

博士論文

非定常運動による風車後流域の
運動量回復構造の研究

木村 桂大

• 目次

第1章	序論	1
1.1	風力発電の現況	1
1.1.1	世界の風力エネルギー事情	1
1.1.2	わが国における風力エネルギーの普及	4
1.1.3	風力発電所の大規模化	6
1.2	風力発電所における風車後流問題	8
1.2.1	風車後流干渉による影響	8
1.2.2	風車設置間隔	9
1.2.3	後流域の平均風速分布	11
1.3	風車後流の運動量回復	13
1.3.1	主流変動	13
1.3.2	翼周りの渦	14
1.3.3	後流域の蛇行運動	14
1.4	関連研究	15
1.4.1	後流の運動量回復の評価手法	15
1.4.2	風速変動の代表値による運動量回復の整理	16
1.5	研究目的	17
1.6	アプローチ	17
1.6.1	後流域への風速変動の付加	17
1.7	構成	18
第2章	研究手法	20
2.1	運動量回復の定式化とオーダー評価	20
2.1.1	レイノルズ応力	24
2.2	後流の数値解析	25
2.2.1	後流モデリングの分類	25
2.2.1.1	運動量モデル	26
2.2.1.2	乱流現象のモデリング	28
(1)	RANS	28
(2)	LES	29
(3)	擬似 DNS	30
2.2.1.3	ロータのモデル化手法	30
(1)	アクチュエータモデル	30
(2)	体積格子による形状の解像	31
2.2.2	rFlow3D	32

2.2.3	対象風車	33
2.2.4	計算格子	34
2.2.4.1	背景格子	35
2.2.4.2	ブレード格子	35
2.3	解析結果の評価手法	37
2.3.1	風速変動の積分長さスケール	37
2.3.2	ロータ等価風速	38
2.3.3	運動量収支の計算	39
2.3.3.1	拡大流と旋回流	41
2.3.4	固有直交分解によるモード解析	41
2.3.4.1	POD (Proper Orthogonal decomposition)	42
2.3.4.2	DMD (Dynamic Mode Decomposition)	44
2.3.4.3	ダイナミックモードを用いた縮約モデル	46
第3章	風車後流解析手法に関する検証	49
3.1	概要	49
3.2	解析ケース	49
3.3	CFD 解の検証	50
3.3.1	翼面上の空力分布	50
3.3.2	パワー係数およびスラスト係数	51
3.3.3	ロータ周りの流れ場	52
3.3.1	乱流モデルの影響	57
3.4	後流域の可視化	58
3.4.1	渦度分布	58
3.4.2	速度分布	60
3.4.2.1	主流方向速度	60
3.4.2.2	半径方向・周方向速度	64
3.5	後流域の運動量輸送	67
3.5.1	運動量評価式の妥当性検証	67
3.5.2	平均流による運動量束	70
3.5.3	レイノルズ応力	71
3.6	DMD によるモード分解	75
3.6.1	周波数ごとの変動強度	75
3.6.2	レイノルズ応力への寄与	76
3.7	3章まとめ	80
第4章	蛇行運動による運動量回復構造	82

4.1	概要	82
4.2	解析ケース	82
4.3	後流構造の確認	86
4.3.1	渦度分布.....	86
4.3.2	積分特性スケール.....	91
4.3.3	速度分布.....	95
4.3.4	ロータ等価風速.....	101
4.4	後流域の運動量輸送	103
4.4.1	運動量評価式を用いた運動量束の推定.....	103
4.4.2	平均流による運動量束.....	106
4.4.3	レイノルズ応力.....	110
4.4.3.1	蛇行運動による負のレイノルズ応力発生のおよび.....	114
4.4.3.2	DMDによる周波数解析.....	115
4.5	運動量回復効果に関する考察	124
4.5.1	積分特性スケールと流入運動量束.....	124
4.5.2	周期的ヨ一角条件での運動量回復効果における定量的評価.....	125
4.5.3	風速変動の存在位置と運動量回復の関係.....	127
4.5.4	速度変動スケールに関する考察.....	129
4.6	蛇行運動が風速分布に与える影響に関する考察	132
4.6.1	蛇行運動による後流幅の変化.....	132
4.6.2	後流内部の等価風速.....	135
4.7	4章まとめ	137
第5章	結論.....	139
参考文献	142
付録A	周期的ヨ一角条件における風車出力に関する検討.....	147
A.1	概要	147
A.2	解析ケース	147
A.3	評価手法	148
A.3.1	発電効率.....	148
A.4	条件適用時の風車単機出力	149
A.4.1	理論式からの推定.....	149
A.4.2	風車軸トルクの変動.....	150
A.4.2.1	風車の疲労破壊に対する考察.....	153
A.4.3	風車単機出力.....	154

A.5 2 台の合計発電効率	155
A.6 まとめ	159
付録 B 数値解析ソルバーの並列化	160
B.1 風車後流解析における並列化の意義	160
B.2 並列化対象	160
B.2.1 計算フロー	160
B.2.2 重合格子間のデータ補間法	161
B.3 並列計算手法	162
B.3.1 並列計算機	162
B.3.1.1 分散メモリ型への対応	162
B.3.1.2 JSS2 スーパーコンピュータ	163
B.3.2 各処理内容の並列化	164
B.3.2.1 背景格子の流体計算	164
B.3.2.2 ブレード格子の流体計算	165
B.3.2.3 重合格子のデータ補間における並列化	165
B.4 並列化効率の確認	167
B.4.1 ストロングスケールリング	167
B.4.2 ウィークスケールリング	170
B.5 並列化まとめ	171
付録 C 自然風のモデル化と風車後流解析	172
C.1 大気境界層によるウインドシアの影響	172
C.1.1 解析ケース	172
C.1.2 導入したウインドシアの確認	173
C.1.3 ウインドシアによる後流構造への影響	173
C.1.4 速度分布およびロータ等価風速	175
C.2 変動流入風による影響	178
C.2.1 解析ケース	178
C.2.2 流入風の乱流特性の確認	180
C.2.3 渦度分布	181
C.2.4 ロータ等価風速	182
C.2.5 DMD によるモード分解	183
付録 D 後流干渉計算による風車出力低下の予測	185
D.1 解析ケース	185
D.2 後流干渉が存在する場合の流れ場	189

D.2.1	風車 2 台間の干渉	189
D.2.2	発電所模擬ケース	194
D.3	干渉による風車出力の低下	195
	付録参考文献	197
	謝辞	198
	発表文献	200

図表目次

Figure 1-1	: 世界全体の風力発電導入量の推移 [1].....	1
Figure 1-2	: 各エネルギーの発電コスト (LCOE) [2].....	2
Figure 1-3	: 世界のエネルギーミックス構想(BloombergNEF 調べ [3]).....	3
Figure 1-4	: 全電源の発電量における風力発電の割合 [4].....	3
Figure 1-5	: 2018 年における日本の電源構成 (電力調査統計 [5]などより作成)	4
Figure 1-6	: 日本における風力発電設備の導入状況の推移.....	5
Figure 1-7	: 日本における風力発電導入ロードマップ(JWPA) [6].....	5
Figure 1-8	: 洋上風力発電所の平均発電容量の推移 [9]	7
Figure 1-9	: 2018 年に建設された洋上風力発電所における風車の単基出力と導入数.....	7
Figure 1-10	: 風車の大型化 [10]	8
Figure 1-11	: Horns Rev 洋上ウインドファームにおける後流の様子 [14]	9
Figure 1-12	: 風力発電所における風車設置間隔の目安 [17].....	10
Figure 1-13	: 風車の大型化と風車離隔距離の関係(データは [18]より参照)	11
Figure 1-14	: 風車後流の概略図	12
Figure 1-15	: 風車後流にまつわる様々なスケールの風速変動	13
Figure 1-16	: スモークによる翼端渦の可視化.....	14
Figure 1-17	: 後流域の蛇行 [42]	15
Figure 1-18	: ヨー角の周期運動を用いた蛇行運動の付加	18
Figure 2-1	: 遠方後流域における運動量式を考える上での検査面.....	21
Figure 2-2	: 後流域と主流域とのせん断流れにおける流体塊の輸送	25
Figure 2-3	: 後流域の屈折を考慮した運動量モデル(Qian-Ishihara モデル [51])	26
Figure 2-4	: パッシブスカラー仮定に基づいた後流域の蛇行運動のモデル化.....	27
Figure 2-5	: アクチュエータのモデリング(AD, AL, AS) [60]	31
Figure 2-6	: オーバーセット格子系の例 [64].....	32
Figure 2-7	: 格子系の俯瞰図	35
Figure 2-8	: ブレード格子俯瞰図.....	36
Figure 2-9	: 翼周りの計算格子 (スパン 82%位置)	36
Figure 2-10	: 風車翼スパン方向の計算格子	36
Figure 2-11	: 積分特性スケールの算出.....	38
Figure 2-12	: ロータ等価風速の計算方法.....	39

Figure 2-13: 後流域における運動量流入の積分	40
Figure 2-14: 円筒座標系への変換	41
Figure 2-15: 速度分布における時間発展の行列化	43
Figure 2-16: DMD による分解の概要と縮約モデルの作成	47
Figure 3-1: 翼面スラスト分布 (実験値は [82]より)	50
Figure 3-2: MEXICO 風車におけるパワー係数 (実験値は [83]参照)	51
Figure 3-3: MEXICO 風車におけるスラスト係数 (実験値は [83]参照)	52
Figure 3-4: MEXICO 試験における風車周りの PIV 計測	52
Figure 3-5: 風車周りの主流方向速度 u	54
Figure 3-6: 風車周りの半径方向速度 v	55
Figure 3-7: 風車周りの周方向速度 w	56
Figure 3-8: 近傍後流における翼端渦中心の推移	57
Figure 3-9: 渦度等値面の比較 ($\text{vor}^* = 0.5$)	59
Figure 3-10: 後流域渦度コンター (一様流条件 周速比変更)	60
Figure 3-11: 主流方向速度コンター(周速比変更計算)	61
Figure 3-12: 主流方向速度の半径方向分布	62
Figure 3-13: 主流方向速度コンター (周速比変更計算)	63
Figure 3-14: 後流域におけるロータ等価風速の推移(周速比変更計算)	64
Figure 3-15: 各後流位置における半径方向速度分布	65
Figure 3-16: 各後流位置における周方向速度分布 (左: $\lambda=4.17$, 中央: $\lambda=6.67$, 右: $\lambda=10$)	66
Figure 3-17: CFD におけるロータ等価風速と各後流位置における運動量の収支から算出した等価風速との比較	68
Figure 3-18: 各後流位置の運動量束における寄与率	69
Figure 3-19: 主流方向・半径方向速度間における平均流の運動量束	71
Figure 3-20: レイノルズ応力分布 ($Z=0$ 平面, $\lambda=6.67$)	72
Figure 3-21: 渦による運動量の輸送 [79]	73
Figure 3-22: 主流方向・半径方向速度のレイノルズ応力 $u'vr'$ のコンター	74
Figure 3-23: ダイナミックモードの乱流エネルギーから得られた, 周波数ごとのエネルギー寄与率	76
Figure 3-24: 翼端渦放出周期におけるダイナミックモード (No control ケース)	78
Figure 3-25: レイノルズ応力分布における CFD 解と縮約モデルの比較 ($\lambda = 6.67$)	79
Figure 3-26: レイノルズ応力分布における CFD 解と縮約モデルの比較 ($\lambda = 4.17$)	79
Figure 3-27: レイノルズ応力分布における CFD 解と縮約モデルの比較 ($\lambda = 10$)	80
Figure 4-1: ヨー角変化の履歴 (最大ヨー角変化)	83
Figure 4-2: ヨー角の時間履歴 (制御周波数変化)	84
Figure 4-3: 渦度の可視化 (最大ヨー角変更, $\text{vor}^* = 0.5$)	87
Figure 4-4: 渦度の可視化 (制御周波数変更, $\text{vor}^* = 0.5$)	88
Figure 4-5: 渦度コンター (最大ヨー角変更)	89
Figure 4-6: 渦度コンター (制御周波数変更)	90
Figure 4-7: スケール算出の基準位置について	91

Figure 4-8: 積分特性スケールの推移 (最大ヨー角変更時 ($f_{yaw} = 0.35$ 一定))	92
Figure 4-9: 積分特性スケールの推移 (制御周期の変更時 ($\theta_{yaw} = 10^\circ$ 一定))	93
Figure 4-10: 主流方向 (X 方向) の積分特性スケールの平均値	94
Figure 4-11: 半径方向 (Y 方向) の積分特性スケールの平均値	94
Figure 4-12: 主流方向速度分布 (時間平均場, 最大ヨー角変化)	96
Figure 4-13: 主流方向速度分布 (時間平均場, 制御周期変化)	97
Figure 4-14: 主流方向速度 (時間平均) の半径方向分布 (Z = 0 平面)	99
Figure 4-15: 主流方向速度 (時間平均) の半径方向分布 (Z = 0 平面)	100
Figure 4-16: ロータ等価風速(最大ヨー角固定, 周期変化時の比較)	102
Figure 4-17: ロータ等価風速 (制御周波数固定, 最大ヨー角変化時の比較)	102
Figure 4-18: 各後流位置における運動量束 (最大ヨー角変化)	104
Figure 4-19: 無次元運動量束における制御適用後と制御なしとの差分 (最大ヨー角変化)	104
Figure 4-20: 各後流位置における運動量束 (制御周期変化)	105
Figure 4-21: 各項における制御適用後と制御なしとの差分 (制御周期変化)	106
Figure 4-22: 主流方向・半径方向速度の平均流による運動量束のコンター	107
Figure 4-23: 各後流位置における平均流による運動量束 (最大ヨー角変化)	108
Figure 4-24: 主流方向・半径方向速度の平均流による運動量束のコンター	109
Figure 4-25: 各後流位置における平均流による運動量束 (制御周波数変化)	110
Figure 4-26: 主流方向・半径方向速度のレイノルズ応力 $u'vr'$ のコンター	111
Figure 4-27: 各後流位置におけるレイノルズ応力による運動量束 (最大ヨー角変化)	112
Figure 4-28: 主流方向・半径方向速度のレイノルズ応力 $u'vr'$ のコンター	113
Figure 4-29: 各後流位置におけるレイノルズ応力による運動量束 (制御周波数変化)	114
Figure 4-30: レイノルズ応力の発生機構 (上: 主流方向速度 下: 半径方向速度)	115
Figure 4-31: ダイナミックモードの乱流エネルギーから得た周波数ごとのエネルギー寄与率 (最大ヨー角変化)	116
Figure 4-32: ダイナミックモードの乱流エネルギーから得た周波数ごとのエネルギー寄与率 (制御周波数の変化)	116
Figure 4-33: 周期的ヨー角条件の制御周波数におけるダイナミックモード (Y10F35 ケース)	117
Figure 4-34: 主流方向速度コンターにおける縮約モデルと CFD 解との比較	119
Figure 4-35: レイノルズ応力 $u'v'$ コンターの比較	120
Figure 4-36: CFD 解と縮約モデルの比較 (レイノルズ応力による運動量増分)	123
Figure 4-37: 流入運動量束と X 方向積分特性スケール	125
Figure 4-38: 流入運動量束と Y 方向積分特性スケール	125
Figure 4-39: 周期的ヨー角条件における後流域の運動量束	127
Figure 4-40: 各後流位置における流入運動量束 (折れ線グラフ) と X 方向積分特性スケール (棒グラフ)	128
Figure 4-41: 渦度等値面の可視化	129
Figure 4-42: 乱流強度と流入運動量束との関係	131

Figure 4-43: 蛇行運動中の後流中心	133
Figure 4-44: 後流中心と後流幅の算出方法	133
Figure 4-45: 後流半径R90の推移	134
Figure 4-46: 後流内部領域における等価風速の算出	135
Figure 4-47: 後流内部領域の等価風速	136
Figure A-1: 各空力の定義	148
Figure A-2: 2 台の風車における発電効率計算における想定図	149
Figure A-3: 固定ヨー角条件とパワー係数の関係 [88]	150
Figure A-4: ロータ軸トルク時間履歴 (最大ヨー角変化)	151
Figure A-5: ロータ軸トルクの時間履歴 (制御周波数変化)	151
Figure A-6: 翼面上圧力係数分布(負圧側, ヨー角最大 $\theta_{yaw}(t^*) = -\theta_{max}$)	152
Figure A-7: アジマス角における相対風速の変化	152
Figure A-8: 最大ヨー角変化時の風車単機出力	155
Figure A-9: 制御周波数変更時の風車単機出力	155
Figure A-10: 風車 2 台の平均運転効率	156
Figure A-11: 風車 2 台の平均運転効率	157
Figure A-12: 各離隔距離における発電量増加率	158
Figure B-1: rFlow3D の流体計算におけるフロー	161
Figure B-2: 重合格子間のデータ補間	162
Figure B-3: 分散メモリ型の計算機の仕組み	162
Figure B-4: JSS2 システム概要 [66]	164
Figure B-5: 背景格子の流体計算におけるデータ通信	165
Figure B-6: 補間時に実行されるデータ通信	166
Figure B-7: 片方向通信導入による通信フローの変化	166
Figure B-8: 各評価手法における問題規模の与え方	167
Figure B-9: ストロングスケールにおける計算時間の推移	169
Figure B-10: 速度向上率と並列化効率	169
Figure B-11: ウィークスケールにおける計算時間の推移	171
Figure C-1: 風速取得位置	173
Figure C-2: 風車前方における風速分布	173
Figure C-3: 渦度等値面の比較 ($\text{vor}^* = 0.5$)	174
Figure C-4: 翼端渦の推移	175
Figure C-5: 平均渦間距離	175
Figure C-6: 主流方向速度コンターの比較 (上: ABL $n=7$ 下: 一様流)	175
Figure C-7: 主流方向速度の鉛直分布の推移 ($Y = 0$ 平面による)	176
Figure C-8: ロータ等価風速の比較 (ABL と一様流)	177
Figure C-9: 流入境界における乱流風の導入	179
Figure C-10: データ取得位置	180
Figure C-11: 各軸方向の風速分布	180
Figure C-12: 作成した乱流のスペクトル	181

Figure C-13: 渦度等値面の比較.....	182
Figure C-14: ロータ等価風速の推移 (乱流流入条件)	182
Figure C-15: ダイナミックモードの乱流エネルギーから得られた, 周波数ごとのエネルギー寄与率 (乱流流入条件)	183
Figure C-16: 近傍後流におけるレイノルズ応力分布	184
Figure D-1: 後流干渉計算における風車配置.....	187
Figure D-2: 発電所模擬解析の格子	188
Figure D-3: 渦度コンター ($\Delta X/D = 2.0$, 後流干渉ケース)	190
Figure D-4: 渦度コンター ($\Delta X/D = 5.0$, 後流干渉ケース)	191
Figure D-5: 主流方向速度コンター ($\Delta X/D = 2.0$, 風車 2 台間干渉計算)	192
Figure D-6: 主流方向速度コンター ($\Delta X/D = 5.0$, 風車 2 台間干渉計算)	193
Figure D-7: 主流方向速度分布 (発電所模擬計算)	195
Figure D-8: 後流の干渉度と風車発電量 (風車軸トルク) の関係.....	196
Table 1-1: 風力エネルギーの導入ポテンシャル	6
Table 1-2 風車離隔距離の最大値・最小値(データは [18]を参照)	11
Table 2-1: 各要素のオーダー	23
Table 2-2: 後流域の数値モデルの分類.....	26
Table 2-3: rFlow3D の計算手法.....	33
Table 2-4: MEXICO 風洞試験条件 [72].....	34
Table 2-5: 格子情報.....	34
Table 3-1: 解析ケース	49
Table 3-2: 縮約モデルの設定	78
Table 4-1: 周期的ヨー角条件解析ケース	85
Table 4-2: 参照用ケース.....	85
Table 4-3: 縮約モデルの設定	118
Table A-1: ヨー角によるパワー係数の低下	150
Table A-2: NREL 5MW Reference turbine 諸元 [87].....	153
Table A-3: NREL 5MW 風力システムにおける固有モード [87].....	153
Table A-4: NREL 5MW に周期的ヨー角条件を与えた場合における制御周波数.....	154
Table B-1: JSS2 の主要諸元([66]の情報から作成).....	163
Table B-2: SORA-PP における計算機性能.....	163
Table B-3: rFlow3D に対する並列化内容	164
Table B-4: 検証用ケースの計算規模.....	168
Table B-5: ウィークスケールリング検討における計算規模	170
Table C-1: べき乗則によるウインドシアのパラメータ	172
Table C-2: 変動風作成に用いたパラメータ	178
Table C-3: 乱流生成条件	179
Table C-4: 作成した流入風の乱流強度	181

Table D-1：解析対象風車諸元（2章のものを再掲）	185
Table D-2：解析ケース一覧	186
Table D-3：風車2台の干渉計算における格子情報.....	186
Table D-4：発電所模擬解析の風車配置	188
Table D-5：発電所模擬計算の格子条件	188

第1章 序論

1.1 風力発電の現況

1.1.1 世界の風力エネルギー事情

地球温暖化に代表される環境問題や化石燃料枯渇への懸念から再生可能エネルギーの導入が世界中で進められている。中でも風力発電は再生可能エネルギーの中でもエネルギーの変換効率が高く、発電コストが廉価であることから、主要電源の1つとして急速に普及してきている。Figure 1-1 に、世界全体の風力発電累計導入量の推移を示した。特に直近10年の導入量の増加は目覚しく、2008年と2018年を比較すればその導入量は121 GW から591 GW と5倍以上となっている。



Figure 1-1：世界全体の風力発電導入量の推移 [1]

各発電方式に掛かるコストについて、米国の調査会社 Bloomberg New Energy Finance data が詳細に調査している。Figure 1-2 に均等化発電原価 (LCOE) の比較を示した。LCOE とは単位発電量における設置または運用に掛かるコストを表す評価指標であり、発電量あたりの発電コストを表す。算出式を式 1-1 に示した。

$$\text{LCOE} = \frac{\text{設置コスト} + \text{運転操業費}}{\text{総発電量}} \quad \text{式 1-1}$$

図中左端に位置しているのが陸上風力 (Onshore wind) であり、左端から3番目が洋上風力 (Offshore wind) のコストである。陸上風力における欧州の LCOE は 50~76 €/MWh (6,000~9,000 円/MWh) となっており、驚くべきことにコージェネレーションシステム (CHP) や

コンバインドサイクル（CCGT）による火力電源よりも LCOE が小さい。一方で洋上風力に関しては本格的な導入が始まってからの歴史が浅いこともあり、その LCOE は 99~175 €/MWh (12,000 ~ 20,000 円/MWh)と陸上風力と比較すると倍程度となっているが、火力発電と競合するレベルまでコストが下がってきており、欧州風力協会（WindEUROPE）の予測では 2020 年までに 64 €/MWh, 2025 年までに 60 €/MWh 程度まで下がるとされている。いまや風力発電は環境に配慮したクリーンなエネルギーとしての側面だけではなく、最も廉価で経済性のある電源としてその地位を確立している。

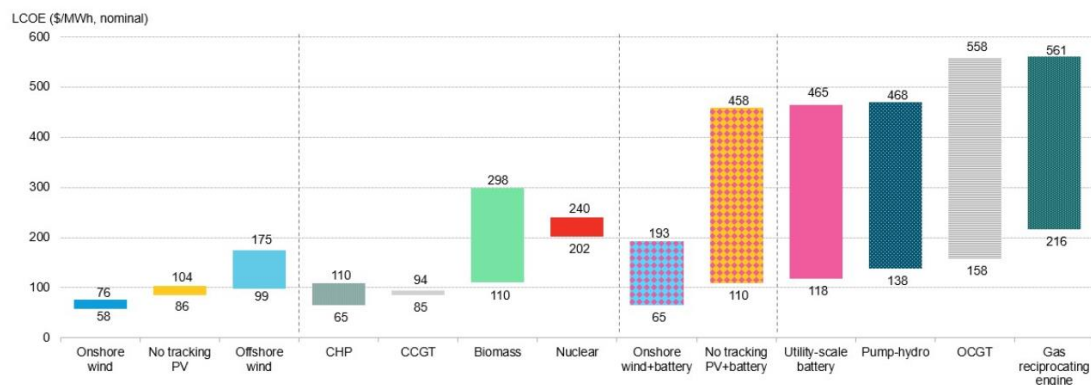


Figure 1-2：各エネルギーの発電コスト（LCOE） [2]

Figure 1-3 に、Bloomberg NEF が提供する、これまでの世界の電源構成の推移と将来予測を示した。2010 年以後の分布に着目すると、従来の石炭・天然ガス火力発電から脱炭素の自然エネルギーへの大きな転換が始まっており、主として太陽光および風力の割合が急激に増大していることがわかる。この傾向は 2050 年に向けて加速していき、2050 年までに太陽光+風力で世界の電力の半分を賄う「50-by-50 構想」が掲げられている。実際に、欧州での幾つかの国では風力発電によって既に 20%以上の電力需要が賄われている。Figure 1-4 には EU 各国の電力需要に占める風力発電の割合を示した。最も普及が進んでいるのがデンマークであり、既に 40%以上の電力消費を風力で賄っている。うち 10%以上が洋上風力発電である。次いでアイルランドとポルトガルが 30%弱である。EU 全体では 14%ほどを占めており、風力発電はもはや補助電源とは言えない規模の電力を担っているとわかる。

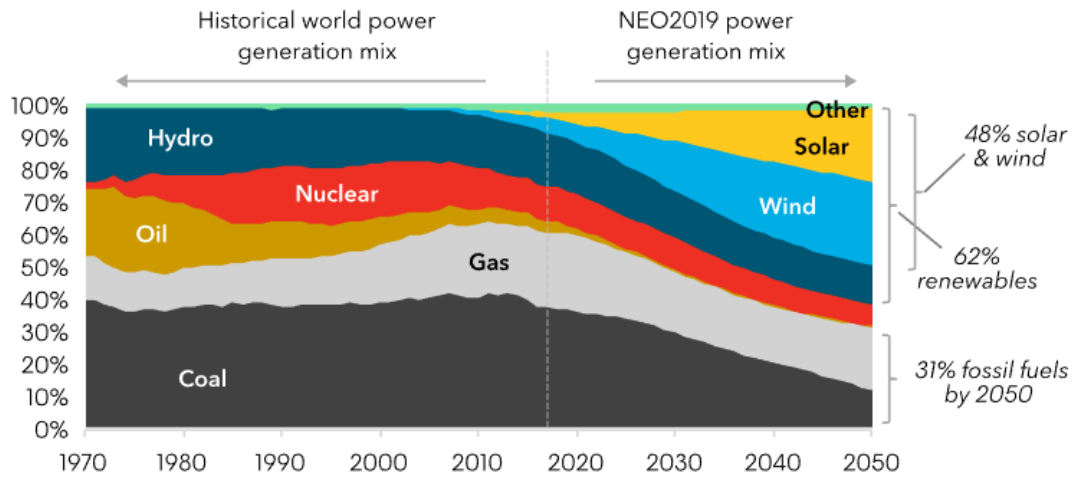


Figure 1-3 : 世界のエネルギーミックス構想(BloombergNEF 調べ [3])

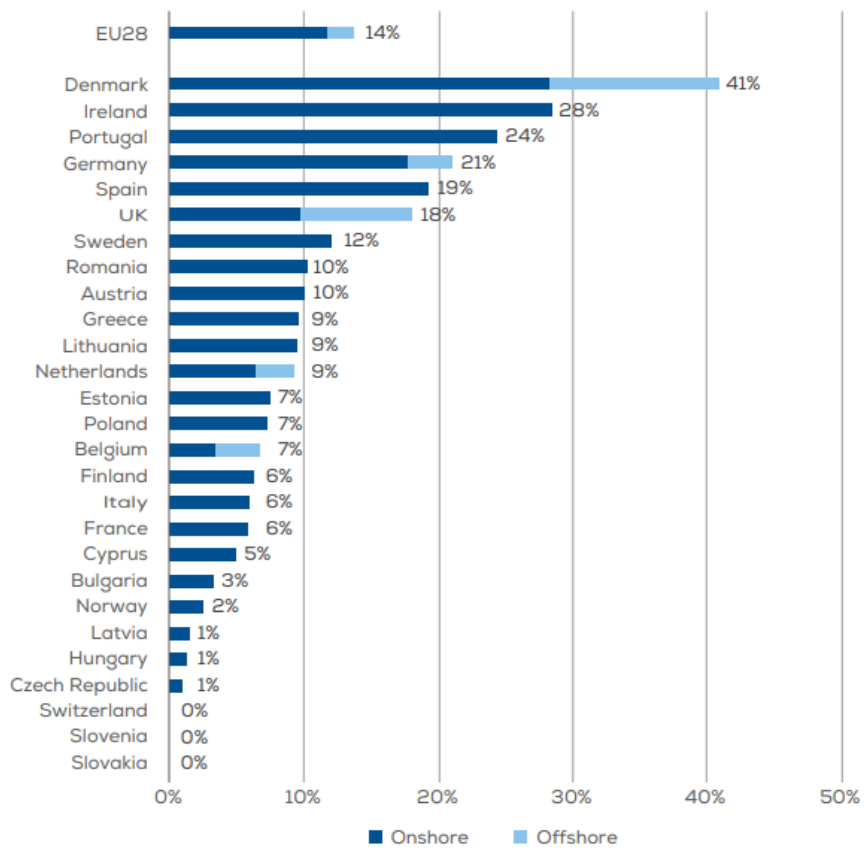


Figure 1-4 : 全電源の発電量における風力発電の割合 [4]

1.1.2 わが国における風力エネルギーの普及

日本国内における全発電量に対する電源別の割合を Figure 1-5 に示した。水力、太陽光、風力、地熱、バイオマスの再生可能エネルギーが占める割合は全体の 18%程と大きな割合を占めるようになってきているが、風力エネルギーに限れば僅か 0.7%にとどまっている。これは先に示した欧州各国の風力エネルギーの割合と比較すると非常に小さい値であり、主要電源とは言い難い。

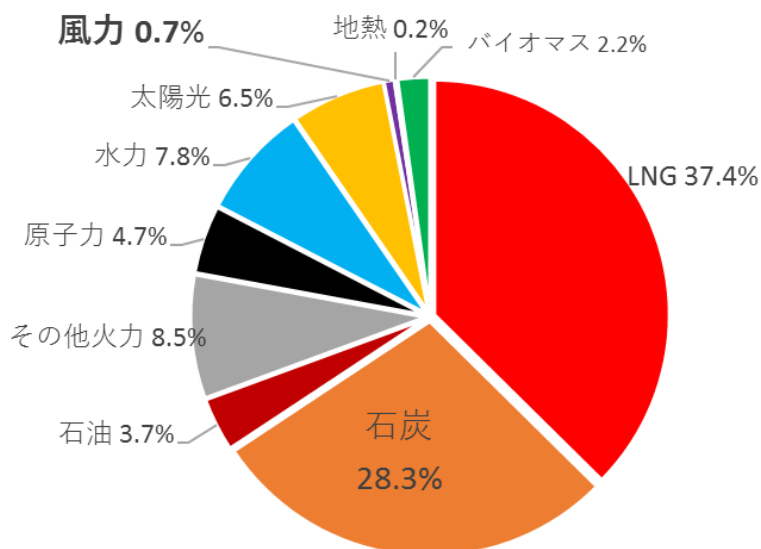


Figure 1-5 : 2018 年における日本の電源構成 (電力調査統計 [5]などより作成)

風力エネルギーが発電量全体に占める割合は小さいものの、導入に向けての動きは非常に活発である。わが国においては平成 26 年に閣議決定されたエネルギー基本計画における再生可能エネルギー導入拡大方針に従い、風力発電を含めた自然エネルギーの導入が進められている。Figure 1-6 に日本における累計の風力発電設備の導入量の推移を示した。風力発電設備の導入量はここ 20 年で約 10 倍の伸びを見せており、2018 年時点で 3.5 GW の風力設備が導入された。これは日本風力発電協会が掲げる風力導入ロードマップ (Figure 1-7) では 2030 年時の導入量に匹敵する導入量となっており、風力発電の導入が急速に進んでいることがわかる。また、ロードマップによると、2040 年前後で陸上に設置する風力発電の容量が飽和し、新規の導入先は洋上に移っていくことが予想されている。

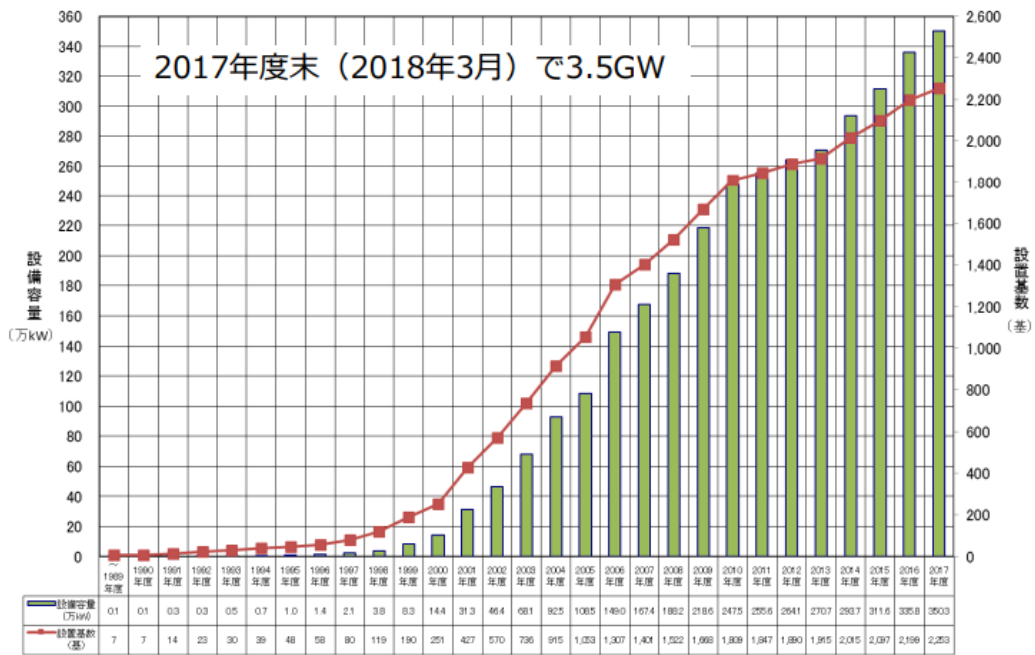


Figure 1-6：日本における風力発電設備の導入状況の推移

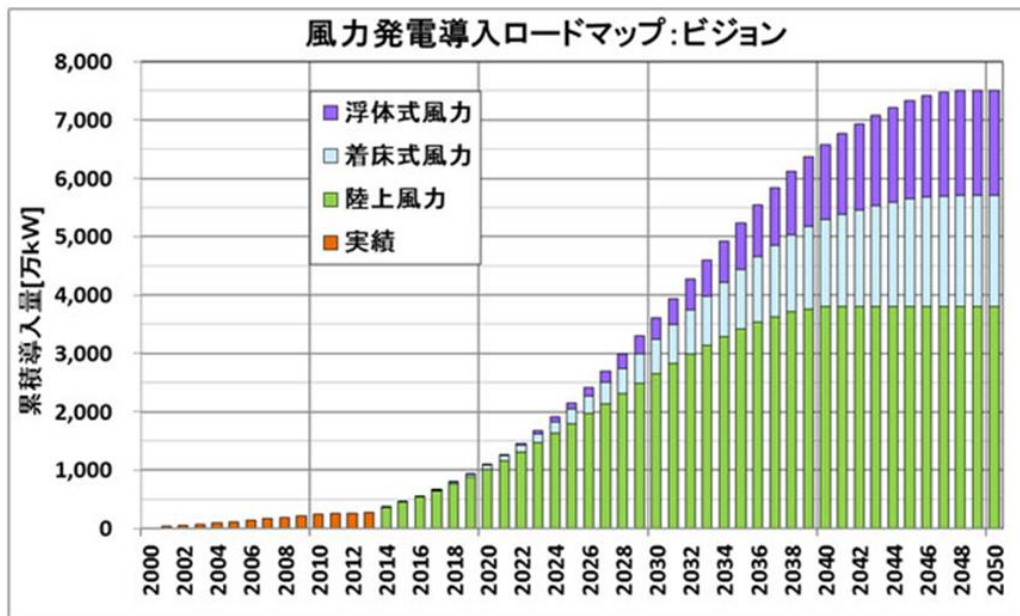


Figure 1-7：日本における風力発電導入ロードマップ(JWPA) [6]

現状、わが国における風力発電の導入は陸上風力に限定されていたが、島国であり、広大な経済水域を持つ日本において洋上風力の導入ポテンシャルは大きい。洋上風力は風の乱れが少なく、陸上風と比べて強い風が吹くことから、発電規模の大きい発電所の建設に適している。Table 1-1 にわが国における陸上風力と洋上風力の導入ポテンシャルを示す。経済産業省と環境省それぞれが、国内における開発不可地域を除いて算出したエネルギー量の算

出を行っている。両者を比較すると洋上風力は陸上風力のおよそ 5 倍の導入ポテンシャルがある。今後の導入拡大に期待が大きい洋上風力発電であるが、海底への基礎工事や浮体、係留の設置に掛かる建設コストが陸上風力に比べ高くなってしまふ欠点が指摘されている。従って洋上風力発電事業を推進し、成長させていく為には導入コストを抑えるまたは発電効率の高い風車の設計および運用方法が必要である。

Table 1-1: 風力エネルギーの導入ポテンシャル

	陸上風力	洋上風力
経済産業省による試算	29 GW	150 GW
環境省による試算	28 GW	160 GW

また、陸上風力では風車翼やタワーなどの部材を輸送できる陸路の確保が困難であり、輸送可能な物資のサイズにも制約が大きいのに対し、洋上風力では部材の輸送に海路を利用できる。大型風車の導入における制約が一部緩和されることになり、陸路の狭い我が国では大きな利点である。今後の洋上風力発電の規模の拡大に大きな期待がかかっている。

一方で、洋上風力発電普及に向けては課題も多く存在しており、まずは陸上風力と比較したときに洋上での建設コストが高額であることが挙げられる。経済産業省主導の調査によると、国内で 15~50 基の着床式洋上風力発電所を建設した場合の資本費を調査しており、海外と比較して建設費などが倍程度掛かってしまうことが指摘されている [7]。今後、洋上風力発電が経済合理性のある電源として普及していくためには、建設費の削減や、風車発電効率の増大による発電コスト低減の推進が不可欠である。

1.1.3 風力発電所の大規模化

風力発電事業の収益性を高めるためには、集約的に風車を導入し、一箇所のサイトの発電規模を増大させることが肝要である。事業規模の小さい発電所を分散的に実施する場合と比較して考えると、敷設する送電線の全長を短くでき、変圧器などの設備の共通利用化やメンテナンスの効率化が図られるなど、多くのスケールメリットが存在し、発電単価を抑えることが可能である。以上の利点から、風車の大量導入が風力発電事業の基本スタイルとなっており、世界的に風力発電所規模の増大傾向が続いている。これは建設コストが大きい洋上の風力発電所の建設において特に重要である。Figure 1-8 に、世界における洋上風力発電所の平均発電容量の年間推移を示した。2008-2018 年までの 10 年間で発電所規模が約 5 倍、容量にして 500 MW 以上の発電所が建設されるようになってきている。2019 年 8 月現在において稼働している最大規模の風力発電所は、イギリス・アイルランド間の海峡に建設された Walney Extension [8]であり、7,8 MW 級の風車を 87 台、総発電容量が 659 MW となっている。また、現在建設途中ではあるが、174 台の風車を導入する Hornsea One project では 1200 MW の超大型発電所プロジェクトが進行中である。いまや風力発電は、火力発電所や原子力発電所と同程度の発電容量まで大規模化が進んでいる。

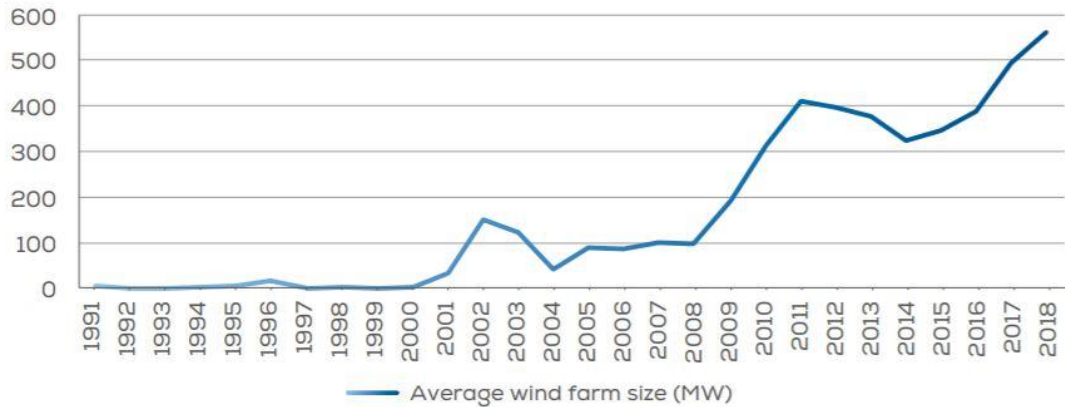


Figure 1-8 : 洋上風力発電所の平均発電容量の推移 [9]

このような風力発電所の発電容量増加の要因は、風車の大型化によるところが大きい。Figure 1-9 に 2018 年に導入された風車の出力と導入数の分布を示した。赤のラインが風車の平均出力である。このように洋上風力においては 6 MW 超級の風車が一般的になってきている。2019 年現在において商用運転されている風車で最大のものは MHI-Vestas Offshore Wind が提供する V164-8.8 であり、定格出力 8.8 MW、風車直径は 164 m にも及ぶ。このような巨大な風車を集約的に配置する場合、数 km×数 km といった広大な敷地が要求されることとなる。

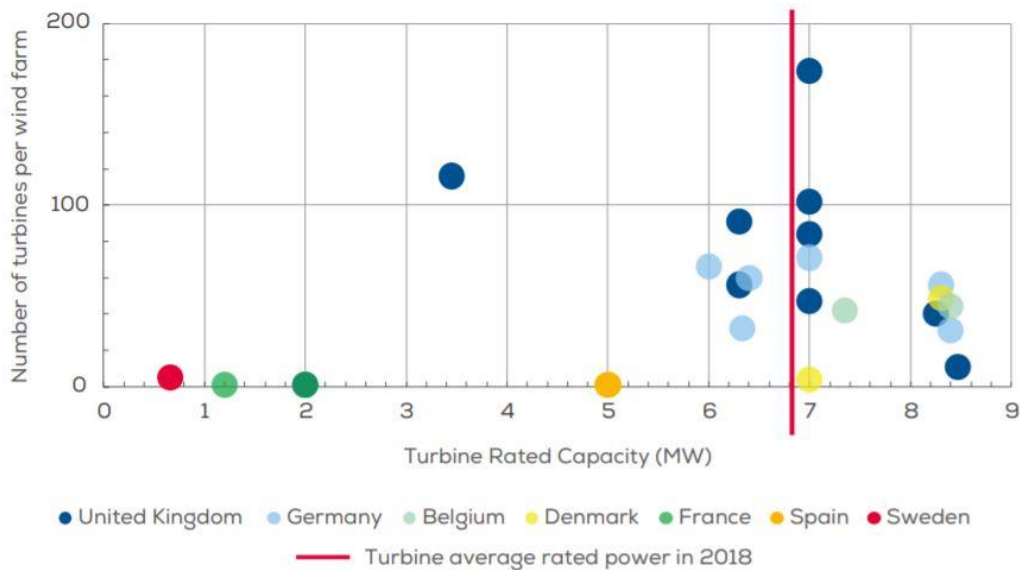


Figure 1-9 : 2018 年に建設された洋上風力発電所における風車の単基出力と導入数

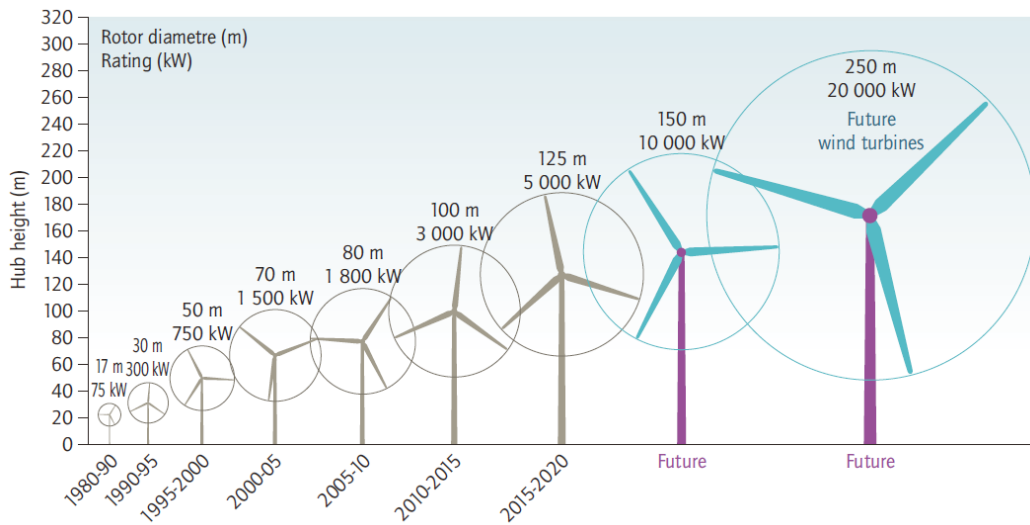


Figure 1-10: 風車の大型化 [10]

1.2 風力発電所における風車後流問題

風車および発電所の大規模化が進む中で、送電線の設置コスト、各風車の保守・点検費用、周囲への影響などを可能な限り軽減させるためには、より集約的に風車を配置することが望ましい。しかし、風車を無計画に集約配置すると全体の発電効率を著しく下げかねない。その大きな理由は、風車後方の後流域による周囲の風車への干渉である。本節では風力発電所における後流問題の概要について解説を行う。

1.2.1 風車後流干渉による影響

風車を集約的に配置することで、1サイトあたりの発電規模が大きくなり、スケールメリットによって収益性の向上が見込まれることが大規模な風力発電のメリットであった。一方で過度な集約配置は後流域の干渉度を強め、各風車の発電効率および運転寿命を低下させてしまうことが知られている。風車は自然風が持つ運動エネルギーをロータが回転するための動力として利用しているため、その後流域は風速が大きく低下した領域が形成される。この低風速域が後続の風車の流入風として干渉してしまうと、後続風車は十分な風速を受けることができず、発電量の低下を招いてしまう。アメリカの国立再生可能エネルギー研究所の報告 [11]によると、年間の発電量にして 10%程度の発電量損失が見込まれており、最も主要な発電量損失の要因として挙げられている。欧州風力エネルギー協会 (EWEA) の見解においても風車後流による発電量の損失は 6~15%と無視できない項目として挙げられている。欧州の Horns Rev ウインドファームでの実測値では、風向に対して一列に並ぶような条件において 40~50%もの発電量低下が報告されている [12]。これらのデータからも風車配置を適切に決定することの重要性がわかる。加えて風車の運転により流れ場に風速変動を与えることになり、後流域は強い乱流場を形成する。Figure 1-11 に Horns Rev で撮影された風車後流の様子を示す。風車後流域に乱れた流れ場が可視化されている様子が確認で

きる。このような乱流場が後続の風車に流入することで、風車の荷重変動が増大し、風車寿命を短くしてしまうリスクもある。Dahlberg ら [13]によって行われたスウェーデンの Alsvik 風力発電所における計測では、風車前後の離隔距離が風車直径の 9.5 倍離れた条件において疲労荷重が 10%増加するとの報告がある。本研究においては主として後流干渉による発電量損失の問題に着目するため、疲労増大の影響に関する考察は副次的なものに留めることとする。

風向に対して横方向に十分な距離が離れている場合においては、後流干渉による発電量損失はほぼ無視できるが、先に述べた発電所規模の増大の背景から、100 台以上の大量の風車を導入するようなケースに関しては、ある風向についての後流干渉の影響を十分に低減できたとしても、干渉による発電量低下が顕著となる風向条件が現れることは避けられない。風力発電所において風車後流と風車の干渉を最小化することは事業の採算性に直結する課題である。



Figure 1-11 : Horns Rev 洋上ウインドファームにおける後流の様子 [14]

1.2.2 風車設置間隔

後流干渉による発電量低下および疲労荷重の増加を回避するため、風力発電所の設計にあたって重要なパラメータとなるのが風車の設置間隔である。経験則に基づけば主流方向に 8-12D、横方向に 1.5-3D の離隔距離を確保すべきとされており [15]、IEC の基準では主流方向に 10D、横方向に 3D が望ましいとされている [16]。これは風車直径が 100 m を超える近代風車で考えると、風車間距離が 1 km 以上になることを意味しており、これらの基準に準拠して風力発電所の建設を行う場合、建設に必要な面積は広大なものになる。後流干渉の問題を回避するために設置間隔を大きく取りすぎることは、大規模発電所本来のコン

セプトである集約配置から逸脱してしまい、メンテナンスコストや送電線費用の増大に繋がってしまうため、このようなトレードオフの中で設置間隔を決定することになる。実際には、設置面積に対する導入台数の制約や、基礎部を建設する上での地形上の問題、土地の利用権などの社会的な制約もあり、風車直径の10倍に満たない間隔での導入が一般的である。

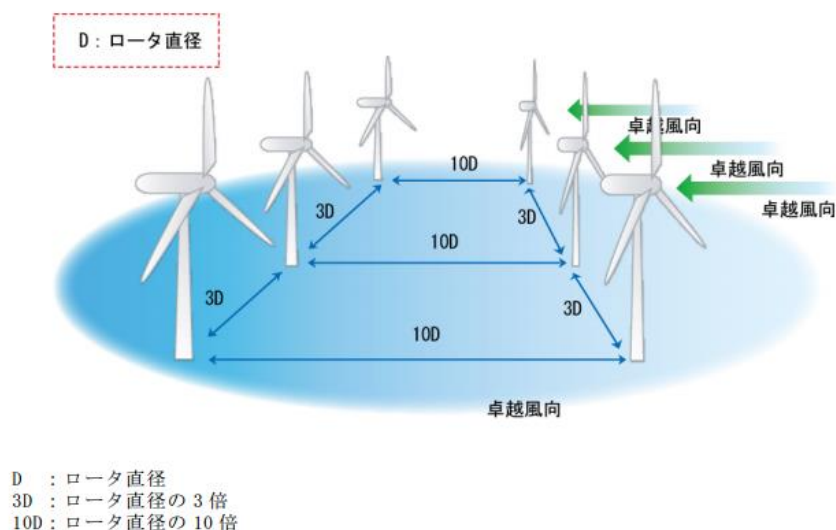


Figure 1-12 : 風力発電所における風車設置間隔の目安 [17]

風力発電所における設置間隔について、Enevoldsen [18]らは2015年時点で運用されていた44種類の風力発電所における平均離隔距離のデータを整理している。彼らは風力発電所の地形条件について、陸上・洋上・森林部の3条件で分類している、各条件における風車間の最小/最大離隔距離の中央値についてTable 1-2に示す。また、彼らが実施した風車サイズと離隔距離の関係についてFigure 1-13に示した。図中に2019年7月現在において最大容量の発電所であるWalney Extensionについても合わせて表示した。Walney Extensionにおける風車の平均離隔距離については、[19]の手法を参考に、発電所の占有面積と風車台数から次の式1-2に従って算出している。

$$\text{Spacing} = \frac{\sqrt{\text{farm area}}}{\sqrt{n_{\text{turbines}} - 1}} \quad \text{式 1-2}$$

