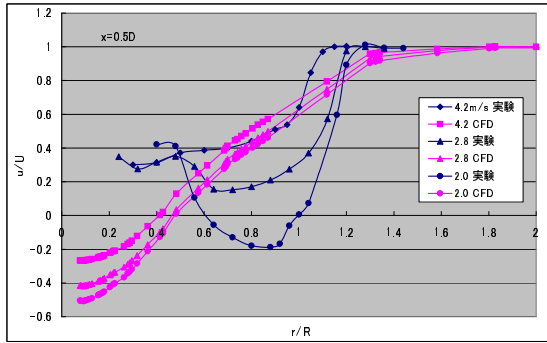


図 3.21: 実験と CFD の流速分布 (0.5D)

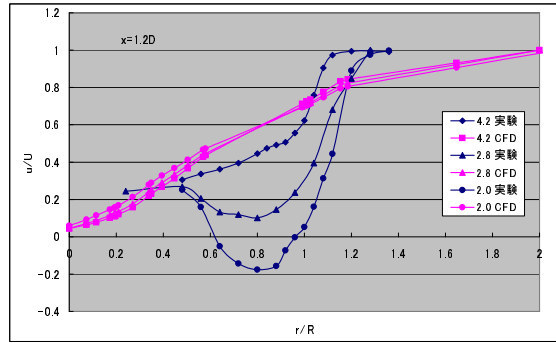


図 3.22: 実験と CFD の流速分布 (1.2D)

流速分布の形

まず実験の流速分布であるが、実験ではスラスト係数を変えているので、流速の減少に違いが見られる。流速が大きいほど、抗力係数 $C_D (= F/0.5\rho U^2 A)$ は小さくなるので、流速の減少幅が少なくなっている。

一方で CFD の計算は流速分布が相似形になっている。高橋 (2010)[10] の計算ではスラスト係数が一定の値になっている可能性が高い。流速分布が異なっているのはこのためである。

CFD で流速がマイナスになっている点

0.5D の CFD では流速がマイナスになっている点があるが、これはタービン下流 0.5D にナセルが含まれていて、うまく計算できていないためである。参考までに 1.2D にはナセルが含まれていないので、流速はマイナスになっていない。

後流の広がりの違い

実験データの流速は 1.2R 周辺で U になっているのに対して、CFD では 2.0R でようやく U になるという違いがある。つまり CFD のほうが後流が大きく広がっているという計算をしていることになる。これは実験がタービン中心から側壁までの距離が 1D 程度なのに対して、CFD は 12D 程度ため、側壁の摩擦がないことによる影響であると考えられる。また、CFD では実験のような 1R ~ 1.2R での流速の急激な増加も表現できないので、そのことも影響していると考えられる。

3.4.2 渦粘性係数 ν_t

次に渦粘性係数 ν_t について、実験のデータとCFDでの計算結果とで比較をする。まず実験で直接計測できる乱流変動エネルギー k で比較したものを図 3.23、3.24 に示す。ただし、流速が 2.0m/s の計測データは流速がマイナスになっているところがあり、乱れ度の信頼性は低いものと判断し割愛した。

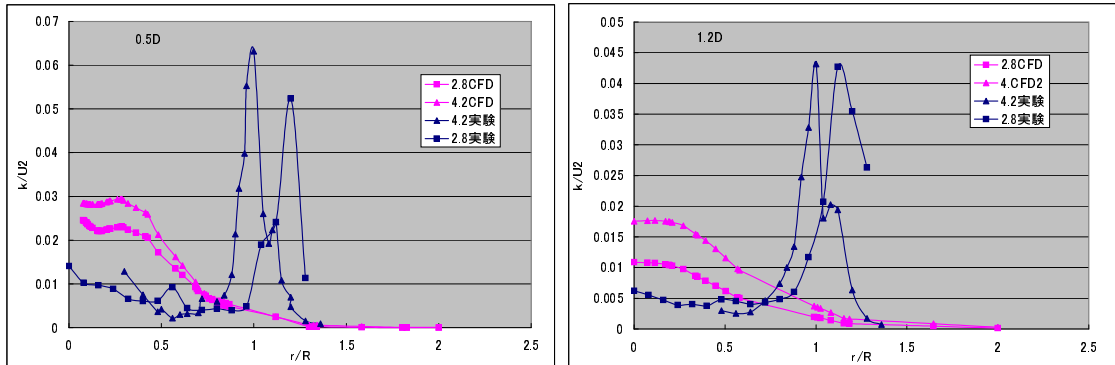


図 3.23: 乱流変動エネルギー k の比較 (0.5D) 図 3.24: 乱流変動エネルギー k の比較 (1.2D)

乱れ度の図 3.20 で u' が $1R \sim 1.2R$ で増加していたため、その効果が乱流変動エネルギー k のグラフにも反映されている。一方で、CFD の計算はブレード上に乗った座標で、周囲が回転しているような条件なので、ブレードの周波数による乱れの効果はそもそもみられない。このため CFD の計算結果は実験データでみられたような $1R \sim 1.2R$ でのピークは存在せず、中心から離れるに従い、 k は減少するような形をしている。

次に実験データから式 (3.7) に示した方法で算出した ν_t と CFD で計算された ν_t を図 3.25、3.26 に示す。

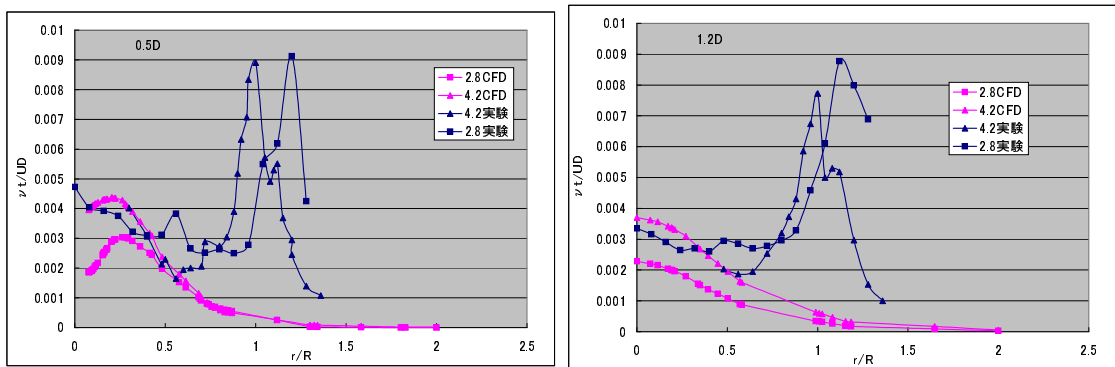


図 3.25: 渦粘性係数 ν_t の比較 (0.5D)

図 3.26: 渦粘性係数 ν_t の比較 (1.2D)

実験から算出した ν_t は乱流変動エネルギー k に比例するという仮定に基づいているた

め、当然 k と相似形になっている。従って $1R \sim 1.2R$ でのピークもみられる。

一方で CFD は中心から離れるに従い減少する形である。分布はガウス分布な形で、中心からの距離 r が大きくなると、 ν_t が減少している。

$1R \sim 1.2R$ でのピークを除けば、ある程度 CFD との相関が見られ、 ν_t 算出のために用いた仮定は概ね妥当であったと言える。

第4章 実海域スケールでの数値計算

実験で得られたデータを用いて、実海域でどのような影響が出るかを数値計算により調べる。

4.1 使用するモデル

本研究で用いる数値モデルは前述の MEC モデルのネスティングバージョンに基づいている [15]。MEC モデルは全体は粗い格子、部分的に細かい格子に斬ることで、大スケールから小スケールを連続的に解析することのできるモデルである。

4.1.1 支配方程式

静水圧近似の領域では以下に示す支配方程式に従う [16]。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_s}{\partial x} + A_M \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_M \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_s}{\partial y} + A_M \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_M \frac{\partial v}{\partial z} \right) \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (4.3)$$

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g \quad (4.4)$$

$u[m/s], v[m/s], w[m/s]$ はそれぞれ x 方向、 y 方向、 z 方向の流速、 $A_M[m^2/s]$ 、 $K_M[m^2/s]$ はそれぞれ水平方向及び鉛直方向の渦動粘性係数である。また、 $p_s[kg/m/s^2]$ は静水圧、 $p_D[kg/m/s^2]$ は流水圧を現し、 p は全圧であり次の式で表される。

$$p = p_s + p_D \quad (4.5)$$

密度 ρ [kg/m^3] は Mamaev の関係式を用い、次式のように水温 T [] と塩分 S [psu] で計算する。

$$\rho = 1028.14 - 0.0735T - 0.00469T^2 + (0.802 + 0.002T)(S - 35.0) \quad (4.6)$$

水温、塩分は次の移流拡散の式に従う。

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} = A_C \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_C \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (4.7)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + u \frac{\partial S}{\partial x} + v \frac{\partial S}{\partial y} + w \frac{\partial S}{\partial z} = A_C \left(\frac{\partial^2 S}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 S}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_C \frac{\partial S}{\partial z} \right) \quad (4.8)$$

A_C 、 K_C はそれぞれ水平方向及び鉛直方向の渦拡散係数である。水平方向の渦動粘性係数及び渦拡散係数は Richardson の 4/3 乗則に従うものとし、以下の式で表される。

$$A_M = A_{M0} \left(\frac{\Delta}{\Delta_0} \right)^{4/3} \quad (4.9)$$

$$A_C = A_{C0} \left(\frac{\Delta}{\Delta_0} \right)^{4/3} \quad (4.10)$$

Δ は格子幅、 Δ_0 は基準格子間隔を表している。 A_{M0} 、 A_{C0} は基準格子間隔のときの渦動粘性係数および渦動拡散係数である。鉛直渦動粘性係数、鉛直渦動拡散係数は成層化関数による次式のように計算する。

$$\frac{K_M}{K_{M0}} = \left(1 + \beta_M R_i \right)^{\alpha_M} \quad (4.11)$$

$$\frac{K_C}{K_{C0}} = \left(1 + \beta_C R_i \right)^{\alpha_C} \quad (4.12)$$

R_i は勾配型 Richardson 数であり、次式で表される。

$$R_i = - \frac{g \frac{\partial \rho}{\partial z}}{\rho \left[\frac{\partial(u^2 + v^2)}{\partial z} \right]^2} \quad (4.13)$$

α_M 、 α_C 、 β_M 、 β_C については、Webb 及び Munk の値を使用する。

$$\alpha_M = -1, \alpha_C = -\frac{1}{2}, \beta_M = 5.2, \beta_C = \frac{10}{3} \quad (4.14)$$

4.1.2 境界条件

底層での境界条件は以下のように示す。

$$w = 0 \quad (4.15)$$

$$K_M \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\tau_{xB}}{\rho} \quad (4.16)$$

$$K_M \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{\tau_{yB}}{\rho} \quad (4.17)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial z} = 0 \quad (4.18)$$

ただし、底層摩擦応力 τ_{xB} τ_{yB} は底層摩擦係数 γ を用いて次の式で表される。

$$\tau_{xB} = \gamma^2 \rho u \sqrt{u^2 + v^2} \quad (4.19)$$

$$\tau_{yB} = \gamma^2 \rho v \sqrt{u^2 + v^2} \quad (4.20)$$

4.1.3 数値計算法

計算格子は直交格子を用い、地形は階段状で近似する。流速の評価点はセルの面上に配置し、圧力及び水温などのコンパ - トメントの評価点はセル中心に置く Staggered 格子を用いる。時間の離散化に関しては 1 次 Euler 陽解法を用いる。移流項については 3 次上流差分を、拡散項に関しては 2 次中心差分を採用する。

4.2 計算条件

MEC モデルで計算する各条件について述べる。地形データと境界条件とタービンと等価な格子の組み込みについてまとめる。

4.2.1 地形データ

地形データを図 4.1 と表 4.1 に示す。「日本沿岸域に適した低コスト潮流発電システムの開発 研究成果報告書 [4]」によると、タービンの直径は 24m を想定しているので、これを含むことができる地形データを作成する。流れ方向を x 軸に、鉛直方向を z 軸に、それに垂直な方向を y 軸にそれぞれとる。全体を 6m × 6m × 1m の格子で計算する。