各発電所のデータより、おおよその風車の離隔距離は4-8Dに集中していることがわかる。これは7,8 MW級の大型風車を導入しているWalney Extensionにおいても当てはまり、今後風車の大型化が進んでも離隔距離の基準は大きく変化しないと考えられる。このように風力発電所に設置されている風車群は、強い後流干渉が起こりうる離隔距離での運用を余儀なくされているのが現状である。このような背景の中、狭い離隔距離の中でいかにして後流干渉の影響を減らしていくかの研究ニーズが高まり、風車後流に関する研究が世界中で進められるようになった。

Table 1-2 風車離隔距離の最大値・最小値(データは [18]を参照)

ケース名	最小離隔距離の 中央値 [D]	最大離隔距離の 中央値 [D]	最小/最大の平均値 [D]
Offshore farms	5.15	6.8	5.98
Onshore farms	3.3	5.4	4.35
Onshore - forested	3.6	5.2	4.40

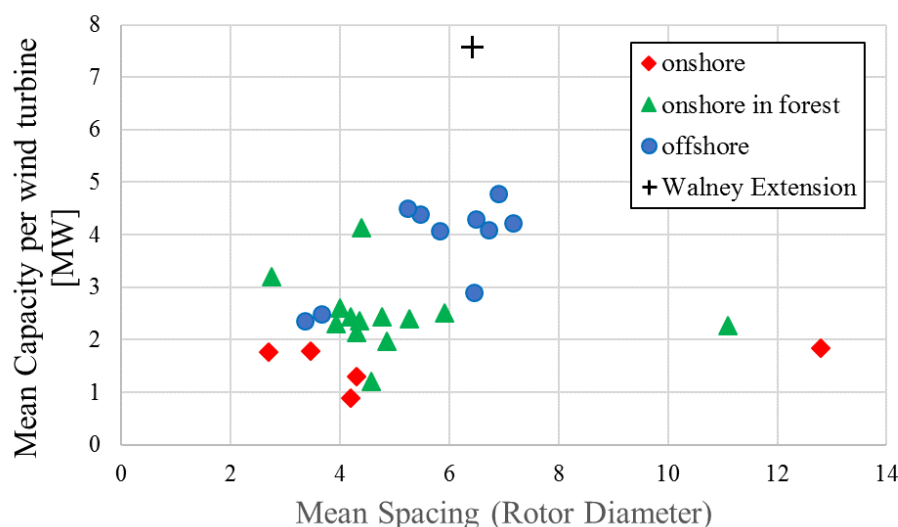


Figure 1-13 : 風車の大型化と風車離隔距離の関係(データは [18]より参照)

1.2.3 後流域の平均風速分布

先述の 4~8D (D : 風車直径) という離隔距離において後続風車が利用できる風速を考えてみる。風車後流域の風速分布の解説のため、模式図を Figure 1-14 に示した。風車後流は、風車によって与えられた速度欠損領域と風速の大きい主流域とのせん断流れとなっており、Lissaman [20]によってロータの運動量による影響が顕著に表れる近傍後流 (near-wake) と影響が小さくなる遠方後流 (far-wake) という後流域の分類がされている。近傍後流域の風速分布は、風車から発生する推力 F_x (スラスト力) によって生じる速度欠損 (運動量欠損) の影響が強くと表れる。速度欠損領域は回転翼によって生じた半径方向の流れによって広がっていき、風車直径の 2~3 倍程度の領域において速度欠損が最大となる [21] [22]。運動量理論によると、このときの速度欠損量は風車のパワーが最大となる運転条件において流入風速の 1/3 となる [23]。これ以降の後流域は速度欠損が消失していく運動量回復領域であり、遠方後流と呼ばれている。遠方に向かうにつれて風速の大きい主流から後流域へと運動量束が輸送され、風速回復が進行していく、乱流強度が 10%程度であれば、風車直径の 10 倍以上遠方の後流域においては元々の流入風の 90%程度まで回復するとされている [24] [25] [26]。これを考えると離隔距離が 4~8D の位置において生じる後流干渉においては、速度回復 (運動量回復) が十分に完了していないということがわかる。従って、この遠方後流域に

おける速度分布を正確に予測することが実用上では重要であり，そのためには主流から後流域へと輸送される運動量束の大きさを予測する必要がある．

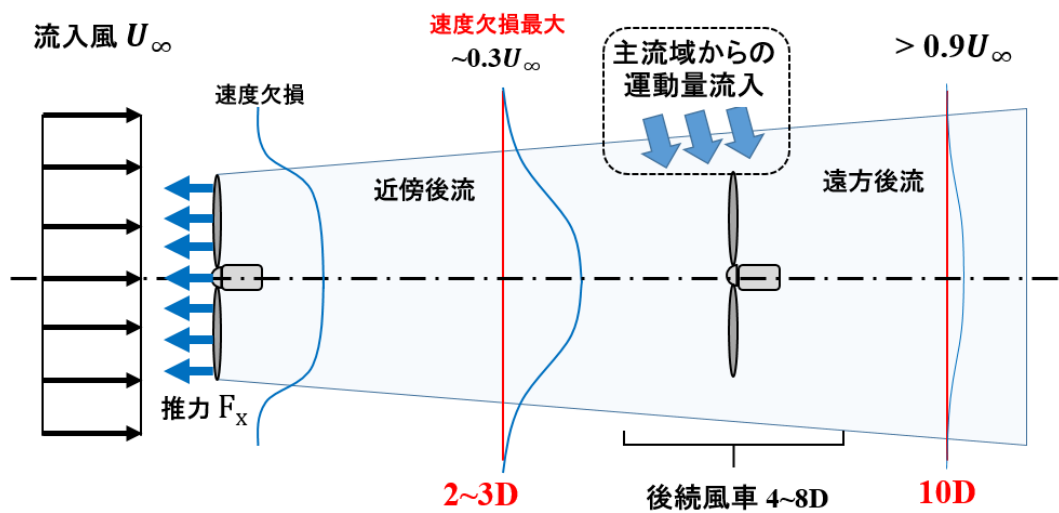


Figure 1-14 : 風車後流の概略図

1.3 風車後流の運動量回復

風車後流における速度欠損は、風速の大きい主流域から風速の小さい後流域へと運動量束が輸送されることで回復していく。この風車後流の運動量回復過程においては、主流域と後流域との間に存在する様々なスケールの渦・風速変動により、輸送される運動量束の大きさが変化すると考えられている。後流域の風速変動に関する模式図を Figure 1-15 に示した。風車直径を D とおいてこれを基準とすると、大小幅広いスケールの風速変動が複雑に絡み合うマルチスケールの流れ場となっている。風車後流の運動量回復を定量的に理解するためにはこれらの風速変動が運動量を後流域へと輸送するメカニズムを明らかにする必要がある。本節においては、風車後流域の運動量回復への寄与が考えられている後流域の風速変動成分について、運動量回復への寄与をこれまでの研究事例と共に解説する。

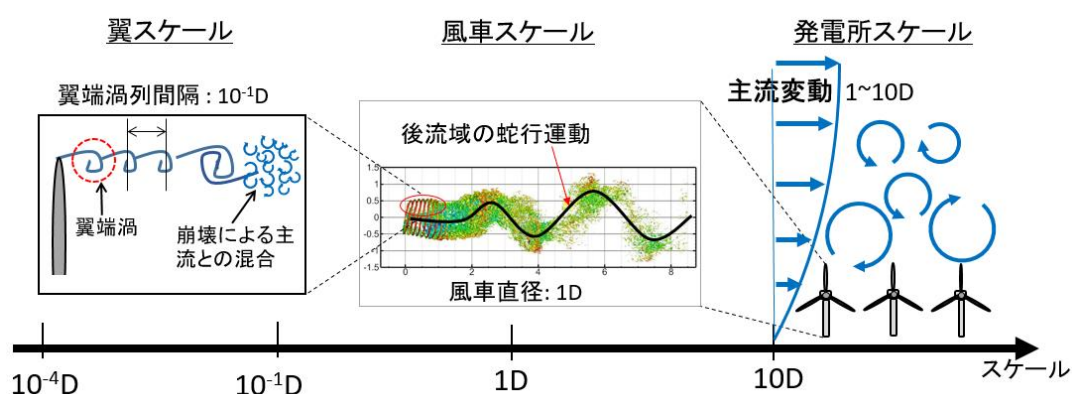


Figure 1-15: 風車後流にまつわる様々なスケールの風速変動

1.3.1 主流変動

主流域における風速変動は大気境界層に代表される。主流変動のスケールは時間スケールにして 100 秒周期の風速変動がピークとして現れ [27]、これは長さスケールにして 1 km 程度となる。風車直径 100 m を仮定すると風車スケールに対して 10 倍程度のスケールをもつ変動であり、後述する風車翼周りの渦と比較すると非常に大きなスケールを含んでいると言える。このような大きなスケールの変動に関してはレーザードップラー計測 (LiDAR) によって実機風車の後流域の空間における風速分布を捉えることで理解を進めてきた。Fuertes ら [28]は LiDAR 計測によって実機風車の主流域の乱流強度の大きさと風速分布の推移との関係を調査した。乱流強度の大きい条件において速度欠損域の消滅が早まることが確認されており、主流と後流域との混合促進が確認されている。Smalikho ら [25]も同様のレーザードップラー計測による風車後流域の風速分布の分析を行っている。彼らは大気が安定している夜間と日光により地表が暖められ、大気中に対流が生じている日中との差分に着目した分析を行っている。後流速度分布の比較においては、乱流強度の小さい夜間において速度欠損領域が長くなる (回復効果が弱まる) という結果が得られている。大気の安定度と後流速度分布の関係については Iungo ら [29]の計測においても報告があり、Smalikho らと同様、流入風の大気境界層が中立安定的な場合と不安定になっている場合とで後流速

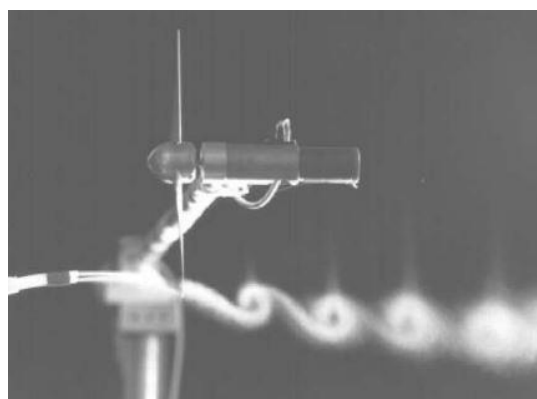
度回復率の比較を実施している。その結果、乱流強度自体には大きな差が無い条件下での比較にもかかわらず、主流方向に対する風速回復傾向は大きな差が確認されている。

1.3.2 翼周りの渦

近傍後流域を大きく特徴付けているのが、風車ブレードの先端及び根本部から発生する翼端渦および翼根渦である。これらは翼面の正圧側と負圧側との圧力差によって誘導される流れが翼端および翼根に生じたものである。スモークでの可視化や、トレーサ粒子を風洞中に流しての高解像度 PIV に基づく後流現象の可視化研究 [30]などによって、後流中に存在する渦の発生と崩壊の様子について理解が進んできた。Figure 1-16 に翼端渦の可視化の様子について示した。翼端渦及び翼根渦のスケールは風車翼の翼弦長に代表されるようなスケール ($\sim 0.01D$) の渦が後流域に発生する。翼端渦列間隔に応じた変動が主流と後流域との境界に現れ、これは $0.1D$ 程度のスケールの変動となる。翼端渦が崩壊することで後流域と主流域との混合が活発になり、後流域の速度回復が促進されるといわれている [31][32]。この翼端渦崩壊は渦列に対して外部刺激が加わることで、より上流側で生じる傾向が確認されている。渦崩壊が上流側で生じることは主流との運動量交換が早期に開始することを意味するため、運動量回復が促進されていると考えることができる。例えば風車の周速比を増大させると渦列間隔が狭まっていき、渦列間の相互干渉による崩壊が促進される [33]。また、風車が受ける流入風の乱流強度が強くなっていくと渦の寿命が短くなり、渦崩壊位置が上流側に大きく推移することが数値解析や風洞試験の結果から確認されている [34]。



NREL の風洞試験 [35]



TU Delft の風洞試験 [36]

Figure 1-16: スモークによる翼端渦の可視化

1.3.3 後流域の蛇行運動

後流域の速度欠損領域全体が上下または左右に揺さぶられながら移流していく運動のことは後流域の蛇行運動と呼ばれている(Figure 1-17)。Ainslie [37]はこの後流域の蛇行運動について、速度欠損域が半径方向に動くことで後続風車が受ける速度欠損の大きさは減少すると考え、蛇行運動には平均風速の低減効果があると解釈している。Larsen らは後流域の蛇

行運動が風車直径の 2 倍以上のスケールを持つ主流変動によって誘起されると考え、これより小規模スケールの渦によって主流域と後流域との混合が生じると考えた [38]. Espana ら [39]は風車後流域の蛇行運動が生じるためには流入風に風車直径以上のスケールの渦や変動が必要であることを実験的に確認している. Trujillo ら [40]は後流域の蛇行運動に着目した LiDAR 計測を実機風車の後流域に対して実施しており、蛇行運動による半径方向の後流中心の移動に合わせたオフセットをとった座標系と空間に固定した座標系の 2 つの視点から後流域の乱流強度を評価することで、翼端渦崩壊などのスケールによって得られた乱流強度と、蛇行運動による乱流強度を分離して捉えている. 彼らは元々あった後流域に対して蛇行運動に起因する乱流強度が加わる (added) ことで蛇行運動による運動量回復効果を表現した. Foti らは LES (ラージエディシミュレーション) によって後流域の蛇行運動に関する可視化を行っており、後流域の蛇行運動の存在が翼端渦列を刺激し、早期崩壊に繋がることを確認している [41]. Howard ら [30]は PIV を用いた風洞試験によって蛇行運動の統計的性質について検討しており、蛇行運動が翼端渦の早期崩壊を生じさせ、後流域と主流域との速度せん断層における混合を促進することで、後流域への運動量流入が発生すると報告している. 蛇行運動に関しては大きな乱流強度を持つ変動であることは多くの研究者に共通した理解があるものの、運動量回復効果については風速分布形状に影響を与えず、パッシブスカラー的な速度欠損領域の輸送を担っているのか、それとも後流域と主流との速度せん断流れの混合に寄与し、直接的な運動量交換の役割を担っているのか、幾つかの解釈が考えられる.

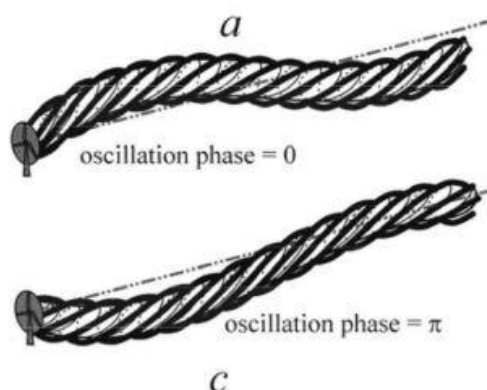


Figure 1-17: 後流域の蛇行 [42]

1.4 関連研究

1.4.1 後流の運動量回復の評価手法

後流域に様々な変動成分が存在している中で運動量回復を議論する場合、変動成分による運動量輸送を考慮した評価手法が必要となる. 流体力学の基本的な評価手法として、流れ場を通過する運動量束や質量流束を定量的に評価するためには、ある検査領域を設定し、境界を通過する量を積算する考え方が古くから用いられてきた. 乱れの小さい流れ場であれ

ば、平均風速の流入出収支を計算することで定量化に大きな問題は生じないが、高レイノルズ数の乱流になるにつれ、時間平均の運動量流入だけでは表現が難しく、レイノルズ応力による寄与が大きくなっていくことがわかってきた。Calaf ら [43]は発達した風力発電所内の大気境界層を LES (ラージエディシミュレーション) で再現し、鉛直方向の乱流エネルギー流束の大きさをレイノルズ応力と時間平均の主流方向速度の積で表現し、風車回転面の最上点と最下点において差分をとることで風車面における乱流エネルギーの流入出を評価している。Cal らも同様の検討を風洞実験において評価を行い、乱流成分による運動量輸送をレイノルズ応力によって定量化している [44]。

Meyer ら [45]は風車回転面を含む後流域に対して伸縮自在の仮想的な流管を設定し、この壁面に作用するレイノルズ応力を含む運動量束を計算することで、流管の変形により風車を通過した運動量束の輸送先を追跡する手法を開発している。彼らは複数台の風車が導入された大規模風力発電所における風車まわりに対し、この手法を用いた解析を行った。風車を通過した運動量束は横方向の風車間隔が大きい場合には主として横方向に輸送されていき、横方向の風車間隔が小さい場合には鉛直上方向に輸送されていくことを確認している。また、主流方向の運動量束の収支を計算する上での風車回転軸に対する円周方向の速度成分の寄与は小さいことが主張されている。

このように着目したい現象に応じた検査面を後流域に配置し、通過する運動量束の収支を計算することで後流域という場における運動量束の流入出を計算することが可能であると考えられる。

1.4.2 風速変動の代表値による運動量回復の整理

1.3 節において、風車後流域の運動量回復においては様々なスケールの変動が関わっていることを解説した。先行研究においては、乱れの主たるパラメータである乱流強度に着目し、後流域の運動量回復・速度回復の評価が広く行われてきた。Jensen は [46]主流方向の運動量保存則に基づいて線形的に拡大する後流モデルを用いて後流域の速度分布推移を表現した。Jensen モデルにおいては、風車推力に応じた一様の速度欠損 Δu を考え、この欠損域が後流拡大率と呼ばれる一定の傾き k_t で拡大することで風速回復に至るものとなっている

$$\frac{\Delta u}{U_\infty} = \frac{1 + \sqrt{1 - C_T}}{(1 + 2k_t x/D)^2} \quad \text{式 1-3}$$

線形的に拡大する後流域という考え方をベースとしたモデルは近年でも広く用いられており、運動量回復の大きさに対応する後流拡大率の決定においては風速変動の代表値である乱流強度を用いて各サイト・運転条件における風速の運動量回復量を表現できるように改良が進んでいる。Niayifar ら [47]は主流方向の乱流強度を用いた簡単な一次関数で後流拡大率の予測を提案しており、実用的なモデルとして様々な研究者・事業者にも利用されている。

このように風速変動のパラメータとして乱流強度を用いた運動量回復過程の整理が行われている一方で、風速変動の長さスケールに着目して後流域に輸送される運動量束を定量評価した例は極めて少ない。本研究においては、風車後流構造の中でも工学上意義の大きい

主流から後流域への運動量輸送について、風速変動が持つ長さスケールに着目した分析を行った。

1.5 研究目的

本研究では、風車後流域の運動量回復過程の解明を目的とし、特に、主流からの運動量流入が生じる場合の流体现象（風速変動の長さスケール）に着目した関係性を明らかにする。そのためには後流域における運動量束の流入出について定量的に把握する必要がある。評価手法の開発とともに、主流からの運動量束の流入出量と風速変動の長さスケールの関係性を明らかにする。

1.6 アプローチ

主流からの運動量束の流入出量と風速変動の長さスケールの関係性を明らかにするため、まずは後流域の運動量束の流入出の評価手法の開発を行う。後流域に対して風車回転面後方に円筒型の検査面を設定し、これを通過する運動量束の総和を取ることで評価を行った。今回確認する流入運動量束は主流から後流域へと移動する運動量束のことを指し、主流域と後流域との境界を設定する必要がある。後続風車が発電に利用できる運動量束に着目し、円筒型検査面の直径は風車直径と同一とした。風速変動の長さスケールの評価に関しては乱流拡散理論における評価指標があり、積分特性スケールを指標として用いることとした。

運動量束の定量評価に関する手法を開発したあと、風車半径に代表されるスケールの変動が後流域と主流との境界に存在するような条件に対し、開発した評価手法を適用することで目的の達成を目指す。風速変動を後流域に与える手法としては、流入風に変調を加える手法と風車の運転条件による付加が考えられるが、後流域と主流との境界に風速変動を与えることを考えた場合、後流域自体が変動していたほうが都合がよいため運転条件の変更によって後流域に風速変動を与えることとした。流れ方向および半径方向の変動の付加は、周期的に変化するヨー角変動を与えることで、後流域に対して風車半径に代表されるスケールの風速変動を付加する。このような運転条件は実機風車や風洞試験では再現が困難であるため、数値流体力学を用いた検討を行う。

1.6.1 後流域への風速変動の付加

後流域に様々なスケールの変動を与えるための手法として、風車のヨー角を周期的に変化させる周期的ヨー角条件を考えた。風車の動きの概略について Figure 1-18 に示す。周期的にヨー角を変更すると、風車の回転面の向きが変化するため、風車の推力（スラスト）が流入風向に対して斜めに作用することになる。その結果、後流域に発生する速度欠損領域の移流方向が流入風向に対して傾き、結果として図中のような蛇行運動を発生させることができると考えられる。パラメータとして(1)ヨー角の大きさと(2)変動周波数の2つを設定し、これらを変更することで様々な長さスケールの変動を後流域に与えられると予想できる。

後流域の運動量回復量を確認することで、変動スケールによる運動量回復効果を検証する。

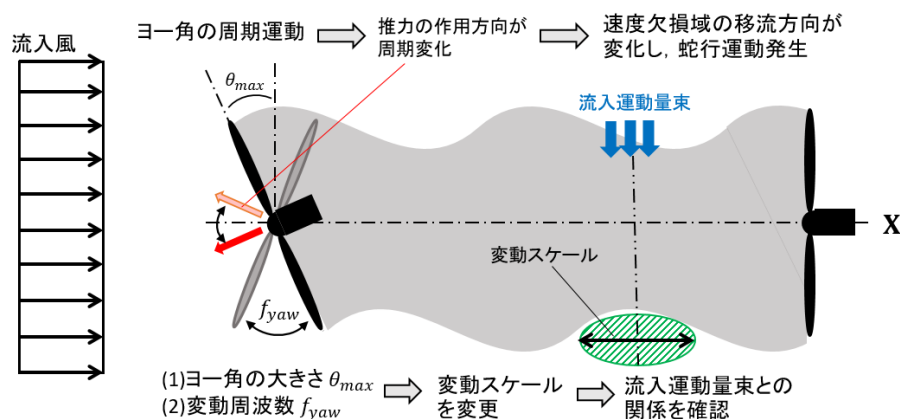


Figure 1-18：ヨー角の周期運動を用いた蛇行運動の付加

1.7 構成

本論文は、以下のように構成されている。

本章では、研究背景として世界の風力エネルギー事情および我が国における風力発電の導入状況について解説し、大規模風力発電所における風車後流干渉による風車出力低下の問題を紹介した。後流干渉を議論する上では遠方後流域における速度分布が重要となる。先行研究より明らかとなっている後流域の風速分布と、その回復傾向を決定づける後流域の翼端渦や蛇行運動などの乱流成分の存在と構造について解説した。先人たちの後流計測事例により、主流からの運動量流入について乱流強度を用いた現象の整理が進められている。一方で乱流運動の長さスケールに関しては十分な考察がなされておらず、本研究においてはこれに着目し、後流域における運動量束の流入出と変動の長さスケールとの関係について分析することを目的として設定した。これを達成するためのアプローチとして、運動量の流入出を定量評価する手法を設計し、ヨー角の周期運動を用いて様々な長さスケールの変動を与えた後流場に対して運動量束と変動の長さスケールを評価することとした。

第2章では、本研究で用いる手法について設定および解説を行う。第1章で設定した周期的なヨー角条件を与えた際の後流域の運動量束を評価するため、後流域における運動量評価式を作成する。この際に各項のオーダー評価を行うことで運動量回復において重要な項に関する考察を行う。加えて、本研究で用いる非定常CFDによる後流解析手法と解析結果の評価手法について解説する。

第3章では、主に2章で設定した評価手法と研究手法に関する検証を行う。代表的な運転条件である周速比変更計算を実施し、風洞試験結果との比較を通して妥当性の検証を行うと共に、2章において設定した後流域の運動量評価式の妥当性を確認していく。運動量評価式に基づいて各項の寄与率を計算することで、後流域の拡大によって生じた側方からの

平均流による運動量輸送と、レイノルズ応力の作用による運動量増分の寄与率を確認する。また、固有値分解を用いて周波数ごとにモード分解することにより、後流域に存在する風速変動の成分の抽出を行う。ここで得られたパワースペクトルは 4 章において与える周期的ヨー運動の周波数設定における指針として利用する。

第 4 章では、周期的なヨー運動を与えた条件における後流解析を実施し、風速変動の長さスケールとこれに対する運動量束の流入出の関係を分析する。第 2 章で設定した運動量評価式における評価によって各後流位置における主流からの流入運動量束を評価し、また、積分特性スケールを用いて後流域に存在する変動の長さスケールの定量化を行う。これらの関係について分析し、主流からの運動量束の流入出量と風速変動の長さスケールの関係性を明らかにする。

第 5 章では、以上の解析結果について整理し、本研究の総括を述べる。

第2章 研究手法

2.1 運動量回復の定式化とオーダー評価

後流域の運動量回復は、風速の小さい後流域が風速の大きい主流域から運動量を取り込むことで進行していく。本節では後流域における運動量交換の現象について数式を用いて整理し、各項の寄与について考えていく。まず、後流域の空間に対して検査面を考え、これを貫く運動量束を定式化する。

後流域の風速回復過程において、どのような要素の寄与が大きいだろうか。これを調べるため、まずは後流域における運動量評価式を立て、各項のオーダー評価を行うことで重要な成分を抽出することを考える。後流干渉による影響がもっとも顕著に現れる条件として、流入風向に対して風車の真後ろに後続風車が配置されているような状況を想定し、後続風車が受ける風が持つ運動量束の評価を行う。

まず、検査面の設定を行う。運動量の回復過程に着目するため、近傍後流域の速度欠損の発達過程については範囲外とし、風速回復が開始する位置である x_1 から後続風車の想定位置 x_2 までを流れ方向の範囲として考える。続いて各後流位置における断面の取り方が問題となるが、本研究では Figure 2-1 に示すように風車のロータ面積 $A = \pi D^2/4$ の円盤を用いることとする。これは、発電量評価に用いられる指標であるロータ等価風速の計算における検査面の定義に合わせた設定となっており、後続風車が利用できる風が持つ運動量の評価として妥当なものと考えられる。

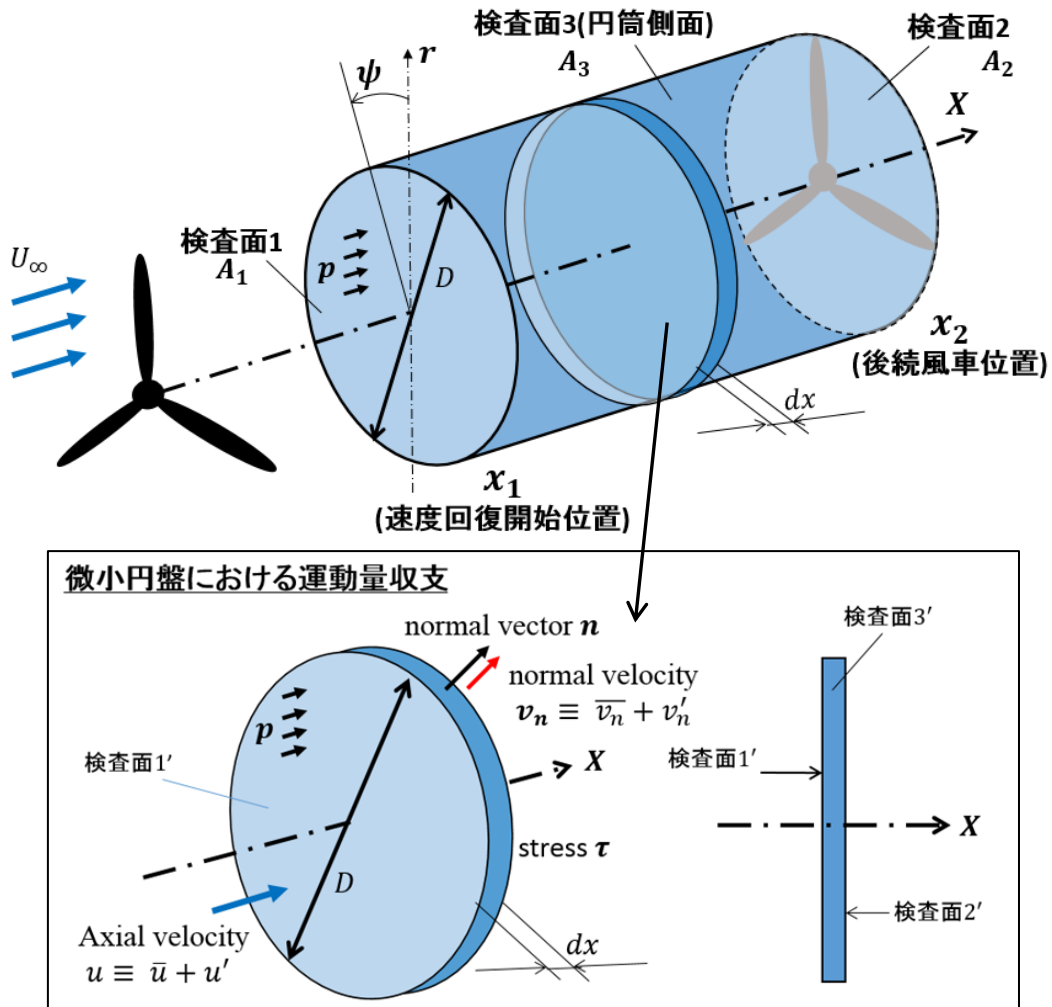


Figure 2-1 : 遠方後流域における運動量式を考える上での検査面

まず、後流域の検査面内に幅 dx の微小円盤を考え、この微小円盤内での運動量の収支を考えていく。Figure 2-1 に示す円筒面は、長さ dx の微小円盤を x_1 から x_2 まで積分したものと見なすことができるため、微小円盤に対する運動量収支に関する式を立て、これを流れ方向に対して積分することで後流域全体の運動量収支を求めることができる。

Figure 2-1 の下部に、微小円盤に作用する力および関連する速度成分を図示した。流れ方向に対して上流側を検査面 1'、下流側を検査面 2'、側面を検査面 3' と設定し、主流方向 (X 方向) の運動量について、単位時間あたりの増減に関する立式を行う。まず、微小円盤内に含まれる運動量の時間変化は式 2-1 のように書き表すことができる。ここで運動量は時間平均の主流方向速度 \bar{u} に関して定義した。ここで T は十分大きな時間窓である。

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_V \rho \bar{u} dV \quad (V = \frac{\pi D^2}{4} dx) \tag{式 2-1}$$

$$u \equiv \bar{u} + u' \quad \bar{u} = \frac{1}{T} \int_0^T u dt$$

運動量の変化はその領域に働く力と領域に流入する運動量の和に等しい．考慮すべき要素は境界面に働く圧力 p および応力 τ ，この領域を囲む検査面を通して流入する運動量 $\rho u v_n$ などである．体積力も一般的には式に含む必要があるが，流体を空気と仮定したとき作用するのは重力や浮力など鉛直方向に作用する力であるため，主流方向の運動量式においてはこれを無視する．立式に際しては運動量保存の関係式（例えば [48]を参照）を参考にした．ここで v_n は検査面に対する法線ベクトル \mathbf{n} 方向の速度である．これらを式で表すと次のようになる．

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \iiint_V \rho \bar{u} dV &= - \iint_{A'_1} (p_1 \mathbf{n}_1 + \rho \bar{u}_1^2 - \rho \overline{u'_1 u'_1}) dA'_1 \\ &\quad - \iint_{A'_2} (p_2 \mathbf{n}_2 + \rho \bar{u}_2^2 - \rho \overline{u'_2 u'_2}) dA'_2 \\ &\quad - \iint_{A'_3} \left(\rho \overline{u_3 v_{n,3}} - \mu \frac{\partial \bar{u}_3}{\partial r} - \rho \overline{u' v'_n} \right) dA'_3 \end{aligned} \quad \text{式 2-2}$$

$$(A'_1 = A'_2 = \frac{\pi D^2}{4}, \quad A'_3 = \pi D dx)$$

式 2-2 の右辺第一，第二，第三項はそれぞれ検査面 1,2,3 における運動量増分を表す．

いま，十分発達した後流を考えれば，ある後流位置において運動量の時間変化は無視することができる．また，重力や浮力の影響を無視すると次のように式変形できる．

$$\begin{aligned} \iint_{A'_1} (p_1 + \rho \bar{u}_1^2 - \rho \overline{u'_1{}^2}) dA'_1 + \iint_{A'_2} (p_2 + \rho \bar{u}_2^2 - \rho \overline{u'_2{}^2}) dA'_2 \\ + \iint_{A'_3} \left(\rho \overline{u_3 v_{n,3}} - \mu \frac{\partial \bar{u}_3}{\partial r} - \rho \overline{u' v'_n} \right) dA'_3 = 0 \end{aligned} \quad \text{式 2-3}$$

これを後流域の速度回復開始位置 x_1 から後続風車位置 x_2 まで積分すると，次の式 2-4 のように整理できる．このとき左辺は後続風車位置における運動量束であり，この項の増大が後続風車の発電量増大に繋がる． ψ は後流域の円形断面における円周方向の角度である．

$$\begin{aligned} \iint_{A_1} \rho \bar{u}^2_{x_2} dA_1 &= \iint_{A_2} \left(\rho \bar{u}^2_{x_1} + (p_{x_1} - p_{x_2}) + (\rho \bar{u}_1^2 - \rho \bar{u}_2^2) \right) dA_2 \\ &\quad + \frac{D}{2} \int_{x_1}^{x_2} \int_0^{2\pi} \left(\rho (\overline{u v_n})_{x,\psi} - \rho (\overline{u' v'_n})_{x,\psi} - \mu \left(\frac{\partial \bar{u}_3}{\partial r} \right)_{x,\psi} \right) d\psi dx \end{aligned} \quad \text{式 2-4}$$

導出した運動量式の各成分のオーダーを見積もり，寄与の大きい項と小さい項について考察を行う．まず，主流方向速度や流体の密度など基本量のオーダーを次の Table 2-1 のように設定する．主流方向速度のオーダーは流入風速 U_∞ と同程度とし，これに直交する半径方向成分はこれの 1/10 程度の大きさとした．変動成分は一般的な乱流強度のオーダーに揃えて主流方向・半径方向ともに， U_∞ に対して 10%ほどであると見積もる．粘性係数は $O(10^{-5})$ ，せん断応力項にあらわれる半径方向の距離 Δr については風車直径 D と同等のスケールであり，商用風車を想定すると $O(10^2)$ である．

Table 2-1: 各要素のオーダー

主流方向平均風速 $\bar{u} \cong U_\infty$	主流方向変動風速 $u' \cong \frac{U_\infty}{10}$	半径方向平均風速 $\bar{v}_n \cong \frac{U_\infty}{10}$	半径方向変動風速 $v'_n \cong \frac{U_\infty}{10}$
空気の密度 $\rho \cong 1$	空気の粘性係数 $\mu \cong 10^{-5}$	半径方向長さ $\Delta r \cong D$	圧力 $p \cong U_\infty^2$

以上の設定のもと、式 2-4 における各項のオーダーを計算する。計算の途中で現れる π などの定数係数は適宜簡略化して計算している。また、積分範囲である $x_2 - x_1 = 4D$ として計算した。

(1) 風速回復開始位置 x_1 と後続風車位置 x_2 の運動量束項

$$\begin{aligned} \iint_A \rho \bar{u}^2_{x_1} dA &\cong U_\infty^2 \times \frac{\pi D^2}{4} = \frac{\pi D^2 U_\infty^2}{4} \sim D^2 U_\infty^2 \\ \iint_A \rho \bar{u}^2_{x_2} dA &\cong U_\infty^2 \times \frac{\pi D^2}{4} = \frac{\pi D^2 U_\infty^2}{4} \sim D^2 U_\infty^2 \end{aligned} \quad \text{式 2-5}$$

(2) 風速回復開始位置 x_1 と後続風車位置 x_2 のレイノルズ応力項

$$\begin{aligned} \iint_A \rho \overline{u_1'^2} dA &\cong U_\infty^2 \times \frac{\pi D^2}{4} = \frac{\pi D^2 U_\infty^2}{400} \sim \frac{D^2 U_\infty^2}{100} \\ \iint_A \rho \overline{u_2'^2} dA &\cong \frac{U_\infty^2}{100} \times \frac{\pi D^2}{4} = \frac{\pi D^2 U_\infty^2}{400} \sim \frac{D^2 U_\infty^2}{100} \end{aligned} \quad \text{式 2-6}$$

(3) 風速回復開始位置 x_1 と後続風車位置 x_2 の圧力項

$$\begin{aligned} \iint_A p_{x_1} dA &\cong U_\infty^2 \times \frac{\pi D^2}{4} = \frac{\pi D^2 U_\infty^2}{4} \sim D^2 U_\infty^2 \\ \iint_A p_{x_2} dA &\cong U_\infty^2 \times \frac{\pi D^2}{4} = \frac{\pi D^2 U_\infty^2}{4} \sim D^2 U_\infty^2 \end{aligned} \quad \text{式 2-7}$$

(4) 円筒側面から流入する平均流項

$$\frac{D}{2} \int_{x_1}^{x_2} \int_0^{2\pi} \rho (\bar{u} \bar{v}_n)_{x,\psi} d\psi dx \cong 1 \times U_\infty \times \frac{U_\infty}{10} \times \pi D (x_2 - x_1) = \frac{2\pi D^2 U_\infty^2}{5} \sim D^2 U_\infty^2 \quad \text{式 2-8}$$

(5) 円筒側面におけるレイノルズ応力項

$$\frac{D}{2} \int_{x_1}^{x_2} \int_0^{2\pi} \rho (\overline{u'v'_n})_{x,\psi} d\psi dx \cong 1 \times \frac{U_\infty}{10} \times \frac{U_\infty}{10} \times \pi D (x_2 - x_1) = \frac{\pi D^2 U_\infty^2}{25} \sim \frac{D^2 U_\infty^2}{10} \quad \text{式 2-9}$$

(6) 円筒側面におけるせん断応力項

$$\frac{D}{2} \int_{x_1}^{x_2} \int_0^{2\pi} \mu \left(\frac{\partial \bar{u}_3}{\partial r} \right)_{x,\psi} d\psi dx \cong 10^{-5} \times \frac{U_\infty}{D} \times \pi D(x_2 - x_1) = \frac{4\pi D U_\infty}{10^5} \sim \frac{D U_\infty}{10^4} \quad \text{式 2-10}$$

まず，寄与の小さい項について考えていく． $DU_\infty > 1$ であることから，せん断応力が直接的に運動量回復に与える影響は他の項と比較して十分に小さいことがわかる．したがって運動量式からこれを除外し，式 2-11 のようにまとめられる．

$$\begin{aligned} \iint_{A_2} \rho \bar{u}^2_{x_2} dA &= \iint_{A_1} \left(\rho \bar{u}^2_{x_1} + (p_{x_1} - p_{x_2}) + (\rho \bar{u}'_1{}^2 - \rho \bar{u}'_2{}^2) \right) dA_1 \\ &\quad + \frac{D}{2} \int_{x_1}^{x_2} \int_0^{2\pi} (\rho (\bar{u}v_n)_{x,\psi} - \rho (\bar{u}'v'_n)_{x,\psi}) d\psi dx \end{aligned} \quad \text{式 2-11}$$

続いて圧力項に関しては項自体が持つオーダーは大きいと予想されるものの，遠方後流域においては p_{x_1} と p_{x_2} 共に大気圧と同程度まで回復しており，加えて p_{x_1} と p_{x_2} がそれぞれ逆方向に作用するため最終的な寄与率は小さいと予想できる．圧力項と同様， x_1 と x_2 に作用するレイノルズ応力項についてもそれぞれが逆方向に作用し合い，最終的な合算値で考えたときに打ち消しあう性質があることと，項のオーダーが小さいことから運動量収支の総和においては無視できると考えられる．一方で寄与が大きいと考えられるのは式 2-5 の運動量束項または式 2-8 の平均流項である．これに次いで式 2-9 のレイノルズ応力項の寄与が大きいと予想できる．以上の考察から後続風車位置 x_2 における運動量束の大きさは次の式 2-12 のように 3 つの項によって近似できる．オーダー評価の結果を踏まえると，風速極小位置における運動量束 $\rho \bar{u}^2_{x_1}$ を大きくすることに加えて，側方から流入する運動量束 $\rho (\bar{u}v_n)_{x,\psi}$ ，またはレイノルズ応力 $\rho (\bar{u}'v'_n)_{x,\psi}$ による運動量回復を増大させることが後流コントロールにおいて有効であると考えられる．

$$\iint_{A_2} \rho \bar{u}^2_{x_2} dA_2 \cong \iint_{A_1} \rho \bar{u}^2_{x_1} dA_1 + \frac{D}{2} \int_{x_1}^{x_2} \int_0^{2\pi} (\rho (\bar{u}v_n)_{x,\psi} - \rho (\bar{u}'v'_n)_{x,\psi}) d\psi dx \quad \text{式 2-12}$$

2.1.1 レイノルズ応力

乱流現象による運動量輸送は変動風によって生じる応力（レイノルズ応力）として評価される．（解説における数式等は [48]を参考にした）．Figure 2-2 に後流域のような速度せん断層において流体塊が輸送された場合の模式図を示した．風速変動が存在する場合の中で，変動成分によって流体塊が移動する距離 l をとしたとき，後流域と主流域との中間座標 y_0 から距離 l だけ離れた後流域と主流域の流体塊の速度はそれぞれ $u(y_0 - l)$ および $u(y_0 + l)$ と書き表せる．今，発生する半径方向の風速変動 v' の大きさや傾度がある確率分布に従って生じる場合，座標 y_0 の位置に対して，半径方向速度 $v' > 0$ のとき $u(y_0 - l)$ の風速を持つ流体塊が輸送されてくる．風速の大きさに着目すると， $u(y_0) > u(y_0 - l)$ であるから，この時座標 y_0 の風速変動 u' は負の値($u' < 0$)となる．反対に $v' < 0$ のときには $u(y_0 + l)$ の風速を持つ主流域の流体塊が運ばれてくる． $u(y_0 + l) > u(y_0)$ であるから座標 y_0 の風速変動は正の値($u' > 0$)となる．

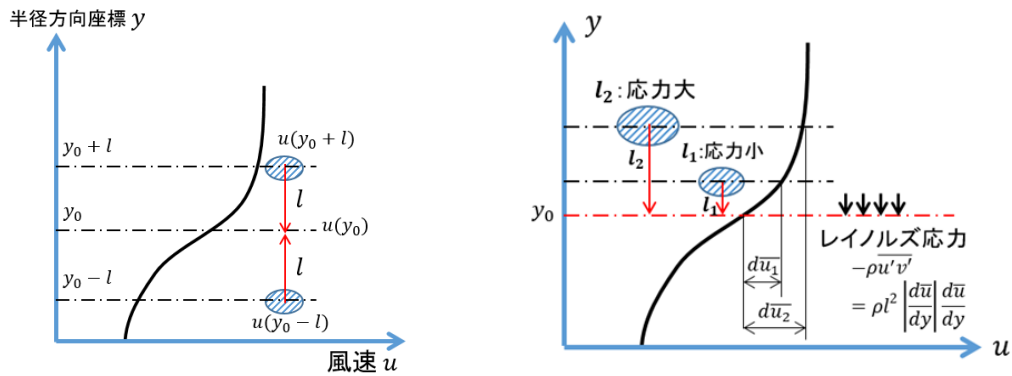


Figure 2-2 : 後流域と主流域とのせん断流れにおける流体塊の輸送

このように整理したとき、後流域におけるせん断層に生じる風速変動は主流方向速度成分 u' と半径方向速度成分 v' とで独立ではなく、 $v' > 0$ ならば $u' < 0$ 、 $v' < 0$ ならば $u' > 0$ といった相関関係が存在している。この時、時間平均場における y_0 平面を通過する単位面積あたりの主流方向運動量束を考え、風速変動の方向を $\pm u'$ 、 $\pm v'$ で表現すると、その増分は面内に作用する応力として考えることができる。この疑似的な応力を τ_r とおけば、次のようにその値を計算できる。

$$\begin{aligned}
 \tau_r &= E[\rho(u \pm u') \cdot \mp v'] \\
 &= E[-\rho u' v'] \\
 &= -\rho \overline{u' v'}
 \end{aligned}
 \tag{式 2-13}$$

ここで E はアンサンブル平均を、 ρ は流体の密度を表している。この乱流の風速変動に起因する見かけの応力がレイノルズ応力と呼ばれている。後流域から主流域に向かう方向を正としたとき、この式が意味するものは主流域から後流域への運動量の輸送であり、後流域に存在する風速変動が運動量回復をもたらす基本的な仕組みを説明するものである。

レイノルズ応力を風車後流域において算出することで、風速変動による運動量束の流入・流出を表現することができる。Barlas ら [49] は大気境界層による風速変動が与える運動量回復効果について、後流域においてレイノルズ応力分布の可視化による評価を行っており、大気境界層のウインドシアが大きくなるにつれて近傍後流域における翼端渦の崩壊位置に大きなレイノルズ応力が発生していることを確認した。また Goit らはレイノルズ応力の可視化によって風車制御に対する後流域の運動量回復効果を定性的に確認している [50]。

2.2 後流の数値解析

2.2.1 後流モデリングの分類

風車翼周り、そして風車後流に存在する現象のスケールはコルモゴロフスケールから風車直径の数倍のスケールと多岐に渡る。従ってモデル化に関してはどのスケールまでを考慮するかでモデリングの解像度や扱う手法が変化する。まず、最も簡単な後流モデルは風車のスラスト係数を用いて速度欠損を推定し、後流域の形状を矩形またはガウス分布で表現

する運動量モデルであり、実際の配置の検討などで広く用いられている。速度欠損の予測と発電量予測において力を発揮するが、非定常挙動を捉えることはできないため、後流域の非定常現象の表現には時間平均の速度分布から予測される乱流強度分布を与えることになる。

風速変動など近代的な後流モデリングとして CFD が利用されるようになったことは計算機の性能向上が大きい。ロータの形状および運動を直接解像して後流域に反映させるは本研究でも使用する手法である。

Table 2-2: 後流域の数値モデルの分類

手法	後流域の表現	ロータの表現
運動量モデル	自己相似解	スラスト係数
CFD+アクチュエータモデル	体積格子, Euler/RANS/LES*	AD/AL/AS**
CFD (ロータ解像)	体積格子, Euler/RANS/LES	体積格子

*RANS, Reynolds-averaged Navier-Stokes; LES, large eddy simulation

**AD, アクチュエータディスク; AL, アクチュエータライン; AS アクチュエータサーフェス

2.2.1.1 運動量モデル

Jensen らは運動量理論に基づくによる後流解析モデル [46]は、線形的に拡大する後流域を仮定し、後流域における運動量保存式から速度分布を解析的に算出するモデルを考案した。初期の運動量モデルにおいては風車の主流方向に対するスラスト力と地表面の粗度の2つのパラメータを用い、後流域の風速分布も一様流分布としてモデル化する単純なものであったが、その後、より実際の分布形状に近づけるため、ガウス分布でモデル化する Larsen のモデルが登場し、加えて風車の様々な運転条件に対応したモデリングが進んだ。風車の回転面が流入風に対して傾いた(ヨーエラーが存在する)条件における後流域の屈折に対応した Qian-Ishihara モデル [51] (Figure 2-3) は、流入風の乱流強度とヨー角の大きさに対応した変位量に関して数値解析と計測データに基づくフィッティングを行い、後流域の屈折を表現できるモデルとなっている。

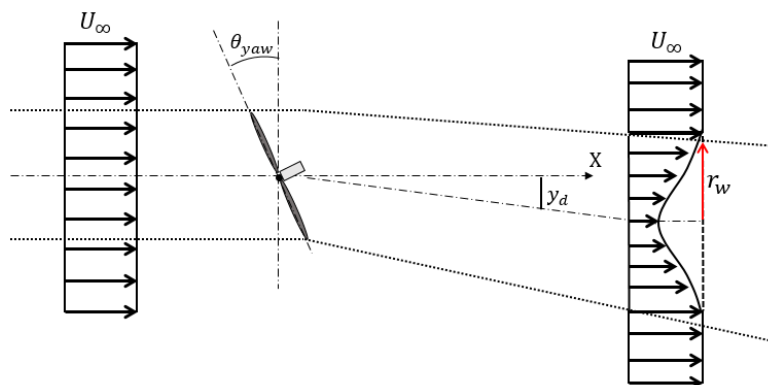
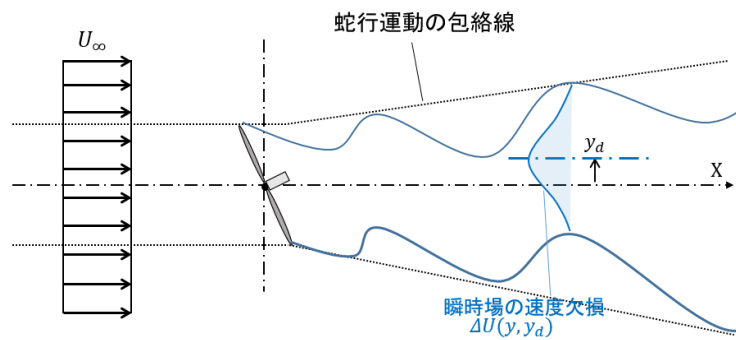
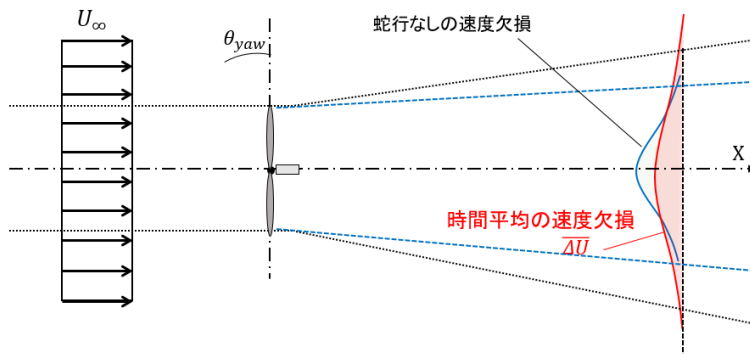


Figure 2-3: 後流域の屈折を考慮した運動量モデル(Qian-Ishihara モデル [51])

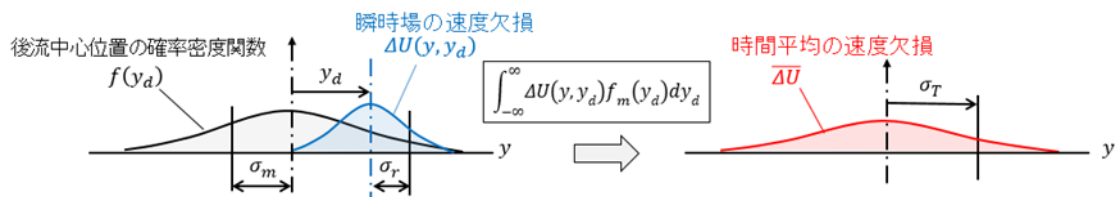
Braunbehrens ら [52]は後流域の蛇行運動による速度欠損の低下を運動量モデルに組み込んだ。Figure 2-4 にモデルの概略を示した。このモデル化においては序論で述べたパッシブスカラーの仮定に基づいて作られている。図中(a)は蛇行運動時の瞬時場の様子であり、速度欠損のガウス分布形状は保持されたまま半径方向に移動する。この移動量を確率密度関数で表現し、時間平均されることで平均場における速度分布が取得できるよう拡張している。時間平均に直すと(b)のような速度分布形状が得られ、蛇行運動がない場合と比較すると後流域の幅が広がり、結果として後流域の平均風速は増大する。



(a) 蛇行運動の瞬時場での表現



(b) 蛇行運動の時間平均場での表現



(c) 瞬時場の速度分布と中心位置の確率密度分布の重ね合わせによる平均速度分布の算出

Figure 2-4 パッシブスカラー仮定に基づいた後流域の蛇行運動のモデル化 (Braunbehrens の後流モデル [52])

2.2.1.2 乱流現象のモデリング

先に紹介した運動量モデルにおいては、渦の発生を含む乱流現象に関しては、後流域の拡大の大きさという形で表現されており、風車から発生する翼端渦などの現象に関しては直接扱うことができなかった。そこで後流域の風速変動を扱うため、CFD によって流体運動を解き、後流現象の振る舞いを再現する手法が広く扱われるようになった。

乱流現象のモデリングが必要な理由としては、完全な解像を目指す計算コストが大きくなりすぎてしまうからである。モデル化を行わない場合、支配方程式である Navier-Stokes 方程式を直接離散化して解くことになる。これは DNS (Direct Numerical Simulation) と呼ばれている。元となる支配方程式に忠実である為、乱流の数値シミュレーションとしては最も厳密な解を得ることが可能である。しかし現実には乱流の基礎研究の分野においてでしか利用されておらず工学的な利用例は皆無である。その原因として、全ての渦スケールを扱う上での膨大な計算コストが挙げられる。計算規模の理解の為、ここで DNS を実施する上で必要となる格子点数を見積もってみよう。乱流における最小スケール l_k はコルモゴロフ理論によると平均エネルギー輸送率 ϵ と動粘性係数 ν のみで決定され、次のように表せる [53]。

$$l_k = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{4}} \quad \text{式 2-14}$$

ここでエネルギー輸送率 ϵ は実験的に導かれており、

$$\epsilon = A \frac{v_0^3}{l_0} \quad \text{式 2-15}$$

となることが知られている。ここで A は 1 程度の大きさの比例定数であり、 l_0 はエネルギー保有領域における渦の代表スケール、 v_0 は速度変動の代表スケールである、代表渦スケールと最小スケールの比を取ることで解像度を概算すると、

$$\left(\frac{l_0}{l_k} \right)^3 \approx \left(\frac{v_0 l_0}{\nu} \right)^{\frac{9}{4}} = Re_T^{\frac{9}{4}} \quad \text{式 2-16}$$

$$\text{Where } \frac{v_0 l_0}{\nu} \equiv Re_T$$

ここで Re_T は乱流のレイノルズ数を表している。一般的に $Re_T \gg 1$ であり、例として直径 $D = 0.1 \text{ m}$ の円柱に $U = 10 \text{ m/s}$ で空気が流入する場合におけるレイノルズ数を考えると、 $Re_T = \frac{UD}{\nu} = 6.7 \times 10^4$ となり、乱流を解像するに要する格子数は $O(7.1 \times 10^{10})$ となる。流れを表現する変数として密度、速度の 3 成分、圧力の 5 変数を用意し、それぞれに対して 8 Byte (バイト) ずつ割り当てると、計算機に要求するメモリは 3TB 程度となる。以上の観点から DNS が実用的な問題に適用できるものではないとわかる。

(1) RANS

工学的な乱流表現として幅広く用いられているのが RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes) である。RANS においては速度または圧力場を次の式 2-17 のように平均値と変動

値に分解して取り扱う．一般的にこの操作はレイノルズ分解と呼ばれる．ここで T は乱れの特性時間より十分に長い時間である．

$$\begin{aligned} \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) &= \bar{\mathbf{u}}(\mathbf{x}) + \mathbf{u}'(\mathbf{x}, t) \\ \bar{\mathbf{u}}(\mathbf{x}) &= \frac{1}{T} \int_0^T \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) dt, \quad \overline{\mathbf{u}'}(\mathbf{x}, t) = 0 \end{aligned} \quad \text{式 2-17}$$

非圧縮性流体の場合，この関係を非圧縮の Navier-Stokes 方程式に適用すると，次のレイノルズ平均された Navier-Stokes 方程式が得られる．

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{u}}}{\partial t} + (\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla) \bar{\mathbf{u}} = -\frac{1}{\rho} \nabla \bar{p} + \nu \nabla^2 \bar{\mathbf{u}} - \nabla \cdot (\overline{\mathbf{u}'\mathbf{u}'}) \quad \text{式 2-18}$$

ここで $\overline{\mathbf{u}'\mathbf{u}'}$ の項は変動速度場の相関を表し，レイノルズ応力と呼ばれる．この項は乱流による移流効果を表している．この項の物理的解釈については4章で詳しく解説する．数値的な扱いを考えると変動速度場の表現は困難であるため，この項を平均速度場で表現することを考える．ブシネスク [54]はレイノルズ応力が平均速度場の勾配に比例するという仮説のもと，次のモデル化を行った．

$$\overline{\mathbf{u}'\mathbf{u}'} = \nu_T (\nabla \bar{\mathbf{u}} + (\nabla \bar{\mathbf{u}})^T) \quad \text{式 2-19}$$

このブシネスクの近似により，乱流による拡散効果が分子粘性による拡散に渦粘性係数 ν_T を加えた形へと置き換えることができる．このように複雑な乱流現象を1つのパラメータに集約して表現できるのが RANS の特徴であり，広く利用されている理由である．この渦粘性係数を与える手法は幾つか存在しているが，混合長モデル，1方程式モデルの Spalart-Allmaras モデル [55]，Wilcox らの2方程式モデル [56]，Menter の $k-\omega$ SST モデル [57]などが使用される場合が多い．

(2) LES

近年の計算機性能の向上により，より直接的に乱流の非定常現象を扱えるようになってきた．後流計算の分野においても先述の RANS の代わりに LES の利用ケースが増えている．LES は時間平均場を扱う RANS に対して空間平均の手法である．数式で表すと，

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \tilde{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t) + \mathbf{u}'(\mathbf{x}, t) \quad \text{式 2-20}$$

$$\tilde{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t) = \int \mathbf{u}(\boldsymbol{\xi}, t) \mathbf{G}(\mathbf{x} - \boldsymbol{\xi}, \Delta) d\boldsymbol{\xi}$$

ここで， $\mathbf{G}(\mathbf{x} - \boldsymbol{\xi}, \Delta)$ はフィルター関数であり，一般的には指数関数を用いる Gaussian フィルターや，実空間と波空間で対の関係にある Sharp cutoff フィルターと Top hat フィルターが使用される場合が多い，RANS と同様に平均処理を施した速度を Navier-Stokes 方程式に適用すると，レイノルズ応力と同様，方程式右辺にサブグリッドスケール (SGS) 応力が現れる．

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{u}}}{\partial t} + (\tilde{\mathbf{u}} \cdot \nabla) \tilde{\mathbf{u}} = -\frac{1}{\rho} \nabla \tilde{p} + \nu \nabla^2 \tilde{\mathbf{u}} - \nabla \cdot (\tilde{\mathbf{u}}\tilde{\mathbf{u}} - \tilde{\mathbf{u}}\tilde{\mathbf{u}}) \quad \text{式 2-21}$$

この SGS 応力は計算格子で解像されない小規模渦の効果を表したものであり、これも RANS と同様に速度勾配に比例すると仮定すれば、式 2-22 のように計算される。ここで係数となる SGS 渦粘性係数 ν_{SGS} は多くの場合 Smagorinsky モデル [58] を用いて Δ の 2 乗に比例した計算が行われる。

$$\boldsymbol{\tau}_{\text{SGS}} = \widehat{\mathbf{u}\mathbf{u}} - \widetilde{\mathbf{u}\mathbf{u}} = -\nu_{\text{SGS}}(\nabla\mathbf{u} + (\nabla\mathbf{u})^T) \quad \text{式 2-22}$$

(3) 擬似 DNS

LES においては端数空間で見たときの主たるエネルギー保有領域に該当するスケールの渦を直接的に扱い、格子サイズ以下の乱流の散逸効果を SGS モデルが担っていた。しかし、現実的な問題として、風車後流のような複雑な乱流場または圧縮性ソルバーにおける LES に用いる SGS モデルの構築は容易ではない。このような問題を回避するため、平均処理を施さないオリジナルの NS 方程式を離散化し、スキーム自体に組み込まれた数値粘性に SGS モデルと同様の散逸効果を担わせる。このような手法は擬似 DNS (Quasi-Direct Numerical Simulation)、または陰的 LES と呼ばれている。従来の LES のように SGS モデルの構築を必要としないため、複雑な乱流場の解析が比較的容易になるという利点がある。一見大胆なモデル化に思われるかもしれないが、Boris らの研究 [59] によれば、計算格子の解像度を十分に上げていけば、LES による解と一致することが指摘されている。

2.2.1.3 ロータのモデル化手法

先述の RANS や LES, DNS によって後流域の流れを解析する場合、同時に風車ロータによる影響をまず解く必要がある。このロータの扱いについて、大別して風車翼の空力を基礎方程式中の外力として置き換えるアクチュエータモデル法と、風車翼の形状を計算格子で表現し、流れ場への影響を直接解く直接解法の 2 種類が存在する。これらの解法の概要について解説を行う。

(1) アクチュエータモデル

まずアクチュエータモデル法について解説する。流体の基礎方程式の中に、風車翼によって作用する力を体積力として導入することでモデリングを行う。

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{V(t)} \mathbf{U} dV + \oint_{S(t)} (\mathbf{F}^i(\mathbf{U}) - \mathbf{F}^v(\mathbf{U})) \cdot \mathbf{n} dS = \frac{\partial}{\partial t} \int_{V(t)} \mathbf{f} dV \quad \text{式 2-23}$$

アクチュエータモデルの中でも風車翼の形状・影響をどこまで考慮するかでアクチュエータディスク (AD) 法, アクチュエータライン (AL) 法, アクチュエータサーフェス (AS) 法の 3 種類に分けられる。その名の通り, AD 法は風車ロータを作動円盤に見立て、スパン方向の力の分布を与えることで風車が流れ場に与える力を模擬するものである。AL 法は揚

力線で風車のブレードを模擬するものであり、円周方向の空力分布をより詳細に表現したモデルである。AS法においては風車翼の形状を考慮し、風車翼から発生する渦構造をより詳細に解けるように改良されたモデルである。



Figure 2-5 : アクチュエータのモデリング(AD, AL, AS) [60]

Figure 2-5 にモデリングの概略図を示す。まず、作動円盤に外力を分布させる AD 法について解説する。AD 法においてはスラスト係数 C_T を用いて外力 f を表現する。

$$\rho f = \frac{1}{2} \rho V_{\text{ref}}^2 C_T \quad \text{式 2-24}$$

AL 法は AD 法では表現できないスパン方向及びアジマス角ごとの空力分布を表現するために Sorensen ら [61] によって風車解析に導入された。風車の回転による遠心効果と翼端損失を考慮しつつ、時間平均されていない風車の回転運動を後流域に与えることが可能となった。さらに Shen ら [62] によって AS 法に拡張された。Figure 2-5 に示したように翼形状を模した物体適合面を設定し、各スパン位置、翼弦位置における揚力係数、抗力係数が必要となる。

(2) 体積格子による形状の解像

翼型の空力テーブルから流れ場に体積力としてロータの寄与を反映させていたアクチュエータモデルに対し、物体適合格子を用いて翼形状を表現し、風車翼周りの流体現象を基礎方程式から解くことで解像する手法も近年実施されるようになってきた。アクチュエータモデルと比較すると、翼面上における境界層、遷移、剥離現象といったスケールの小さい現象を解像する必要があるため非常に計算コストが高い。更にブレードを解像する場合においては翼端における圧縮性が無視できなくなるため、圧縮性を考慮した Navier-Stokes 方程式を解く必要がある。空間の離散化においては Figure 2-6 のような重合格子系を用意し、データ通信を行う方式が一般的である。

アクチュエータモデリングと比較するとやはり計算コストは大きいですが、元となる翼型の空力データを必要としないので、新型形状の性能検討や、元々の空力テーブルでは想定されていなかったような非定常運動の検討などで力を発揮する。近年の非定常フルロータ CFD の発展により、風車の運転状況の変化を陽的に扱えるようになった [63]。

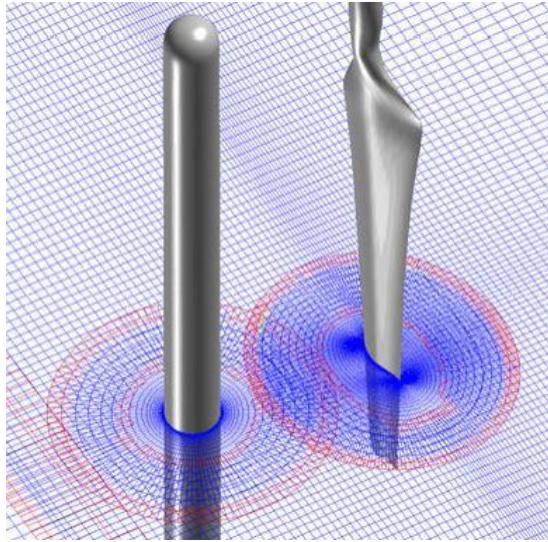


Figure 2-6: オーバーセット格子系の例 [64]

2.2.2 rFlow3D

風車後流の複雑な流れ場を詳細に捉える為の流体解析コードとして、rFlow3D [65]を使用する。rFlow3D は風車翼の形状および回転運動を直接解像すること可能な CFD ソルバーである。rFlow3D は宇宙航空研究開発機構 (JAXA) が開発したヘリコプタ用 CFD ツールであり、回転翼から発生する翼端渦を正確に解像することや、ブレードの弾性変形および音響効果の解析を目的として設計されている。

rFlow3D は回転翼の再現を移動重合格子系によって実現しており、2.2.1.3 で解説したロータモデリング手法の分類では直接解法のソルバーとなる。回転翼を覆うブレード格子が背景格子と重複する境界においてデータ転送を行い計算が進行する。また、高次精度のスキームが採用されており、最大 4 次の空間・時間精度によって翼端渦に起因する回転翼周りの複雑な流れ場を正確に捕捉することが可能である。

数値解析の実行においては JAXA の保有するスーパーコンピュータである JSS2 [66]を使用し、高解像度化による計算規模の増大に対応するため Message Passing Interface (MPI) によるプロセス並列計算の機能を実装した。並列化の詳細については付録 A にまとめた。

これまでの研究において、風車性能予測への適用性が確認されてきており [67][68]、風車後流のような渦の非定常現象の捕捉にも適したコードとなっている。本研究における数値解析の実行には、JAXA が保有するスーパーコンピュータシステム JSS2 (JAXA Supercomputer System 2) [66]を使用した。

Table 2-3 : rFlow3D の計算手法

支配方程式	圧縮性 Navier-Stokes 方程式 / Euler 方程式
空間離散化	Cell-vertex 有限体積法 (背景格子) Cell-centered 有限体積法 (ブレード格子)
時間積分法	Jamenson's 4 th order Runge-Kutta 法 [69] (背景格子) LU-SGS 陰解法 (ブレード格子)
非粘性流束	SLAU [70]
再構築法	4th order Compact MUSCL TVD interpolation 法 [71]
回転の再現	移動重合格子法
乱流モデル	擬似 DNS (Implicit-LES) / Spalart-Allmaras モデル

2.2.3 対象風車

本研究における数値解析は、MEXICO (Model Experiments in controlled conditions) 風洞試験における実験用風車 [72] [73]を対象に実施した。以下これを MEXICO 風車と呼称する。

MEXICO 風車は 3 枚翼のアップウインド型風車であり、風車直径 $D = 4.5$ m, 回転数は 424.5 rpm である。翼端における周速度は 100 m/s となっており、これは一般的な商用風車における周速度とほぼ同程度である。風洞試験用風車としては大型の部類であり、商用風車に近い条件の再現度が高い模型風車となっている。オランダの ECN が主体となり、風速変化時の風車性能の変化、翼面上の圧力分布、加えて PIV による近傍後流域の風速分布、翼端渦の捕捉など包括的な実験が遂行されている。

今回の数値研究に用いた MEXICO 風洞試験の条件について、次の Table 2-4 に示した。周速比について、高周速比の $\lambda=10$, 最適周速比の $\lambda=6.67$, 低周速比の $\lambda=4.17$ の 3 条件について空力および近傍後流の速度分布について精査されており、参照用の風車として世界中で多くの研究者がデータを利用している。

Table 2-4 : MEXICO 風洞試験条件 [72]

翼枚数	3		
風洞テストセクション寸法	9.5 m × 9.5 m × 9.5 m		
風車直径 [m]	4.5		
主流風速 [m/s]	10	15	24
周速比 [-]	10	6.67	4.17
回転数 [rpm]	424.5		
ブレードピッチ角[°]	-2.3		
代表翼弦長 c [m]	0.113 (82%スパン位置)		
レイノルズ数	4~6×10 ⁵		

2.2.4 計算格子

rFlow3D による流体解析では、回転翼に加え、本研究では扱わないが、胴体部を対象とした流体现象の解析が可能である。胴体部の突起部などの複雑形状や、時間進行に伴って動く風車翼の運動を取り扱う場合、従来用いられてきた単一の境界適合格子では困難である。このような場合、格子線を持たない非構造格子を導入するか、幾つかの格子領域に分割するマルチブロック法や重なり合う格子群を用いる重合格子法の導入が必要となる。

本研究においては、移動重合格子系を用いて解析を実施する。計算条件の簡略化および計算コストの短縮のため、風車機械室（ナセル）やタワーは計算から除外し、風車ブレードのみを取り扱うこととした。風車後流域を解像するための詳細格子（内側背景格子）中にブレード格子を配置し、計算ステップに応じてブレード格子を移動させながら計算が進行していく。内側背景格子の外側には十分に広い計算領域を確保した外側背景格子を配置した。格子幅や計算領域について Table 2-5 に示す。

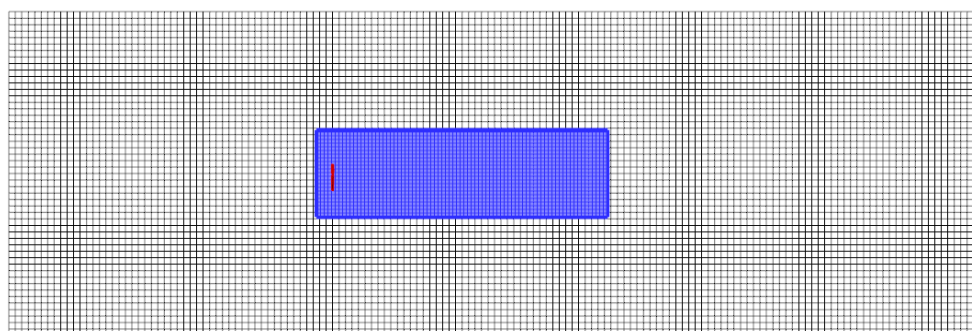
Table 2-5 : 格子情報

	外側背景格子(OBK)	内側背景格子(IBK)	ブレード格子
計算領域 (X×Y×Z)	30D×10D×10D	9D×2.7D×2D	-
分割数	301×101×101	1121×337×249	121×121×61
最小格子幅	5 c	0.32 c	Y+ ≒ 1
総格子数	3 M	94 M	900 K×3

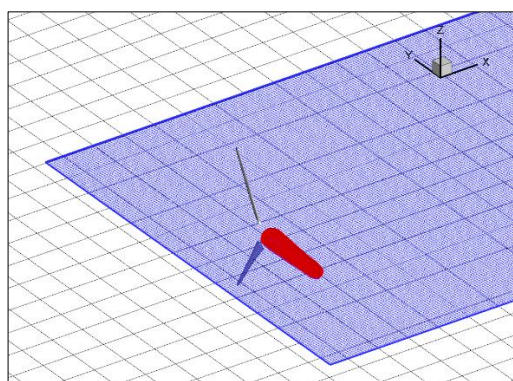
*c はブレードスパン 82%位置における代表翼弦長

2.2.4.1 背景格子

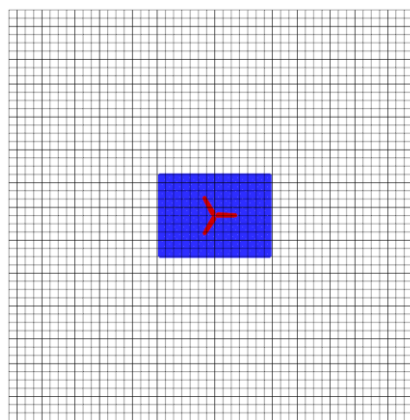
本計算における格子系の概略図を Figure 2-7 に示した。全体の計算領域を規定する外側背景格子の中に、後流域を解像する内側背景格子を配置している。内側背景格子は風車回転中心位置から前方に $0.5D$ 、後方に $8.5D$ の領域を、後流域の半径方向の拡大を考慮して、上下方向（Z 方向）には片側 $1D$ を、横方向（Y 方向）片側 $1.35D$ の空間を確保した。Y 方向の領域が広いのはヨー角付加による後流域の屈折を捕捉するためである。総格子点数は合計でおよそ 1 億点である。



XY 平面概観



ブレード周りの拡大図



YZ 平面概観

Figure 2-7: 格子系の俯瞰図

2.2.4.2 ブレード格子

風車翼周辺の領域に関しては、背景格子と独立した構造格子(ブレード格子)を作成した。作成にあたっては株式会社ヴァイナスが提供するメッシュ生成ソフトである Pointwise を使用した。山田らによる風車翼空力解析によると、風車翼の翼弦方向に 1 周 100 点程度の分割数を与えることで正確な空力予測が可能である [74]。本研究ではこれらを参考に、翼弦周りに 121 点の格子を配置した、背景格子と重なり合う空間の解像範囲として、ブレード格子から内側背景格子への補間時に、使用する FCMT スキームによるステンシル確保のため、

最低でも背景格子の格子幅4点分が含まれるよう領域を確保している.

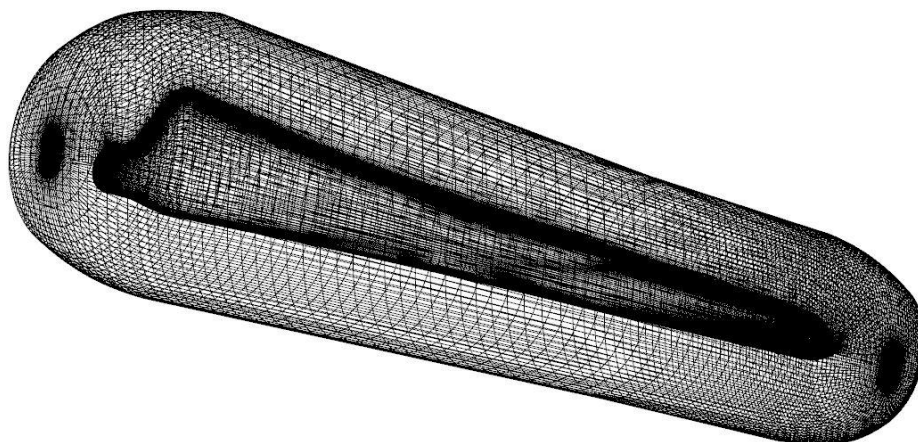


Figure 2-8: ブレード格子俯瞰図

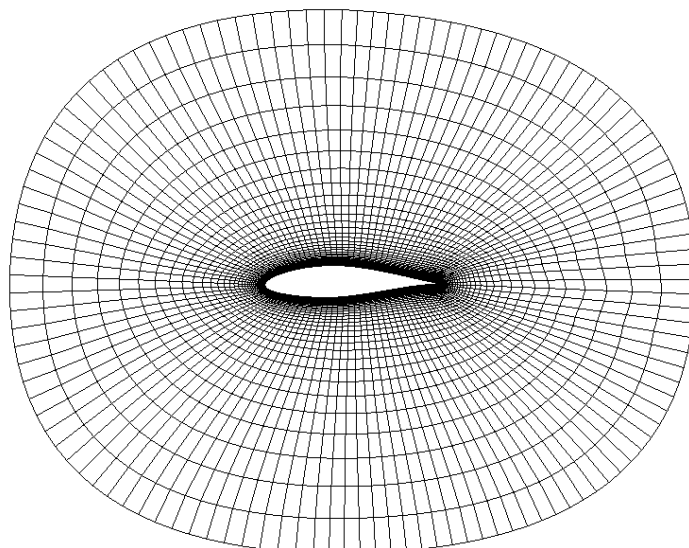


Figure 2-9: 翼周りの計算格子 (スパン 82%位置)

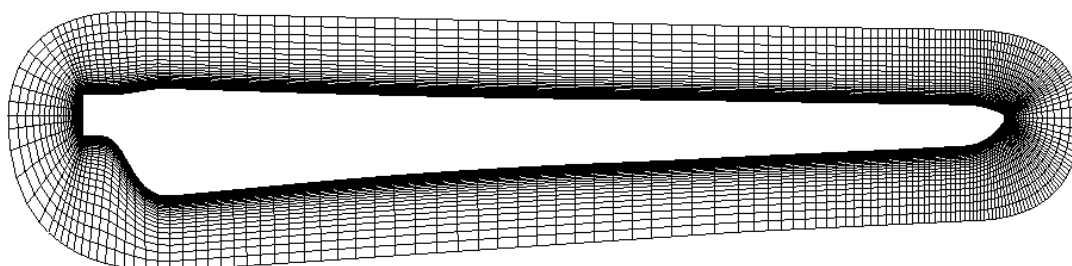


Figure 2-10: 風車翼スパン方向の計算格子

2.3 解析結果の評価手法

2.3.1 風速変動の積分長さスケール

乱流によって生じる変動のスケールについて、より定量的な確認を行う。このような場合、変動速度の速度相関関数を用いて定義される積分特性スケールが広く用いられる。流れ場のある位置 $\mathbf{x}_0 = (x_0, y_0)$ を基準とした速度相関関数の定義を式 2-25 に示す。基準位置から $\mathbf{x} = (x, y)$ 離れた位置における変動速度との相関を算出することで、空間中で一体となって動く流体塊の大きさを見積もることができる。変動速度の平均を取るため、時間窓 $t_0 \rightarrow t_1$ における平均値を用いて算出している。時系列データは風車回転約 12 周分のデータを使用した。

$$r(\mathbf{x}, \mathbf{x}_0) = \frac{u'(\mathbf{x}_0 + \mathbf{x})u'(\mathbf{x}_0)}{\sqrt{u'(\mathbf{x}_0 + \mathbf{x})^2} \sqrt{u'(\mathbf{x}_0)^2}} \quad \text{式 2-25}$$

$$\overline{r(\mathbf{x}, \mathbf{x}_0)} = \frac{1}{t_1 - t_0} \int_{t_0}^{t_0+t_1} r(\mathbf{x}, \mathbf{x}_0) dt$$

算出した速度相関の時間平均に対し、空間について積分することで風速変動の積分特性スケール L_I を求める（式 2-26）。今回確認する蛇行運動による変動は等方的な乱流とは異なる特性を持つことが予想されるため、基準位置からの偏差 $\mathbf{x} = (x, y)$ の取り方によって値が変化する可能性が大きい。従って、基準位置 \mathbf{x}_0 から Y 方向位置を固定して X 方向だけの偏差を取って計算する X 方向積分特性スケール L_x と、X 方向位置を固定して Y 方向の偏差を取って計算する Y 方向積分特性スケール L_y を定義し、それぞれ計算する。定義の上では無限遠方までを積分範囲として取るが、ここでは相関関数が負の値になるまでの範囲を積分範囲として処理した。算出方法の概要について Figure 2-11 に図示する。

$$L_I = \int_{-\infty}^{\infty} \overline{r(\mathbf{x}, \mathbf{x}_0)} dx \quad \text{式 2-26}$$

後流域に設定した検査面上に存在する渦のスケールに着目するため、半径位置は $Y/D = 0.5$ に設定し、流れ方向位置 x_0 を $x_0/D = 0.5 \sim 7.0$ の範囲で変化させて積分特性スケールを算出した。後流域における検査点の取り方について Figure 4-7 に図示する。

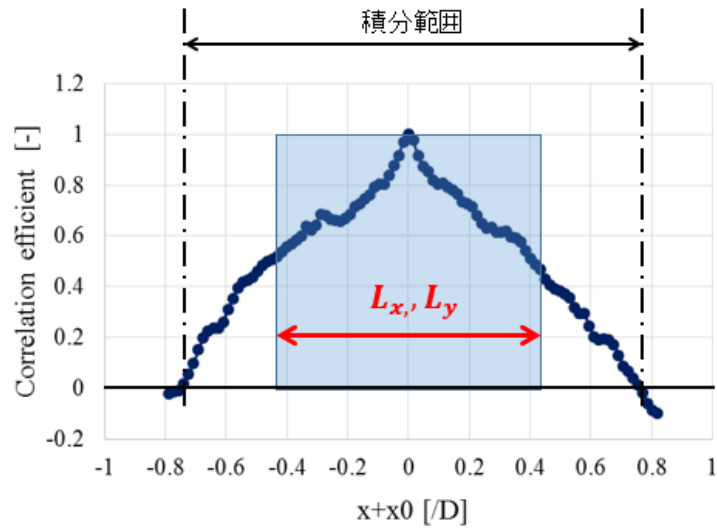


Figure 2-11 : 積分特性スケールの算出

2.3.2 ロータ等価風速

後流域の速度回復について定量的な確認を行う指標として、IEC61400-12-1のエディション 2 [75]に基づくロータ等価風速 U_{REWS} を導入する(式 2-27)。ロータ等価風速は風車回転面を貫く風の平均化手法の一つであり、運動エネルギー流束が等しくなるような平均風速が与えられる。

$$U_{REWS} = \frac{1}{U_{\infty}} \sqrt[3]{\frac{1}{A} \sum_{i=1}^N u_i^3 A_i} \quad A = \sum_{i=1}^N A_i \quad \text{式 2-27}$$

ここで、 u_i は分割された検査面の小領域*i*における代表風速、 A_i は分割された小領域の面積を表す。面積で重み付けされ、風速の3乗の平均値の3乗根を取ることで、運動エネルギー流束基準の平均風速に直している。Figure 2-12 に本研究におけるロータ等価風速の算出時の検査面配置を図示した。検査面の面積 A は風車の回転面積である $\pi D^2/4$ の円盤とし、風車の回転軸と円盤の中心を共有するように後流域に配置する。これを前方風車からの位置 X ごとに算出し、風速回復の推移を確認する。

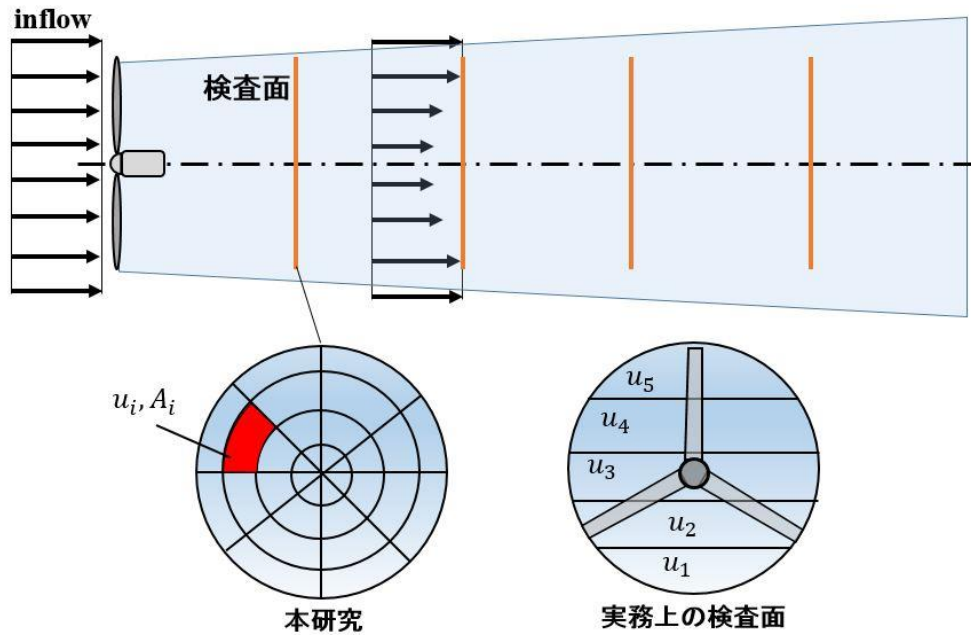


Figure 2-12: ロータ等価風速の計算方法

2.3.3 運動量収支の計算

後流域の運動量収支を式 2-11 に従って計算することで風速回復量について議論する．左辺は風車からの離隔距離 x_2 における検査面を通過する運動量束，右辺は上流側の検査面を貫く運動量束と円筒側面から流入してくる運動量束の和であり，後流域の運動量および風速回復過程の確認においては，半径方向，つまり主流域からの運動量流入を考えればよい．

$$\iint_{A_2} \rho \overline{u^2}_{x_2} dA = \iint_{A_1} \left(\rho \overline{u^2}_{x_1} + (p_{x_1} - p_{x_2}) + (\rho \overline{u'^2}_1 - \rho \overline{u'^2}_2) \right) dA_1 + \frac{D}{2} \int_{x_1}^{x_2} \int_0^{2\pi} (\rho (\overline{uv}_n)_{x,\psi} - \rho (\overline{u'v'_n})_{x,\psi}) d\psi dx$$

式 2-11 (再掲)

速度欠損後の運動量束

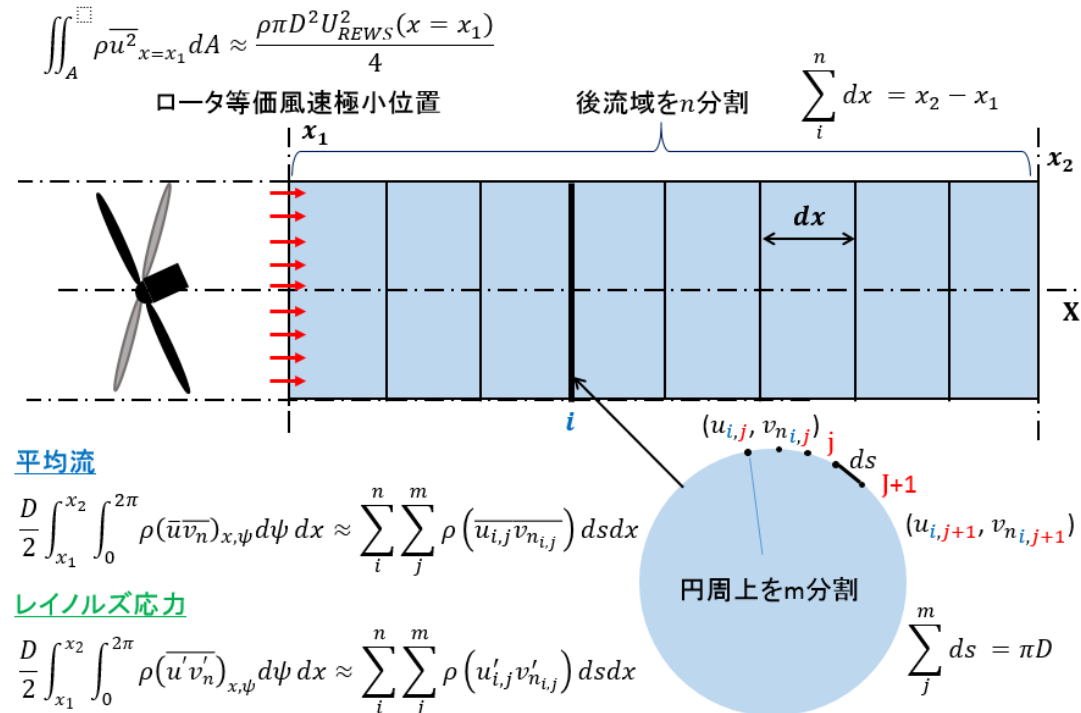


Figure 2-13: 後流域における運動量流入の積分

Figure 2-13 に後流域における運動量収支の計算方法を示した。まずロータ等価風速を計算し、風速の極小位置 x_1 を導出する。この位置におけるロータ等価風速 $U_{REWS}(x=x_1)$ を用いて運動量束を次のように算出し、風速低下後の主流方向の運動量束とする。

$$\iint_A \rho \overline{u^2}_{x=x_1} dA \approx \frac{\rho \pi D^2 U_{REWS}^2(x=x_1)}{4} \quad \text{式 2-28}$$

続いて計算したい離隔距離 x_2 までを後流位置ごとに $\Delta X/D=0.5$ でn分割し、各後流位置に直径Dの円形検査面を配置する。この円周上を $m=301$ 分割し、各点上の主流方向風速 $u_{i,j}$ と半径方向速度 $v_{n,i,j}$ を用いて次の式 2-29 ように平均流とレイノルズ応力による運動量束の回復量を算出する。

$$\frac{D}{2} \int_{x_1}^{x_2} \int_0^{2\pi} \rho (\overline{uv})_{x,\psi} d\psi dx \approx \sum_i^n \sum_j^m \rho (\overline{u_{i,j} v_{n,i,j}}) ds dx$$

$$\frac{D}{2} \int_{x_1}^{x_2} \int_0^{2\pi} -\rho (\overline{u'v'})_{x,\psi} d\psi dx \approx \sum_i^n \sum_j^m -\rho (u'_{i,j} v'_{n,i,j}) ds dx \quad \text{式 2-29}$$

$$\sum_i^n dx = x_2 - x_1 \quad \sum_j^m ds = \pi D$$

2.3.3.1 拡大流と旋回流

円筒型の検査面を通る運動量束を計算するために、直交座標系による速度分布(u, v, w)から風車回転軸を中心とした円筒座標系(u, v_n, v_ψ)に変換する。 v_n は半径方向速度であり、後流域の拡大，縮小に関する指標となる。先述の後流域の運動量流入においてこの v_n が後流域に配置した検査面に対して直交する速度成分となる。 v_ψ はロータの回転軸に対する周方向速度を表しており、後流域自体の回転運動を表現している。

$$\begin{pmatrix} u \\ v_n \\ v_\psi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \sin \psi & \cos \psi \\ 0 & \cos \psi & -\sin \psi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} \quad \text{式 2-30}$$

$$v_n = v \sin \psi + w \cos \psi \quad v_\psi = v \cos \psi - w \sin \psi \quad \text{式 2-31}$$

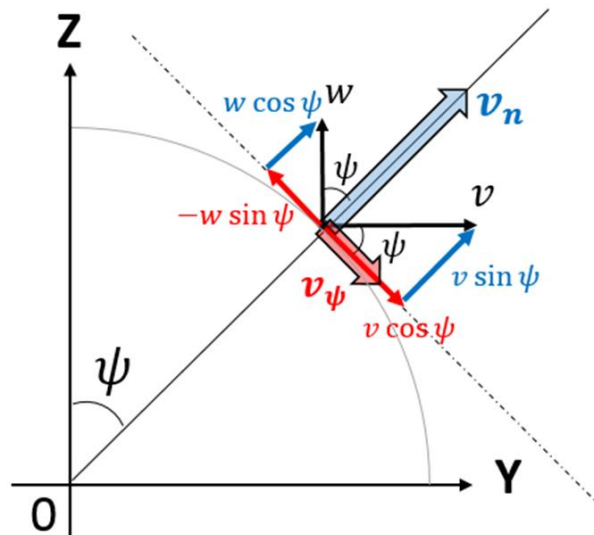


Figure 2-14 : 円筒座標系への変換

2.3.4 固有直交分解によるモード解析

本研究で設定する周期的ヨー角条件では主として従来の制御手法のレイノルズ応力の寄与の増加を狙う。制御の効果を確認するためには、制御によって励起されたある特定周期の風速変動によって生じたレイノルズ応力の増分を抽出するための手法が必要となる。このような解析を実現するための手法として、流れ場の固有直交分解の利用が考えられる。ここでは、時系列の風速データから周波数ごとのモードに分解する DMD (Dynamic Mode Decomposition) を用いて後流域のスペクトルを取得することを考える。DMD の実行には前段階として変動エネルギーごとのモード抽出を行う POD (Proper Orthogonal Decomposition) が必要であり、まず POD について、つづいて DMD による周波数分解の手法について解説する。

また、DMDによって得られたダイナミックモードを用いることで特定周期の変動のみを平均風速に対して与えた縮約モデルの構築が可能である。縮約モデルでも CFD 解と同様にレイノルズ応力の算出が可能であり、CFD 結果と比較することで全体のレイノルズ応力に対する、特定周波数変動の寄与を調べることができる。この縮約モデルの構築手法についても解説する。

2.3.4.1 POD (Proper Orthogonal decomposition)

一般的に、 n 個の点で離散化された流れ場を表現するには n 個の基底が必要となるが、時系列データから導出される特徴的な基底 (固有ベクトル) を用いることで少ない基底で特徴的な流れ場の構造を表現することが可能である。このように乱流の組織構造の抽出においては固有直交分解 (POD) を用いた分解手法が流体問題の解析に用いられている [76] [77] [78]。解析の手順を次に示す。

まず、流体の速度分布の時間発展に関して各座標間における共分散行列を作る。概略図を Figure 2-15 に示す。

まず、各座標における速度場の時系列データ $\mathbf{x}(t_k)$ を用意する。ここで \bar{u}_i は平均風速であり、風車回転 8 周分を $m = 48$ 分割で離散化している。

$$\mathbf{x}_{t_k} = \begin{pmatrix} u_i(t_k) - \bar{u}_1 \\ \vdots \\ u_i(t_k) - \bar{u}_i \\ \vdots \\ u_i(t_k) - \bar{u}_n \end{pmatrix} \quad \mathbf{x}_{t_k} \in \mathbb{R}^n, n = imax \times jmax \quad \text{式 2-32}$$

$$\bar{u}_i = \frac{1}{m} \sum_{t_1}^{t_m} u_i^{t_k}$$

瞬時場の風速データ $\mathbf{x}(t_k)$ を時系列で並べた行列 \mathbf{X} を式 2-33 のように定義する。 $\mathbf{X}\mathbf{X}^T$ を計算する。

$$\mathbf{X} = \{\mathbf{x}(t_1), \mathbf{x}(t_2), \mathbf{x}(t_3) \cdots \mathbf{x}(t_m)\} \quad \text{式 2-33}$$

$$\mathbf{X}\mathbf{X}^T = \begin{bmatrix} \mathbf{r}_{1,1} & \cdots & \mathbf{r}_{1,n} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \mathbf{r}_{n,1} & \cdots & \mathbf{r}_{n,n} \end{bmatrix} \quad \mathbf{X}\mathbf{X}^T \in \mathbb{R}^{n \times n} \quad \text{式 2-34}$$

$$\mathbf{r}_{i,j} = \sum_{t_1}^{t_m} (u_i^t - \bar{u}_i)(u_j^t - \bar{u}_j)$$

このとき $\mathbf{r}_{i,j}$ は時刻 t_1 から t_m における座標番号 i と j との共分散を表している。従って $n \times n$ の行列 $\mathbf{X}\mathbf{X}^T$ は速度場に関する共分散行列となる。次にこの行列の固有ベクトル \mathbf{u}_k と固有値 λ_k を求めることを考える。

$$\mathbf{X}\mathbf{X}^T \mathbf{u}_k = \lambda_k \mathbf{u}_k \quad \text{式 2-35}$$

ここで、共分散行列 $\mathbf{X}\mathbf{X}^T$ は使用する流れ場のデータ点数 n を元とした $n \times n$ の行列であるから 2 次元断面における点数は $O(10^4 \sim 10^5)$ 程度になり、固有値分解に要する計算コストは膨大なものとなる。ここで式の左から \mathbf{X}^T を掛けることで

$$\mathbf{X}^T \mathbf{X} \mathbf{X}^T u_k = \lambda_k \mathbf{X}^T u_k \quad \text{式 2-36}$$

ここで、 $\mathbf{X}^T u_k = v_k$ と置き換えると、

$$\mathbf{X}^T \mathbf{X} v_k = \lambda_k v_k \quad \text{式 2-37}$$

となり、行列 $\mathbf{X}^T \mathbf{X} \in \mathbb{R}^{m \times m}$ の固有値問題となる。時系列データの分割数である m は $O(10^2)$ 程度である為、計算コストを大幅に削減することが可能である。最終的に k 番目の POD モード φ_k は次のように導出される。

$$\varphi_k = \frac{\mathbf{X} v_k}{\sqrt{\lambda_k}} \quad \text{式 2-38}$$

これを行列表記 Φ に直すと、次のように書き表せる。ここで \mathbf{V} は行列 $\mathbf{X}^T \mathbf{X}$ の固有ベクトルから成る行列、 Λ は行列 $\mathbf{X}^T \mathbf{X}$ の固有値から成る対角行列を表す。

$$\Phi = \mathbf{X} \mathbf{V} \Lambda^{-\frac{1}{2}}$$

$$\Phi = [\varphi_1 \dots \varphi_m] \in \mathbb{R}^{n \times m}$$

$$\mathbf{V} = [v_1 \dots v_m] \in \mathbb{R}^{m \times m}$$

式 2-39

$$\Lambda = \begin{pmatrix} \lambda_1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \lambda_2 & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & 0 \\ 0 & \dots & 0 & \lambda_m \end{pmatrix} \in \mathbb{R}^{m \times m}$$

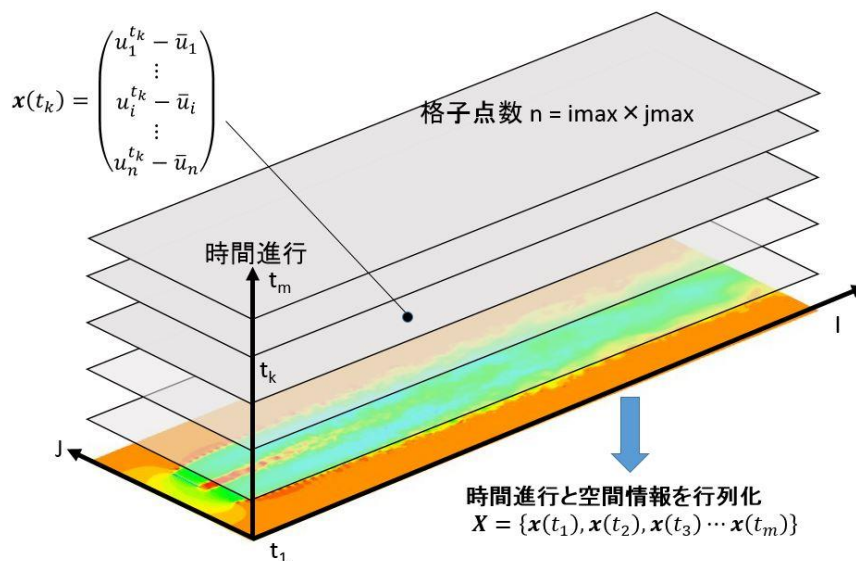


Figure 2-15: 速度分布における時間発展の行列化

2.3.4.2 DMD (Dynamic Mode Decomposition)

POD によって得られたモードは流れ場の中から保有エネルギーの高い特徴的な構造抽出するものであり、変動の周波数に依らない分解手法であった。ここでは POD による分解の結果を用いて、周波数ごとの組織構造を抽出することを考える。その手法の 1 つが特定の周波数で振動するモードを抽出する DMD (Dynamic mode decomposition) である。今、ある時刻 t_k における変動速度場の情報がある平面における格子点数 $n (= imax \times jmax)$ 個の要素からなるベクトル \mathbf{x}_{t_k} で表現されたとする (式 2-40)。

$$\mathbf{x}_{t_k} = \begin{pmatrix} u_i(t_k) - \bar{u}_1 \\ \vdots \\ u_i(t_k) - \bar{u}_i \\ \vdots \\ u_i(t_k) - \bar{u}_n \end{pmatrix} \quad \mathbf{x}_{t_k} \in \mathbb{R}^n, n = imax \times jmax \quad \text{式 2-40}$$

$$\bar{u}_i = \frac{1}{m} \sum_{t_1}^{t_m} u_i(t_k)$$

この変動速度ベクトル \mathbf{x}_{t_k} を時刻 t_1 から時間刻み Δt で m 個、時刻 t_m までの時系列データを並べて作った行列を \mathbf{X} とおく。

$$\mathbf{X} = \{\mathbf{x}_{t_1}, \mathbf{x}_{t_2}, \mathbf{x}_{t_3} \cdots \mathbf{x}_{t_m}\} \quad \text{式 2-41}$$

この行列 \mathbf{X} を 2 つの対称行列 $\mathbf{X}^T \mathbf{X}$ および $\mathbf{X} \mathbf{X}^T$ の固有ベクトル \mathbf{v}_k と \mathbf{u}_k 、固有値 λ_k で分解したのが特異値分解に基づく POD であった。特異値分解の形式で表記すると、式 2-42 のように書き表すことができる。

$$\mathbf{X} = \Phi \Lambda^{\frac{1}{2}} \mathbf{V}^T$$

$$\Phi = \{\boldsymbol{\varphi}_{t_1}, \boldsymbol{\varphi}_{t_2}, \boldsymbol{\varphi}_{t_3} \cdots \boldsymbol{\varphi}_{t_m}\}$$

$$\Lambda = \begin{pmatrix} \lambda_1 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & \lambda_2 & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & 0 \\ 0 & \cdots & 0 & \lambda_m \end{pmatrix} \quad \text{式 2-42}$$

$$\mathbf{V} = \{\mathbf{v}_{t_1}, \mathbf{v}_{t_2}, \mathbf{v}_{t_3} \cdots \mathbf{v}_{t_m}\}$$

となる。次に時系列データ \mathbf{X} が線形写像 $\mathbf{A} \in \mathbb{R}^{n \times n}$ によって Δt だけ時間進行すると仮定した場合、行列 \mathbf{X} 次のように書き表すことができる。

$$\mathbf{x}_{t_{k+1}} = \mathbf{A} \mathbf{x}_{t_k}$$

$$\mathbf{X} = \{\mathbf{x}_{t_1}, \mathbf{x}_{t_2}, \mathbf{x}_{t_3} \cdots \mathbf{x}_{t_m}\} \quad \text{式 2-43}$$

$$\approx \{\mathbf{x}_{t_1}, \mathbf{A} \mathbf{x}_{t_1}, \mathbf{A}^2 \mathbf{x}_{t_1} \cdots \mathbf{A}^{m-1} \mathbf{x}_{t_1}\}$$

この演算子 \mathbf{A} を元となる時系列データ群 \mathbf{X} に作用させることで、時間ステップが 1 つ進み、

新たな時系列データ群 \mathbf{Y} へと写像されるとする。このとき、各項の関係は次のように書き表すことができる。

$$\begin{aligned} \mathbf{AX} &= \mathbf{Y} \\ \mathbf{Y} &= \{\mathbf{x}_{t_2}, \mathbf{x}_{t_3}, \mathbf{x}_{t_4} \cdots \mathbf{x}_{t_{m+1}}\} \end{aligned} \quad \text{式 2-44}$$

行列 \mathbf{A} は空間上の分割数 n の次元をもつ行列であるため、データ数が膨大になってしまう。POD の処理と同様に、時系列のステップ数 m の次元を持つ行列での表現に直すことを考える。式 2-45 のように時系列データ行列 \mathbf{X} の右から行列 \mathbf{S} を掛けた形 \mathbf{Y} を表すと、 \mathbf{r} を残差ベクトルとして次のように表すことができる。

$$\mathbf{AX} = \mathbf{Y} = \mathbf{XS} + \mathbf{r}\mathbf{e}_n^T \quad \text{式 2-45}$$

ここで \mathbf{e}_n は行列 \mathbf{S} の固有ベクトルと直交する n 次元の単位ベクトルである。ここで現れる行列 \mathbf{S} は $m \times m$ の行列となり、解析における計算コストが大きく削減されていることに注目されたい。行列 \mathbf{S} は次のように書き表すことが可能である。