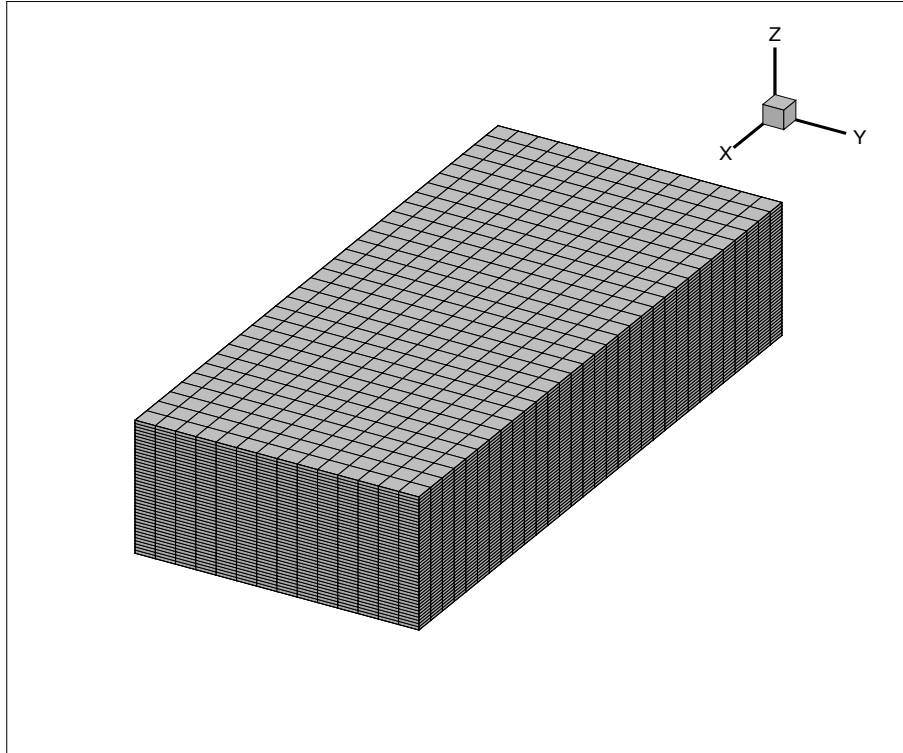


図 4.1: 計算格子の全体図

表 4.1: 計算格子のパラメータ

格子幅	$(x,y,z)=(6\text{m},6\text{m},1\text{m})$
格子数	$(x,y,z)=(30,13,40)$
計算領域	$(x,y,z)=(180\text{m},78\text{m},40\text{m})$

4.2.2 境界条件

$x=0\text{m}$ の境界面に 1.0m/s の流入速度を入れ、 $x=180\text{m}$ では無反射の自由境界にし、全体が一様流になるように設定する。また $y=0\text{m}$ と $y=78\text{m}$ の境界面は壁にしてあり、外に流れ出ないようにする。 z 方向に関しては、表層は自由表面、底層では式 (4.15) ~ (4.18) に従うようにする。

4.2.3 タービンと等価な格子の組み込み

タービンによる効果はせきとめ・旋回流・乱流拡散の3点であるとし、それぞれ x 方向の流速・ y 方向、 z 方向の流速・渦粘性係数として、各格子の中に入力する。

タービンの中心は $(x,y,z)=(60\text{m},42\text{m},30\text{m})$ においた。 y 座標、 z 座標はともに計算領域の中央の位置である。 x 座標は一様流を安定させるために、入り口からある程度距離を置きつつも、後流の様子を詳しく見るため x 方向の計算領域の中央より前方に配置した。

せきとめ

タービンを通過するときの流速は式 (2.7) より、タービン上流とタービン下流の平均値となるので、実験から得られた 1.2D の流速分布 (図 3.22) のデータとタービン上流の一様流のデータの平均値を、流れ方向の流速として一段面に入力する。

各格子と前述のタービン中心との距離を出し、流速を中心からの距離の関数とし、各格子に図 3.22 の x 方向の流速データを入力する。実験で得られたデータとデータの間は線形補完をした。

旋回流

旋回流は式 (2.17) により、角運動量理論から算出できる。旋回流の流速算出には角速度 Ω と軸方向誘導係数 a が必要だが、実験での回転数から角速度が出て、流速分布の図 3.22 から、 a が算出される。これらを式 (2.17) に代入することで各点における旋回流を求めることができる。

せきとめと同様に各格子とタービン中心との距離を算出し、旋回流のを中心からの距離と角度の関数とする。そして各格子に角運動量理論から算出した旋回流を入れるのだが、その鉛直成分を z 方向の流速、水平成分を y 方向に入力する。

乱流拡散

乱流拡散に関しては、実験で得られた図 3.25、図 3.26 の渦粘性係数の値を用いる。まず 0.5D、1.2D の各断面のデータの平均値を取る。次に 0.5D、1.2D の 2 断面の平均値を線形補完することにより、各断面の渦粘性係数の値を求める。また図 3.26 をみると、渦粘性係数の分布は半値幅 0.5R のガウス分布に近い形をしているので、これを利用することにする。

まずタービンの断面 ($x=10\text{m}$) では、各格子と前述のタービン中心との距離を出し、渦粘性係数を中心からの距離の関数とする。そして r を距離、 a と b を定数とおき、渦粘性係数が ae^{-br^2} で距離が大きくなるにつれて減衰するように入力する。 a は前述の平均値とし、 b は半値幅が 0.5R ということから算出する。ただし減少した渦粘性係数が MEC モデルの入力条件にある最小渦粘性係数を下回った場合は、最小渦粘性係数を採用するようにする。タービン後流の断面では a が線形に減少するようにする。