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \cdots & 0 & c_1 \\ 1 & 0 & \ddots & \vdots & c_2 \\ 0 & \ddots & \ddots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \ddots & 1 & 0 & c_{m-1} \\ 0 & \cdots & 0 & 1 & c_m \end{pmatrix} \in \mathbb{R}^{m \times m} \quad \text{式 2-46}$$

この行列 \mathbf{S} 固有値を求めることで、 \mathbf{A} の固有値を近似的に求めることができる。この際に POD の特異値分解で導出した固有モード Φ (式 2-38, 式 2-39) を用いて \mathbf{S} の近似として密行列 $\tilde{\mathbf{S}}$ を求めることができる。

$$\tilde{\mathbf{S}} \triangleq \Phi^T \mathbf{A} \Phi \quad \text{式 2-47}$$

ここで、 Φ は POD モード、 \mathbf{A} は流れ場の時刻 Δt 進める演算子であったから、行列 $\tilde{\mathbf{S}} \triangleq \Phi^T \mathbf{A} \Phi$ は、 Φ と、 Φ の時刻を Δt 進めた $\mathbf{A}\Phi$ との相関を取ったものと理解することができる。この操作は時間移動に関する相関を取っていることになるため、DMD は時刻に関する情報を保持したモードの抽出が可能である。式 2-39 より、 $\Phi = \mathbf{XV}\Lambda^{-\frac{1}{2}}$ であるから、

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{S}} &= \Phi^T \mathbf{A} \mathbf{XV}\Lambda^{-\frac{1}{2}} \\ \tilde{\mathbf{S}} &= \Phi^T \mathbf{YV}\Lambda^{-\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad \text{式 2-48}$$

この行列 $\tilde{\mathbf{S}}$ の固有ベクトル ξ_k と固有値 σ_k を求める。ここで POD の場合とは違い、固有値を求める行列 $\tilde{\mathbf{S}}$ は対称行列ではないため、その固有値と固有ベクトルは一般的に複素数として与えられる。

$$\tilde{\mathbf{S}}\xi_k = \sigma_k \xi_k \quad \text{式 2-49}$$

求めるダイナミックモード ϑ_k はこの行列 \mathbf{S} の固有ベクトル ξ_k を POD モード Φ に作用させることで計算できる。

$$\boldsymbol{\vartheta}_k = \boldsymbol{\Phi} \boldsymbol{\xi}_k \quad \text{式 2-50}$$

非線形であるナビエーストクス方程式の近似解を線形なものとして扱っているようにも見えるが、非線形力学系に対して定義される Koopman モード分解として解釈することが可能であり、これは元の非線形力学系の情報を保持した形の線形作用素となっていることに注意されたい。このような DMD 解析はキャビティ流れや後流、噴流などの実験値およびシミュレーションデータの時系列解析に応用されており、適用性が確認されてきている。

行列 $\tilde{\mathbf{S}}$ の固有値 σ_k の虚部は変動の周波数を表しており、各ダイナミックモードの構造が流れ場に現れる周波数を取り出したものとなっている。周波数の計算方法を式 2-52 に示す [79] [78].

$$f = \frac{\text{Im}(\log(\sigma_k))}{2\pi\Delta t} \quad [\text{Hz}] \quad \text{式 2-51}$$

これを主流方向速度 U_∞ と風車直径 D で無次元化することで後流域の風速変動における無次元周波数とする。

$$f^* = \frac{fD}{U_\infty} \quad \text{式 2-52}$$

2.3.4.3 ダイナミックモードを用いた縮約モデル

ダイナミックモードは周波数ごとに整理されており、なおかつ時系列情報を保持しているため、特定の周波数帯の変動のみを平均場に対して与えたときの流れ場を作成することができる。このようなモデルは縮約モデルと呼ばれている。着目したい周波数帯のみを用いた縮約モデルにおける速度分布からレイノルズ応力などを計算することで、各周波数帯の速度回復への寄与について確認することが可能である。

縮約モデルの構築方法について解説する。まず、導出したダイナミックモードの基底や固有値行列を使って時系列データ群 \mathbf{Y} を再現することを考える。

$$\begin{aligned} \mathbf{Y} &= \mathbf{A}\mathbf{X} \\ \mathbf{Y} &\approx \boldsymbol{\Phi} \tilde{\mathbf{S}} \boldsymbol{\Phi}^T \mathbf{X} \end{aligned} \quad \text{式 2-53}$$

行列 $\tilde{\mathbf{S}}$ を固有ベクトルによる行列 $\boldsymbol{\Sigma}$ で対角化すると、

$$\tilde{\mathbf{S}} = \boldsymbol{\Sigma} \boldsymbol{\Lambda} \boldsymbol{\Sigma}^{-1}$$

$$\boldsymbol{\Sigma} = \{\boldsymbol{\xi}_1, \boldsymbol{\xi}_2 \cdots \boldsymbol{\xi}_m\}, \quad \boldsymbol{\Lambda} = \begin{pmatrix} \sigma_1 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & \sigma_2 & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & 0 \\ 0 & \cdots & 0 & \sigma_m \end{pmatrix} \quad \text{式 2-54}$$

これと \mathbf{X} の特異値分解 $\boldsymbol{\Phi} \boldsymbol{\Lambda} \mathbf{V}^T$ を式 2-53 に代入すれば、

$$Y \approx \Phi \Sigma \Sigma^{-1} \Phi^T \Phi \Lambda^{\frac{1}{2}} V^T \quad \text{式 2-55}$$

ここで、 Φ を構成する固有ベクトルは互いに直交であるため、 $\Phi^T \Phi = \mathbf{E}$ となる。最終的に Y は次のように分解することができる。

$$Y \approx \Phi \Sigma \Sigma^{-1} \Lambda^{\frac{1}{2}} V^T = \Theta \Sigma \dot{\Gamma}_m$$

$$\Theta = \Phi \Sigma^{-1} = [\vartheta_1 \quad \vartheta_2 \quad \cdots \quad \vartheta_m]$$

$$\Sigma = \begin{pmatrix} \sigma_1 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & \sigma_2 & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & 0 \\ 0 & \cdots & 0 & \sigma_m \end{pmatrix} \quad \text{式 2-56}$$

$$\dot{\Gamma}_m \triangleq \Sigma^{-1} \Lambda^{\frac{1}{2}} V^T = \begin{pmatrix} \tilde{a}_{1,1} & \tilde{a}_{1,2} & \cdots & \tilde{a}_{1,m} \\ \tilde{a}_{2,1} & \tilde{a}_{2,2} & & \vdots \\ \vdots & \vdots & \ddots & \tilde{a}_{m-1,m} \\ \tilde{a}_{m,1} & \tilde{a}_{m,2} & \cdots & \tilde{a}_{m,m} \end{pmatrix}$$

以上、 $Y = \Theta \Sigma \dot{\Gamma}_m$ として元の流れ場を表現することができた。縮約モデルにおいてはこの分解のうち、ダイナミックモード行列である Θ の各列のうち、着目したいモードに該当する列だけを残し、他の列の値を0にすることで計算できる。Figure 2-16 に分解と縮約モデル構築の概要について図示する。

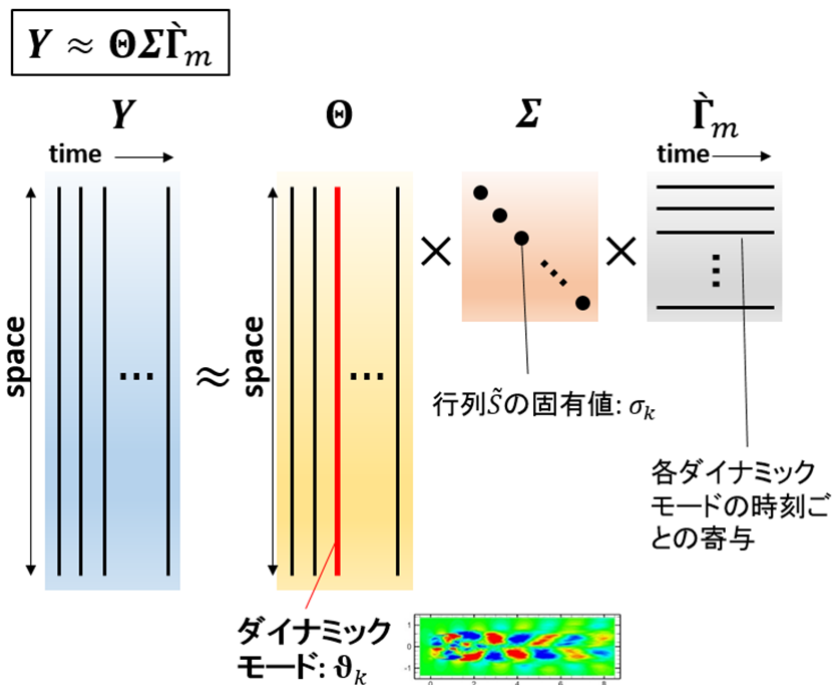


Figure 2-16 : DMD による分解の概要と縮約モデルの作成

$\Theta = \Phi \Xi$ はダイナミックモードであるから、設定した時間窓における特徴的な空間構造を表す。 Λ は \mathcal{S} 固有値であり、各ダイナミックモードの増幅率と周波数に関する情報を保持している。そして $\hat{\Gamma}_m$ は各ダイナミックモードの強度を表している。このように理解したとき、 $\hat{\Gamma}_m$ の絶対値は、時系列データ群 \mathbf{Y} における各ダイナミックモードの寄与率を表す。の $\hat{\Gamma}_m$ における k 行目の行ベクトルを $\tilde{\mathbf{a}}_k$ と置くと、各モードのエネルギー \check{E}_k は次の式 2-57 のように導出できる。このエネルギーの評価は Barocio らの論文 [80]における評価方法を参考にした。

$$\tilde{\mathbf{a}}_k = [a_{1,k} \quad a_{2,k} \quad \cdots \quad a_{m,k}] \quad \text{式 2-57}$$

$$\check{E}_k = \|\tilde{\mathbf{a}}_k\|$$

このエネルギーを全てのモードに対して算出すれば流れ場に存在する全エネルギーが計算できるため、比を取ることで全エネルギーに対する寄与率 \check{E}_k^* が計算できる、

$$\tilde{\mathbf{a}}_k = [a_{1,k} \quad a_{2,k} \quad \cdots \quad a_{m,k}] \quad \text{式 2-58}$$

$$\check{E}_k^* = \frac{\|\tilde{\mathbf{a}}_k\|}{\sum_{j=1}^m \|\tilde{\mathbf{a}}_j\|}$$

第3章 風車後流解析手法に関する検証

3.1 概要

本章では、周速比を変更したときの風車後流解析を実施し、実験値との比較を通して解析結果の妥当性検証と 2 章で設定した運動量評価式に関する適用性の確認を行う。運動量評価式を用いた評価に基づき、後流域の運動量回復に対する各項の寄与を明らかにする。また、流れ場に対する動的モード分解を実施し、後流域中に存在する風速変動を抽出できることを確認する。最後にここでのモード分解の結果を用いて非定常制御である周期的ヨー角条件のパラメータについて検討する。

3.2 解析ケース

解析ケースについて Table 3-1 に示す。本節での後流解析では低周速比条件 ($\lambda=4.17$)、設計周速比 ($\lambda=6.67$)、高周速比 ($\lambda=10$) の 3 条件を実施した。周速比は回転数を固定し、流入風速の変化によって設定している。これらのケースは MEXICO 風洞試験で実施された条件に合わせて設定しており、試験結果の値と比較、検証を行う。乱流モデルはソルバー自身が持つ数値粘性にサブグリッドスケールの散逸を担わせる擬似 DNS (陰的 LES) と、RANS の 1 方程式モデルのひとつである Spalart-Allmaras モデル (SA モデル) を適用して実施した。ここで使用する SA モデルは翼端近傍などの渦度が大きくなる位置で粘性を低減させるよう修正された Rotation-Correction モデルとなっている [81]

Table 3-1: 解析ケース

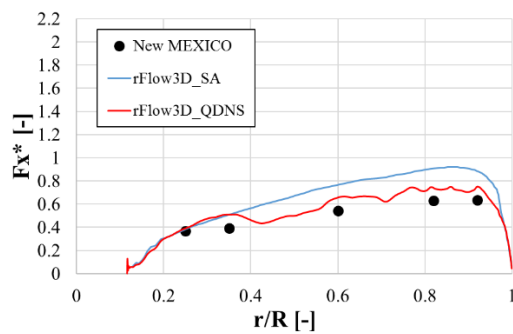
ケース名	周速比 λ [-]	流入風速 U_{∞} [m/s]	回転数 RPM	乱流モデル
TSR4.17_QDNS	4.17	24		擬似 DNS (陰的 LES)
TSR6.67_QDNS	6.67	15		
TSR10_QDNS	10	10		
TSR4.17_SA	4.17	24	424.5	Spalart-Allmaras モ デル (Rotation- Correction)
TSR6.67_SA	6.67	15		
TSR10_SA	10	10		

3.3 CFD 解の検証

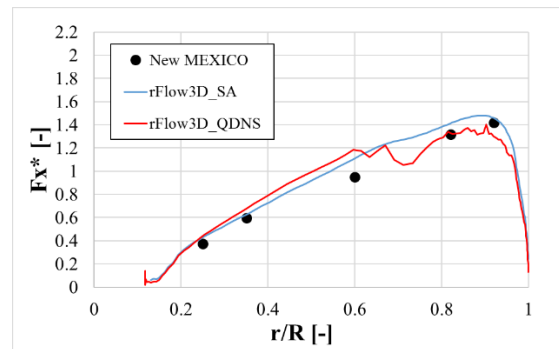
後流解析の妥当性検証のため、翼面上空力分布、風車出力（パワー係数）およびスラスト（スラスト係数）、風車周囲の速度分布および渦位置の比較を行った。

3.3.1 翼面上の空力分布

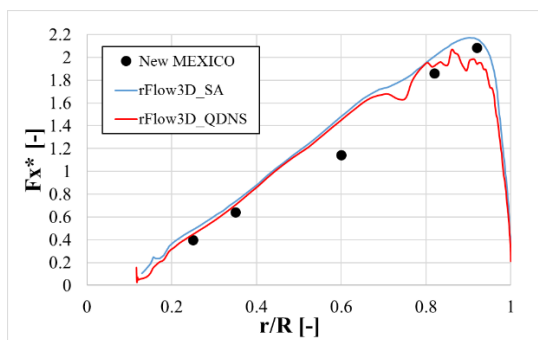
翼面上に発生する流れ方向の力（スラスト） F_x をスパン位置ごとに積分し、分布として表したものを Figure 3-1 に示した。横軸は風車のスパン方向位置であり、風車の半径で無次元化した。縦軸は単位長さあたりのスラストであり、合計のスラスト力と風車半径を用いて基準化した。スラストの値はスパン位置外側に向かうにつれて増大しており、これは半径位置が外側に向かうにつれて相対風速が増大していることに対応する。 $\lambda=6.67$ および $\lambda=10$ に関しては擬似 DNS および SA モデルの解はいずれも定性的・定量的に MEXICO 試験の値とよい一致を示しているが、低周速比条件である $\lambda=4.17$ に関しては SA モデルにおいてややスラストを過大評価する結果が得られている。



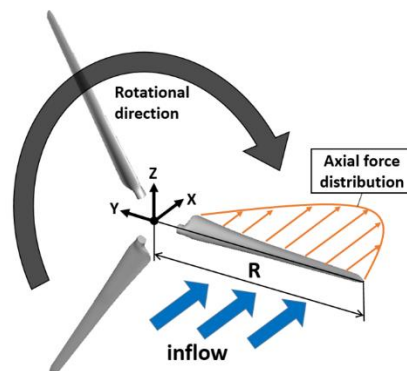
低周速比 $\lambda = 4.17$



最適周速比 $\lambda = 6.67$



高周速比 $\lambda = 10$



概略図

Figure 3-1 : 翼面スラスト分布（実験値は [82]より）

3.3.2 パワー係数およびスラスト係数

続いて風車の性能指標となるパワー係数 C_p とスラスト係数 C_T に関する比較を行う。パワー係数とスラスト係数の定義は通りである。

$$C_p = \frac{M_x \omega}{\frac{1}{2} \rho A U_\infty^3} \quad \text{式 3-1}$$

$$C_T = \frac{F_x}{\frac{1}{2} \rho A U_\infty^2} \quad \text{式 3-2}$$

ここで M_x は風車回転軸方向のトルク、 ω は角速度、 F_x は主流方向のスラスト力、 ρ は密度、 A は風車回転面積である。それぞれ風車軸トルクによって発生するエネルギーとスラスト力を流入風が持つエネルギー流束と動圧とで無次元化したものである。CFD によって算出した値と、MEXICO 風洞試験結果との比較を Figure 3-2 および Figure 3-3 に示した。

まずパワー係数に関しては、QDNS と SA モデルでどちらも定性的な変化傾向は捉えながらも幅広い周速比の範囲で定量的な一致を得ることに課題が残る結果となった。一方でスラスト係数については QDNS を使用した場合において実験値と非常によい一致を示した。SA モデルを使用した場合においても、剥離が生じにくい高い周速比のケースにおいて実験値と近い値が得られているが、低周速比条件を考慮に入れると、全体のトレンドは QDNS を用いた場合においてより良好な予測ができていると判断する。

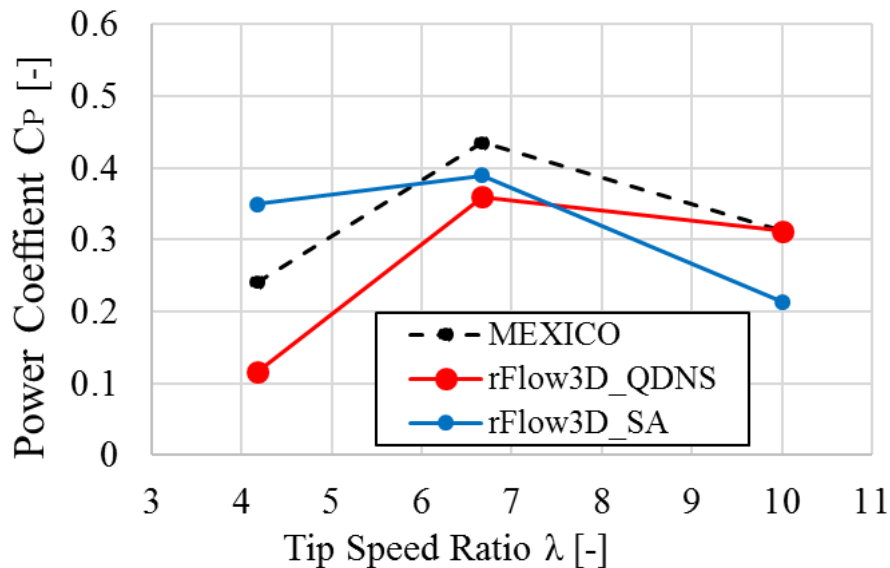


Figure 3-2 : MEXICO 風車におけるパワー係数 (実験値は [83]参照)

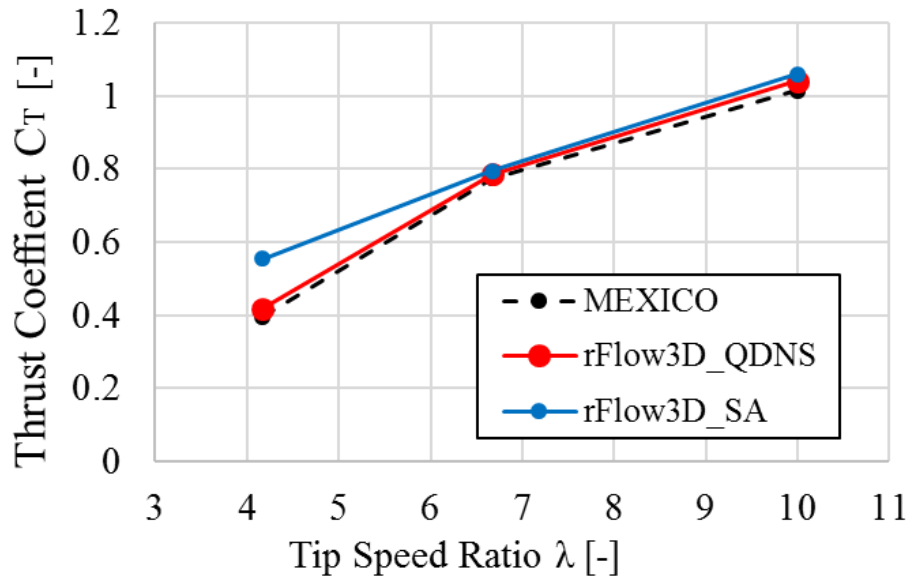


Figure 3-3 : MEXICO 風車におけるスラスト係数 (実験値は [83]参照)

3.3.3 ロータ周りの流れ場

MEXICO 風洞試験では PIV (particle image velocimetry) による近傍後流域の計測が行われており、3 軸の速度分布による比較が可能である。ここでは、MEXICO 試験によって得られた風速分布と本研究の後流モデリングの結果を比較し、rFlow3D の後流解析能力の検証を行う。まず、MEXICO 試験における PIV 計測の配置図について Figure 3-4 に示した。

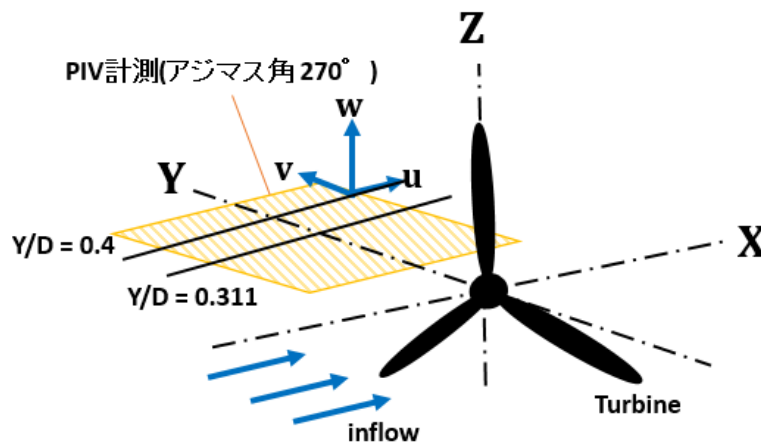


Figure 3-4 : MEXICO 試験における風車周りの PIV 計測

計測平面はアジマス角 270° のハブ高さ平面に固定されており、風車のアジマス角が 20° 移動するごとに風速分布の取得を行い、平均化することでデータ整理がなされている。まず、この PIV 計測の平面において、 $Y/D=0.311$ と $Y/D=0.4$ の位置に関して主流方向速度、半径

方向速度, 周方向速度それぞれの速度分布が得られている. これらの3軸の風速分布に関して, 実験値とCFD解を比較したものを Figure 3-5, Figure 3-6, Figure 3-7 に示した.

まず, Figure 3-5 に示す主流方向速度に着目する. 横軸には風車を中心とした前後位置を, 縦軸の風速は流入風速 U_{∞} で無次元化して表示した. 主流方向風速は, 後続風車に流入する運動量束およびエネルギーの大きさに直結するため, 正確な予測が求められる. 各ケースで, 風車のスラストによって風速が減速していく様子が確認できる. 周速比増大と共にスラストが増大するため, 速度欠損が大きくなっていく. スラストの大きさと強い相関があるため, SAモデルと擬似DNSいずれも $\lambda=6.67$ と $\lambda=10$ に関して定性的, 定量的な一致が確認できた. 一方で, 低周速比条件($\lambda=4.17$)においてはSAモデルを用いた場合, 速度欠損を過大評価していることがわかる. これは乱流モデルの使用によって剥離点を遅れてしまうことが原因であると考えられる. 一方で擬似DNSを用いたケースについては, $Y/D=0.311, 0.4$ とともにMEXICO試験結果と良い一致を示した.

続いて, 半径方向速度 (Figure 3-6) は後流域の拡大に寄与する成分である. 2章で算出した運動量輸送の式でも示したように, 半径方向速度は後流域の運動量回復の増減を決定づける要素であり重要である. 風車が回転することで発生する遠心力により, 風車位置 ($X/D=0$) 周辺で流入風速に対して10~20%程度の強い半径方向の流れが観測されている. 主流方向速度分布と同様に, $\lambda=6.67$ および $\lambda=10$ において, 擬似DNSとSAモデルいずれも実験値と定量的に良い一致が確認できる. 翼面状が大きく剥離していると考えられる $\lambda=4.17$ においても半径方向速度の変動を定性的に予測できている. QDNSとSAモデルで比較するとSAモデルの解で風速変動が弱まっており, 剥離が抑えられている傾向が得られている.

最後に Figure 3-7 には周方向速度を示した. 各ケースにおいて風車後方で負の値を示しており, これは風車の回転方向に対して逆向きの流れが生じていることを表している. 全体的にSAモデルの解において周方向速度を過大に評価する傾向が確認されたが, 式 2-12 の運動量輸送の式の導出過程からもわかるように, 主流方向速度の回復過程の観点から見ると直接的な寄与は小さい成分であると考えられる.

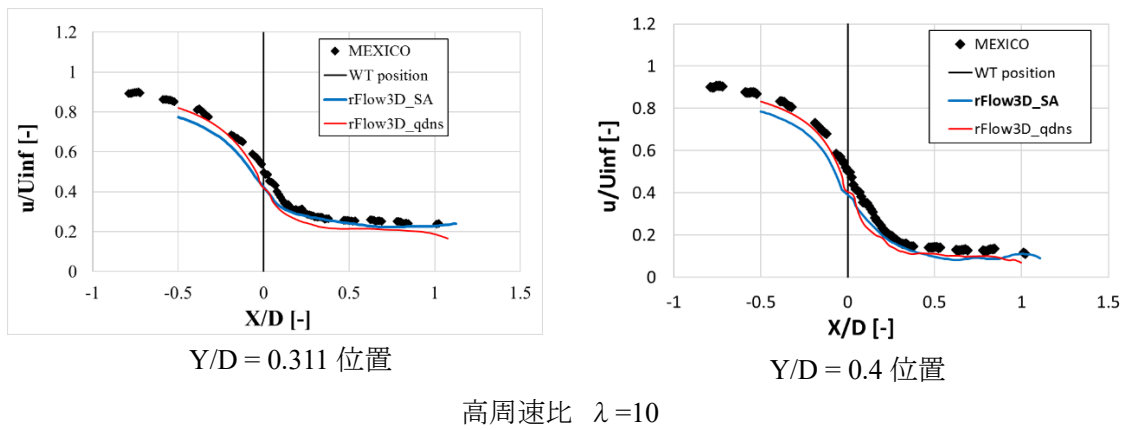
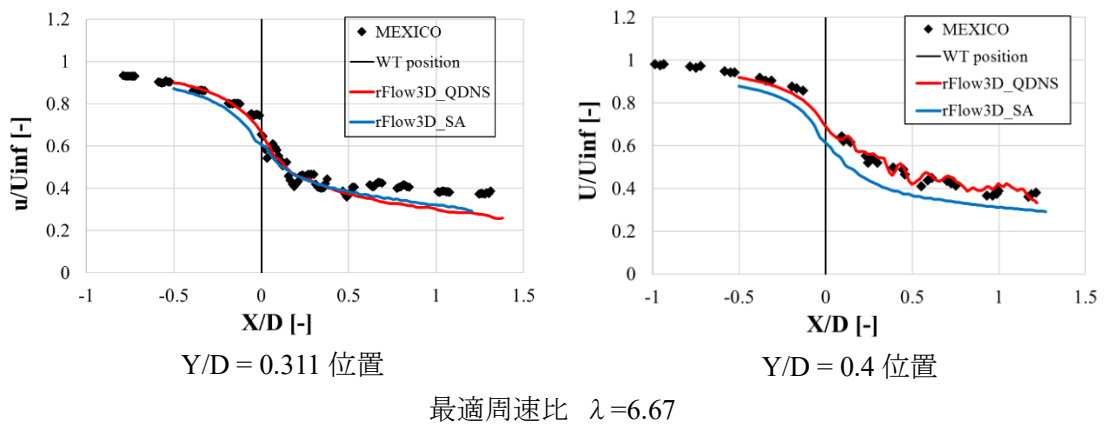
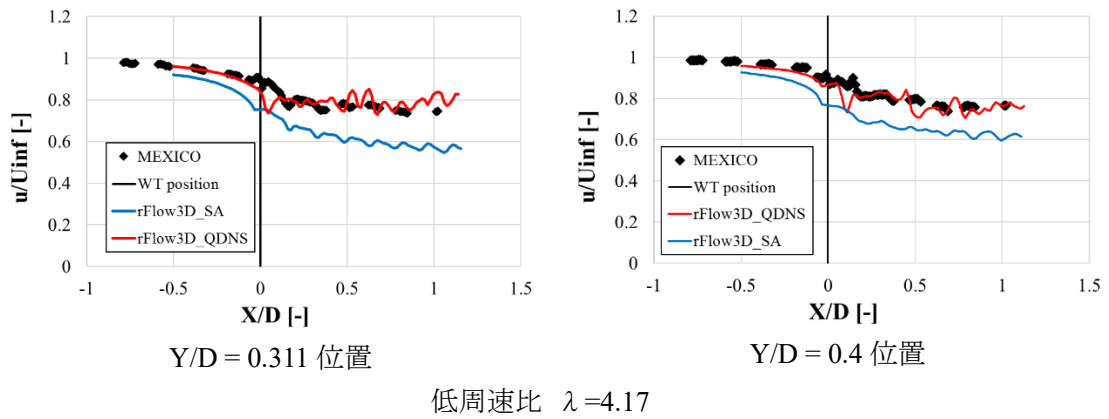


Figure 3-5: 風車周りの主流方向速度 u

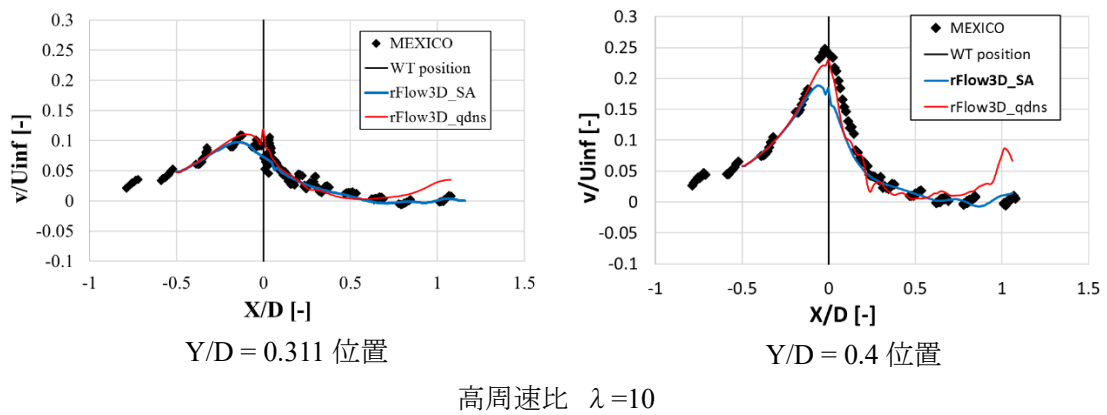
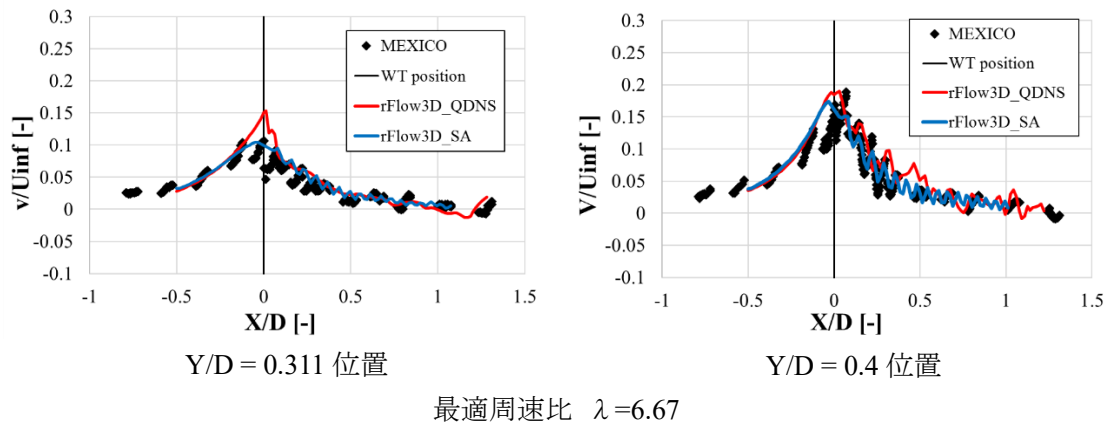
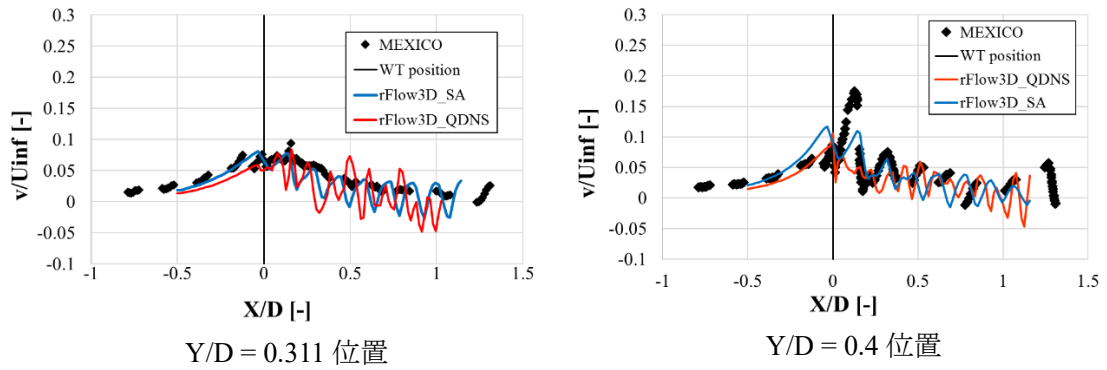
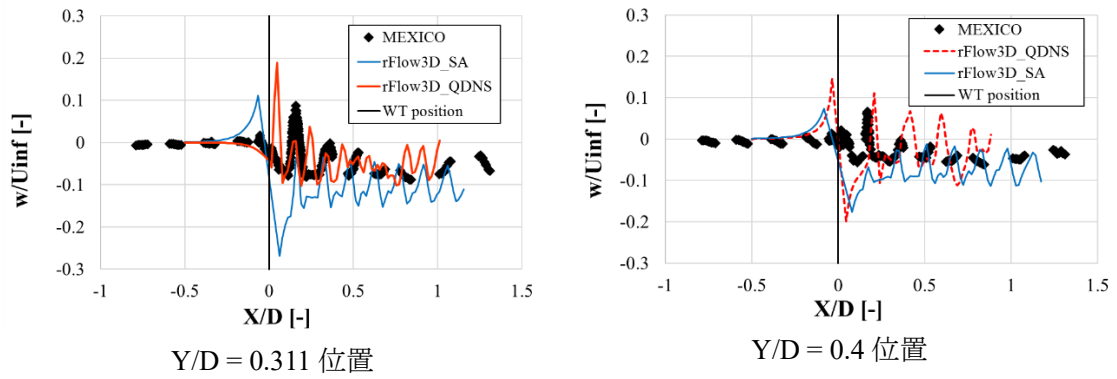
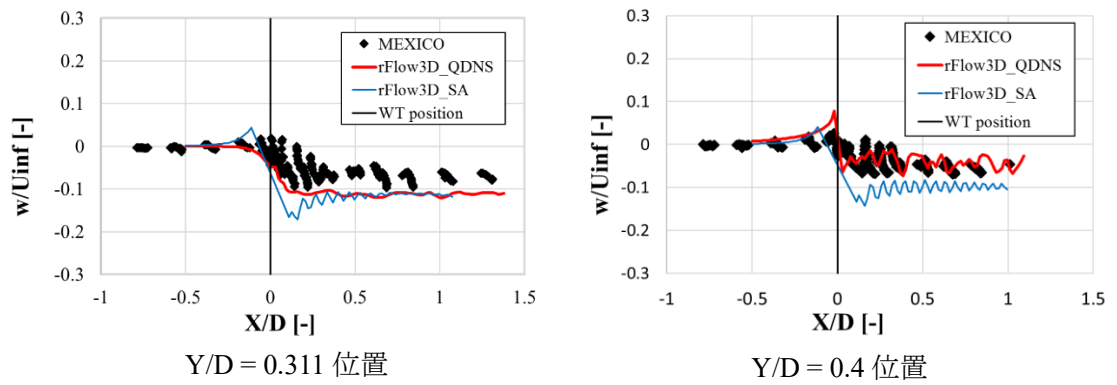


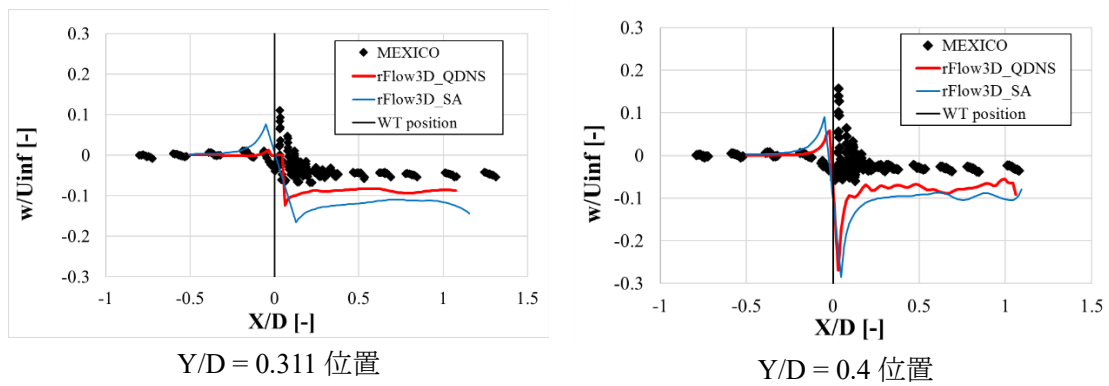
Figure 3-6: 風車周りの半径方向速度 v



低周速比 $\lambda = 4.17$



最適周速比 $\lambda = 6.67$



高周速比 $\lambda = 10$

Figure 3-7: 風車周りの周方向速度 w

続いて、近傍後流域における渦列の推移に関する比較を行う。Figure 3-8 に、各ケースにおける翼端渦中心位置の推移を示した。それぞれ黒が実験値、赤が QDNS、青が SA モデルの解である。周速比が大きくなるとともに、渦列の半径方向の広がりが増大していることが確認できる。この結果は先に示した半径方向速度分布の大きさと対応していることがわかる。また、翼端渦中心の離隔距離に着目すると、周速比の低下に応じて大きくなっており、高周速比条件である $\lambda=10$ では渦間距離の狭さから渦同士の干渉・崩壊が顕著である一方で、低周速比条件の $\lambda=4.17$ では渦同士の干渉は弱く、各渦列が独立して散逸していく。

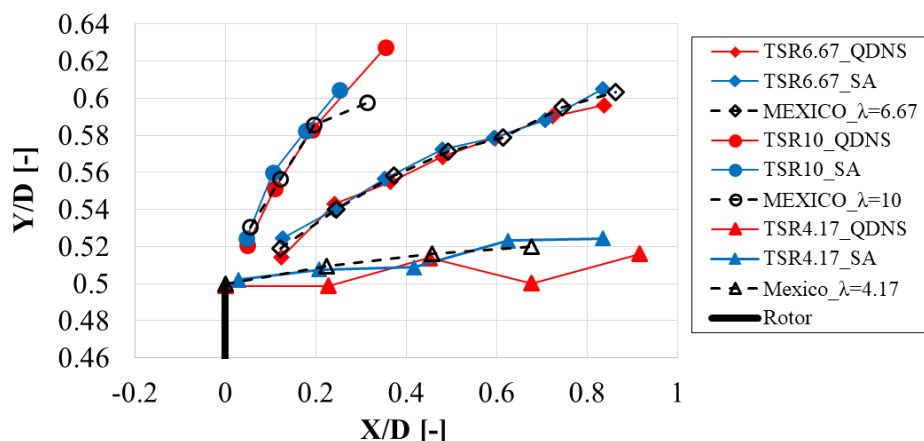


Figure 3-8: 近傍後流における翼端渦中心の推移

3.3.1 乱流モデルの影響

今回の計算において、RANS における乱流モデルである SA モデルと、乱流モデルを適用せず離散化時に式に組み込まれる数値粘性によって格子サイズ以下の散逸を担う疑似 DNS (陰的 LES) の 2 種類の乱流表現を試みた。定量性の比較においては、主流方向運動量回復において特に重要であると考えられる主流方向速度分布について疑似 DNS の結果が MEXICO 風洞試験結果をより良い一致を示していたことから、これ以降の後流解析においては特に注記がなければ疑似 DNS を使用することとする。

一方で、今回実施した疑似 DNS が SA と比べてより正確に物理現象を表現したということイコールではないことを注記しておきたい。本計算における翼面上の格子解像度は本来の LES と定義されるシミュレーションで要求される解像度を大きく下回っており、翼面上に発生する縦渦構造などの解像については捕捉不可能な条件下の下で実行している。本来、LES と定義されるシミュレーションにおいては乱流エネルギーの慣性小領域を全て解像する必要があり、式 2-14 で定義したコルモゴロフスケールに対して 10 倍程度の解像スケールを用意する必要がある。このような解像度不足を認知しつつ後流域の運動量回復の議論を行うには、乱流モデルが本来壁面近傍に存在するマイクロスケールの渦に対するモデル化であり、後流域に発生する翼弦長や風車直径に代表されるようなスケールの渦に対して乱流モデルの感度がさほど大きくないことが背景にある。

3.4 後流域の可視化

3.4.1 渦度分布

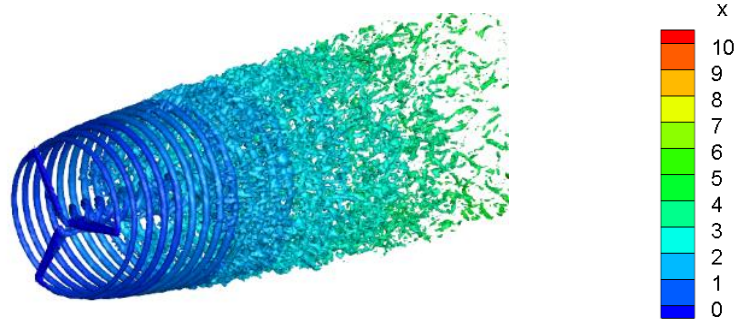
序論にて解説したように，風車後流の構造において特徴的なのが近傍後流における翼端渦である．翼端渦と翼根渦の渦としての循環量は風車翼面上の随伴渦の強さと対応しており，風車翼に発生する揚力の大きさと比例関係にある．ここでは，周速比変化に伴う風車翼の空力の変化に伴う渦度分布の変化について論じる．風車後流域に現れる風速変動の分布の指標として，流れ場の回転を表す渦度を導入する．後流域の渦度分布を可視化することで風車翼のどのような箇所が変動の発生源になっているか確認することができる．算出した値は流入風速である U_∞ と風車モデルの代表翼弦長 c によって正規化した．

$$\text{vorticity} = |\nabla \times \mathbf{u}|, \quad \mathbf{u} = (u, v, w), \quad \text{式 3-3}$$

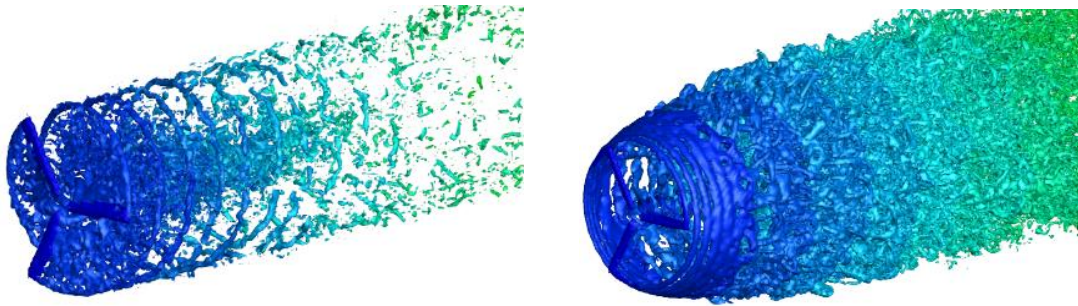
$$\text{vor}^* = \frac{\text{vorticity} \times c}{U_\infty} \quad \text{式 3-4}$$

まず，Figure 3-9 に各ケースにおける渦度等値面の可視化を示す．紙面左手側に風車が存在し，右手方向に向かって渦列が移流している様子が捉えられている．着色はロータ中心からの流れ方向距離 X/D によって行った．3 ケースいずれにおいても風車の翼端から発生している翼端渦が螺旋構造を形成していく様子が確認できる．周速比の増大に伴って螺旋渦の間隔が狭まっており， $\lambda=10$ のケースでは渦同士の干渉が顕著であるため，より早期の渦崩壊が生じている．渦列の間隔の大きい $\lambda=4.17$ では渦列同士の干渉による崩壊は顕著ではないが，風車ブレード周りの渦度から分かるように迎角の増大によって剥離が生じており，風車近傍から小規模渦の存在がスパン全面に存在している．これらと翼端渦が干渉することで螺旋構造が消失していく．

続いて，ハブ高さの XY 平面における渦度コンターを確認していく．周速比が大きく，風車翼面上の剥離の影響が小さい $\lambda=6.67, 10$ のケースにおいては渦の発生源がほぼ翼端渦と翼根渦に集中していることがわかる． $\lambda=6.67$ では， $X/D = 1.0$ 近傍で渦列が崩壊し始め， $X/D = 2$ 周辺では渦中心が確認できないほど拡散が進行している．その後遠方後流に向かうにつれて風車由来の変動成分が消散していく様子が確認できる．翼端渦と翼根渦は渦の循環量としては同程度の強度を保持している一方で翼面上での剥離が顕著な $\lambda=4.17$ では，近傍後流から $Y/D = -0.5 \sim 0.5$ のブレードスパン全面の後方に渦度の強い領域が広がっている様子が確認できる．



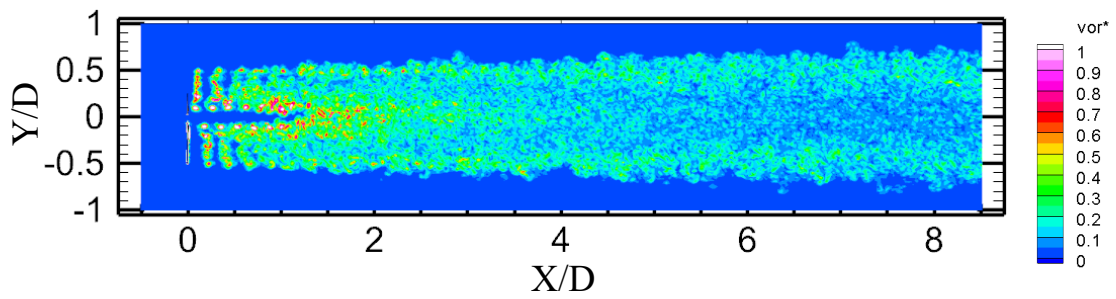
最適周速比 $\lambda = 6.67$



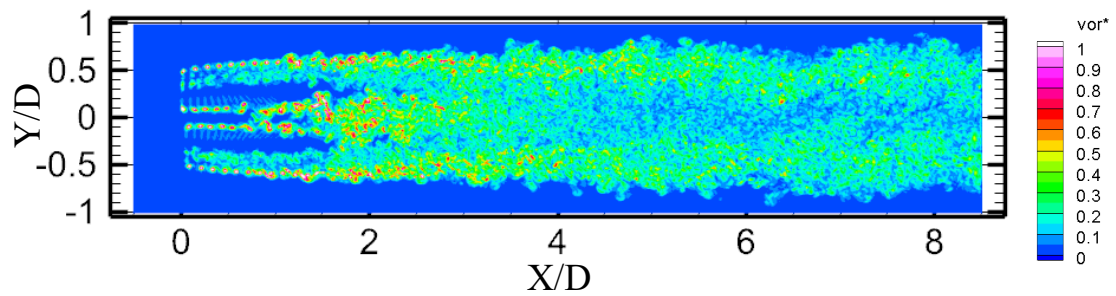
低周速比 $\lambda = 4.17$

高周速比 $\lambda = 10$

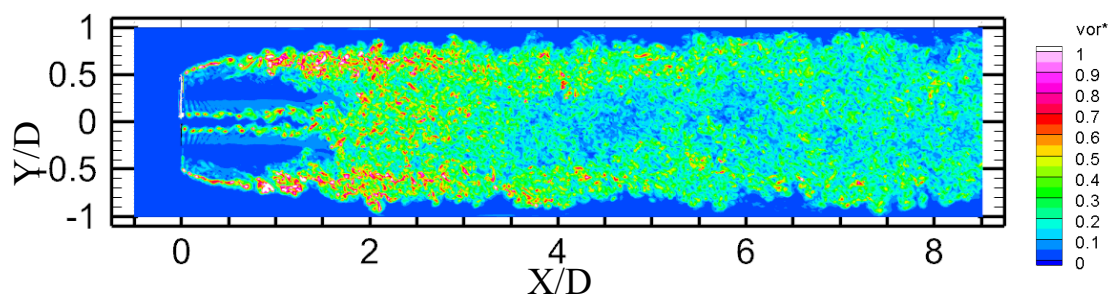
Figure 3-9 : 渦度等値面の比較 ($\text{vor}^* = 0.5$)



低周速比 $\lambda = 4.17$



最適周速比 $\lambda = 6.67$



高周速比 $\lambda = 10$

Figure 3-10: 後流域渦度コンター (一様流条件 周速比変更)

3.4.2 速度分布

3.4.2.1 主流方向速度

渦度分布の比較により、近傍後流の翼端渦列の挙動が渦間距離に応じて異なることを確認した。続いてそれらの渦特性の違いが風速分布に与える影響について確認を行う。式 2-31 に従って後流域の風速を直交座標系から円筒座標系に変換し、主流方向・半径方向・周方向の速度に分解して議論する。

まず、主流方向の主流方向速度分布の推移を Figure 3-11 に、各後流位置における半径方向の主流速度分布を Figure 3-15 に示す。X/D=0~2 の近傍後流域に着目すると、周速比の増大に従って後流域の風速低下が顕著になっている。これは風車のスラストの増大に起因する。風車翼において発生するスラストはブレードスパン方向で一様ではなく、スパン中腹部でスラストが大きく、翼端および翼根ではスラストが小さくなることから、 $|Y/D|=0.3$ 付近で速度欠損が最大となるような二山形状の速度欠損が確認できる。Figure 3-12 の X/D = 0.5 や X/D = 1.0 などではこれは顕著に確認することができる。後流域に存在する風速変動や分子粘性によるせん断応力によってこの二山形状は次第に平滑化されていき、Y/D = 0 付近で速度欠損が最大になるようなガウス分布的な一山形状へと推移していく。