MEC モデルには渦粘性係数と渦拡散係数があるが、本研究ではこれらは等しいものと仮定し、渦拡散係数も渦粘性係数と同じ値を入力した。

図 4.2 に渦粘性係数を入力する範囲を示す。なお、タービンに影響を受けない部分の渦粘性係数の値を 1 とし、相対値で渦粘性係数の値を図の右に示した。

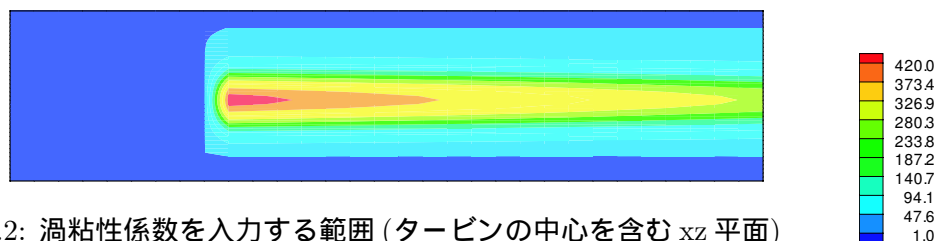


図 4.2: 渦粘性係数を入力する範囲 (タービンの中心を含む xz 平面)
(最小渦粘性係数を 1 とし相対値で渦粘性係数を表示)

以上のせきとめと旋回流と渦粘性係数の入力に関してまとめたものを、図 4.3 に示す。

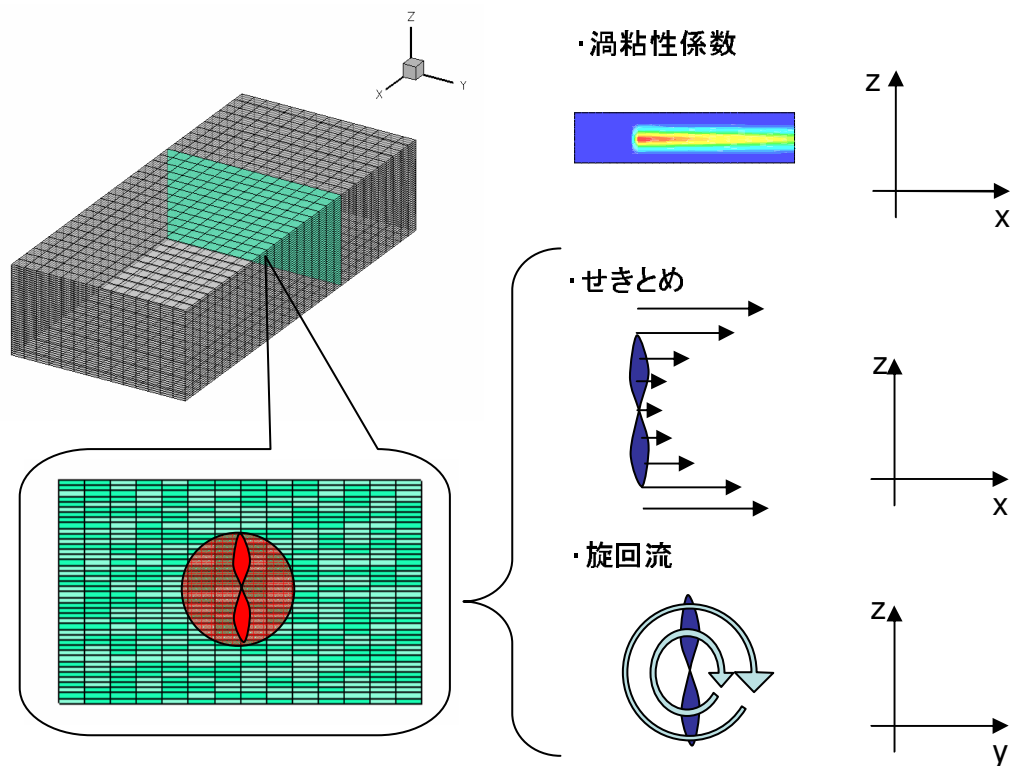


図 4.3: タービンによる効果（せきとめ、旋回流、渦粘性係数）の組み込みの概念図

実験と実海域のスケールの違い

実験スケールと実海域スケールには大きな差がある。流体の流れの様子を表す無次元数であるレイノルズ数は

$$Re = \frac{UL}{\nu} \quad (4.21)$$

(U :代表流速、 L :代表長さ、 ν :動粘性係数)であり、代表長さをタービンの直径とするならば、実験と実海域スケールのレイノルズ数はそれぞれ、

$$Re_{\text{実験}} = \frac{4.2\text{m/s} \times 0.25\text{m}}{1 \times 10^{-6}\text{m}^2/\text{s}} = 1.05 \times 10^6 \quad (4.22)$$

$$Re_{\text{実海域}} = \frac{1.0\text{m/s} \times 24\text{m}}{1 \times 10^{-6}\text{m}^2/\text{s}} = 2.40 \times 10^7 \quad (4.23)$$

となり、大きな違いがある。この問題について、入力したせきとめ、旋回流、乱流拡散についてそれぞれ考える。

まずせきとめであるが、臨界レイノルズ数に達したとき、後流の流速分布は相似形になることが知られている。実験データの 4.2m/s は臨界レイノルズ数に達していると考えていいので、実海域スケールでもこれと相似形の流速分布になると考えてよい。

次に旋回流であるが、実験の流速 4.2m/s、2.8m/s、2m/s のとき周速比がそれぞれ 3.0、4.5、6.3 になる。これは「日本沿岸域に適した低コスト潮流発電システムの開発」で考えられている周速比の範囲内に入っている。また、旋回流は運動量理論から算出しているので、大きさの違いの問題はないと言える。

最後に渦粘性係数であるが、式 (3.5) で示したとおり、一方程式の乱流モデルでは

$$\nu_t = c\sqrt{kl} \quad (4.24)$$

となっている。つまり ν_t は大きさと速度に比例するものであるので、実験で算出された ν_t を無次元化したものに、速度と大きさをかけることで ν_t を算出できると仮定した。

4.3 計算結果

4.3.1 鉛直混合

温度と塩分にそれぞれ強弱の成層をつけて、計算を行った。表 4.2 に各条件をまとめる。

表 4.2: 計算条件 (成層の強弱)