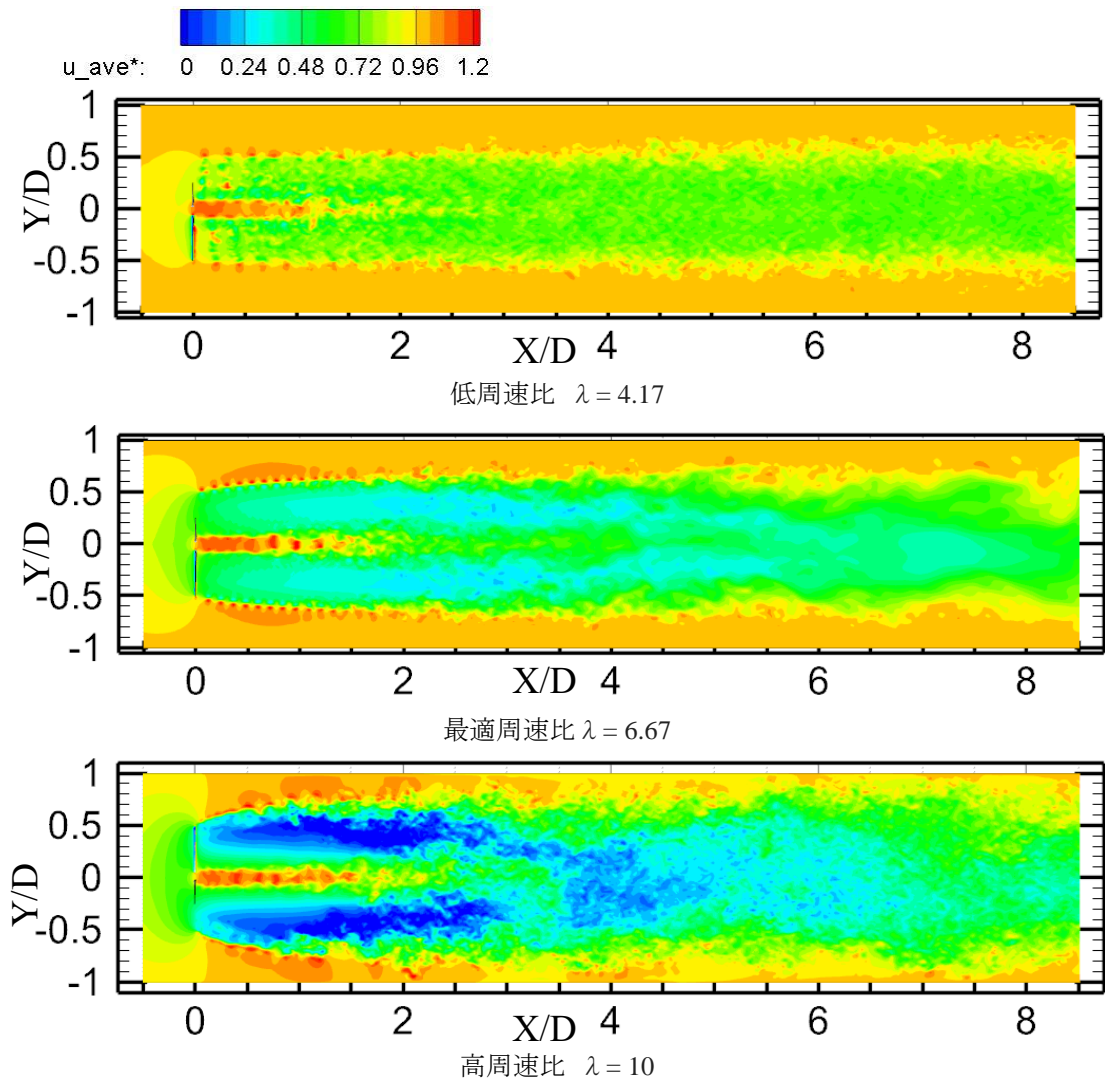


Figure 3-11 : 主流方向速度コンター(周速比変更計算)

—*— $\lambda = 6.67$ -+--+ $\lambda = 4.17$ -*- - $\lambda = 10$

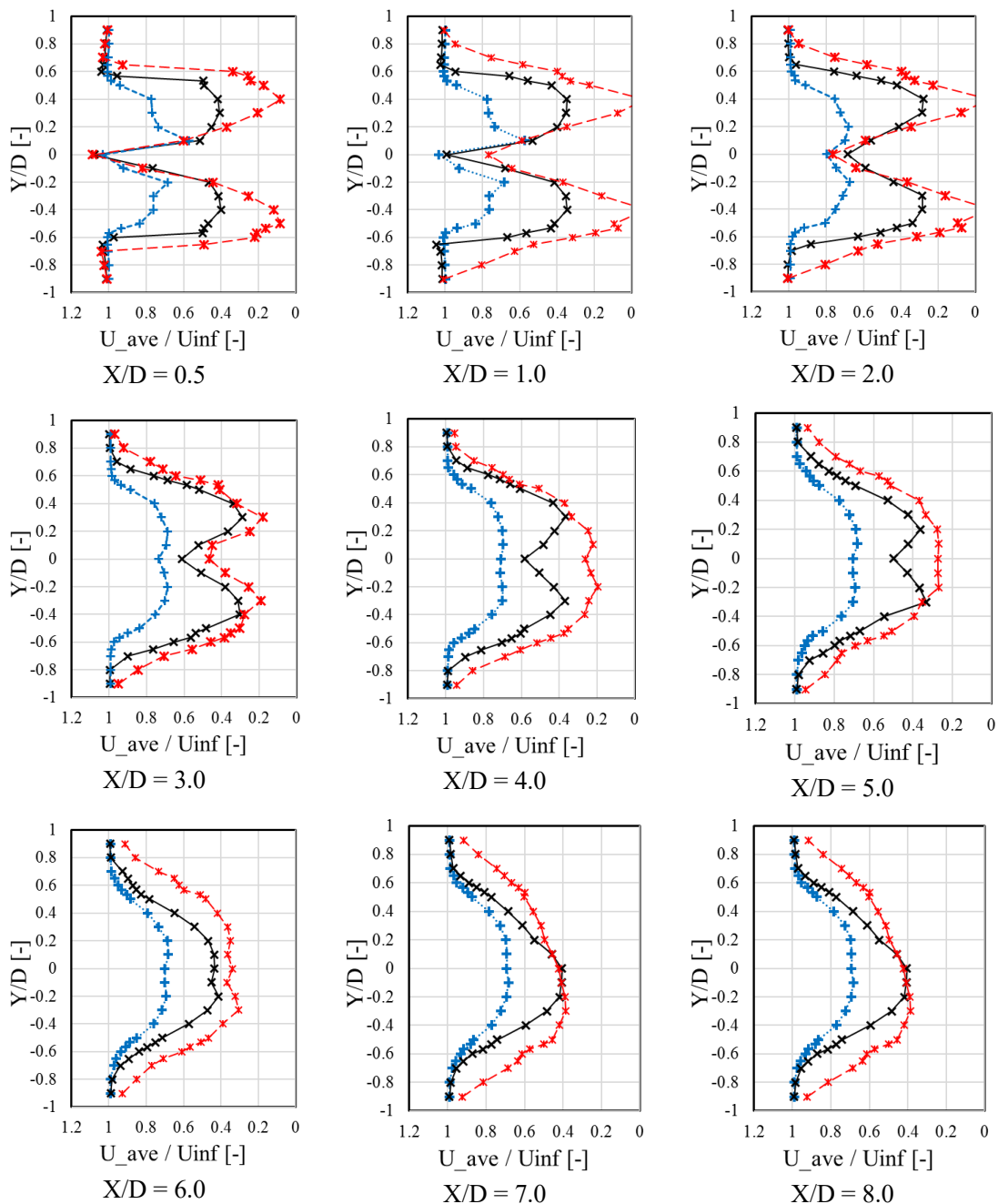


Figure 3-12 : 主流方向速度の半径方向分布

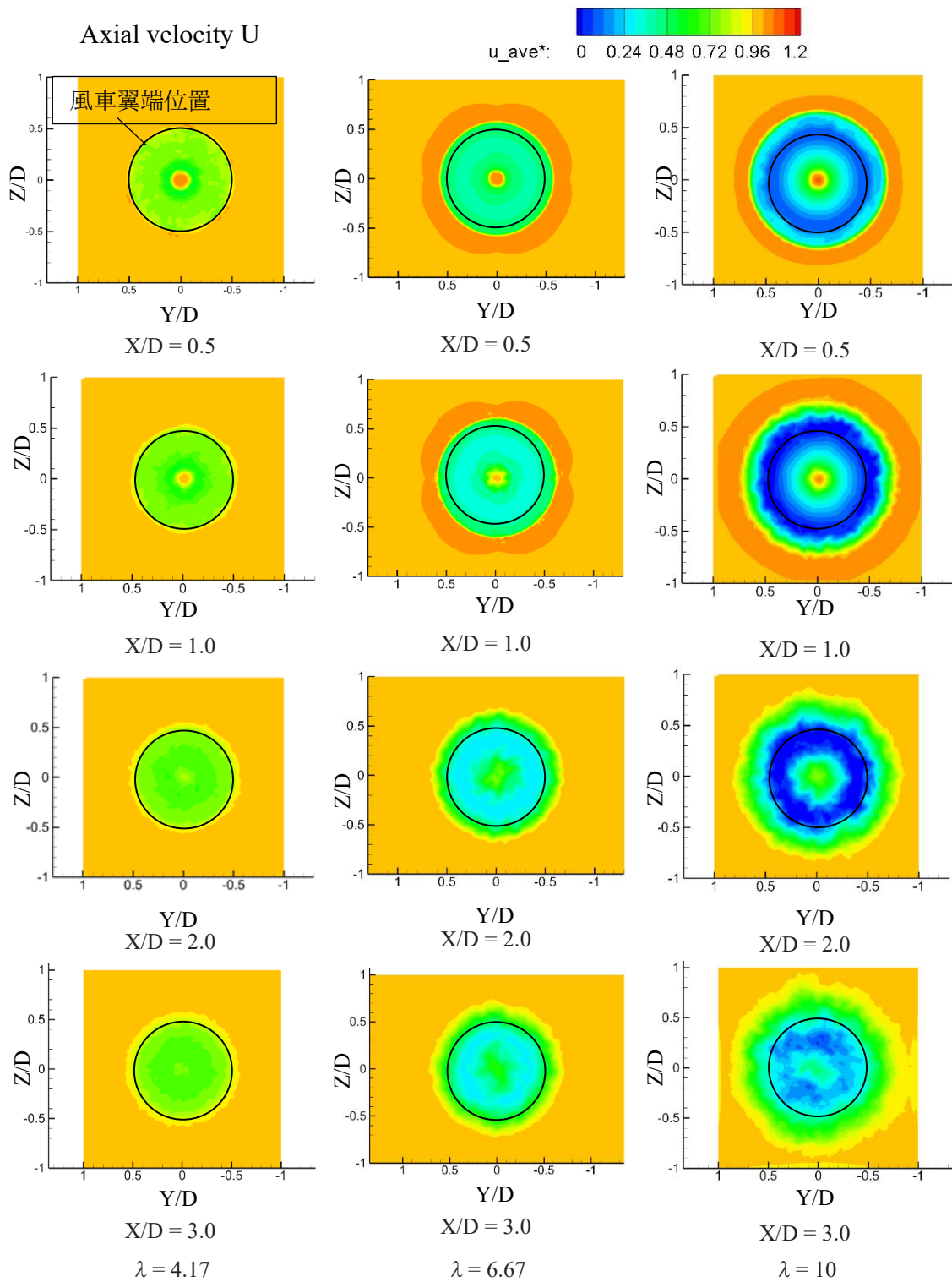


Figure 3-13 : 主流方向速度コンター (周速比変更計算)

Figure 3-14 に後流域のロータ等価風速の推移を示した。速度コンターで得られた傾向の通り、 $X/D = 0 \sim 2.0$ 付近までは半径方向の拡大流の作用によって風速が低下していき、渦列の崩壊を経た後、風速が回復していく。AIC に用いられるような低周速比条件では速度欠損自体は小さく、ロータ等価風速の極小位置においても流入風束の 70%以上の値が得られているものの、後流域に強い風速変動を作ることが出来ないため、ロータ等価風速の回復がほぼみられず、 $X/D = 2.0$ から $X/D = 8.0$ までのロータ等価風速の回復はわずか 5%ほどである。一方でスラストの大きい $\lambda = 6.67$ および $\lambda = 10$ では、ロータ等価風速の極小値ではそれぞれ 40%および 25%まで低下しているが、その後の回復率は低周速比条件と比べて大きく、 $X/D = 8.0$ までの間に 20~30%ほどの速度回復を示している。

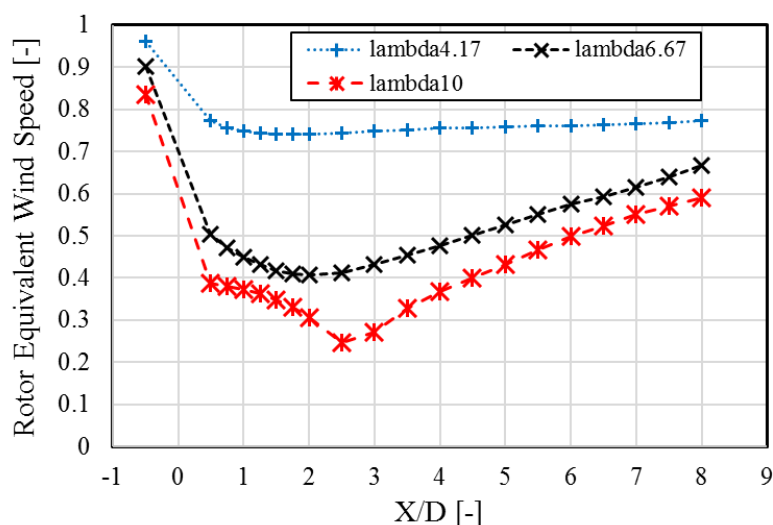


Figure 3-14：後流域におけるロータ等価風速の推移(周速比変更計算)

3.4.2.2 半径方向・周方向速度

続いて、半径方向速度分布と周方向速度分布の推移を Figure 3-15 と Figure 3-16 に示した。風車位置に近い $X/D = 0.5 \sim 1.0$ について、 $\lambda = 6.67$ および $\lambda = 10$ は翼端近傍から外側の領域において大きな半径方向速度が生じていることがわかる。半径方向速度の大きさは後流域の拡大に対応しており、拡大流の存在は Figure 3-8 で示した半径方向の渦列の推移からも確認できる。遠心力による寄与が大きくなるため、高周速比条件において拡大流が強く、後流域の拡大による速度欠損の低下も顕著である。一方で低周速比条件の $\lambda = 4.17$ では拡大流が顕著に現れず、後流域の速度欠損が抑えられていることがわかる。低周速比条件のこの特性は AIC に反映されている。翼端渦列が崩壊する $X/D = 2$ 以降では、各条件において外側向きの半径方向速度がほぼ消失している一方で、高周速比条件の $\lambda = 10$ では主流から回転中心へと向かう内側向きの半径方向速度が発生している。これは運動量の大きな主流から後流域内部へと運動量を輸送する役割を担うため、このような流れが発生する $\lambda = 10$ では風速回復効果が促進されていると見ることができる。

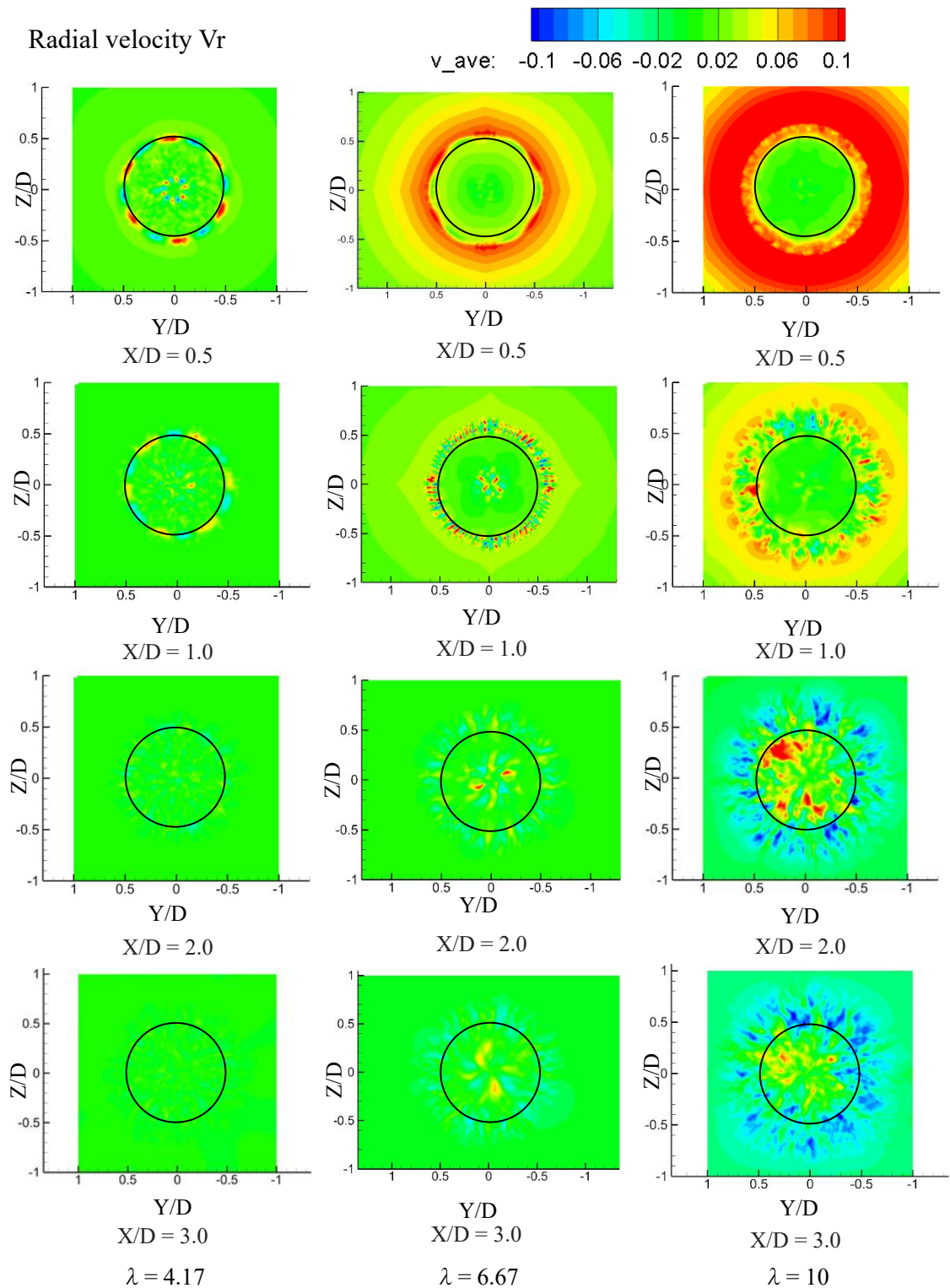


Figure 3-15: 各後流位置における半径方向速度分布
(左: $\lambda = 4.17$, 中央: $\lambda = 6.67$, 右: $\lambda = 10$)

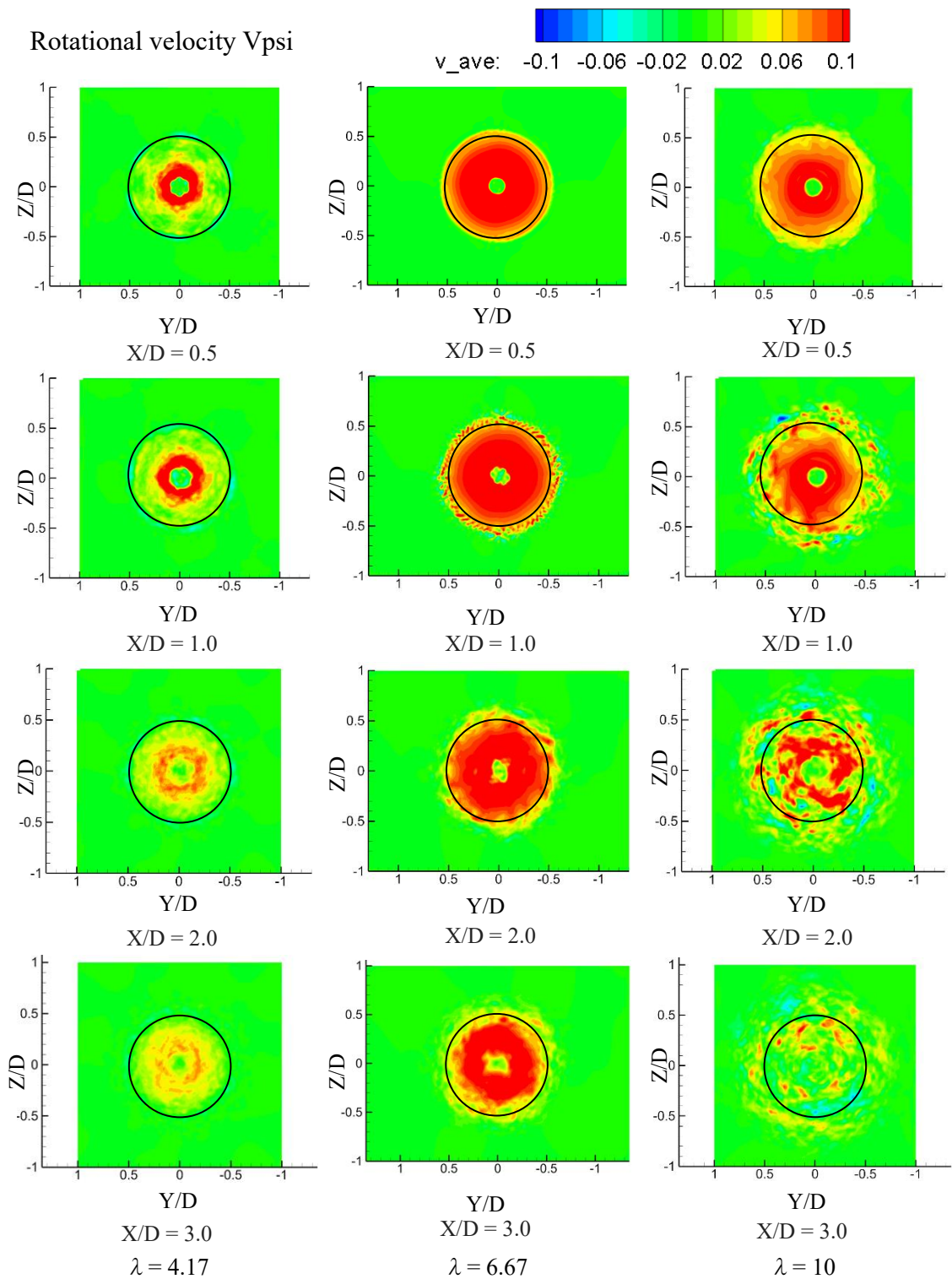


Figure 3-16: 各後流位置における周方向速度分布 (左: $\lambda=4.17$, 中央: $\lambda=6.67$, 右: $\lambda=10$)

3.5 後流域の運動量輸送

風車後流における運動量回復に関して、第2章において導出した運動量式(式2-11)に基づいた計算を行い、式の妥当性を検証しつつ、後流域における各項の運動量束への寄与を確認する。

3.5.1 運動量評価式の妥当性検証

式2-11の右辺と左辺をそれぞれ計算し、両者の一致度を確認することで式の妥当性を検証する。CFD解によって得られた主流方向風速から直接計算した運動量束(右辺)と、左辺の合算値から算出したものの比較をFigure 3-17に示した。各周速比のケースにおいて、積み上げ棒で示した式2-11右辺の合算値と、左辺の後続風車位置における運動量束の値の間には良好な一致が確認でき、2章で設定した運動量評価式の設定は一定の妥当性があり、寄与として重要な項の脱落は無かったと考えられる。

続いて、各項の寄与率について確認する。(1)風速極小位置における運動量束、(2)検査面の側面から流入する平均流による運動量束、(3)検査面の側面に作用するレイノルズ応力、(4)入り口と出口におけるレイノルズ応力および圧力項の4つの項目に分類し、合計の運動量束に対する寄与率を算出したものをFigure 3-18に示した。

まず、低周速比($\lambda=4.17$)のケースに着目すると、赤色で示した風速低下後の運動量束の寄与が顕著であり、平均流やレイノルズ応力による運動量回復効果は小さいことがわかる。また、風速極小位置 x_1 と後続風車位置 x_2 における圧力と主流方向のレイノルズ応力項の寄与はこれらに比べて更に小さい。この傾向は $\lambda=6.67$ および $\lambda=10$ においても同様であり、今回設定した検査面における圧力と主流方向のレイノルズ応力による寄与は全体の数%程度であることがわかった。

周速比が増大させていくと側方からの平均流とレイノルズ応力による流入の寄与率が増大している。渦間距離が小さく、渦崩壊が活発であった $\lambda=10$ においてはレイノルズ応力項の寄与率が増大し、 $X/D=8$ の遠方後流域の収支においては運動量束全体の20~30%の寄与を示した。しかし高周速比条件においてはスラストの増大によって風速低下後の運動量束の大きさが著しく減少してしまう。この速度欠損の効果と、周速比増大によるレイノルズ応力および平均流による運動量束の回復効果との間にはトレードオフの関係が存在しており、単純にスラスト係数を変化させただけでは、いずれかの項の寄与を増大することも総合的な運動量束の増大に結びつけるのは難しいことがわかった。

以上の検討から、2.1で行った各項のオーダーの見積もりとほぼ合致する結果が得られた。圧力項と主流方向のレイノルズ応力項の寄与が他項と比較して小さいことから、後流域の運動量回復過程において、式2-12に示した次の近似式も妥当性のあるものと考えられる。

$$\iint_{A_2} \rho \overline{u^2}_{x_2} dA_2 \cong \iint_{A_1} \rho \overline{u^2}_{x_1} dA_1 + \frac{D}{2} \int_{x_1}^{x_2} \int_0^{2\pi} (\rho (\overline{uv}_n)_{x,\psi} - \rho (\overline{u'v'_n})_{x,\psi}) d\psi dx \quad \text{式 2-12 (再掲)}$$

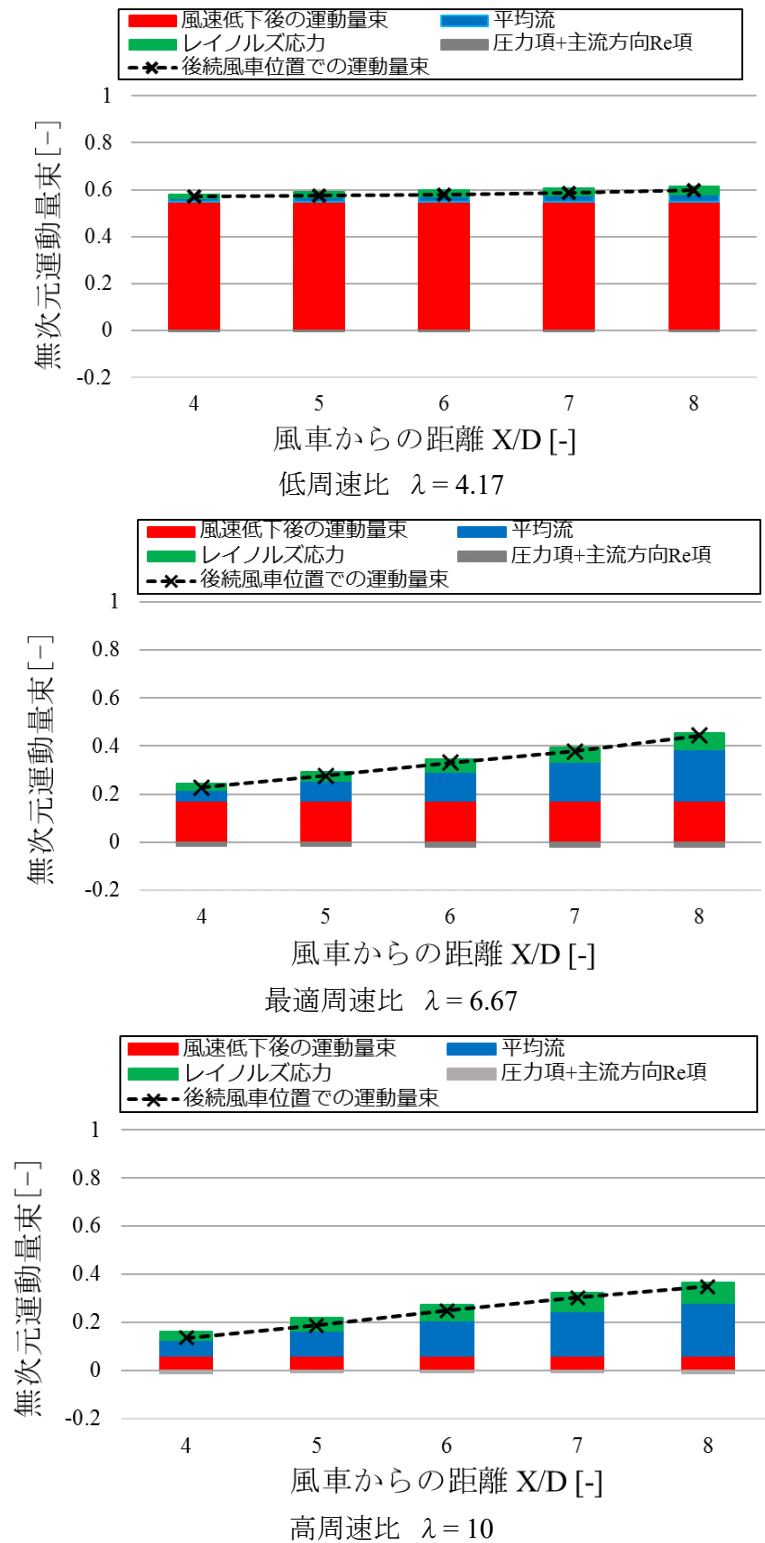


Figure 3-17 : CFD におけるロータ等価風速と各後流位置における運動量の収支から算出した等価風速との比較

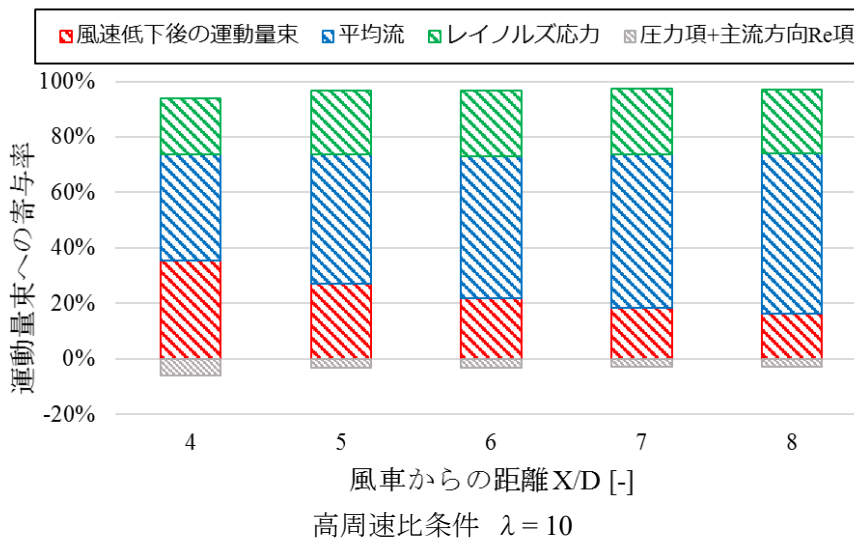
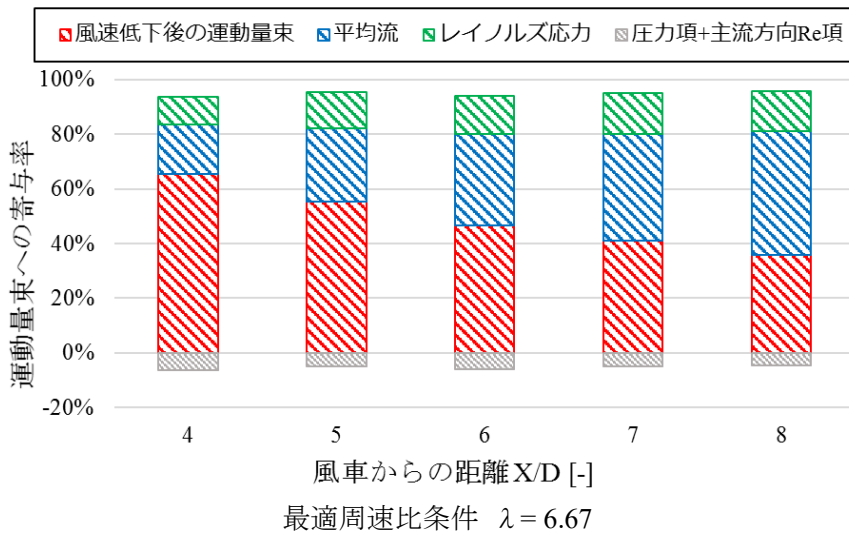
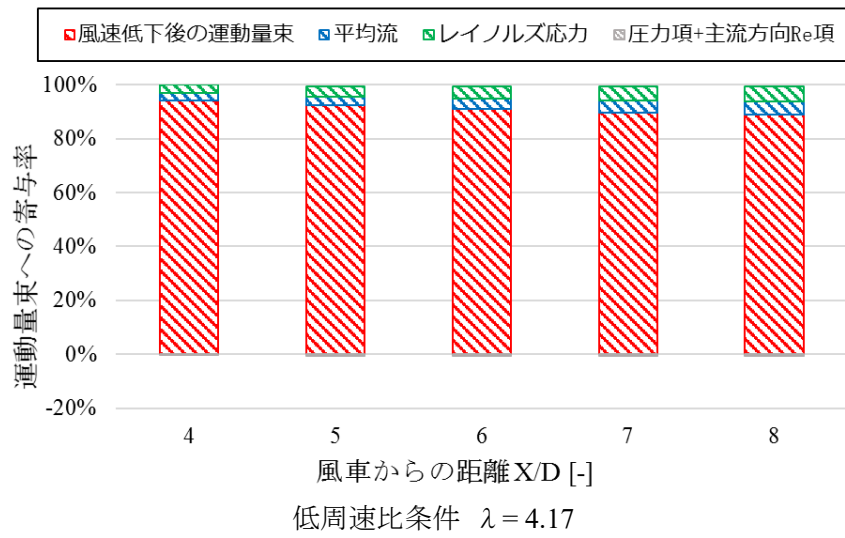


Figure 3-18 :各後流位置の運動量束における寄与率

3.5.2 平均流による運動量束

時間平均された半径方向速度によって後流域に輸送される主流方向の運動量束を算出する。CFD 解における計算空間全体において、主流方向速度 u と座標変換によって得られた半径方向速度 v_n を掛け合わせることで次の Figure 3-19 に示す運動量束の分布が得られた。正の値は回転中心から見て外側向かう運動量輸送であり、後流域から主流域へと流出する運動量輸送を、負の値は外側から回転中心に向かう運動量束、すなわち運動量の流入を表している。図中コンターにはロータ翼端位置を表した円 ($\sqrt{Y^2 + Z^2} = 0.5D$) を併記した。

まず、 $X/D=1.0$ の近傍後流では $\lambda=6.67$ および $\lambda=10$ において、拡大流による外側への運動量束（正の値）が風車翼端位置より外側の領域で顕著になっている。後流域と主流域の境界に翼端渦による運動量輸送が確認できる一方で、風車翼のスパン中腹部においては輸送される運動量束は小さいことがわかる。主流域と後流域を隔てる翼端渦の存在は低周速比になるほど顕著になり、 $\lambda=4.17$ のケースにおいては周方向に正負に入れ替わる運動量束分布が確認できる。これはレイノルズ応力分布と同様、翼端渦の螺旋構造による運動量輸送は、ロータ面に対して流入だけでなく流出にも寄与していることを表している。

翼端渦が崩壊して $X/D=2\sim 3$ の領域になると、半径方向外側への運動量束が弱まり、内側に向かう運動量束、つまりは風速回復に寄与する運動量束が現れる。これは、特に周速比が大きいケースにおいて顕著である。しかし、図中に示した運動量回復の検査面との位置関係を見た場合、高周速比条件において発生している半径方向速度は円盤の外側に集中しており、検査面内に流入する運動量束は小さい。

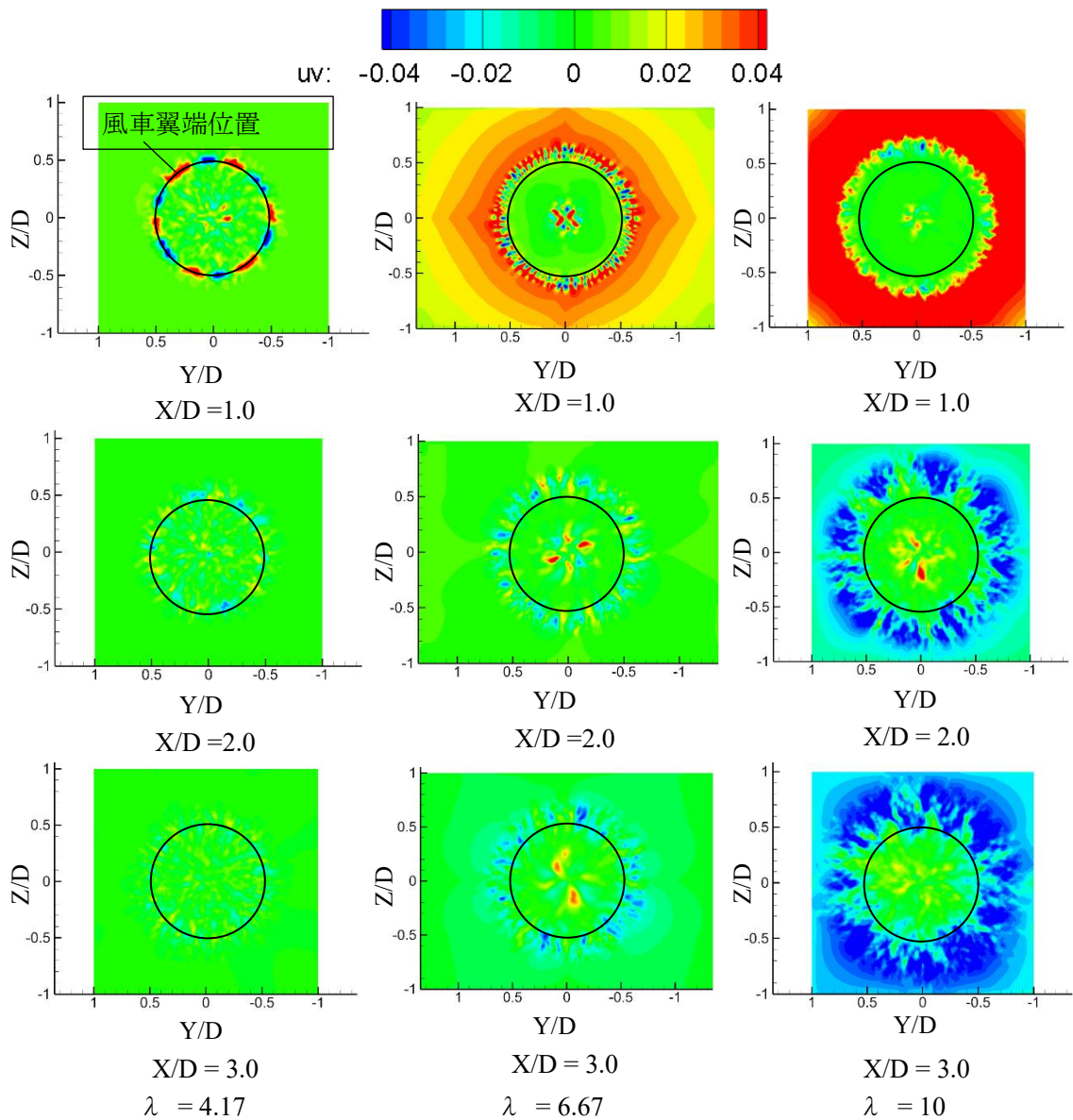


Figure 3-19: 主流方向-半径方向速度間における平均流の運動量束
 (左 : $\lambda=4.17$ 中央 : $\lambda=6.67$ 右 : $\lambda=10$)

3.5.3 レイノルズ応力

続いて、後流域におけるレイノルズ応力分布を確認する。計算手法は2.3.3.1に従う。YZ平面に円形断面をとるような円筒座標系を後流域に設定して解析を行う。この場合、円筒側面における主流方向運動量に対するレイノルズ応力の寄与は主流方向速度と半径方向速度の相関項である $\overline{u'v'_n}$ だけを考えればよい。この項に関するXY平面における分布について、 $\lambda=6.67$ での例をFigure 3-20に示した。レイノルズ応力分布はほぼ翼端位置と翼根位置からの変動成分によるものであることがわかる。特に翼端近傍に生じるレイノルズ応力について

では、翼端渦列が不安定になる $X/D = 0 \sim 1.5$ までの領域と、 $X/D = 2.0 \sim$ での分布が大きく異なっており、前者では正と負の値が交互に切り替わるような構造を、後者では負の値となっている。半径方向速度は回転中心から見て外側向きを正としているので、このコンターにおいては赤色で示した正值の領域では半径方向外側向きへの運動量の移動を、負値を示す青色の箇所においては半径方向内側向きへの運動量増加を表している。

このような正負が切り替わるレイノルズ応力分布については、翼端渦を中心とした流体の回転運動によって生じたものであると理解することができる。Figure 3-21 に渦による運動量輸送の模式図を示した。このように時計回りの渦を考えた場合、渦中心における速度を基準とすると、第 1,3 象限ではレイノルズ応力が負に、第 2,4 象限では正になるような構造となっており、渦単独では渦の内部で運動量が循環しているだけで外部からの収支はゼロであることがわかる。先の Figure 3-20 の近傍後流域の渦列で確認されたレイノルズ応力分布はこれが並んだ構造に類似しており、外部との運動量交換が小さい領域であると理解できる。翼端渦列に不安定性が生じ、崩壊に至ると主流域からの運動量流入が増大していることから近傍後流の翼端渦列を早期に崩壊させることは後流域の運動量回復において重要であるといえる。

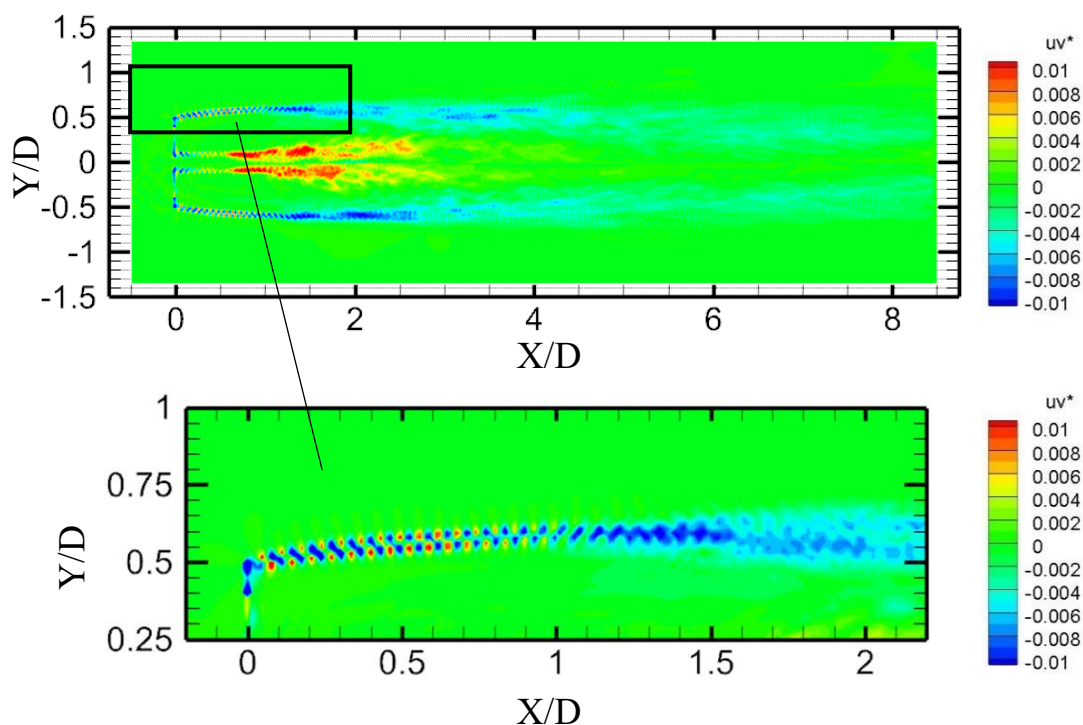


Figure 3-20 : レイノルズ応力分布 ($Z=0$ 平面, $\lambda=6.67$)

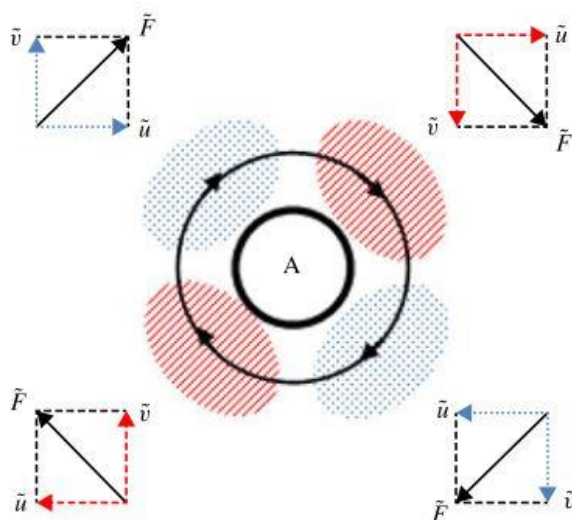


Figure 3-21 : 渦による運動量の輸送 [79]

渦崩壊までの周速比変更計算におけるこれらの分布を次の Figure 3-22 に示す。それぞれのケースについて見ていくと、 $\lambda=4.17$ と $\lambda=6.67$ の近傍後流域 ($X/D = 0.5, 1.0$) においては、翼の先端位置付近においてレイノルズ応力が円周方向に対して周期的に正負が入れ替わる分布を示している。これは Figure 3-20 に示したような翼端渦による運動量輸送によるものである。このように運動量の移動が双方向的に生じる領域では後流域の速度回復への寄与は小さく、平均流による後流域の拡大による風速低下が支配的となる。一方で高周速比条件である $\lambda=10$ では早期に渦崩壊が生じ、 $X/D = 0.5$ において既に負のレイノルズ応力によるリング状の分布を形成している。負のレイノルズ応力は作用する領域の半径方向内側の運動量増大に寄与するが、高周速比条件においては拡大流の大きさから、ロータ等価風速の検査面として取った円盤に対して外側に離れた領域にリング状の分布が形成されることとなる。これらの分布の差から翼端渦の状態と密接な関係があることがわかる。より後方へ進んでいくと、 $\lambda=4.17$ および 6.67 の条件においても同様に負値を持つリング状の分布へと推移している。

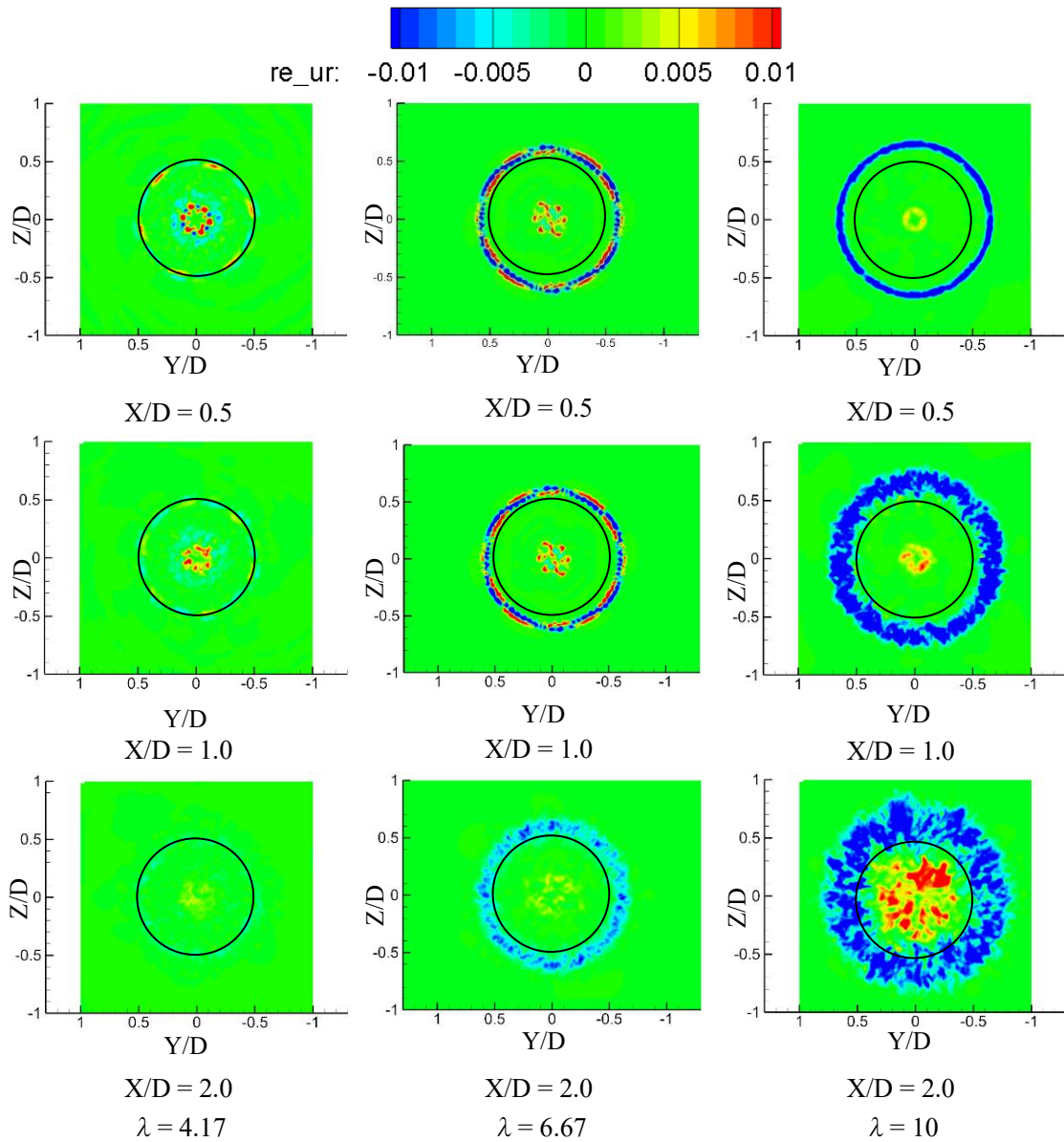


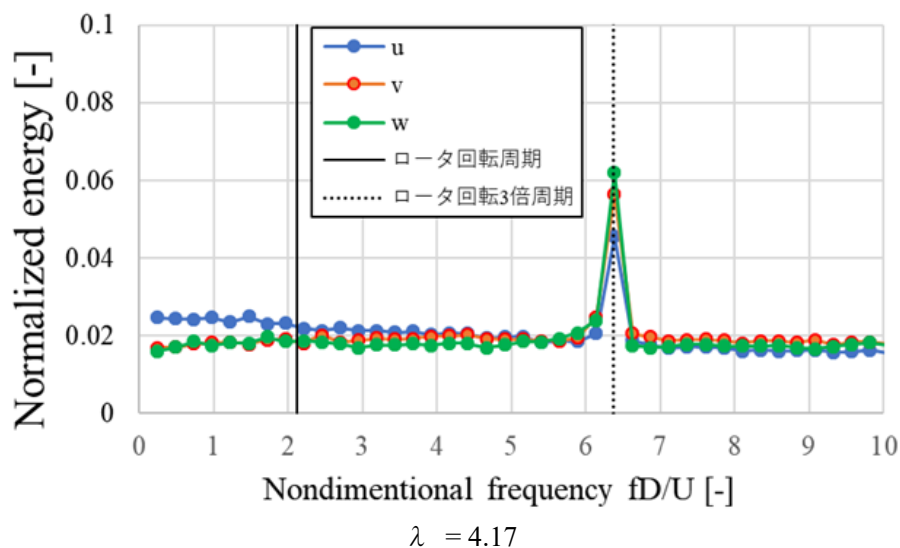
Figure 3-22 : 主流方向-半径方向速度のレイノルズ応力 $\overline{u'v'_r}$ のコンター