	温度	塩分
1. 塩分成層弱い	20 一定	表層で 35(psu) 40m で 30(psu) の成層
2. 温度成層弱い	表層で 22() 40m で 27() の成層	32(psu) 一定
3. 塩分成層強い	20 一定	表層で 39(psu) 30m で 30(psu) の成層
4. 温度成層強い	表層で 30() 40m で 21() の成層	32(psu) 一定

タービンによる鉛直混合の効果と、タービン以外の鉛直混合の効果を調べるため、それぞれタービンありなしの 2 条件を行った。

1. 温度一定、塩分成層弱い

温度を 20 で一様にして塩分に弱い成層をつけて計算し、定常状態になったときの様子を図 4.4 に示す。図はタービンの中心を含んだ xz 方向の断面の流速分布と塩分分布である。また、海自身による鉛直混合の効果を調べるため、タービンなしでの流れを計算した。その結果を図 4.5 に示す。入り口のと出口の塩分勾配をまとめたものを図 4.6 に示す。

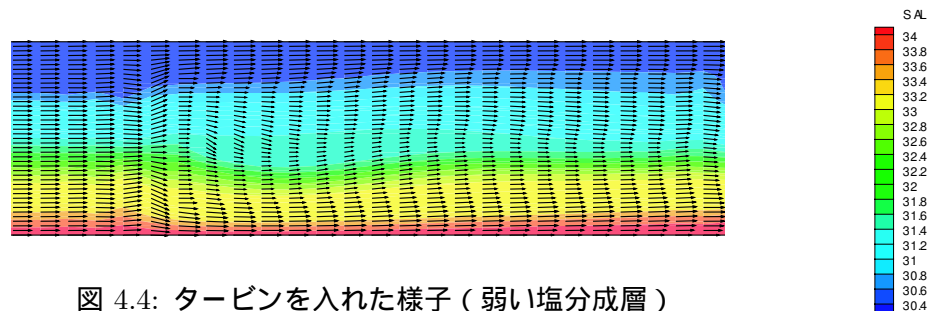


図 4.4: タービンを入れた様子 (弱い塩分成層)

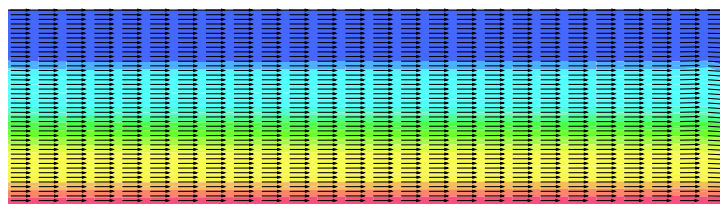


図 4.5: タービンなしの流れ (弱い塩分成層)

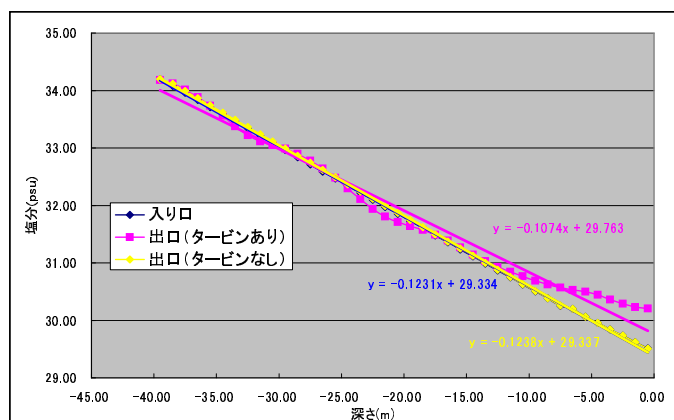


図 4.6: 入り口と出口の塩分勾配 (弱い塩分成層)

2. 塩分一定、温度成層弱い

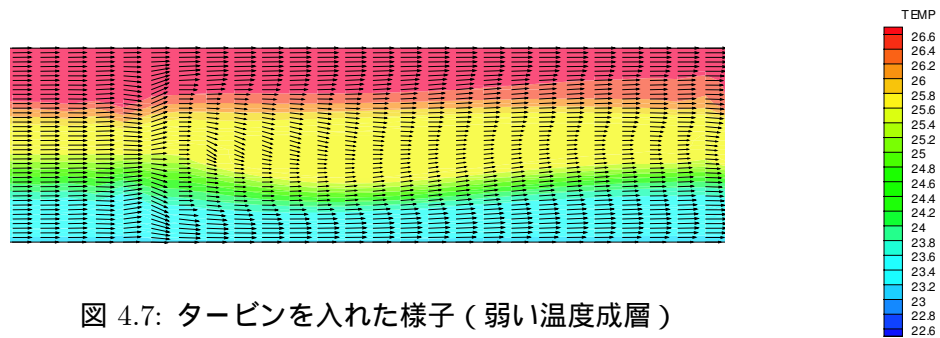


図 4.7: タービンを入れた様子 (弱い温度成層)

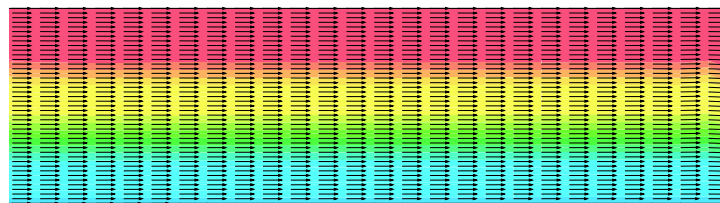


図 4.8: タービンなしの流れ (弱い温度成層)

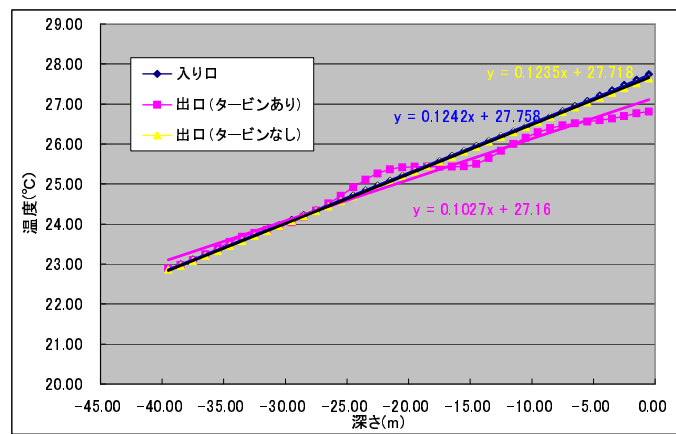


図 4.9: 入り口と出口の温度勾配 (弱い温度成層)