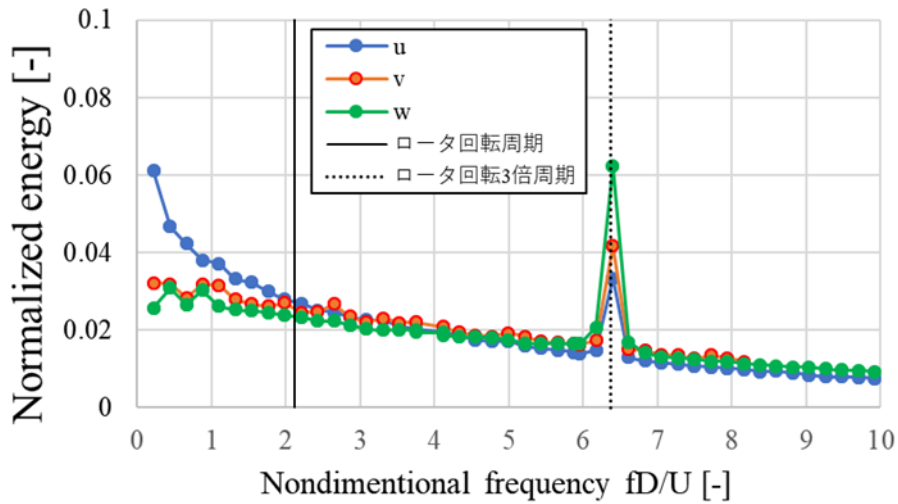
3.6 DMD によるモード分解

各周速比のケースを対象に、DMD を用いたモード分解を実施する。時間刻みはロータのアジマス角 30° ごと ($t^* = 0.03925$) とし、ロータ回転 12 周分の時系列データの抽出を行った。風速分布の取得はハブ高さである $Z=0$ における XY 平面である。

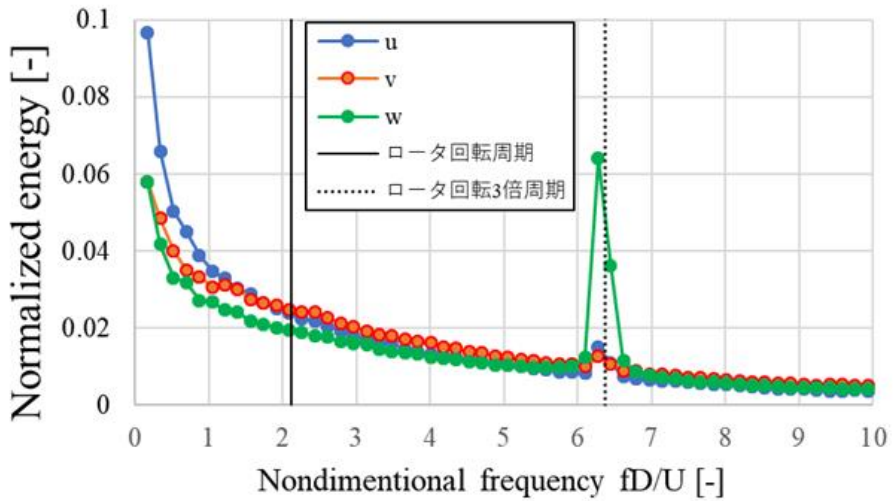
3.6.1 周波数ごとの変動強度

2.3.4.2 の解説のとおり、DMD によって得られた固有値から各ダイナミックモードの変動成分によるエネルギーを式 2-57 に基づいて算出し、各モードの周波数ごとに整理したものを Figure 3-23 に図示した。グラフの横軸は、風車直径 D と流入風速によって無次元化した周波数 $f^* = fD/U_\infty$ であり、縦軸は各モードの全変動エネルギーに対する各モードのエネルギーの寄与率である。回転体における代表周波数として、各計算ケースのロータ回転周期を図中にマークしている。各ケースで主流方向速度 U_∞ の値が異なるため、グラフ上のロータ回転周波数が変化していることに注意されたい。全ケースについて当てはまる傾向として、ロータ回転の周波数の約 3 倍の周期において大きな変動のピークが確認できる。これは解析に用いた風車が 3 枚翼風車であるため、ロータ回転の周波数の 3 倍の周波数帯にピークが現れたものと理解できる。風速回復率の小さかった $\lambda=4.17$ では特徴的なピークがこのロータ回転の 3 倍周期だけであり、その他の周波数帯ではほぼ横ばいである。翼端渦列間の距離も大きく、渦同士の合体も見られないことから、長周期側の変動が誘起されずこのようなスペクトル分布になったものと理解できる。一方で最適周速比の $\lambda=6.67$ と高周速比条件の $\lambda=10$ については、 $f^* < 1.0$ の低周波数帯の変動成分が大きくなっている。これは先に示した運動量束の回復傾向との対応を考えると、この低周波数成分が後流域の風速回復を担っていると予想できる。





$$\lambda = 6.67$$

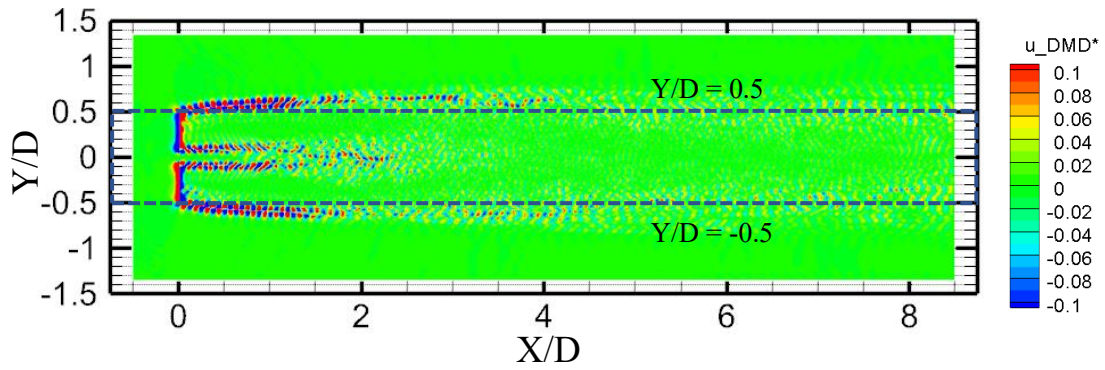


$$\lambda = 10$$

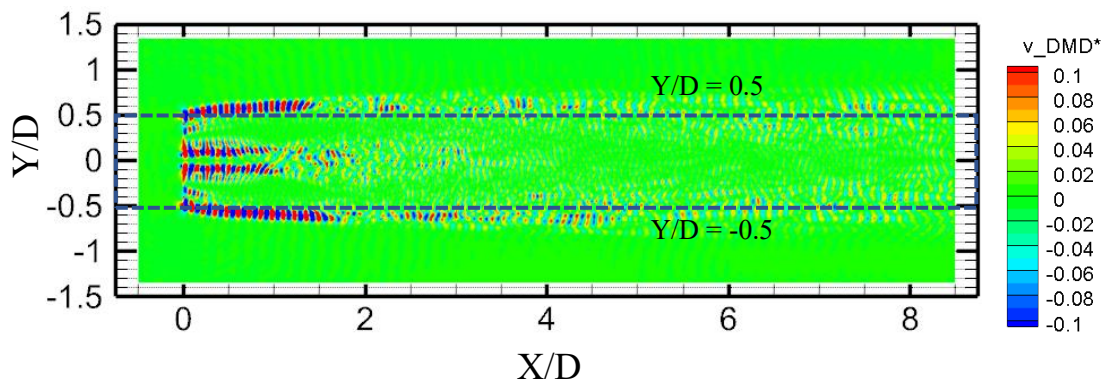
Figure 3-23: ダイナミックモードの乱流エネルギーから得られた、周波数ごとのエネルギー寄与率

3.6.2 レイノルズ応力への寄与

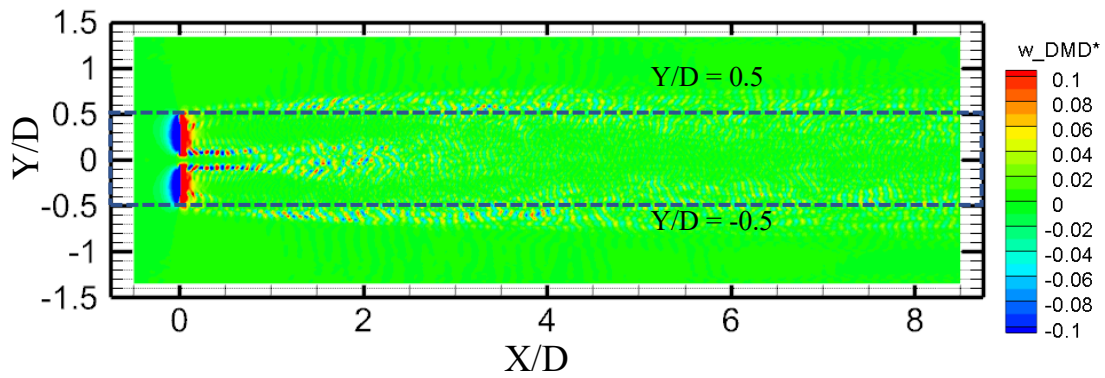
DMDによる後流域の分解が正しく行われていることを確認するため、Figure 3-23のスペクトルから得られた特徴的な周期であるロータ回転の3倍周期のダイナミックモードの可視化を行った。Figure 3-24に結果を示す。X方向成分およびY方向成分のコンターからわかるようにX/D = 0 ~ 2.0の近傍後流のY/D = 0および|Y/D| = 0.5の周辺に風速変動が現れていることから翼端渦および翼根渦の変動を抽出できている。分布の比較のため、渦度分布のコンターを再掲した。渦度コンターではX/D = 2以降の後流域にも渦の存在が確認できるが、ロータ回転周波数 $f^* = 6.3$ のダイナミックモードでは減衰しており、異なる周波数帯の変動へと変化していることが確認できる。



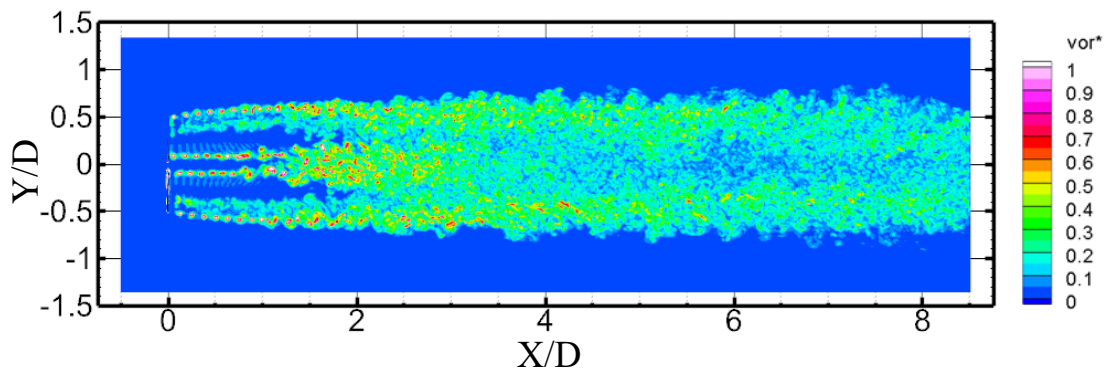
$\lambda = 6.67$, ダイナミックモード($f^* = 6.3$, X 方向成分)



$\lambda = 6.67$, ダイナミックモード($f^* = 6.3$, Y 方向成分)



$\lambda = 6.67$, ダイナミックモード($f^* = 6.3$, Z 方向成分)



$\lambda = 6.67$ 渦度分布 (再掲)

Figure 3-24: 翼端渦放出周期におけるダイナミックモード (No control ケース)

DMD によって得られたダイナミックモードを用いて、特定の周波数帯だけを抽出した縮約モデルを作成し、各周波数帯が持つレイノルズ応力への寄与を確認する。これにより、後流域のレイノルズ応力を増大に有効な周波数帯について考察する。Table 3-2 に縮約モデルの作成に用いたケースと抽出した周波数帯についてまとめた。

Table 3-2: 縮約モデルの設定

縮約モデル名	対象ケース	抽出する無次元周波数 f^*
Reduced 1	$\lambda=6.67$	< 1.0 (低周波数成分)
Reduced 2		> 1.0 (高周波数成分)
Reduced 3	$\lambda=4.17$	< 1.0 (低周波数成分)
Reduced 4		> 1.0 (高周波数成分)
Reduced 5	$\lambda=10$	< 1.0 (低周波数成分)
Reduced 6		> 1.0 (高周波数成分)

縮約モデルより導出したレイノルズ応力分布を周速比ごとに Figure 3-25, Figure 3-26, Figure 3-27 に示す。それぞれ、全変動を含んだ CFD 解と $f^* > 1.0$ の高周波数成分の縮約モデル、 $f^* < 1.0$ の低周波数帯の縮約モデルから算出したレイノルズ応力分布を表示しており、は風車の回転周期の 3 倍周波数成分を抽出したものである。Reduced 1 は翼端渦列および翼根渦列の変動成分を主として含んでおり、その変動成分は近傍後流域に集中している。CFD 解と比較してみると、 $X/D = 0 \sim 2.0$ の近傍後流の分布はほぼ似通ったものとなっているが、以降の遠方後流域に向かうにつれて CFD 解との差分が大きくなる。一方で、 $f^* < 1.0$ の低周波数帯の変動を抽出した Reduced 2 は近傍後流域での寄与が小さく、遠方後流域 ($X/D = 2.0 \sim$) での負のレイノルズ応力が特徴的である。他の周速比についても同様の分解を行うと、レイノルズ応力による運動量回復が小さい $\lambda=4.17$ では低周波数帯 (Reduced 4) では寄与がほぼ確認されず、回復の大きな $\lambda=10$ では周波数帯による近傍後流と遠方後流との分離が明確であり、高周波数成分 (Reduced 5) は近傍後流域で消失し、低周波数帯 (Reduced 6) の変動が遠方後流において残留する結果となった。

これらの結果から、風車翼端渦の発生周期など、ロータ回転周波数より短い周期に対して風車制御による変調を与えても、その効果が風車近傍で消失してしまう可能性が大きいことを表している。比較的長周期の変動を与えることで、後流域の風速回復に対して有効であることを示唆している。周期的ヨー角条件のパラメータ設定の指針として、速度回復過程にある遠方後流域に特徴的な周波数に合わせた制御を行うことでレイノルズ応力の強度が増大することが、このような分布から予想できる。

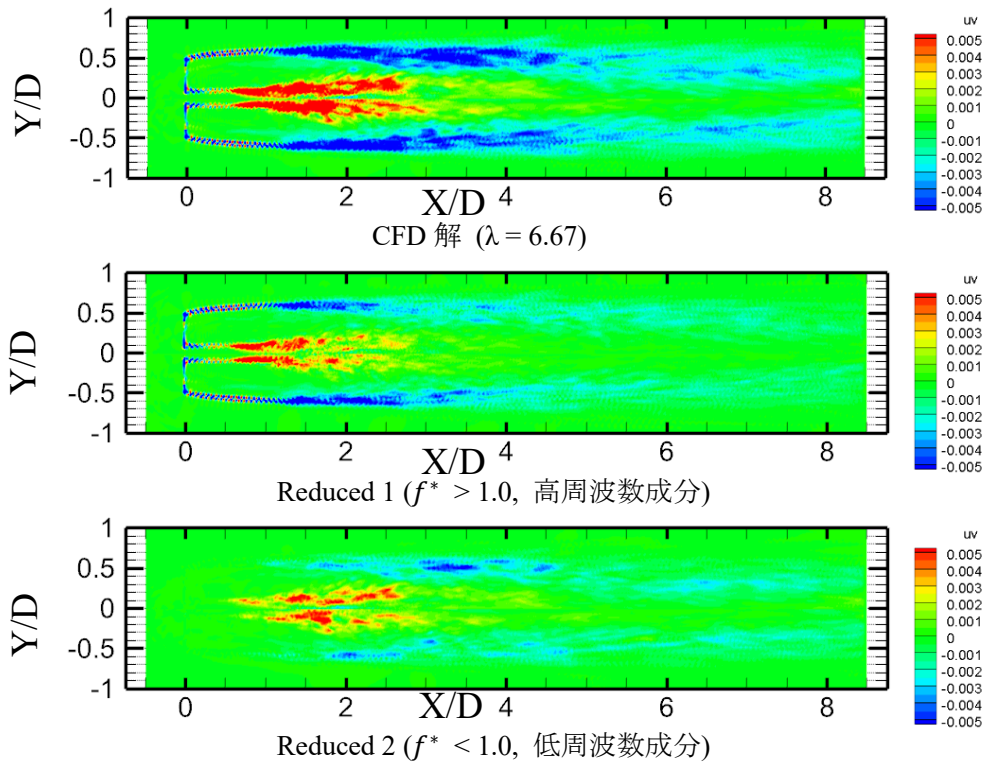


Figure 3-25: レイノルズ応力分布における CFD 解と縮約モデルの比較 ($\lambda = 6.67$)

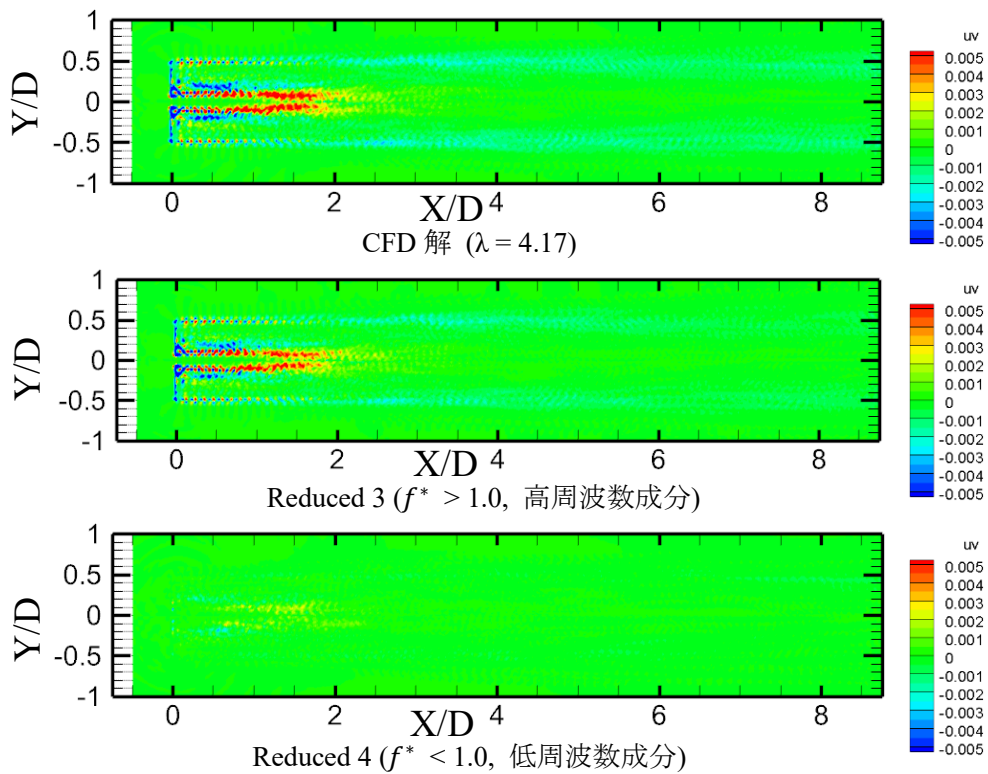


Figure 3-26: レイノルズ応力分布における CFD 解と縮約モデルの比較 ($\lambda = 4.17$)

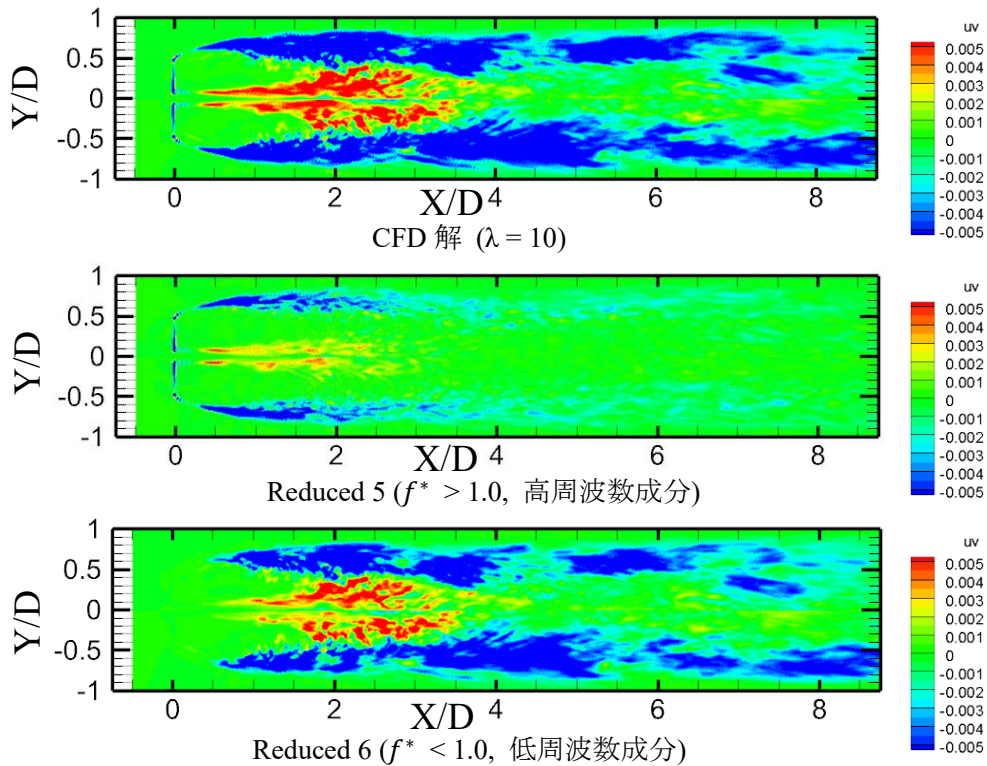


Figure 3-27: レイノルズ応力分布における CFD 解と縮約モデルの比較 ($\lambda = 10$)

3.7 3章まとめ

周速比を変更しての風車後流解析を実施し、MEXICO 風洞試験との比較により CFD 解の妥当性を検証した。加えて 2 章において設定した運動量輸送の式に基づいた後流域の運動量評価を実施した。後流解析で得られた時系列の風速分布に動的モード解析を適用し、周波数ごとの変動を抽出することで各周波数帯が持つ変動エネルギーへの寄与を確認した。

○CFD 解の検証

MEXICO 風洞試験における計測結果と CFD 解で得られた値を比較し、後流解析結果の妥当性を検証した。乱流モデルとして擬似 DNS (陰的 LES) と Spalart-Allmaras モデル (SA) を使用し、それぞれ周速比を変更した計算を実施した。パワー係数の定量的予測には課題が残るものの、翼面上のスラスト分布とロータ全体のスラスト係数については非常によい一致を示した。今回の後流解析において特に重要となるのが、運動量束の大きさに直結する主流方向速度と、側方からの運動量輸送を担う半径方向速度の分布であるが、これらの項目について、CFD 解は実験値と良好な一致を示した。乱流モデル間の比較では、特に翼面上での剥離が顕著に現れるケースにおいて量的な差が生じた。SA モデルを使用した場合は剥離流れを付着流れとして予測する傾向が得られており、今回の解析では主に擬似 DNS を使用することとした。

○後流域の運動量評価式の検証

2章で設定した後流域の運動量輸送に関する式について、実施した後流解析によって得られた物理量の分布から各項を算出することで式の妥当性の確認を行った。結果、圧力と主流方向の自己相関項のレイノルズ応力による寄与は小さく、検査面側方から流入する平均流と半径方向速度と主流方向速度間の相関項であるレイノルズ応力を積分することで、後方位置のロータ面が受ける運動量束の大きさが予測可能であることを示した。

○DMDによる動的モード分解

速度分布の空間・時間情報から成る行列に対してDMDを実施し、風車後流域に存在する速度変動を分解することで特徴的な周波数帯の抽出を行った。結果、一様流条件においてはロータの回転周波数の3倍の周波数と、無次元周波数 $f^* < 1.0$ にピークが確認された。前者はロータの回転によって誘起された変動であり、今回の解析に用いた風車モデルが3枚翼風車であることに起因する。この周波数帯は $X/D = 0 \sim 2.0$ の近傍後流域に翼端渦または翼根渦として現れ、渦の崩壊が十分に進行した遠方後流ではこの周波数帯の変動は消失していく。代わりに $f^* < 1.0$ の低周波数帯の成分の寄与が大きくなっており、これらの成分は渦列干渉による激しいケースにおいて顕著に現れていた。低周波数帯の変動成分は後流域でのレイノルズ応力の発生と対応しており、非定常の周期的ヨー角条件で蛇行運動を発生させる際においてもこれらの周波数帯の使用が有効であると予想できる。

第4章 蛇行運動による運動量回復構造

4.1 概要

この章では、ヨー角を非定常的に動かす周期的ヨー角条件を与えたときの後流域の運動量回復の構造について解析する。制御パラメータとして、最大ヨー角と制御周波数の2つを設定し、これらのパラメータを変化させたケース群の数値解析を実施し、後流域に対して様々なスケールの変動を与える。3章と同様、後流域における運動量輸送の観点から、時間平均風速による運動量流入と、レイノルズ応力による運動量増分について算出し、遠方後流域における運動量回復について評価する。この運動量回復と風速変動スケールとの関係について考察することで本研究の主目的の達成を目指す。

4.2 解析ケース

本章で解析に用いるケースについて解説する。周期的ヨー角条件において付加するヨー角の最大値を θ_{max} 、ヨー角の制御周波数を f_{yaw} と定義する。変調周波数の逆数である周期を t_{yaw} とし、主流方向速度と風車直径を用いると次のように無次元化される。

$$t_{yaw}^* = \frac{t_{yaw}U_\infty}{D} \quad f_{yaw}^* = \frac{D}{t_{yaw}U_\infty} \quad \text{式 4-1}$$

ここで、無次元周期 t^* は、ヨー運動の周期の間に、代表速度をもつ流体が後流中を直径の何倍移動したかを表す値となるから、後流域に発生する変動の長さスケールの大きさを表現した値としても理解することができる。

周期的ヨー角条件における瞬時のヨー角 $\theta(t^*)$ は次のように算出することができる。

$$\theta(t^*) = \theta_{max} \sin(2\pi f_{yaw}^* t^*) \quad \text{式 4-2}$$

まず、最大ヨー角に関する検討を行う。制御において動かすヨー角を大きくすることで、後流域の偏向がより大きくなるので、後流域に生じる蛇行運動がより顕著に現れると考えられる。これにより主流域との混合がより活発になることが予想される。一方で、意図的にヨーエラーを付加することは、風車面に流入する風速がヨーエラーの正射影分小さくなることを意味しており、実質的な流入風速が小さくなるため、風車出力低下に繋がる。加えて、ヨーエラーが存在する状態での運転は、アジマス角の変化に伴って相対流入風速が変化し、回転周期に応じた荷重変動が風車へと加わる。安易なヨー角の増大は不利益を生みかねないため、適切なヨー角を設定する必要がある。

今回適用する周期的ヨー角条件では、時間を変数とした三角関数に従ってヨー角を動かすことを想定している。この場合における平均ヨー角 θ_{mean} は最大ヨー角 θ_{max} を用いて次の式 4-3 ように算出できる。

$$\theta_{mean} = \frac{2}{\pi} \theta_{max} \quad \text{式 4-3}$$

初期検討として、この平均ヨー角 θ_{mean} を現状のヨーエラー評価に用いられているヨー角に置き換えて考えてみる。IEC61400-1 [16]における設計要件によると、ヨーモーターによるアクチュエーションを含むロータにはヨーエラー 8° を想定した荷重計算を考慮することが規定されている。 $\theta_{mean} = 8^\circ$ となるように最大ヨー角を決定した場合、 $\theta_{max} = 12.6^\circ$ となり、 $\theta_{max} \leq 12.6^\circ$ が現状の設計要件の範囲内で利用できるヨーエラーとして考えられる。本計算ではこれらの条件を満たす最大ヨー角として 5° および 10° を選定した。一方で現行の設計基準においてはこのような非定常のヨー制御による荷重は考慮されていないが、最大ヨー角を増大させることによる速度回復への効果を確認するため、 $\theta_{max} = 20^\circ$ のケースについても解析を実施した。

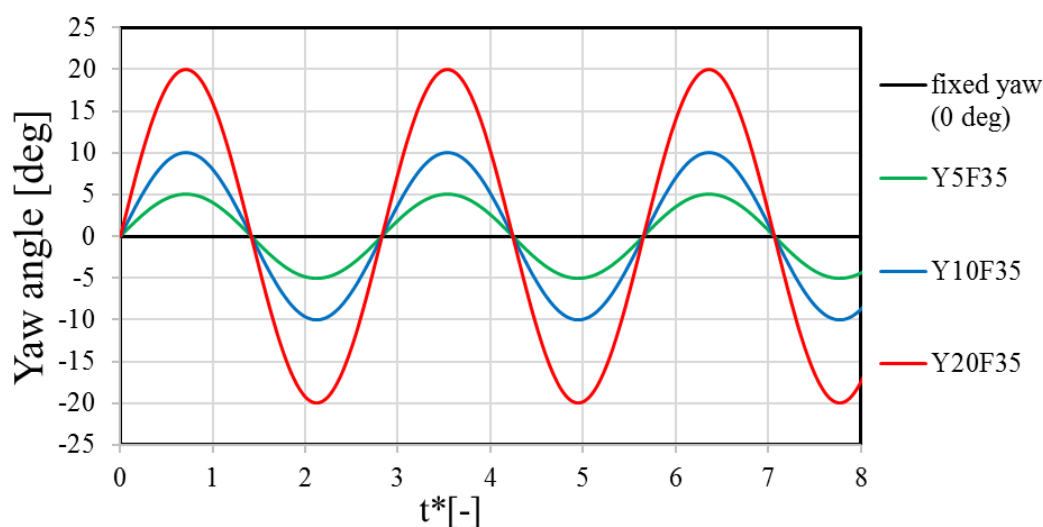


Figure 4-1 : ヨー角変化の履歴 (最大ヨー角変化)

続いてヨー運動の無次元周波数 f_{yaw}^* を設定する。3章におけるDMD解析の結果にも現れていたように、比較的長周期でスケールの大きな変動を与えることで運動量回復が促進されると考えられる。3章の結果においては、遠方後流域におけるレイノルズ応力への寄与が大きい周波数帯は $f^* < 1.0$ であった。制御周波数をこの周波数帯に設定し、後流域の運動量回復効果について確認を行う。

このときの後流域の風速変動における周波数を、流れ場のストローハル数 $St = fD/U_\infty$ に見立てて考えると、後流域の蛇行運動に関するストローハル数が、風洞・水槽実験等やCFDによる数値研究より0.3程度のもので推定されていることから [84][85][86]、この周期に相当する変動として、 $f_{yaw}^* = 0.24, 0.35$ のケースを用意した。周期を短くした場合の依存性を確認するため、周波数の大きい $f_{yaw}^* = 0.71$ のケースを設定した。さらに長周期変動として考慮すべき値を考えると、流れ方向の風車間距離を $6D$ と仮定したとき、この後流域 $6D$ の中に最低1回の変動を与えるようなヨー制御が考えられる。この条件に合致するような条件を考えると、無次元時間では $t^* = 6$ ということになるから、長周期側の無次元周波数は式4-4のように計算することができる。

$$f_{yaw}^* = \frac{1}{6} = 0.166 \dots$$

式 4-4

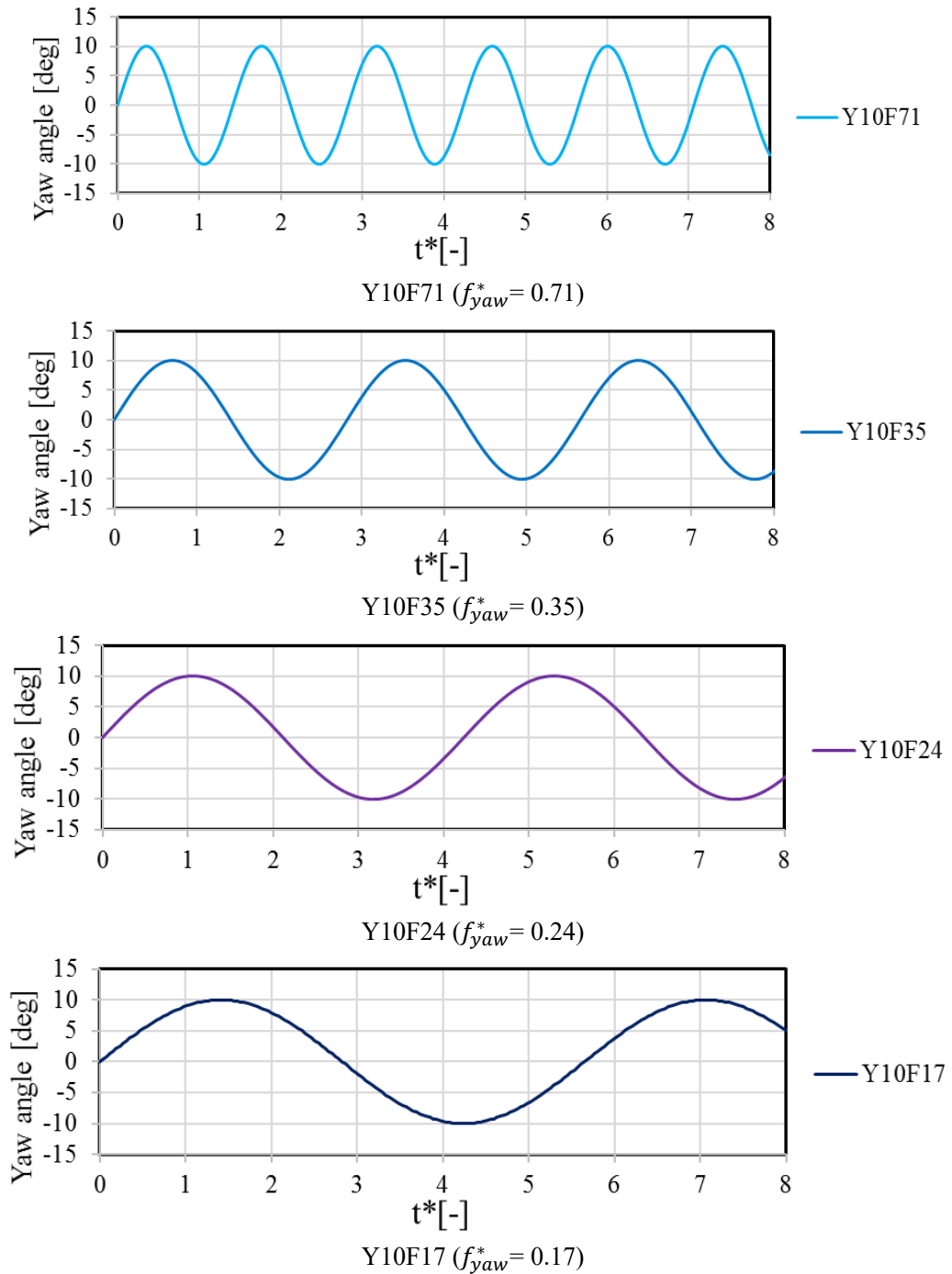


Figure 4-2 : ヱー角の時間履歴 (制御周波数変化)

検討するケース群について Table 4-1 に示す。各ケース名は最大ヨー角の大きさと無次元周波数の小数点以下の数字を取って Y5F35（最大ヨー角 $\theta_{max}=5^\circ$ で無次元周波数 $f_{yaw}^*=0.35$ ）のように命名した。変化させたパラメータは最大ヨー角と制御周波数の2種類であるが、参考値として周波数から算出される無次元周期 t_{yaw}^* についても表中に記載した。この値の意味は、例えば $t_{yaw}^* = 2.0$ であれば、主流速度 U_∞ が $2.0D$ だけ移動するときを経過する時間を表している。風車の基本的な運転条件に関わる流入風速 U_∞ および風車の回転数は Table 3-1 の後流解析における TSR6.67_QDNS を基準とし、 $U_\infty = 15 \text{ m/s}$, 424.5 rpm とした。

Table 4-1：周期的ヨー角条件解析ケース

ケース名	最大ヨー角 θ_{max} [deg]	無次元制御周波数 f_{yaw}^* (括弧内は有次元値)	無次元周期 t_{yaw}^* (括弧内は有次元値)
Y5F71	5	0.71 (2.37 Hz)	1.4 (0.42 sec)
Y5F35		0.35 (1.17 Hz)	2.8 (0.85 sec)
Y5F24		0.24 (0.8 Hz)	4.2 (1.25 sec)
Y5F17		0.17 (0.57 Hz)	5.6 (1.75 sec)
Y10F71	10	0.71 (2.37 Hz)	1.4 (0.42 sec)
Y10F35		0.35 (1.17 Hz)	2.8 (0.85 sec)
Y10F24		0.24 (0.8 Hz)	4.2 (1.25 sec)
Y10F17		0.17 (0.57 Hz)	5.6 (1.75 sec)
Y20F71	20	0.71 (2.37 Hz)	1.4 (0.42 sec)
Y20F35		0.35 (1.17 Hz)	2.8 (0.85 sec)
Y20F24		0.24 (0.8 Hz)	4.2 (1.25 sec)
Y20F17		0.17 (0.57 Hz)	5.6 (1.75 sec)

Table 4-2：参照用ケース

ケース名	最大ヨー角 θ_{max} [deg]	流入風速 U_∞ [m/s]	回転数 RPM
Fixed_0deg	0	15	
Fixed_6.4deg	6.4	15	424.5
Fixed_10deg	10	15	

4.3 後流構造の確認

4.3.1 渦度分布

周期的ヨー角条件を適用した場合における後流域の挙動について、風車から発生する渦塊の推移より確認する。Figure 4-3 および Figure 4-4 にそれぞれ最大ヨー角を変化させた場合と制御周波数を変化させた場合の渦塊の移流の様子について、瞬時場における渦度等値面を用いて示した。比較用に制御なしの条件を合わせて図示している。

まず、全体として、意図したとおり後流域に対して大規模な蛇行運動を与えることができていることが確認できる。最大ヨー角を大きくしていくと後流域の屈折角大きくなるため、Y方向に振幅が増大していく様子が確認できる。一方制御周期を長くした場合、 $f_{yaw}^* = 0.35$ から 0.24, 0.17 と周期が長くなるにつれて、後流域に発生している変動の主流方向のスケールが次第に大きくなっていることがわかる。このことから周期的ヨー角条件における制御周波数は後流域に発生させる変動の長さスケールを決定づけるパラメータであるということがわかる。多くのケースにおいて蛇行運動が確認された一方で、制御周期が短い Y10F71 では、明確な蛇行運動が確認されなかった。この周波数条件においては変動周期が短く、発生する変動の主流方向の長さスケールが小さいので、蛇行運動が形成されるためには主流方向の急峻なウインドシアを要求することになる。一方で翼端渦の崩壊による拡散効果が存在する場においては急峻なウインドシアの形成は難しいため、蛇行運動に至らなかったと考えられる。

Figure 4-5 と Figure 4-6 には XY 平面における渦度コンターを示した。等値面と同様に、蛇行運動によって後流域に渦塊が形成されていく様子が確認できる。X/D = 0~1.0 の近傍後流域に着目すると、制御なし ($\lambda = 6.67$) 条件においては翼端渦列の不安定性が生じてから大規模崩壊に至るまで X/D = 2.0 程度の距離を要していたが、周期的ヨー角条件の適用により、翼端渦列自体が屈折されることで相互干渉が強まり、より早期の崩壊が生じているものと理解できる。この傾向は特に最大ヨー角を大きくさせていった場合に顕著である。

渦度分布の可視化より確認された翼端渦の螺旋構造の早期崩壊と渦塊の形成、後流域の大規模な蛇行運動は後流域の乱流強度およびレイノルズ応力の上昇に寄与すると予想できる。

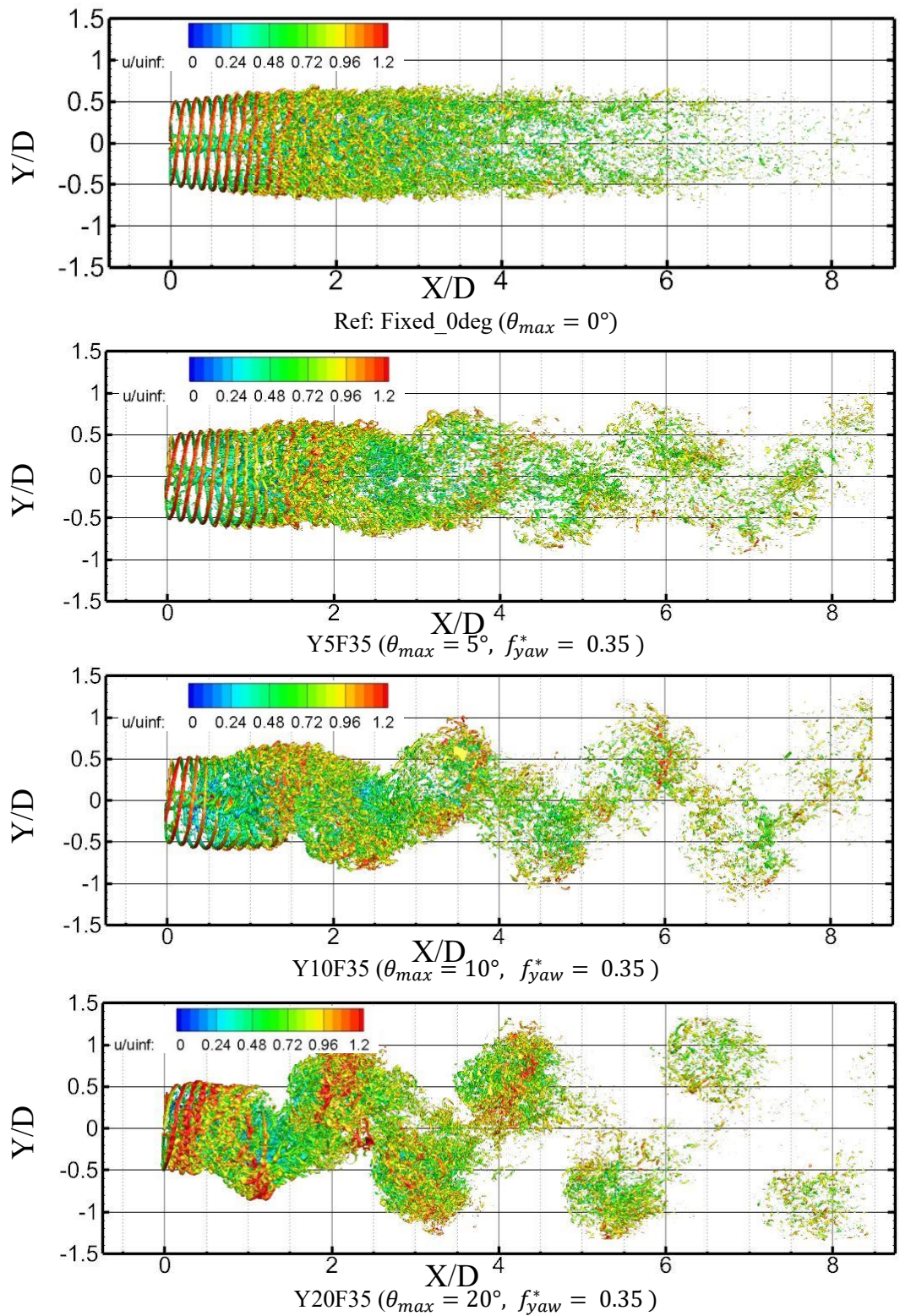


Figure 4-3 : 渦度の可視化 (最大ヨ一角変更, $\text{vor}^* = 0.5$)

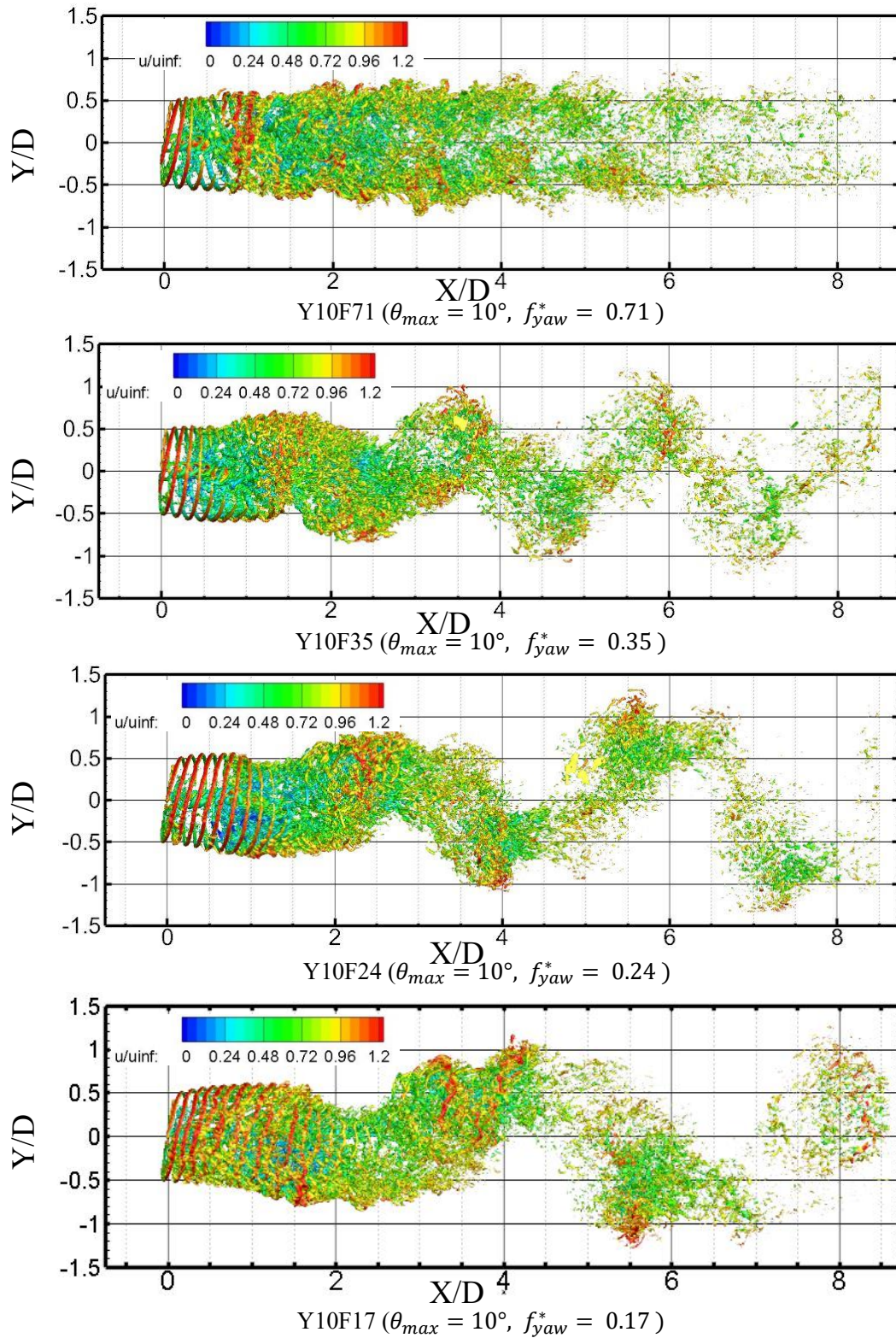


Figure 4-4 : 渦度の可視化 (制御周波数変更, $\text{vor}^* = 0.5$)

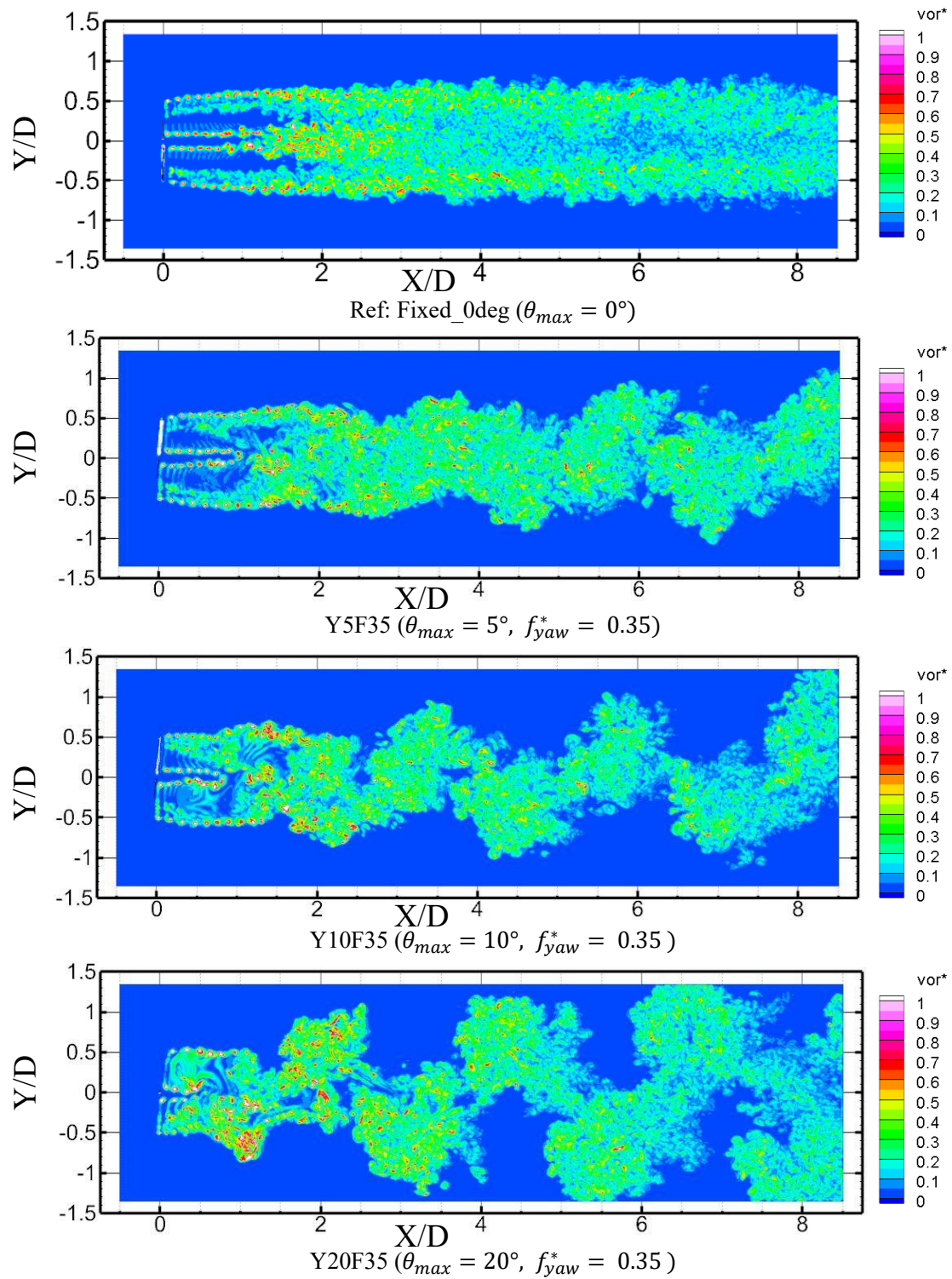


Figure 4-5 : 渦度コンター (最大ヨー角変更)