3. 温度一定、塩分成層強い

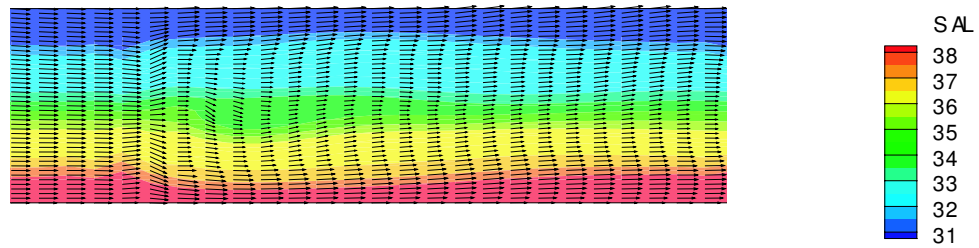


図 4.10: タービンを入れた様子 (強い塩分成層)

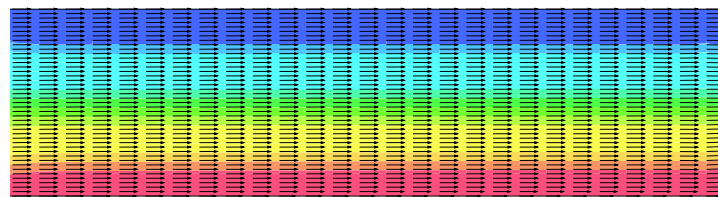


図 4.11: タービンなしの流れ (強い塩分成層)

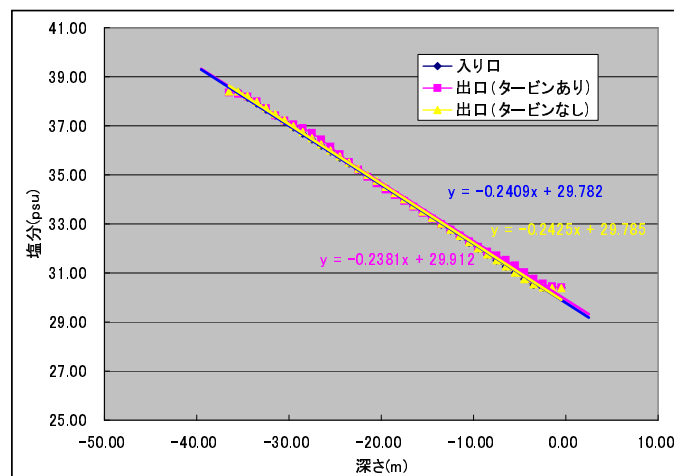


図 4.12: 入り口と出口の塩分勾配 (強い塩分成層)

4 . 塩分一定、温度成層強い

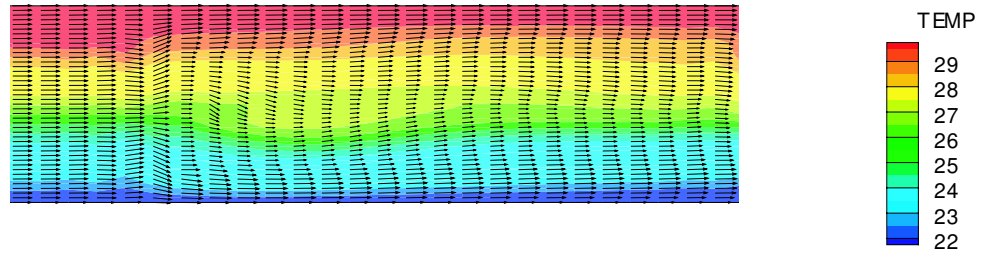


図 4.13: タービンを入れた様子 (強い温度成層)

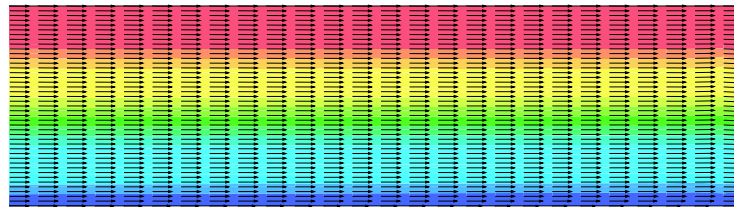


図 4.14: タービンなしの流れ (強い温度成層)

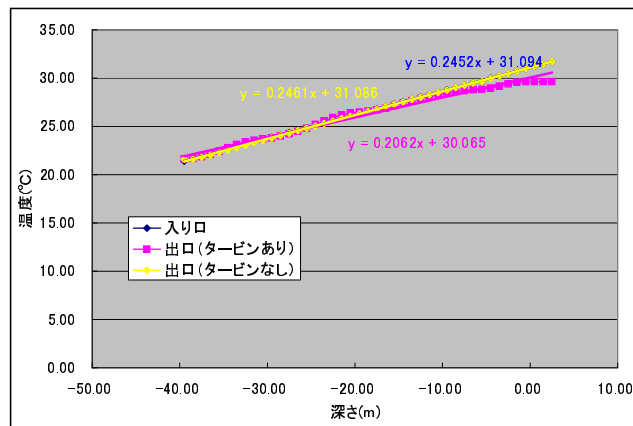


図 4.15: 入り口と出口の温度勾配 (強い温度成層)

考察

成層の強弱 成層の強弱によって、混合の度合いに差が見られた。以下の表 4.3 に成層の強弱と勾配の変化を示す。

表 4.3: 成層の強弱と勾配の変化

	入り口の勾配	出口の勾配	勾配の減少率
1 . 塩分成層が弱い	0.1231(psu/m)	0.1074(psu/m)	12.70 %
2 . 温度成層が弱い	0.1242(/m)	0.1027(/m)	17.30 %
3 . 塩分成層が強い	0.2409(psu/m)	0.2381(psu/m)	1.20 %
4 . 温度成層が強い	0.2452(/m)	0.2062(/m)	15.90 %

成層が弱いと混ざりやすく、成層が強いと混ざりにくいという結果を確認した。

ただし、成層が弱い場合でも劇的に勾配が変化し、成層がなくなるという現象は見られなかった。

タービンの有無 タービンのない場合の勾配の変化を次の表 4.4 に示す。

表 4.4: タービンがない場合の勾配の変化

	入り口の勾配	出口の勾配	勾配の減少率
1 . 塩分成層が弱い	0.1231(psu/m)	0.1238(psu/m)	-0.56 %
2 . 温度成層が弱い	0.1242(/m)	0.1235(/m)	0.56 %
3 . 塩分成層が強い	0.2409(psu/m)	0.2425(psu/m)	-0.66 %
4 . 温度成層が強い	0.2452(/m)	0.2461(/m)	-0.37 %

表から分かるとおり、タービンがない場合、成層は変化しないと言える。

それから、実験よりも渦粘性係数を低く見積もっている CFD の計算結果を使ったところ、「1 . 塩分成層が弱い」では減少率が 12.6 %、「2 . 温度成層が弱い」では減少率が 16.8 %、「3 . 塩分成層が強い」では減少率が 1.18 %、「4 . 温度成層が強い」では減少率が 15.6 % となり、ほとんど変化は見られなかった。

4.3.2 リチャードソン数

成層状態を表す無次元数であるバルクリチャードソン数を導入する。バルクリチャードソン数 R_i の定義は以下の通りである。

$$R_i = -\frac{\frac{\partial \rho}{\partial z}}{\frac{U}{\rho \left(\frac{z}{z}\right)^2}} \quad (4.25)$$

(ρ : 密度、 g : 重力加速度、 z : 鉛直方向の深さ、 U : 一様流速)

リチャードソン数の物理的な意味は次のようになる。

- リチャードソン数が大きいほど成層状態が強い
- リチャードソン数が0のとき、成層がない一様な状態
- リチャードソン数がマイナスのとき、不安定成層状態（低層より上層のほうが密度が大きい）

このうちリチャードソン数がマイナスのときは、タービンの有無関係なく混ざっていくので、本研究では考えないことにする。

このリチャードソン数を使って、成層状態の変化を評価する。図 4.2 に示した条件のうち、「1 . 塩分成層が弱い」「3、塩分成層が強い」の条件と、さらに「1 . 塩分成層が弱い」よりも弱い条件で計算した。その結果を図 4.5 に示す。

表 4.5: リチャードソン数

	入り口の リチャードソン数	出口の リチャードソン数	リチャードソン数の 減少率
成層中	1.61	1.41	12.80 %
成層強	3.15	3.11	1.20 %
成層弱	0.38	0.232	39.20 %

やはり成層が強いほど混ざりにくいことが分かる。特に「成層中」と「成層強」を比べてみると、成層が弱いほうが、割合（リチャードソン数の減少率）だけでなく、絶対値の差（リチャードソン数の減少量）も大きくなることが分かる。

4.3.3 旋回流

旋回流がどのように伝播していくかを見る。図 4.16 から図 4.21 までに、タービン上流 0.25D からタービン下流 1D まで 0.25D 間隔の流速分布を示す。

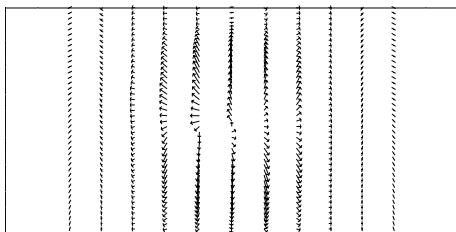


図 4.16: タービン上流 0.25D の流速分布

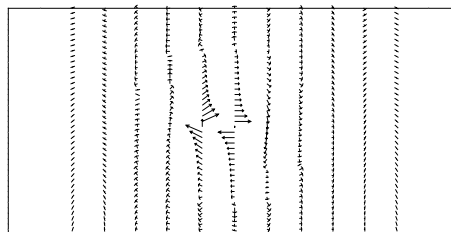


図 4.17: タービン断面の流速分布

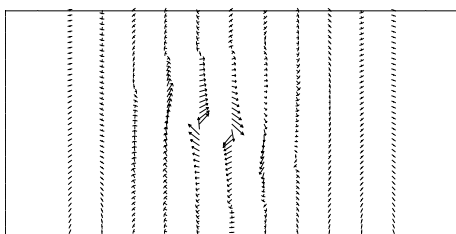


図 4.18: タービン下流 0.25D の流速分布

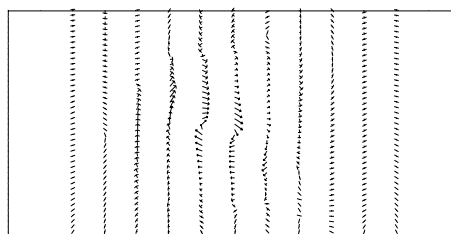


図 4.19: タービン下流 0.50D の流速分布

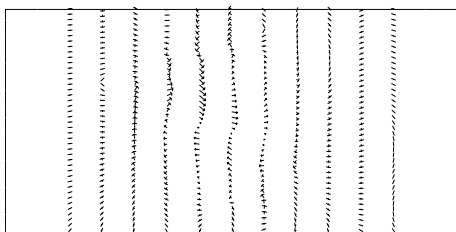


図 4.20: タービン下流 0.75D の流速分布

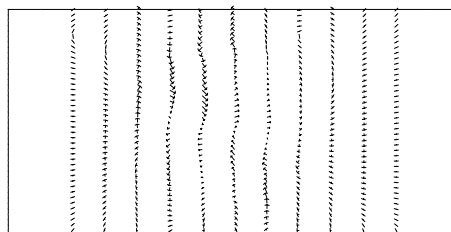


図 4.21: タービン下流 1.0D の流速分布

図 4.21 の 1D でほぼ旋回流が消えていることが分かる (MEC モデルの運動方程式では 3 次上流差分を採用しているため、1 次よりは旋回流の効果が継続する)。これはメッシュの斬り方が粗すぎることに起因する。旋回流の効果を入れるならば、タービン近傍ではより細かく格子を分割し、計算する必要がある。(ちなみに実験データでは 1.2D でも $u_{\theta}/U = 0.2$ 程度の流速が残っている)。