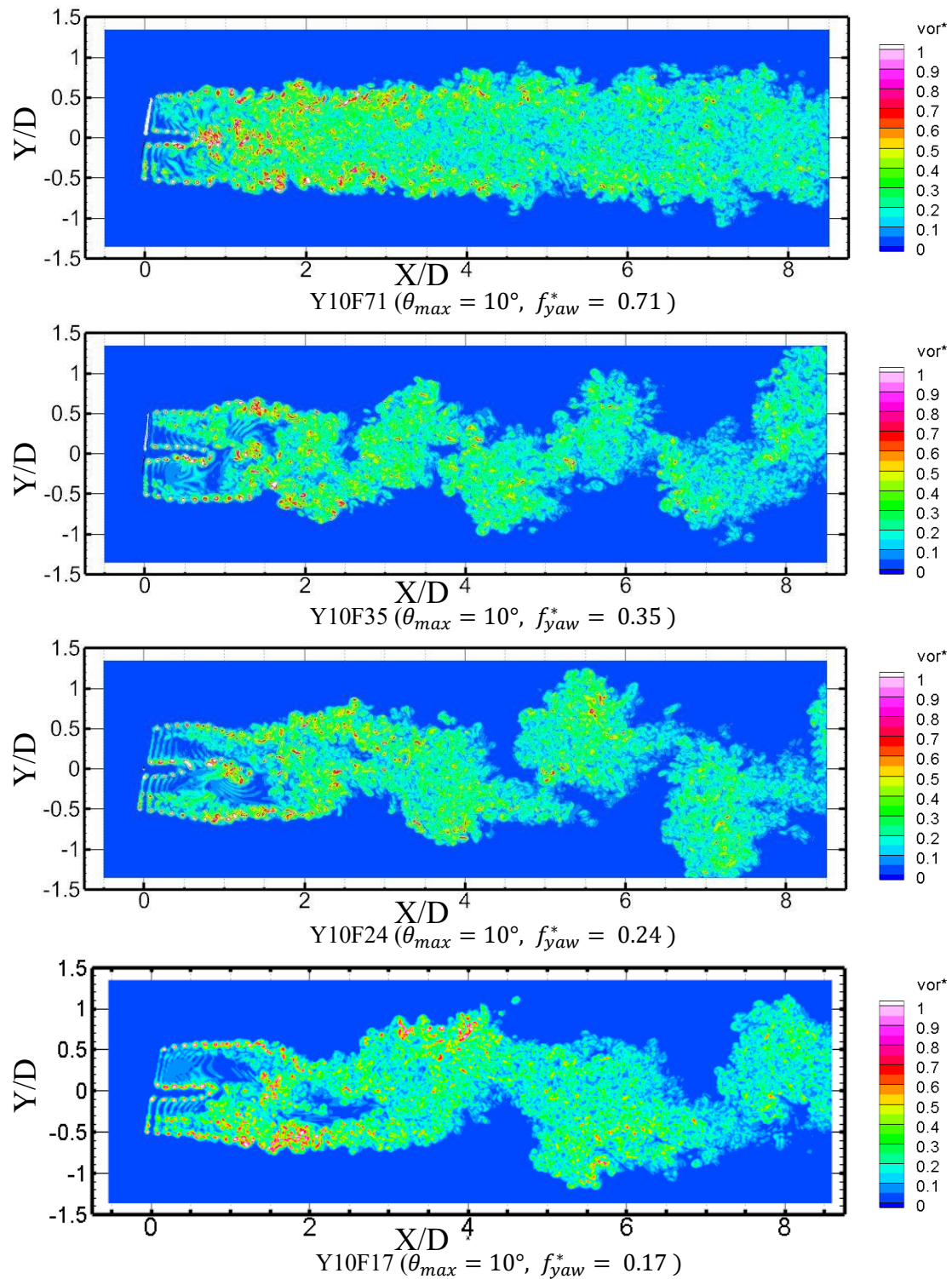


Figure 4-6 : 渦度コンター (制御周波数変更)

4.3.2 積分特性スケール

後流域に設定した検査面上に存在する渦のスケールに着目するため、半径位置は $Y/D = 0.5$ に設定し、流れ方向位置 x_0 を $x_0/D = 0.5 \sim 7.0$ の範囲で変化させて積分特性スケールを算出した。後流域における検査点の取り方について Figure 4-7 に図示する。

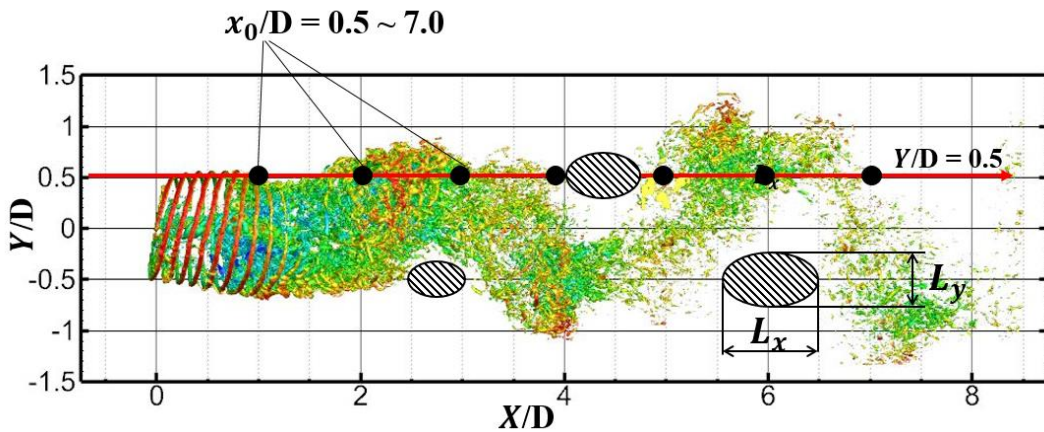
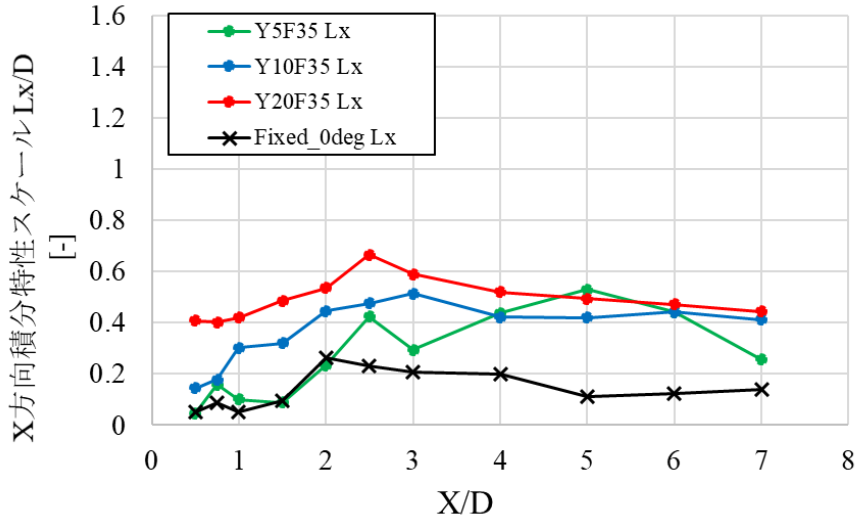


Figure 4-7: スケール算出の基準位置について

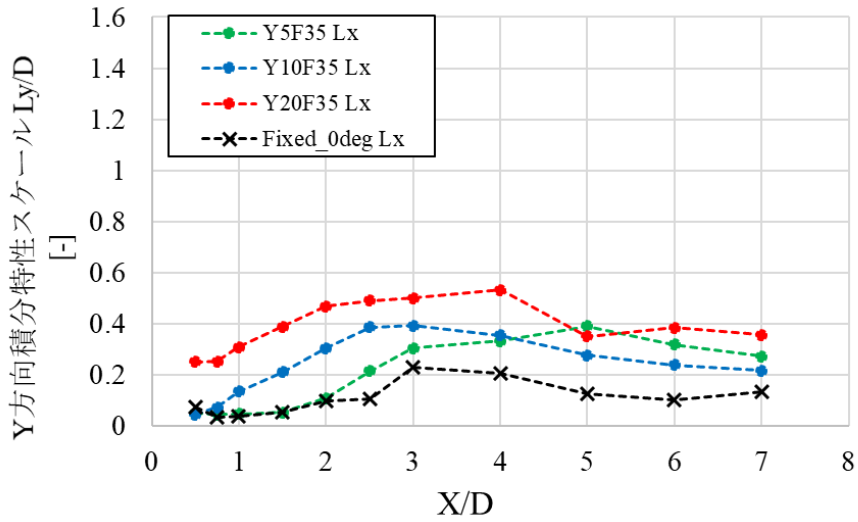
後流域における積分特性スケールの算出結果を示す。まず、Figure 4-8 に制御周波数を $f_{yaw}^* = 0.35$ で固定し、最大ヨー角を変化させたときの積分特性スケールを示した。比較用にヨー角 0° のケース (Fixed_0deg) の結果を合わせて記載した。全体としてヨー角が大きくなるにつれて X 方向、Y 方向共に大きくなる傾向が確認できる。特に $X/D = 1.0, 2.0$ といった近傍後流においてその傾向が明確であり、 $\theta_{yaw} = 5^\circ$ のケースでは Fixed_0deg とほぼ同一の値であるのに対して、($\theta_{yaw} = 20^\circ$ では Fixed_0deg と比較して倍以上のスケールの変動が発生している。一方で、Fixed_0deg を除く 3 つのケース群の差は遠方に向かうほど小さくなっていく傾向がみられる。続いて Figure 4-9 には、最大ヨー角を $\theta_{yaw} = 10^\circ$ で固定し、制御周波数を変化させたときの積分特性スケールの変化を示した。最大ヨー角によるスケールの変化と比較して値が大きく変化しており、制御周波数が $f_{yaw}^* = 0.71$ から $f_{yaw}^* = 0.17$ と周波数を小さく (制御周期を長く) なることで後流域に対してより長周期の変動が与えられ、より大きなスケールの変動が存在する流れ場となる。このようなスケールの変化は 4.3.1 で確認した渦度分布における蛇行流の様子 (Figure 4-4) からも確認できる。

スケール変化のまとめとして、Figure 4-10 および Figure 4-11 に、周期的ヨー角条件 12 ケースについて、 $X/D = 1 \sim 7$ の X 方向・Y 方向積分特性スケールの平均値をそれぞれ示した。各グラフ中のエラーバーは最大値・最小値を表している。今回与えた制御周波数の中で最も周期が短い $f_{yaw}^* = 0.71$ について、ヨー角の振り幅を変化させても、制御適用前 (Fixed_0deg) と大差ない値が得られている。これは Figure 4-6 の渦度コンターでも見られていたように、制御周波数を大きくしたことで蛇行運動自体が確認できなかったことと対応した結果が得られているといえる。X 方向・Y 方向スケール問わず、制御周期の長さ

(周波数の小ささ)に応じてスケールが大きくなっており，風車ヨー角のパラメータ設定によって後流域の風速変動のスケールを制御可能であることを示している。

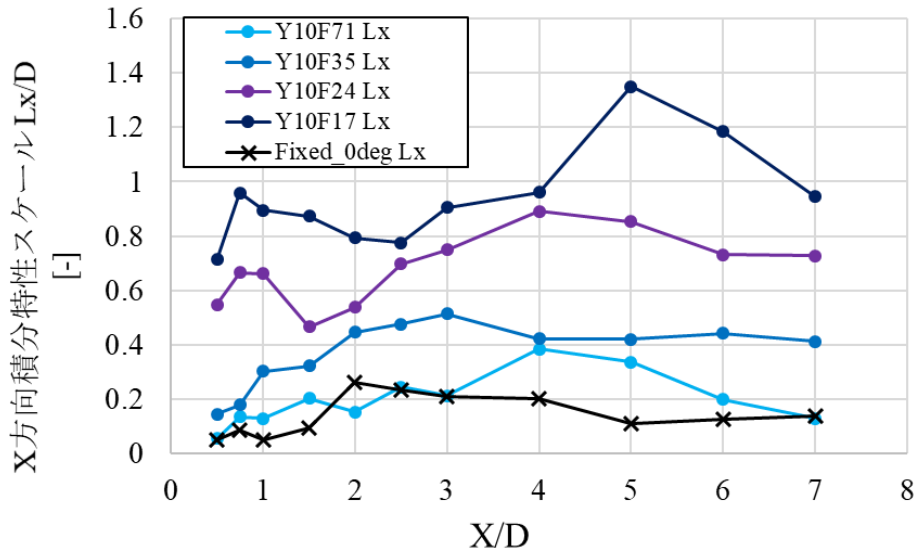


(a) 主流方向 (X 方向) 積分特性スケール

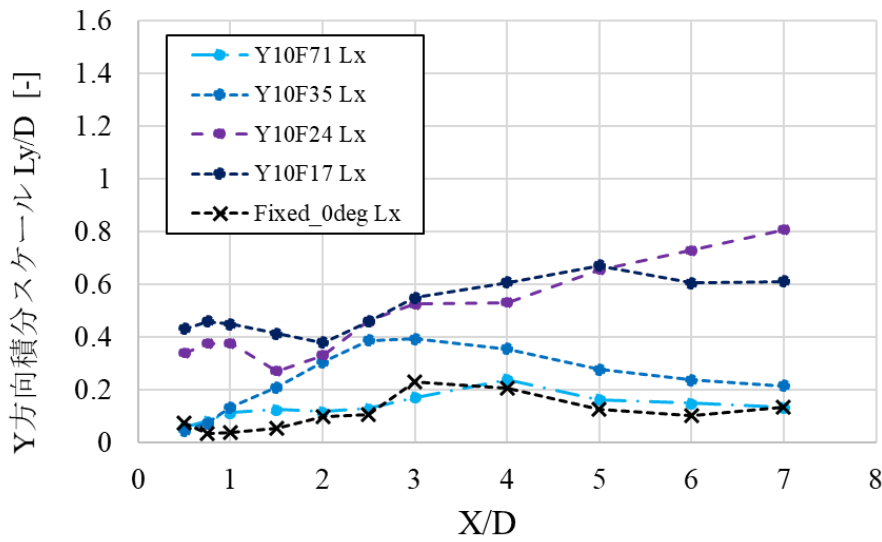


(b) 半径方向 (Y 方向) 積分特性スケール

Figure 4-8: 積分特性スケールの推移 (最大ヨー角変更時 ($f_{yaw}^* = 0.35$ 一定))



(a) 主流方向 (X 方向) 積分特性スケール



(b) 半径方向 (Y 方向) 積分特性スケール

Figure 4-9: 積分特性スケールの推移 (制御周期の変更時 ($\theta_{yaw} = 10^\circ$ 一定))

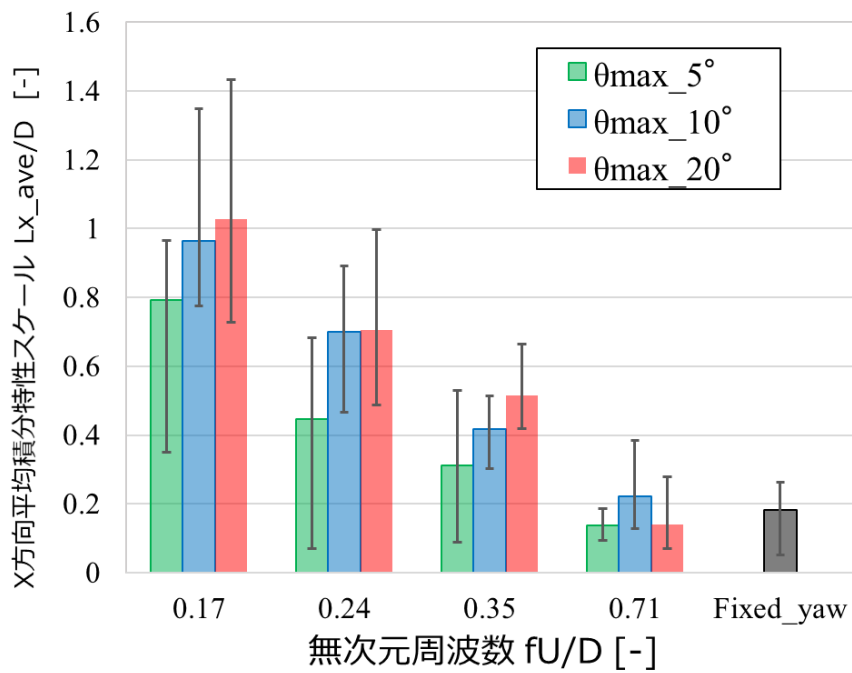


Figure 4-10: 主流方向 (X 方向) の積分特性スケールの平均値

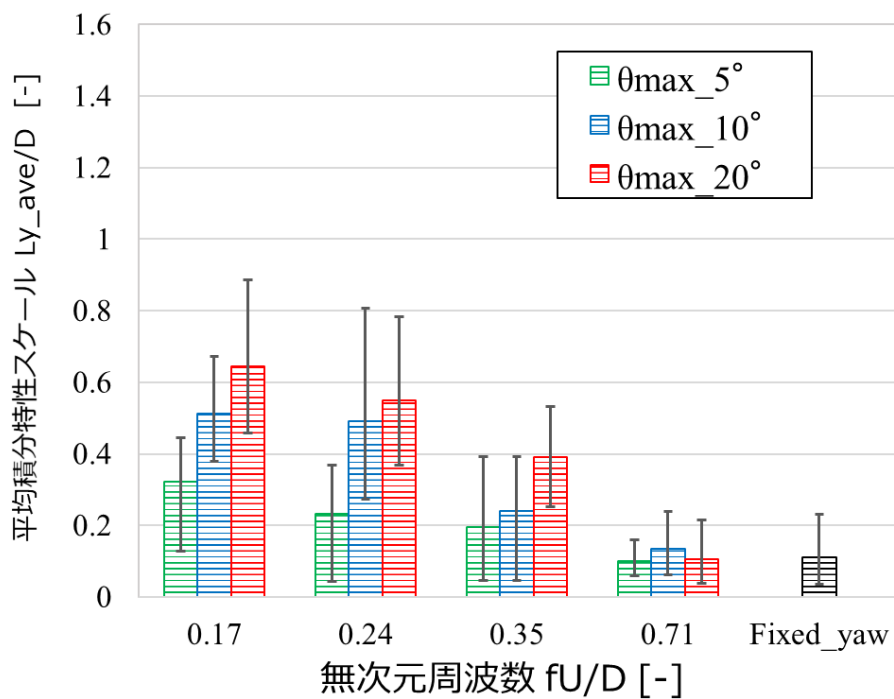


Figure 4-11: 半径方向 (Y 方向) の積分特性スケールの平均値

4.3.3 速度分布

各ケースについて各変調周期分、アジマス角 60° 毎のデータの速度分布について時間平均を取ることで確認する。制御なし条件の時間窓の長さは無次元時間 t_{yaw}^* と同一とした。Figure 4-13 には制御周期を変化させた場合の変化を、Figure 4-12 には最大ヨー角を変化させた場合の速度コンターを示した。X/D = 8 などの遠方後流域のコンターから、制御適用によって主流方向の速度回復効果が期待できる結果が得られているが、渦度分布上で明確な蛇行運動が確認されなかった Y10F71 ($\theta_{max}=10^\circ$, $t_{yaw}^*=0.71$) では、速度欠損の最大位置が上流側に推移していることは確認できる一方で、遠方後流域で視認できるほどの速度回復が生じていない。制御周期を長周期化していくと制御による速度回復効果が顕著に現れるようになり、このことから周期的ヨー角条件においては高速な変動（強い変動）を与えれば回復が促進されるものではなく、適切な変動周期を設定する必要があると推察できる。制御周期が長い Y10F24 では半径方向の速度欠損領域の広がりが大きく、遠方後流域における速度回復が顕著である。

最大ヨー角 θ_{max} に関しては、後流域の偏向量の大きさ、すなわち蛇行のスケールに直結するパラメータであるため、基本的にはヨー角を大きくとればとるほど風速回復効果は大きくなっていく。風速低下が顕著なコンター上の水色の領域に着目すると、 $\theta_{max}=5, 10, 20^\circ$ と増大するに従って後流域の風速が増大していることがわかる。しかしながら、 $\theta_{max}=10^\circ$ の Y10F35 と $\theta_{max}=20^\circ$ の Y20F35 のケースの速度分布を比較すると、X/D = 3.0 以降の速度欠損の分布が明らかに異なる。Y10F35 では回転中心である Y/D = 0 の後方の速度欠損が最大となるような形状の速度コンターであるが、Y20F35 ではヨー角による偏向が大きいため、後流域の速度欠損が二又に分岐するような分布が得られている。その結果、コンター上緑色で表現される遠方後流域の速度欠損は最大ヨー角の大きい Y20F35 でより遠方まで残留している。これは渦度分布から得られていたように、Y20F35 では蛇行運動の結果生じた渦塊同士の距離が大きく、それぞれがほぼ独立した状態で後流域に存在することになる。翼端渦の散逸が渦間距離の小さいケースにおいて大きかったように、渦塊の間の距離が比較的小さい Y5F35 ($\theta_{max}=5^\circ$) および Y10F35 ($\theta_{max}=10^\circ$) では渦塊同士の干渉による回復効果が生じているものといえる。

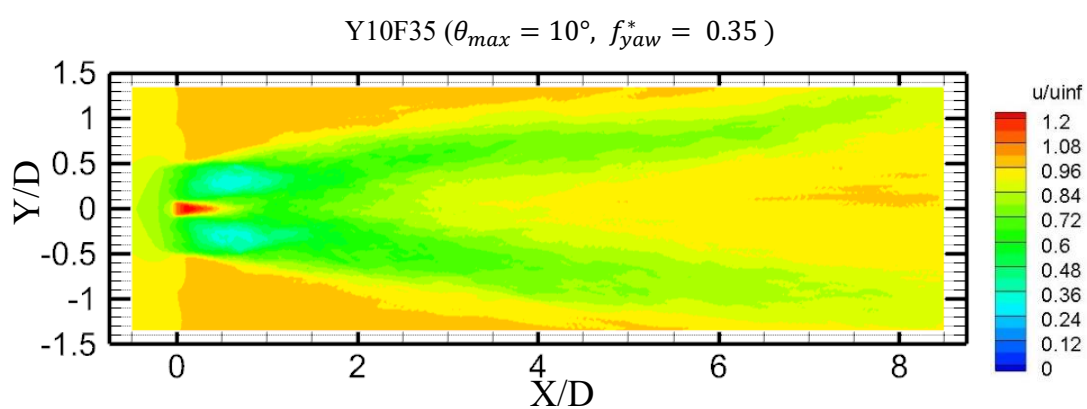
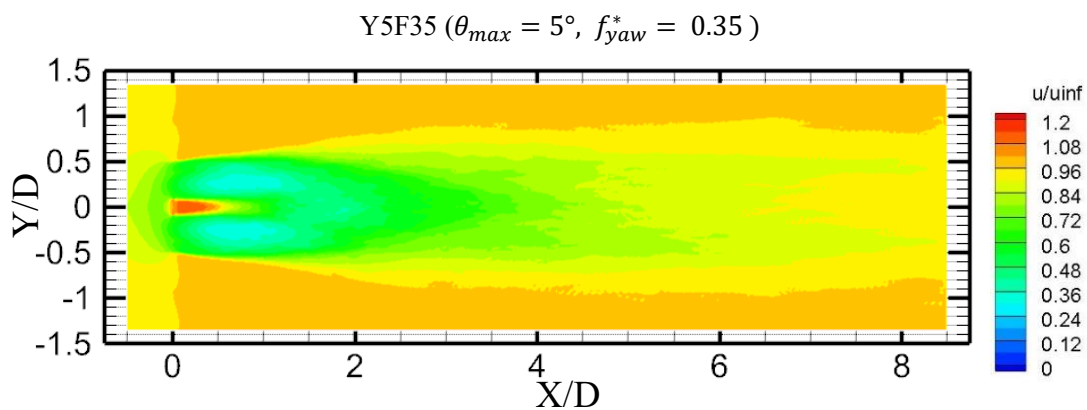
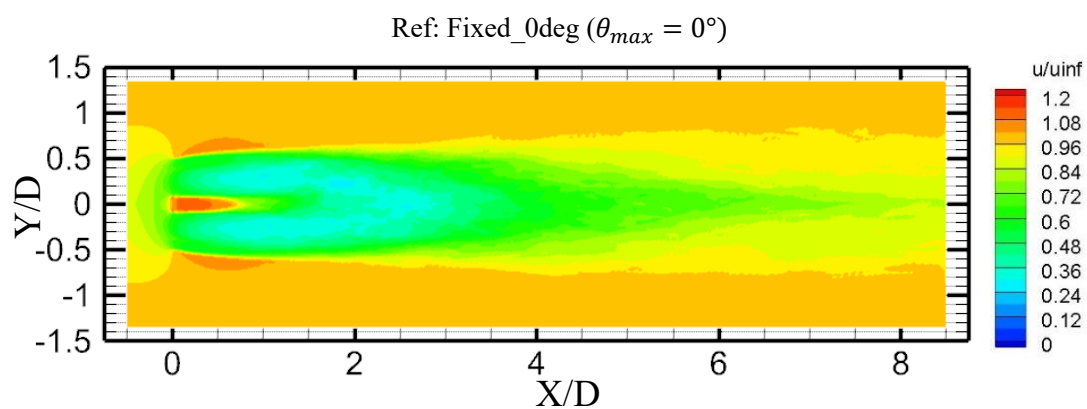
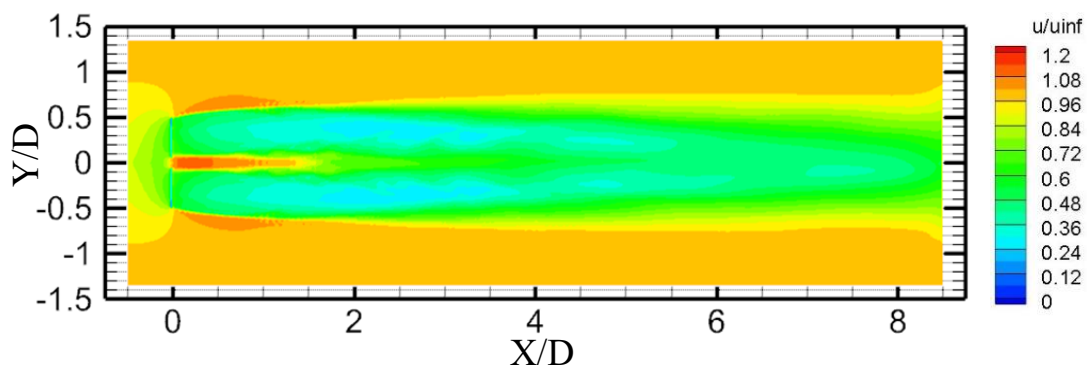
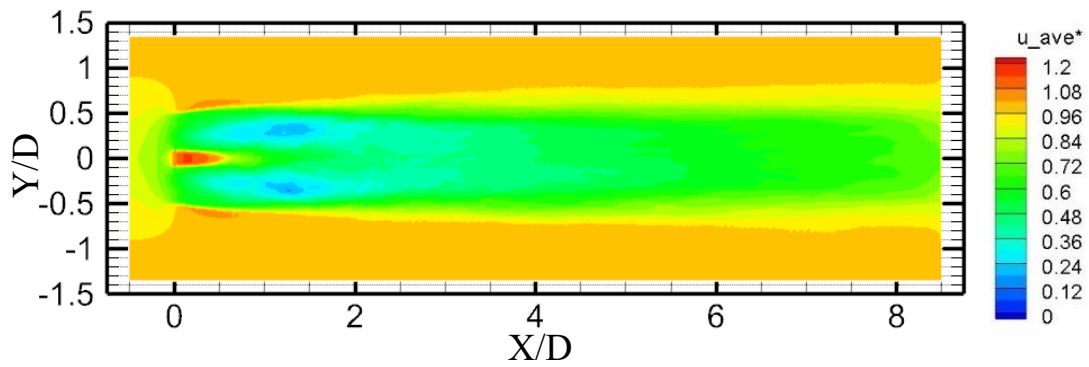
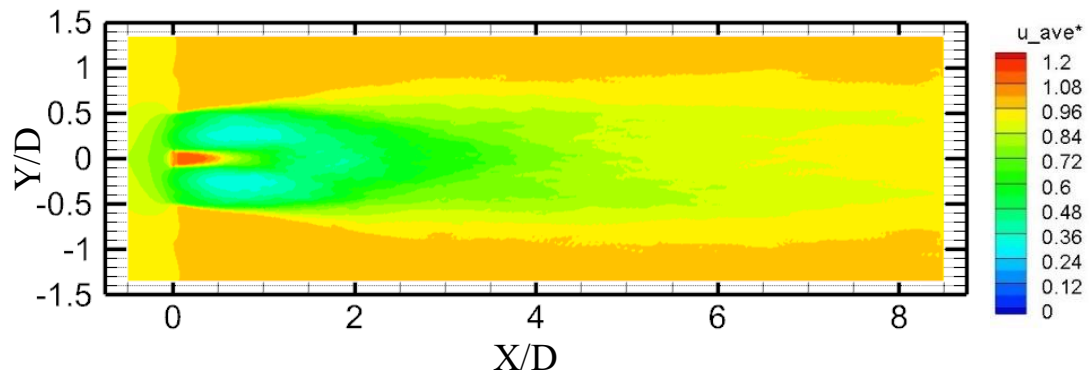


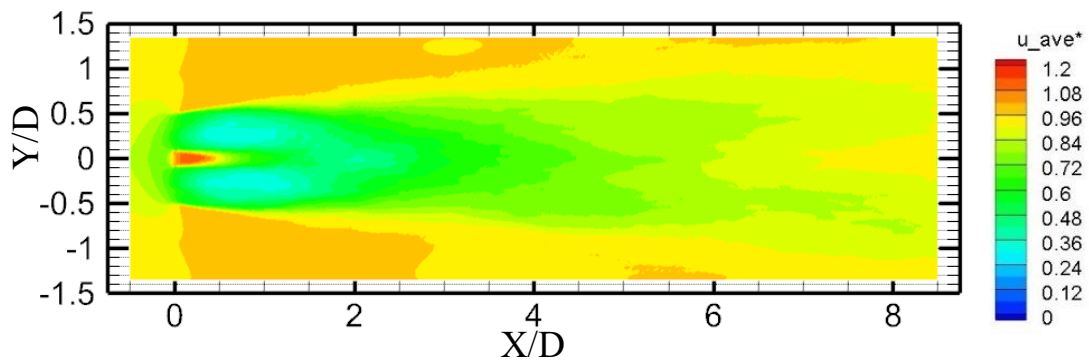
Figure 4-12: 主流方向速度分布 (時間平均場, 最大ヨ一角変化)



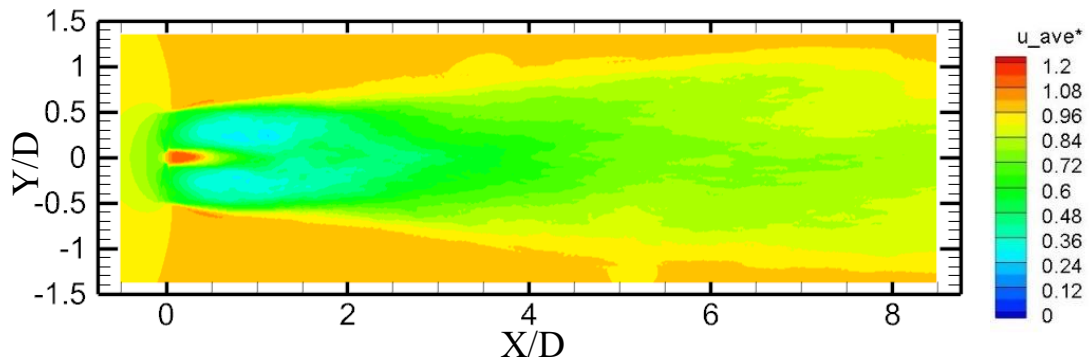
Y10F71 ($\theta_{max} = 10^\circ, f_{yaw}^* = 0.71$)



Y10F35 ($\theta_{max} = 10^\circ, f_{yaw}^* = 0.35$)



Y10F24 ($\theta_{max} = 10^\circ, f_{yaw}^* = 0.24$)



Y10F17 ($\theta_{max} = 10^\circ, f_{yaw}^* = 0.17$)

Figure 4-13 : 主流方向速度分布 (時間平均場, 制御周期変化)

より定量的な議論のため、時間平均場における半径方向の主流方向速度分布について Figure 4-14 に示した。各ケースについて $X/D=1.0$ から 1.0 刻みで $X/D=8.0$ までの分布を記載している。基準となる制御なし条件と比較すると、風車後流の速度欠損において特徴的である 2 山の欠損構造が早期に 1 山のガウス分布的な形状へ移行していることがわかる。制御なし条件では $X/D=5.0$ においても 2 山構造が確認できるが、Y10F71 以外の周期的ヨー角条件は $X/D=2.0$ までにガウス分布的な形状へと変化している。これは後流域の蛇行によって後流域内部のウインドシアが平滑化された結果だと考えることができる。 $X/D=6$ 以降の分布形状に着目すると、通常回転中心である $Y/D=0$ 周辺の色度欠損が最大となるが、ヨー角付加により後流域が屈折した影響で、Y10F35 や Y10F24 は回転中心より外側 (ex. $|Y/D|=0.4$) に速度欠損の中心が移動しており、緩やかな 2 山構造へと再び推移している。これは横方向に離れた風車群に速度欠損の影響が波及する可能性を示している。

最大ヨー角による変化の様子についても、Figure 4-14 と同様に $X/D=1.0\sim 8.0$ までの半径方向分布を取得したものを Figure 4-15 に図示した。最大ヨー角の増大に伴って、後流域の屈折角が大きくなるため、半径方向に対する速度欠損域の広がりが増大している。Y5F35 と Y10F35 のケースは $X/D=1.0$ の近傍後流に見られる 2 山の速度欠損形状からガウス分布に移行し、欠損域が縮小していく形で速度回復が進行していく。一方、Y20F35 の推移は傾向が異なり、ヨー角付加による後流域の屈折が大きいため、速度欠損域が 2 つに分割されていく様子が $X/D=4$ 以降のコンターおよび半径方向分布からも確認でき、 $X/D=6$ における分布では、回転中心である $Y/D=0$ 付近では主流方向速度が流入風の 90%以上まで回復しているにもかかわらず、比較的外側である $|Y/D|=0.8$ 付近では 80%ほどと、横方向に離れた風車への影響が懸念される。これと比較して Y10F35 のケースにおいては $Y/D=-0.9\sim 0.9$ の領域全体で風速が主流方向速度の 80%を超えており、Y20F35 のケースよりも風速回復効果が大きいものと判断できる。

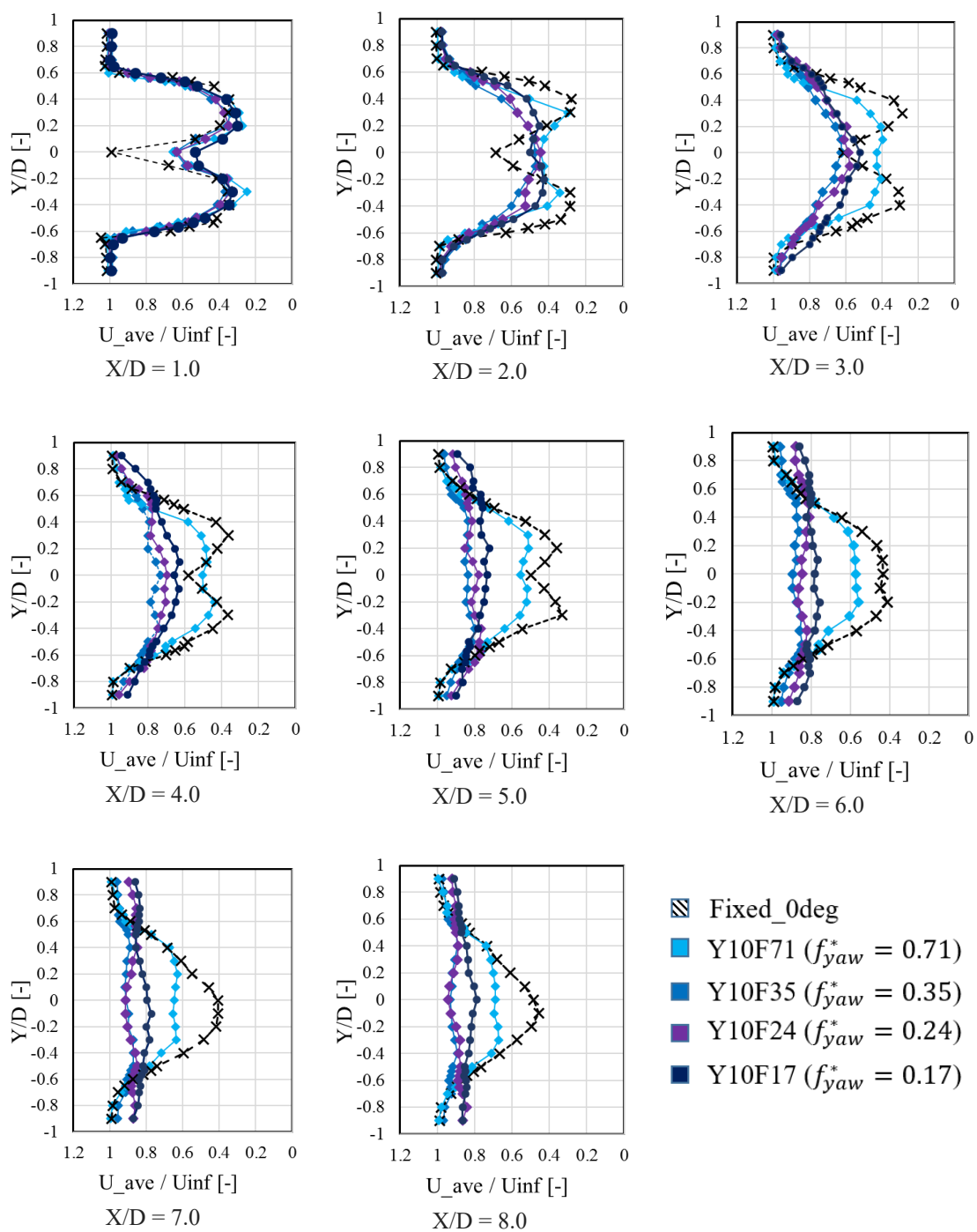


Figure 4-14 : 主流方向速度（時間平均）の半径方向分布 ($Z=0$ 平面)

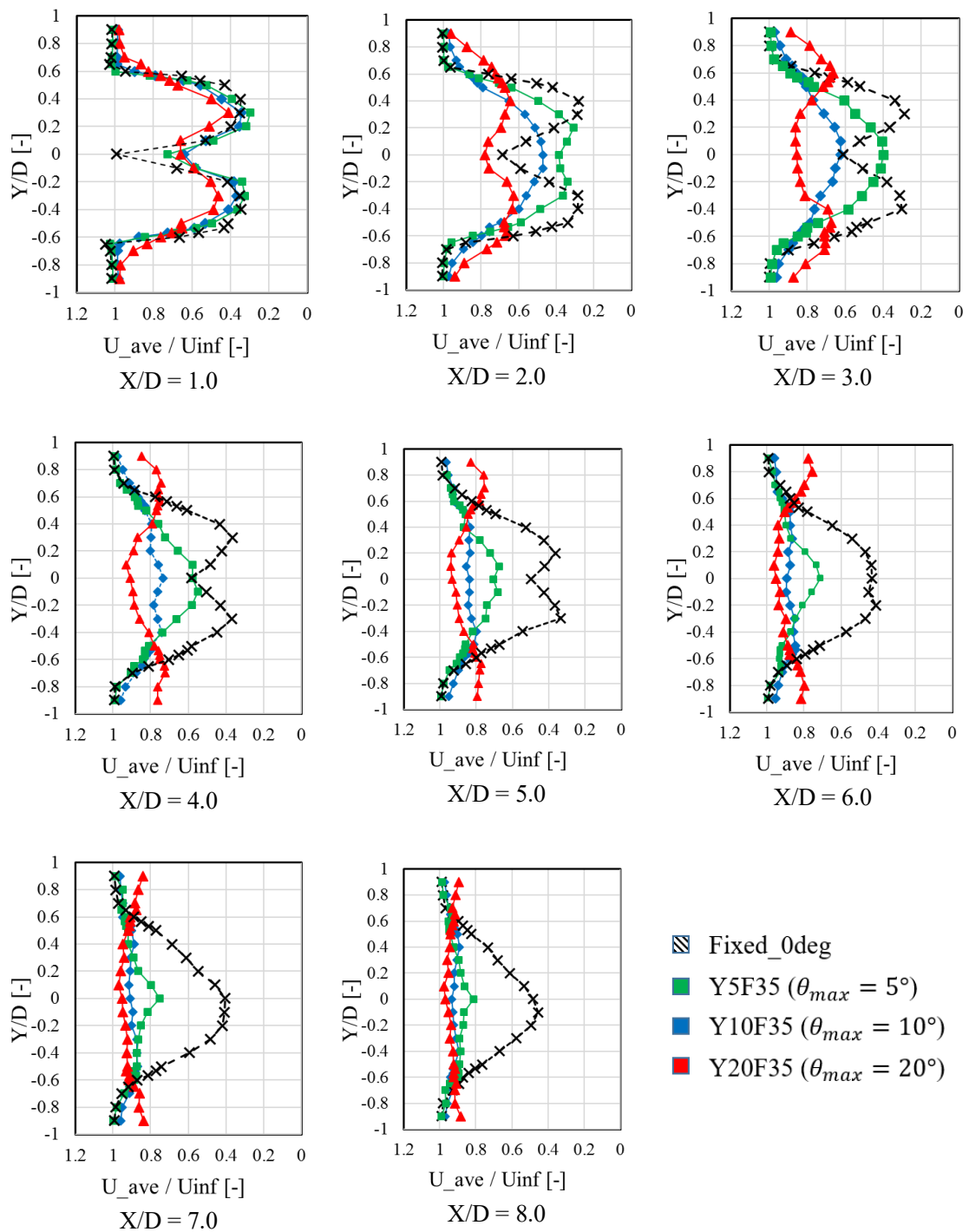


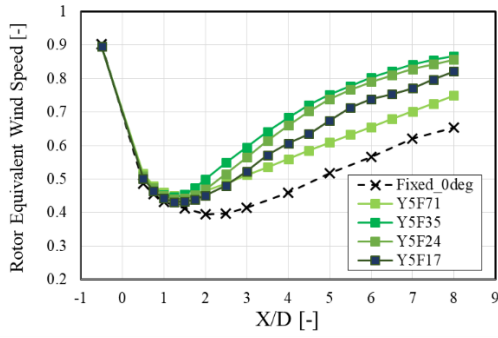
Figure 4-15: 主流方向速度（時間平均）の半径方向分布（ $Z=0$ 平面）

4.3.4 ロータ等価風速

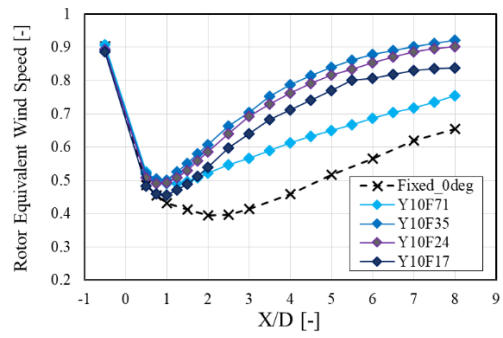
続いて、2.3.1 で述べた手順でロータ等価風速を算出し、定量的な比較を実施した。最大ヨー角 θ_{max} を固定し、周波数 f_{yaw}^* を変化させた場合の結果を Figure 4-16 に、周波数を固定し、最大ヨー角を変化させた結果を Figure 4-17 に示す。平均風速のコンターにおける結果と同様に、後流域に蛇行運動を与えることで後流域の風速が増大していることが確認できる。

ロータ等価風速の極小値の位置について、まず基準となる制御無し条件では風速極小位置は $X/D=2$ 近傍である。制御を適用することで、風速極小位置は上流側に推移する傾向が確認でき、早期に回復に転じていることがわかる。この風速回復開始位置の移動は、周期的ヨー角条件によって翼端渦列の崩壊が促進していることが理由の一つとして考えられる。風速極小位置の変化については、およそ最大ヨー角の大きさに応じて決まっており、 $\theta_{max}=5^\circ$ では極小値の位置は $X/D=1.5$ 近傍、 $\theta_{max}=10^\circ$ では $X/D=1.0$ 付近、 $\theta_{max}=20^\circ$ ではおよそ $X/D=0.5$ 程とヨー角の増大によって風速低下領域が短くなっている。この傾向は Figure 4-5 に示した渦度分布における翼端渦列の崩壊位置とおおよそ一致している。風速低下領域が短くなったことにより、ロータ等価風速の極小値の増大が見られる。制御なしでは極小値が $U_{REWS} \doteq 0.4$ まで低下しているのに対し、例えば Figure 4-16 の(b)に示す最大ヨー角 10° のケース群においてはロータ等価風速の極小値が $U_{REWS}=0.5$ 程度と風速低下がある程度抑えられている。極小値の差分については Figure 4-17 のように制御周波数を固定して最大ヨー角を変化させた場合の比較について明確に表れている。

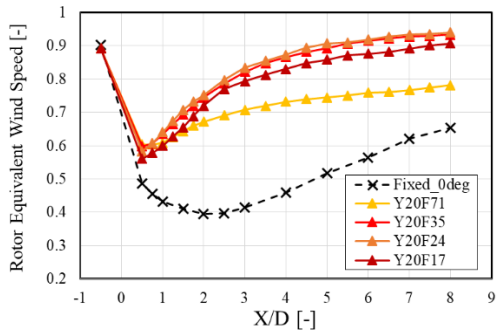
渦列が崩壊し、風速の低下が終了して回復に転じた後の回復傾向については、適用する制御周波数によって風速回復率が大きく異なる。例えば Figure 4-16 における最大ヨー角 10° のケース群に着目すると、F10F71($f_{yaw}^* = 0.71$)と F10F35($f_{yaw}^* = 0.35$)とでは、 $X/D = 4.0$ 以降の値がおおよそ 0.2 (20%)も異なる。この傾向はすべての最大ヨー角について当てはまり、制御周波数 $f_{yaw}^* = 0.71$ のケースで等価風速の値が最も小さく、 $f_{yaw}^* = 0.24, 0.35$ で増大したあとで蛇行運動のスケールが最も大きい $f_{yaw}^* = 0.17$ ではまた値が落ち込んでいく傾向が確認できた。単純な非定常運動の激しさで考えれば、周波数の大きい $f_{yaw}^* = 0.71$ が最も高速でヨー角を変化させているため大きいにも関わらず、ロータ等価風速の回復に繋がらなかった。これは周波数 $f_{yaw}^* = 0.71$ のケース群においては後流域に与えた風速変動のスケールが制御適用前と同程度と小さく (Figure 4-10)、主流との混合において大きな寄与を持たないことが理由として考えられる。一方、積分特性スケールで $0.3\sim 0.8D$ 程度の変動を加えた $f_{yaw}^* = 0.24, 0.35$ のケース群においてロータ等価風速が大きくなっており、後流域の速度欠損と主流域との運動量交換が活発に行われていると予想できる。



(a) 最大ヨー角 5° のケース群

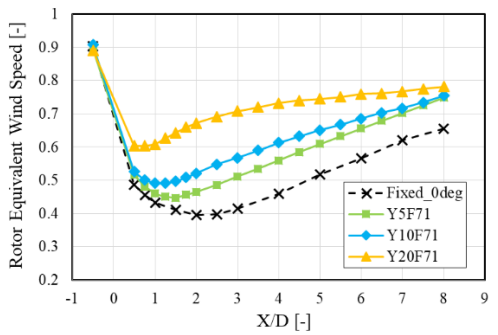


(b) 最大ヨー角 10° のケース群

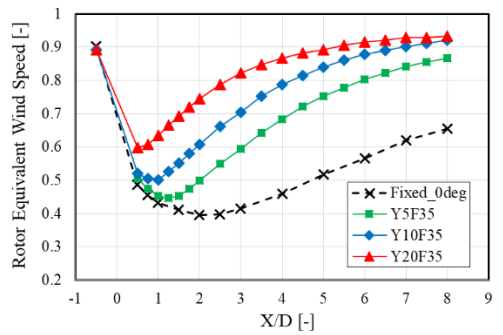


(c) 最大ヨー角 20° のケース群

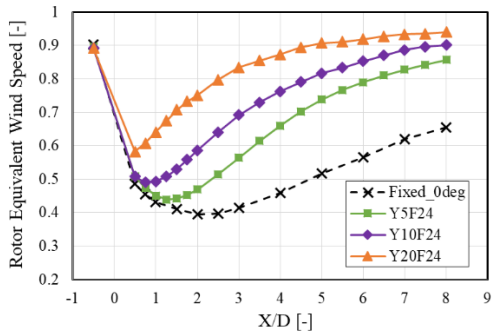
Figure 4-16: ロータ等価風速(最大ヨー角固定, 周期変化時の比較)



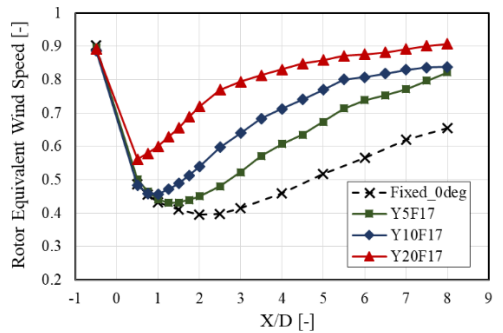
(a) $f_{yaw}^* = 0.71$ のケース群



(b) $f_{yaw}^* = 0.35$ のケース群



(c) $f_{yaw}^* = 0.24$ のケース群



(d) $f_{yaw}^* = 0.17$ のケース群

Figure 4-17 ロータ等価風速 (制御周波数固定, 最大ヨー角変化時の比較)

4.4 後流域の運動量輸送

本節では 2.3.3 で解説した運動量式に従って後流域の運動量収支について計算を行い、周期的ヨー角条件による運動量回復効果を確認する。3 章と同様、後流域に仮想的な円筒面を考え、各後流位置における円筒側面を通して流入出する運動量と、側面に作用するレイノルズ応力の寄与を求め、流れ方向に運動量束を積分することで運動量回復における平均流およびレイノルズ応力による寄与を定量的に評価する。

4.4.1 運動量評価式を用いた運動量束の推定

式 2-12 に従って、ロータ等価風速が極小値となる後流位置から遠方後流の $X/D = 8$ までの運動量束の増分について、先ほど算出したレイノルズ応力分布と平均流による運動量束を積分することで求める。

Figure 4-18 に制御周波数 f_{yaw}^* を 0.35 に固定し、最大ヨー角を $5^\circ, 10^\circ, 20^\circ$ と変化させたケース群における後流域の運動量束の結果を示す。図中の横軸は制御対象の風車からの離隔距離であり、 $X/D = 3 \sim 8$ まで $\Delta X/D = 1.0$ 刻みで算出している。縦軸は運動量束であり、流入風速 U_∞ が持つ運動量を 1 としたときの回復率である。それぞれの項目が式 2-4 の右辺第 1 項、第 2 項、第 3 項に対応しており、赤色は速度欠損が生じた後の運動量束、青色と緑色がそれぞれ後流域に存在する平均流とレイノルズ応力によって増加する運動量を表している。