第5章 結論

本研究の目的は海流・潮流発電プラントを設置した際に、ブレード後流に生じる影響を実験と数値モデルによって求めることである。以下に本研究で得られた成果をまとめる。

- 実験から流速分布を計測し、これを数値モデルに組み込むことで、実海域において発電プラントを設置したときの影響を再現した。
 - － タービン後流の流速分布を計測する実験を行い、軸方向流速分布、鉛直方向流速分布、時系列流速データを得た。
 - － タービンによる効果を「せきとめ」「旋回流」「乱流拡散」とし、せきとめは実験の軸方向流速分布から、旋回流は角運動量理論から、乱流拡散は実験の時系列流速データから算出した。
 - － CFD の計算結果と実験の計測結果を比較し、渦粘性係数を導出する際に使われた仮定の妥当性を示した。
- タービンによる影響を算出できる手法を確立した。これにより、違うタービンでもこの手法を使うことで影響を算出できる。
- 成層の強さにより、混合の度合いが変わることを確認した。
- ある程度の成層がある海域で、劇的に鉛直混合が促進されることは考えにくい

今後の課題として、以下のものがあげられる。

- MEC モデルに生態系モデルを結合し、生態系への影響を評価する。
- 混合の度合いを定量的に評価し、タービンによる混合と等価な現象について考察する。
- より広い領域を想定し、タービン近傍場をネスティングすることで、広い海域への影響を評価できるようにする。その際タービン近傍場はできるだけ細かくネスティングし、CFD の詳細なデータを読み込めるようにし、より厳密な流れを再現する。

参考文献

- [1] IPCC 第 4 次評価報告書
- [2] 電気事業連合会 でんきの情報広場
- [3] 近藤倣郎、木方靖二、谷野賢二、上原春男、谷野賢二著、「海洋エネルギー利用技術」、森北出版株式会社
- [4] 日本沿岸域に適した低コスト潮流発電システムの開発 研究成果報告書 (2010)
- [5] 原悠介 ”流体力を受ける潮流発電用パッシブピッチコントロールブレードに関する研究”：東京大学工学部システム創成学科卒業論文
- [6] marine current turbines-turinig the tide <http://www.marineturbines.com/>
- [7] NEDO 再生可能エネルギー技術白書 8 その他の再生可能エネルギー等の技術の現状
- [8] 川内雅雄 ”オホーツク海における海氷・海洋生態系モデルの基礎的研究”：東京大学工学部システム創成学科卒業論文
- [9] 経塚雄策. 橋脚を利用した潮流発電について. : 日本船舶海洋工学会論文集第 3 号, 2006.
- [10] 高橋知己 ”数値シミュレーションによる潮流・海流発電用タービンの設計”：東京大学工学部システム創成学科卒業論文
- [11] Tony Burton WIND ENERGY HANDBOOK WILEY 出版
- [12] 公益社団法人計測自動制御学会 オンライン・ハンドブック
- [13] 松宮 図解 風力発電のすべて 工業調査会出版
- [14] 生井武文 粘性流体の力学 理工学社出版
- [15] MEC-NEST <http://mee.k.u-tokyo.ac.jp/mecnest/>

[16] 日本造船学会 海洋環境研究委員会 MEC モデルワークショップ (第2回)

謝辞

この研究を進めるにあたり、多くの人に本当にお世話になりました。ここで感謝の意を述べたいと思います。

指導教員の山口一教授には多大なるアドバイスをいただきました。研究を進める上で、厳しくも優しい指導を賜りました。

木村詞明助教には様々な方面でお世話になりました。研究をする中でつらいことも多々ありましたが、いろいろ相談することで精神的に救われたときが何度もありました。慣れない論文執筆の際も、的確なアドバイスをしていただき本当に助かりました。

工学系研究科応用流体研究室の黄鎮川さんには、各種ツールの使い方・実験の解析・研究の方針の相談など、本当に多岐にわたり相談のってくださいました。長時間の相談させていただいたことが何度もあり、そのことで具体的な方針が定まり、研究を進めることができたと思います。親身になって相談にのってくれて、非常にうれしかったです。

同じく流体研の広部智之さんには計算機の使い方を教えていただき、非常にお世話になりました。私たちが見てないところで、計算機のトラブルの対処もしていただき、研究を進める上で、常に計算機が起動してる環境を整備していただいたことは大変ありがたいことでした。

同じく流体研の高橋知己君には、CFD での計算結果を提供していただきました。実験のデータとの比較をするという研究の中で重要なポイントをおさえることができました。

副指導教員の多部田茂准教授には MEC モデルの使い方に関して、親身になって教えていただきました。モデルを使ったことのない自分にとって、分からないことだらけだったので、非常に助かりました。数時間かけてデバック作業を見てもらったこともありました。ありがとうございました。

実験ではキャピタンの前田正二助手、宮永大技官、掛川晃彦助手に本当にお世話になりました。私の実験のためにいろいろと準備をしてくださり、計測装置の使い方やプロペラ関係の知識などを丁寧に教えてくださいました。私の研究は実験のデータが生命線であり、これがなければ話を進めることができませんでした。精度の高い計測データが取れ、

いい形で議論することできたのも、キャピタンの皆様のおかげです。

海上技術安全研究所の南様には実験で使うタービン模型を貸していただきました。海技研での計測データも提供していただき、こちらの実験と比較することができて、大変助かりました。

山口研究室の高橋習子さん、田中洋平君、西崎大祐君、金懐東君には本当に感謝をしています。つらい研究生活も彼らがいたから、乗り越えられたと思っています。特に同期の田中君と西崎君には感謝をしていて、本当に同期には恵まれたとひしひしと感じております。さぼりがちだった私も、西崎君・田中君の研究に対する熱い姿勢に感化され、頑張ることができました。

最後に、通常よりも2年間長い大学院にまで通わせてくれた家族に感謝の意を表したいと思います。