周期的ヨー角条件と制御なし条件を比較すると、洋上風力発電所における平均的な離隔距離である $X/D = 5.0, 6.0$ において、運動量基準で 2~3 倍ほど増大している。ロータ等価風速でも確認したように、後流域の運動量は最大ヨー角の増大に伴って増加傾向にある。特に離隔距離が小さい条件においてヨー角による差が顕著であり、 $X/D = 3$ の値では、 $\theta_{max} = 5^\circ$ は運動量束が約 40%、 $\theta_{max} = 20^\circ$ では約 65%と 20%以上の差があるのに対し、 $X/D = 7, 8$ では両者の差は 10~15%ほどに縮まっている。このような傾向は、各項目の増分を個別に確認することで理解できる。Figure 4-18 の各項目の値について、制御なし条件の値からの差分を取ったものを Figure 4-19 に示した。これを見ると、最大ヨー角が大きくなるにつれて赤色で示す速度欠損の減少による運動量増加量が大きくなっていることがわかる。これは、風車ヨー角が大きくなるにつれて後流域の偏向量が増加するため、検査面と後流域のズレが大きくなり結果として速度欠損が減少したものである。平均流とレイノルズ応力によって流入する積算の運動量束に関しては $X/D = 7, 8$ など遠方後流域においてはケース間の差は小さくなる一方で、最大ヨー角が大きくなることでより上流側で運動量を取り込んでいる傾向が見える。

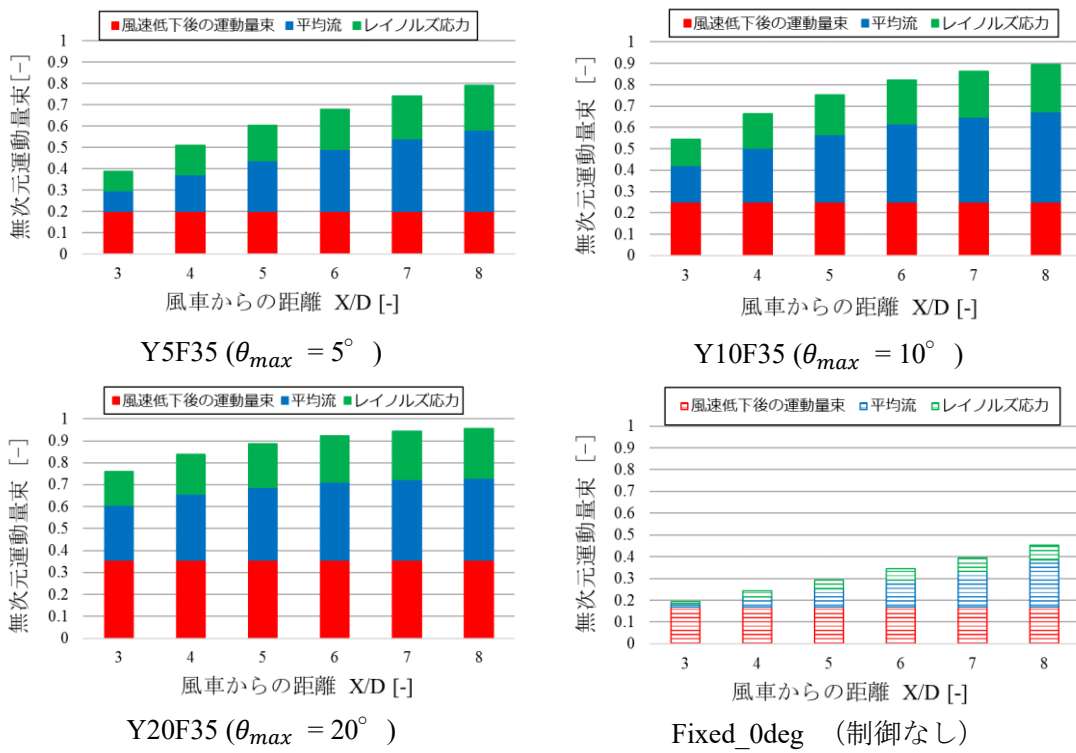


Figure 4-18: 各後流位置における運動量束 (最大ヨー角変化)

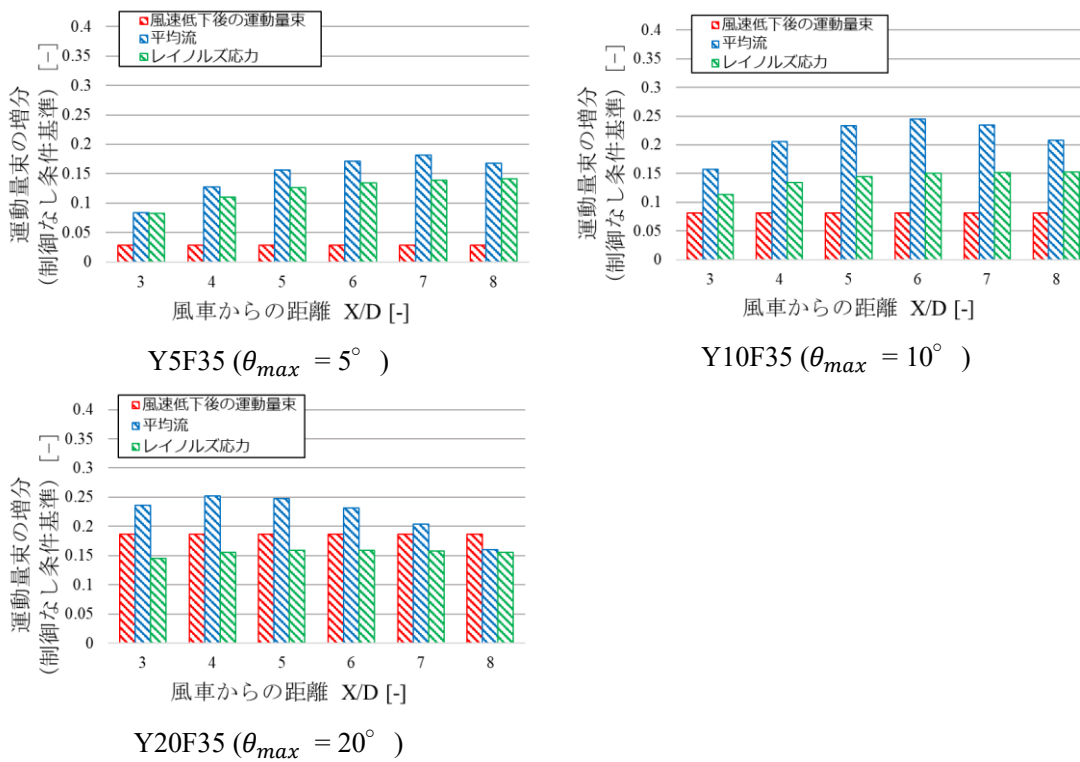


Figure 4-19: 無次元運動量束における制御適用後と制御なしとの差分 (最大ヨー角変化)

続いて、ヨー運動の制御周波数による影響を確認する。最大ヨー角を 10° に固定し、制御周期を変更したケース群における後流域の運動量束を Figure 4-20 に、制御なし条件との差分を取ったものを Figure 4-21 に示した。

まず、赤色で示す風速極小値での運動量束については、先の最大ヨー角の結果でも述べたように、後流域の偏向量によって左右される値であるため、時間平均でのヨー角が変化しないこれらのケース群では明確な差が現れなかった。

一方で、制御周波数 f_{yaw}^* の変更による依存性が見られるのが後流域での平均流とレイノルズ応力による回復分である。制御周波数の大きい Y10F71 では、制御なし条件と比較して平均流とレイノルズ応力による回復率の増加分がそれぞれ 5%程度であるのに対して、Y10F35 と Y10F24 においては平均流による項の増分が最大 25%、レイノルズ応力では 15%程度と大幅に運動量流入が増大している。この結果は後流域の蛇行運動による運動量束の差を顕著に表しているといえる。

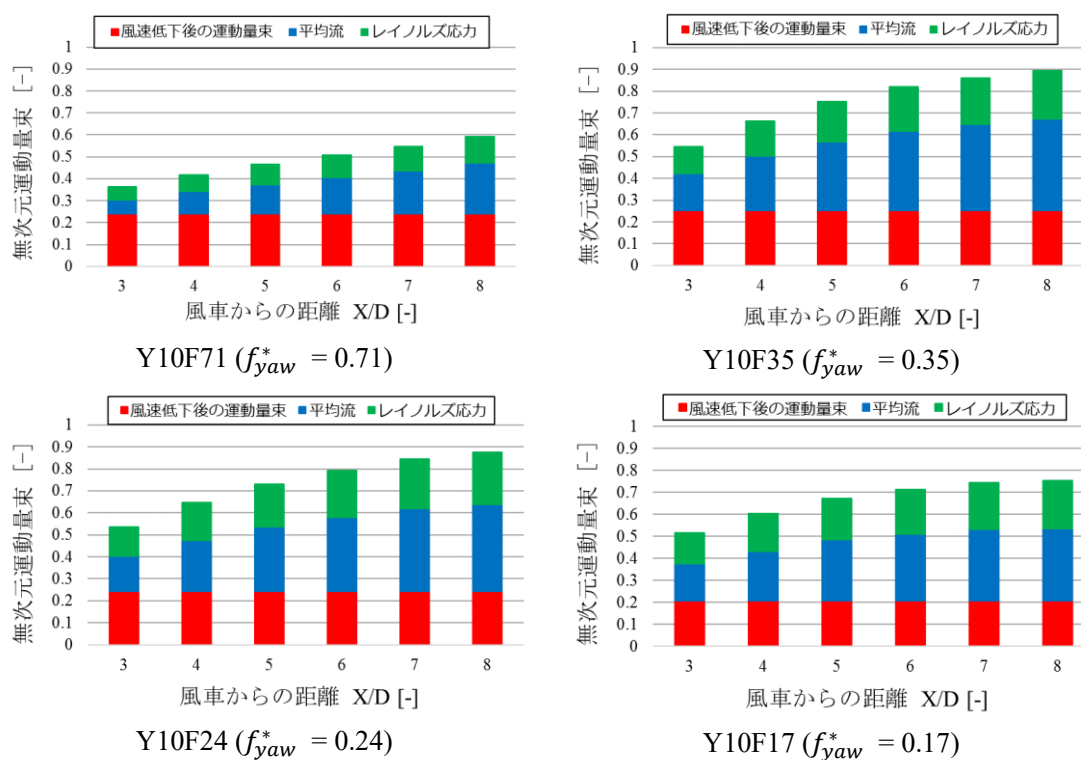


Figure 4-20: 各後流位置における運動量束 (制御周期変化)

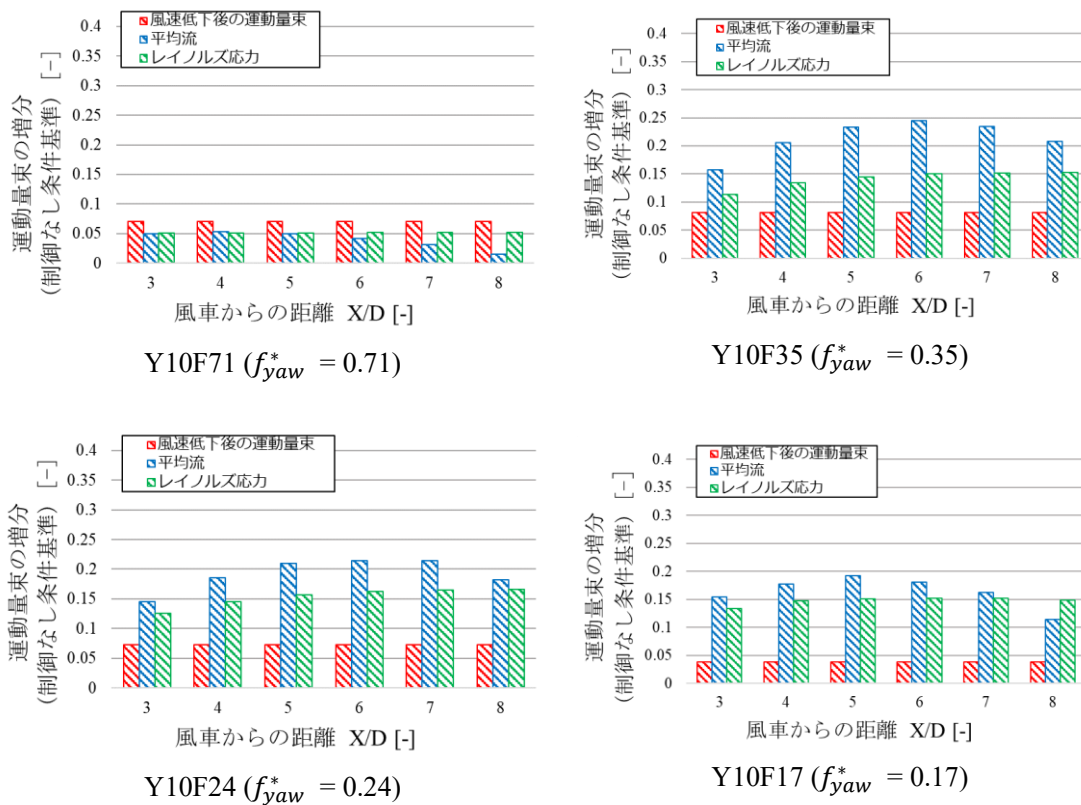


Figure 4-21: 各項における制御適用後と制御なしとの差分 (制御周期変化)

4.4.2 平均流による運動量束

Figure 4-22 に各周期的ヨー角条件における主流方向速度 u と半径方向速度 v_n を掛け合わせて算出した、平均流による運動量束のコンターを示した。値については主流風速 U_∞ と密度 ρ で無次元化している。まず、制御周波数を固定し、最大ヨー角 θ_{max} を変化させたときのケースについて議論する。X/D=1の分布について確認すると、制御なし条件では半径方向外側に向かう運動量束(正の値)が存在しているのに対し、ヨー角が大きくなるにつれて運動量回復を表す負の値の領域が強くなっている。これはヨー角の増大によって運動量の回復開始位置が上流側に推移していることを表している。

X/D=2.0およびX/D=3.0の分布に着目すると、各象限において運動量輸送の方向が明確に異なることがわかる。蛇行運動によって後流域が輸送されている方向に関しては正の値、これに直交する方向について後流域内側向きの負の値が得られている。これは、蛇行運動によって後流域が持つ運動量が外側へと押し出されている一方で、側方部から運動量を取り込む効果があることを示している。

続いて、定量的な評価のため、各流れ方向位置における平均流による流入方向距離あたりの流入運動量束 $M_{in,ave}$ を算出して Figure 4-23 に示した。算出においては式 2-29 における平均流項において x 方向の積分を行わずに位置 x における断面の円周方向の積分のみを実施した(式 4-5)。値は無次元化し、流れ方向距離 1D あたりの流入運動量束として求めた。

$$M_{in,ave}(x) = \frac{D}{2} \int_0^{2\pi} \rho(\overline{uv_n})_{x,\psi} d\psi \approx \sum_j^m \rho(\overline{u_{i,j}v_{n_{i,j}}}) ds, \quad \sum_j^m ds = \pi D \quad \text{式 4-5}$$

横軸に風車からの距離，縦軸に平均流による流入運動量束の大きさを示している．縦軸の正負が切り替わる位置に着目すると，制御なしの場合では $X/D = 2$ 近傍で正の値 (=運動量流入) に切り替わっているのに対し，ヨー角を大きくしていくと次第に上流側へと推移していることがわかる．これは Figure 4-5 に示した渦度分布にも表れていたように，大きなヨー角を付加し，後流域の偏向を大きくしたことで，近傍後流域における翼端渦列が激しく崩壊し，結果として後流域に取り込まれる運動量が増大したものと考えられる．

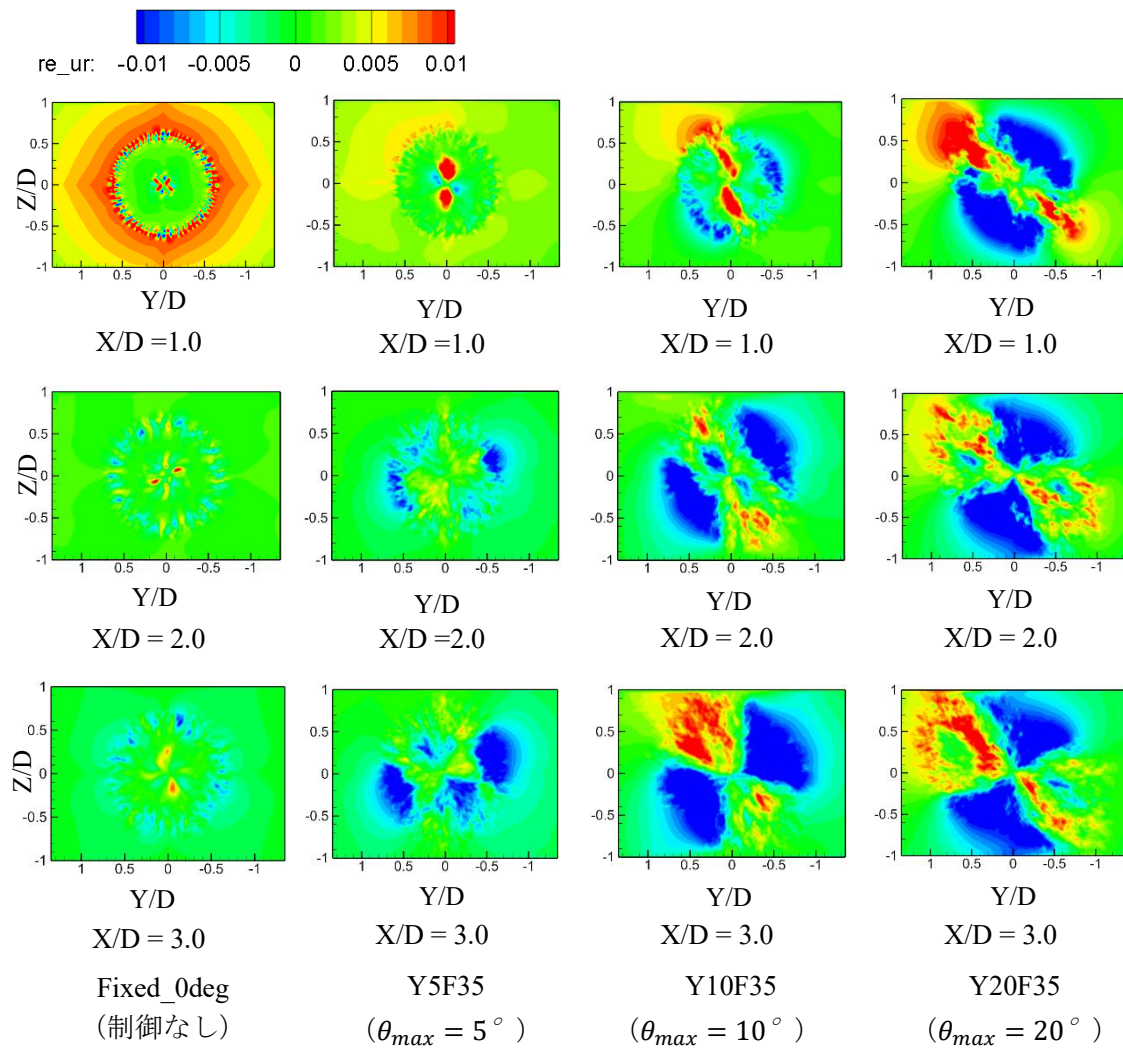


Figure 4-22: 主流方向-半径方向速度の平均流による運動量束のコンター

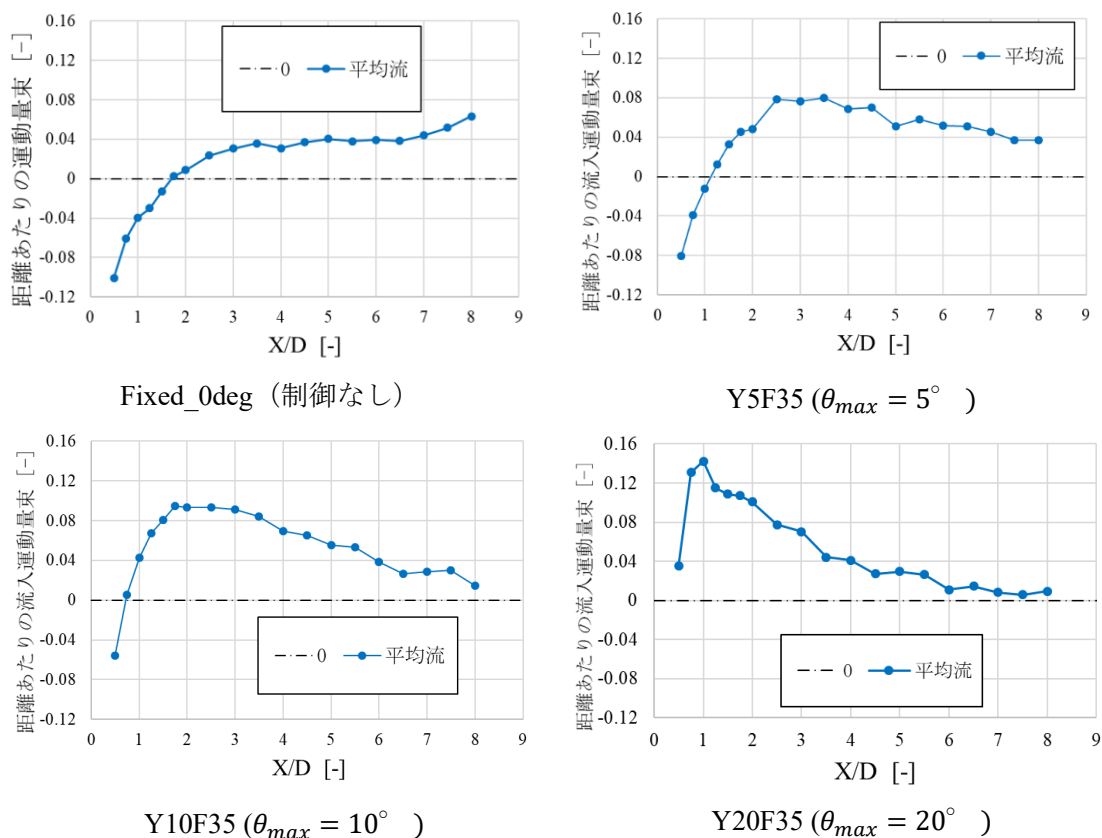


Figure 4-23 : 各後流位置における平均流による運動量束 (最大ヨ一角変化)

ヨ一角の変調周期が短い Y10F71 のケースでは、 $X/D = 1$ においてロータ円周付近に存在しているのは半径方向外向きの運動量輸送であり (正の値), 負の値の領域が確認されないことから, 平均流による運動量の流入はほぼ生じておらず, 速度低下が生じる領域であることがわかる. 一方周期の長い Y10F35 および Y10F24 のケースでは, 第 2 及び第 3 象限において一部, 流出方向の運動量輸送の領域が確認されるものの, その他大部分の領域は半径方向内側向きの運動量輸送が生じている. $X/D = 2.0$ および 3.0 では各象限における運動量輸送の方向がより明確に現れており, 蛇行運動によって後流域が輸送されている方向に関しては正の値, これに直交する方向について後流域内側向きの負の値が得られている. コンター上では運動量検査面上における運動量輸送の寄与が流入と流出でどちらが大きいか明確ではないため, それぞれの後流位置における積算量について 4.4.3.1 で計算を行う.

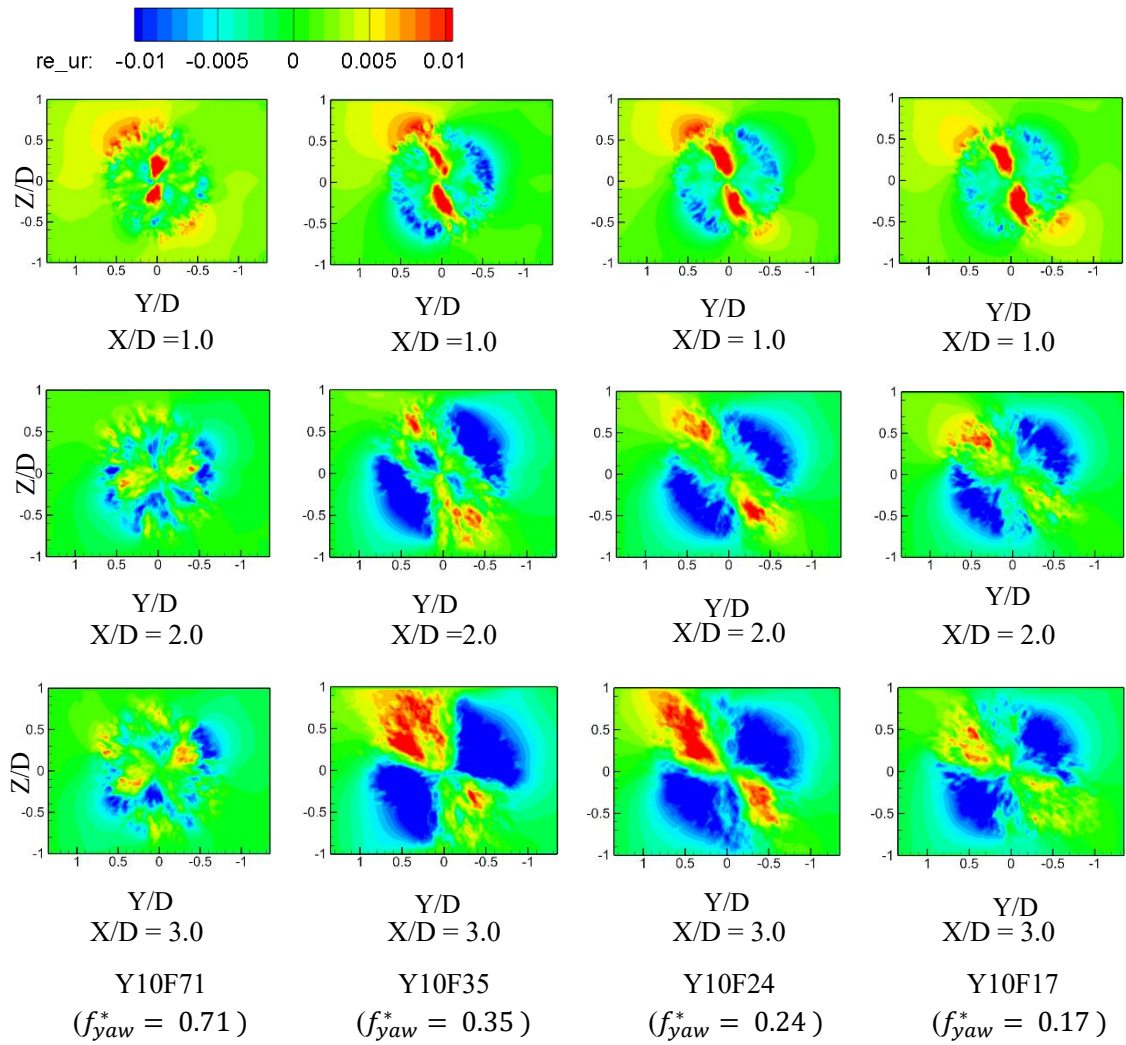


Figure 4-24 : 主流方向-半径方向速度の平均流による運動量束のコンター

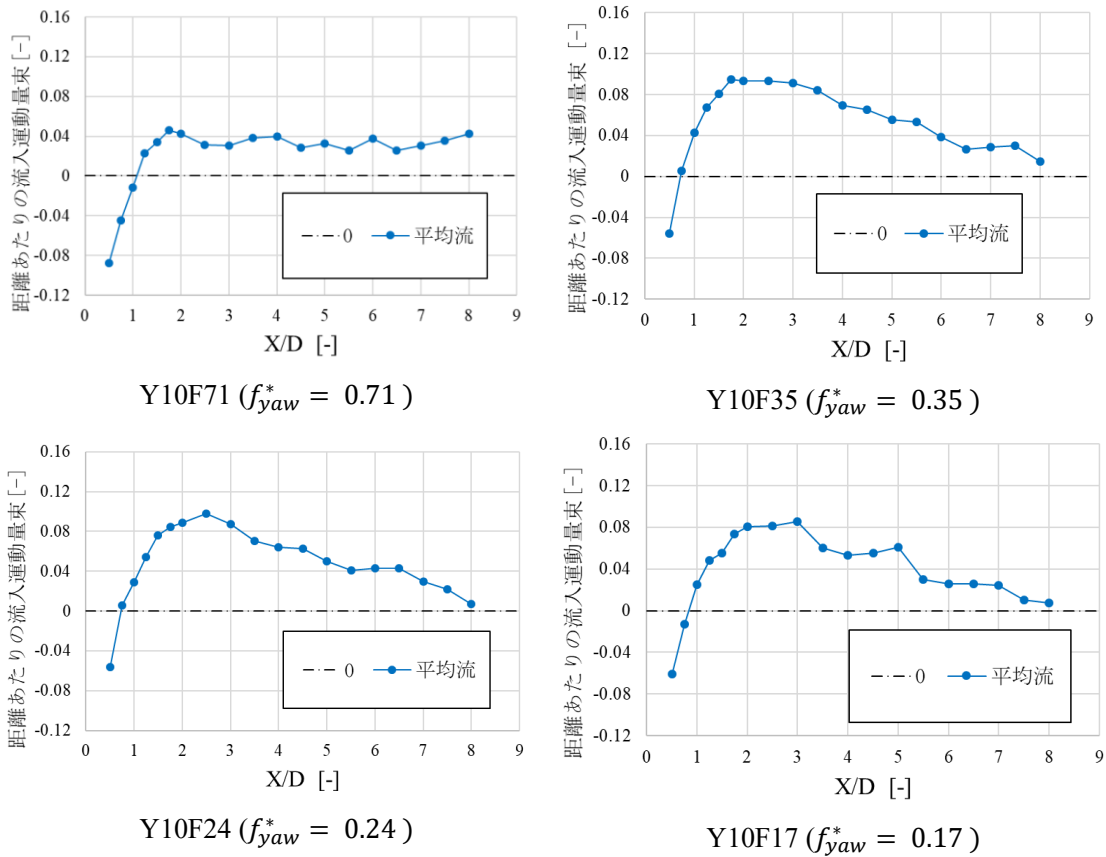


Figure 4-25: 各後流位置における平均流による運動量束 (制御周波数変化)

4.4.3 レイノルズ応力

最大ヨー角を変化させた場合の YZ 断面のレイノルズ応力分布を Figure 4-26 に、各断面でのレイノルズ応力による流入運動量束の推移を Figure 4-27 に示した。各後流位置におけるレイノルズ応力の流入運動量束 $M_{in,rey}$ については平均流と同様に、式 2-29 のレイノルズ応力に関する項のうち、位置 x における断面の円周方向の積分のみを実施することで算出した。値は無次元化し、流れ方向距離 1D あたりの流入運動量束として求めた。

$$M_{in,rey}(x) = \frac{D}{2} \int_0^{2\pi} -\rho(\overline{u'v'_n})_{x,\psi} d\psi \approx \sum_j^m -\rho(u'_{i,j}v'_{n,i,j}) ds$$

$$\sum_j^m ds = \pi D$$

式 4-6

レイノルズ応力においても、平均流と同様にヨー角の増大に伴って極大となる位置が上流側に推移していることが Figure 4-27 のグラフから確認できる。断面の分布からは後流域が蛇行運動によって揺さぶられることで、レイノルズ応力が発生している範囲が広がっていることが見て取れる。発生している応力がほぼ全て負の値（主流から運動量束を取り込む方向）を示していることから、このレイノルズ応力の発生元が小規模渦ではなく、大

規模構造である蛇行運動によって誘起されたものであるとわかる。またヨー角の大きさに関わらず、 $X/D = 7.0$ や 8.0 といった遠方後流域での寄与はわずかであり、遠方後流域においてはロータの運動による影響が小さいことを示唆している。

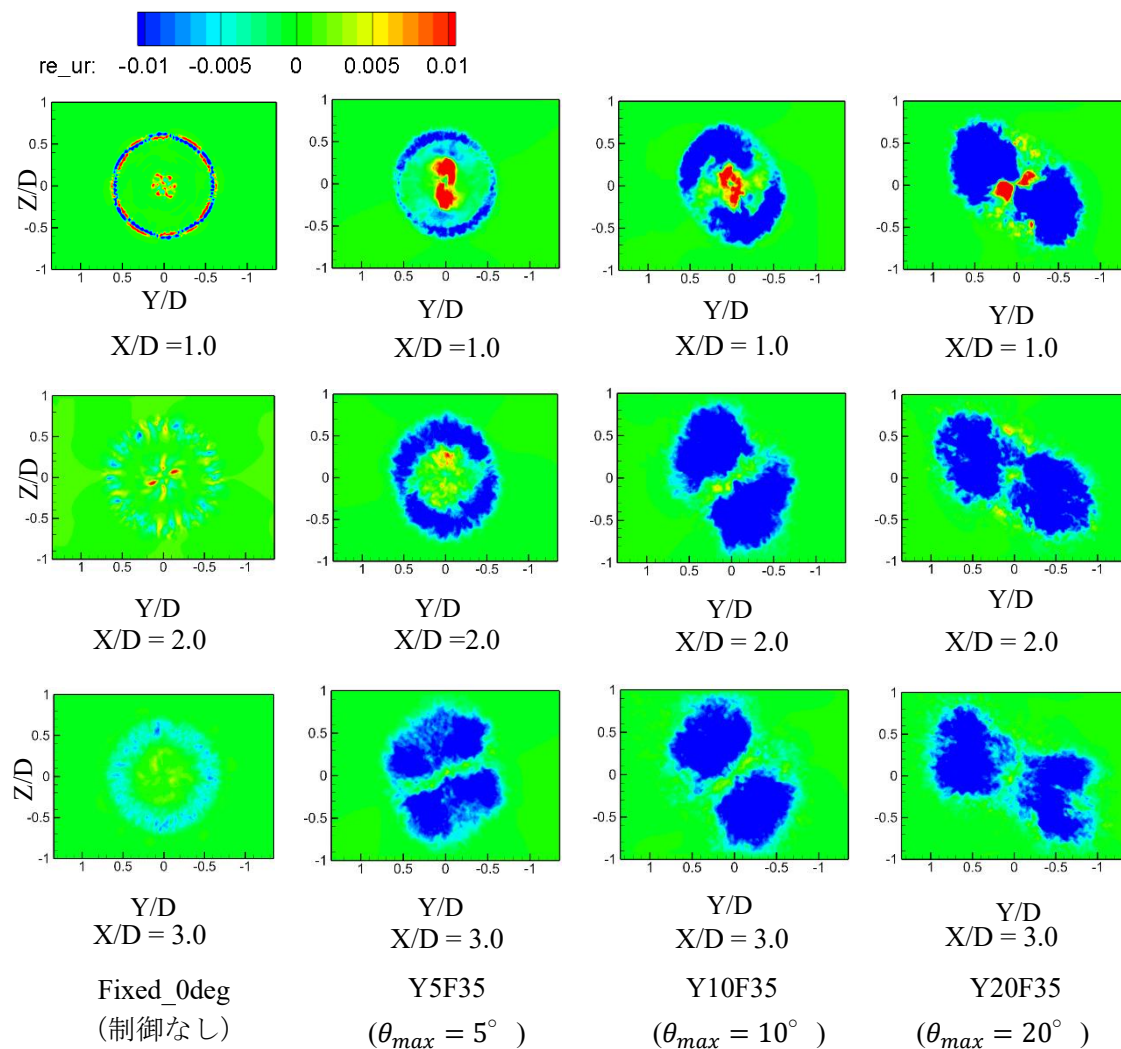
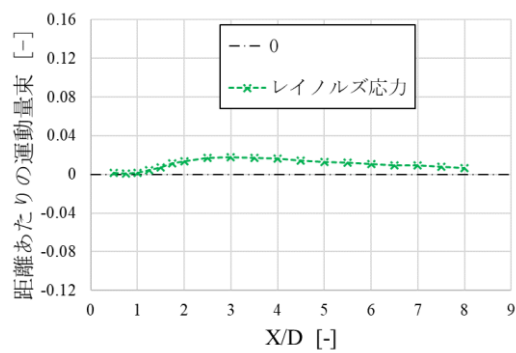
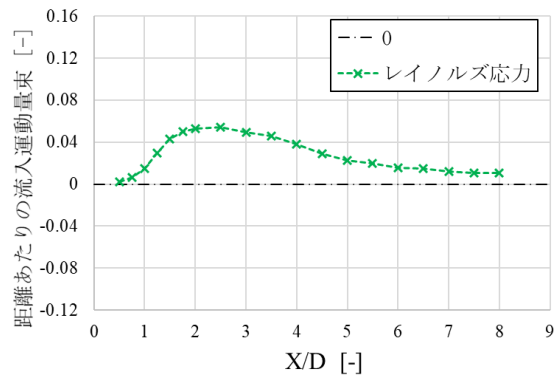


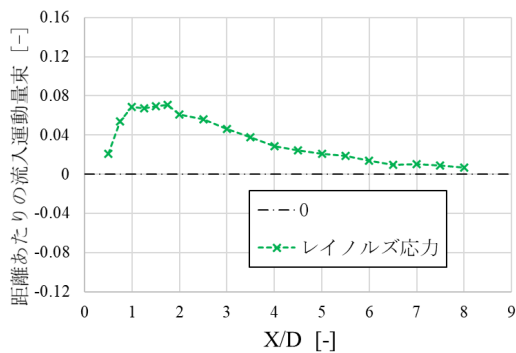
Figure 4-26 : 主流方向-半径方向速度のレイノルズ応力 $\overline{u'v_r'}$ のコンター



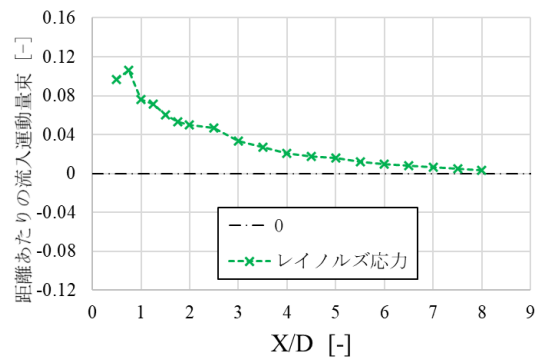
Fixed_0deg (制御なし)



Y5F35 ($\theta_{max} = 5^\circ$)



Y10F35 ($\theta_{max} = 10^\circ$)



Y20F35 ($\theta_{max} = 20^\circ$)

Figure 4-27: 各後流位置におけるレイノルズ応力による運動量束 (最大ヨー角変化)

続いて、各後流位置における YZ 断面におけるレイノルズ応力分布を Figure 4-28 に示した。X/D = 1.0 の近傍後流において、 $\lambda = 6.67$ の制御なしケースの結果 (Figure 3-22) と比較して、より早期に渦崩壊によるレイノルズ応力が発生していることが確認できる。ヨー角変化の周期が短い Y10F71 では負のレイノルズ応力分布が翼端の軌跡によるリング状を留めているが、ヨー角変化の周期が長周期になる Y10F35, Y10F24 ではレイノルズ応力が YZ 平面における第 2 および第 4 象限に集中している。螺旋構造が消失し、さらに遠方に向かっていくと、蛇行運動によって渦塊の 2 極化が進行していく。制御なしの $\lambda = 6.67$ と比べるとレイノルズ応力分布の範囲と強度が増大していることが見て取れる。

Figure 4-29 の各後流位置におけるレイノルズ応力の大きさに着目すると、レイノルズ応力のピーク位置が全ケースでほぼ同一の X/D = 1.5 周辺であることがわかる。蛇行運動が見られない Y10F35 ケースにおいてはレイノルズ応力による運動量増分が小さく、他のケースと比較すると乱流成分による運動量回復効果が小さい。

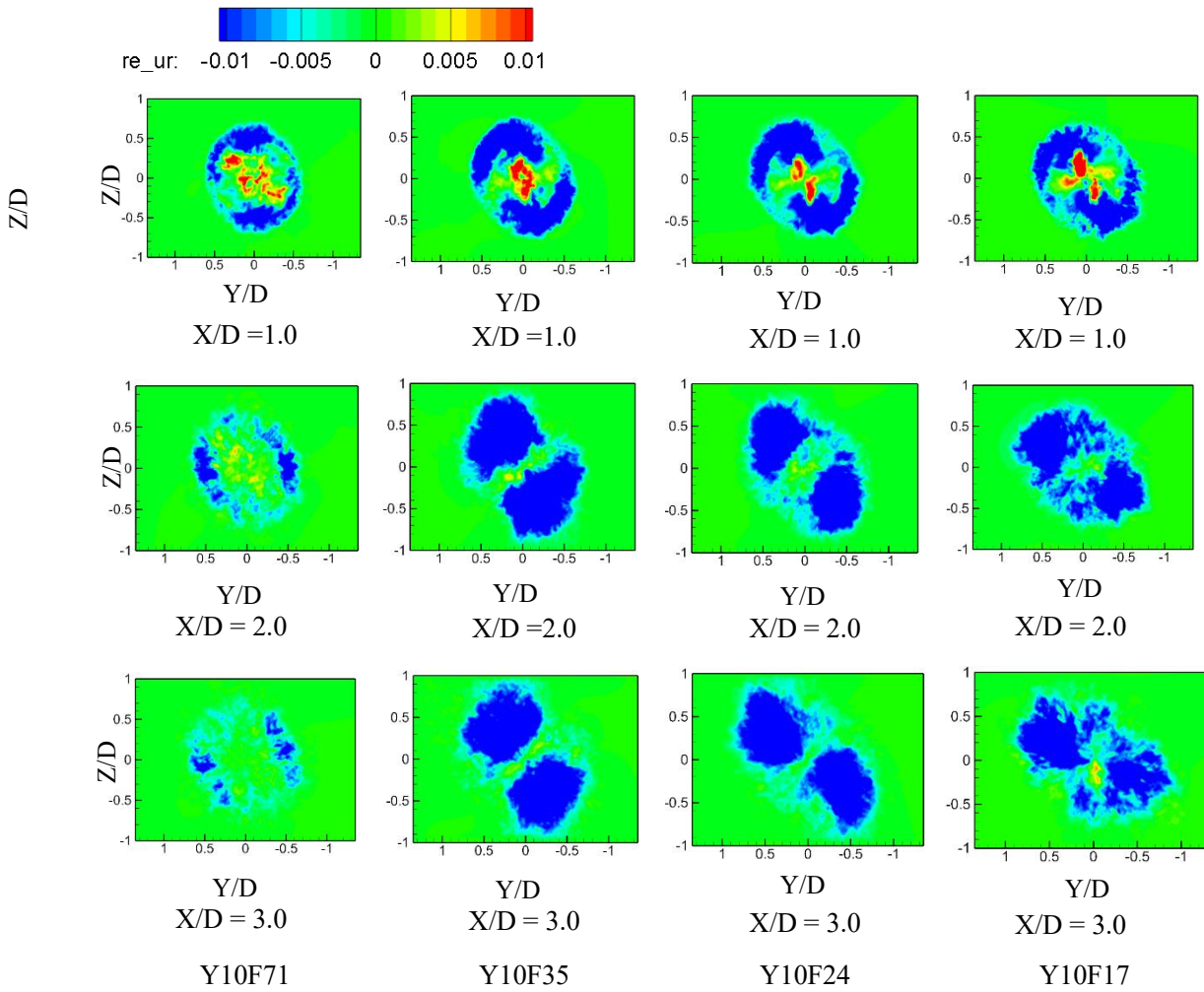


Figure 4-28 : 主流方向-半径方向速度のレイノルズ応力 $\overline{u'v_r'}$ のコンター

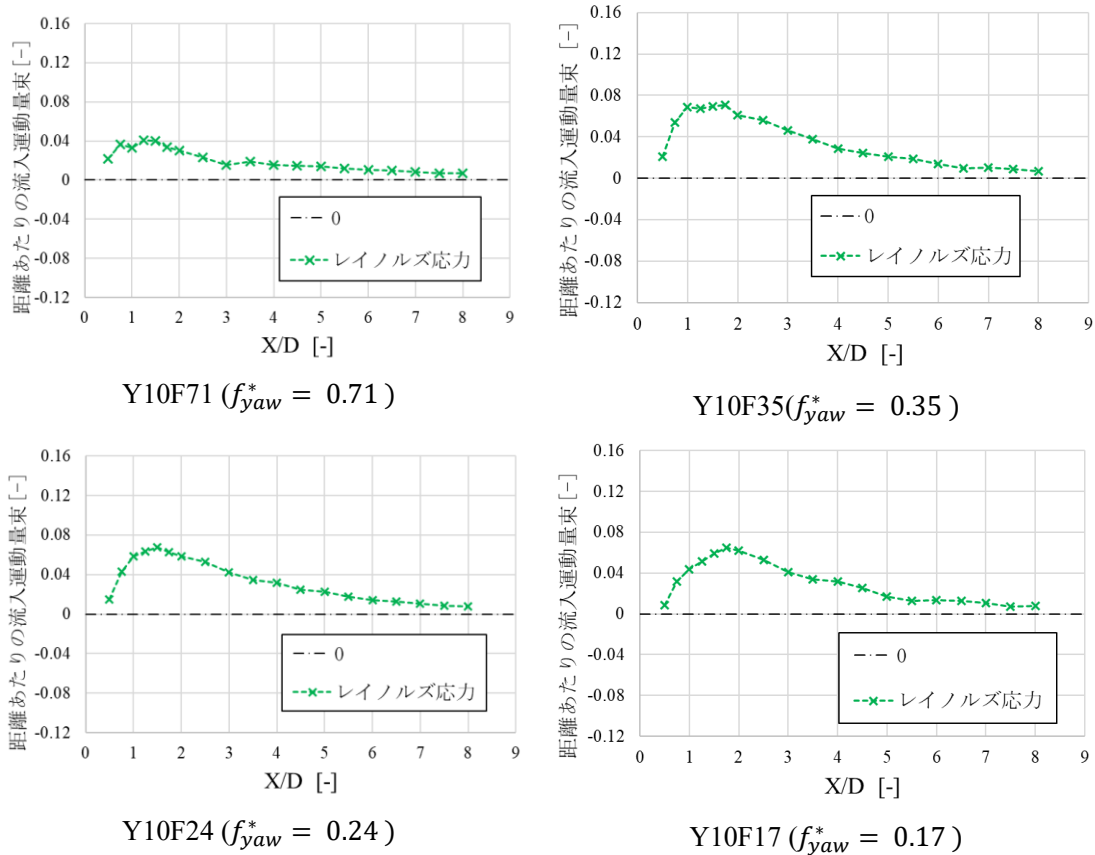


Figure 4-29: 各後流位置におけるレイノルズ応力による運動量束（制御周波数変化）

4.4.3.1 蛇行運動による負のレイノルズ応力発生のしくみ

今回の座標設定において主流からの運動量流入に対応する負のレイノルズ応力について、発生機構を次のように考えることができる。Figure 4-30 に Y10F35 ケースにおける主流方向速度と半径方向速度の瞬時場を示した。半径方向速度については $Y/D=0$ で正負が反転しているが、これは回転中心 ($Y/D=0$) から離れていく方向を正、近づく方向を負として定義されているためであり、流体運動自体に不連続性があるわけではないことに注意されたい。この速度コンターにおいて、図中のように Zone1 と Zone2 を取り、速度分布を確認する。Zone1 と Zone2 はそれぞれ風速の小さい速度欠損域と大きい主流領域の両方が含まれるように設定した。Zone1 では $Y/D > 0$ の領域で主流方向風速が大きく $Y/D < 0$ で主流方向風速が小さい分布となっており、Zone1 と逆方向の蛇行運動が見られる Zone2 の分布ではこれらの関係が逆転している。これらの領域について半径方向速度分布と照らし合わせてみると、速度欠損の大きい領域 (Zone1 の $Y/D < 0$ と Zone2 の $Y/D > 0$) では半径方向速度が正の値を、主流方向速度の大きい領域 (Zone1 の $Y/D > 0$ と Zone2 の $Y/D < 0$) では半径方向速度は負の値を示している。これは後流域の蛇行運動によって速度欠損域が外側へ押し出されるとき、押し出された領域を埋め合わせるように風速の大きい主流を取り込んでいることを意味している。この結果、半径方向速度が負の値に変化するときには同時に主流方向速度が大

きくなりやすく、逆に半径方向速度が正の値に変化するときには主流方向速度が小さくなりやすいため、これらを時間平均すると $\overline{u'v'_n} < 0$ となる。

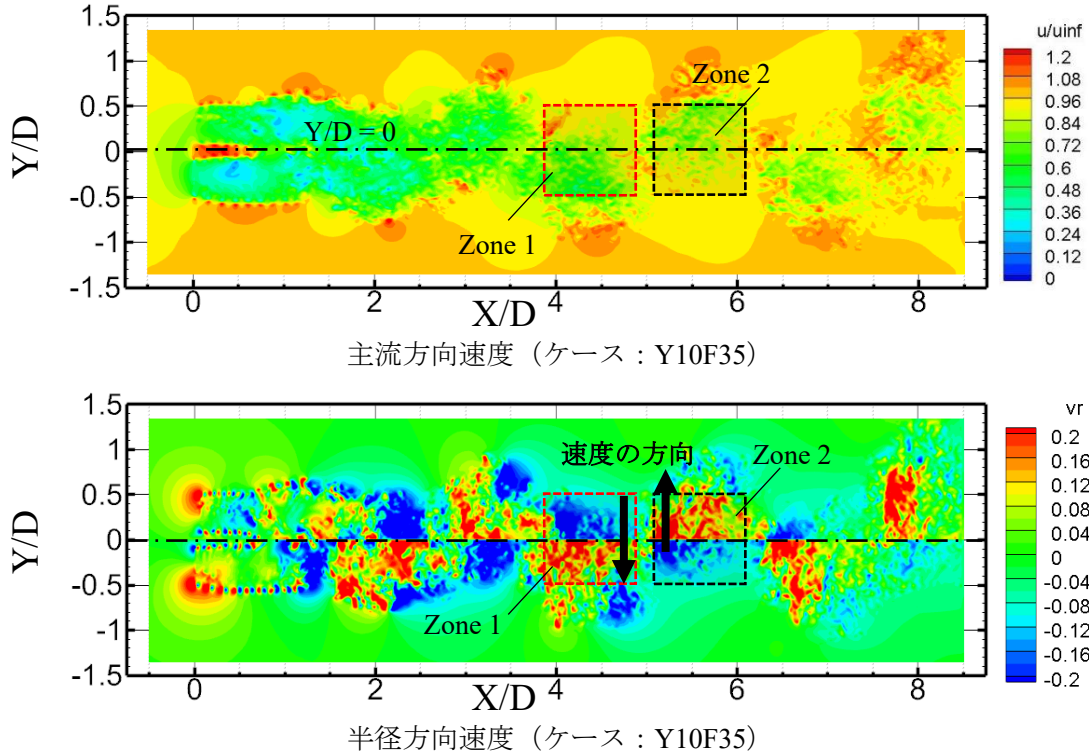


Figure 4-30: レイノルズ応力の発生機構 (上: 主流方向速度 下: 半径方向速度)

4.4.3.2 DMD による周波数解析

3.6 節での DMD のモード分解を用いて、各制御ケースに関する周波数分解を実施する。ここで、DMD に用いた時間窓は各制御周期の 2 倍程度とし、時間刻みはロータのアジマス角 60° ごと ($t^* = 0.0785$) とした。時系列データの抽出はハブ高さである $Z=0$ における XY 平面である。

2.3.4.2 で解説した方法で各ダイナミックモードの乱流エネルギーを算出し、全体の乱流エネルギーで正規化したものを周波数ごとにまとめた。これらの結果について、Figure 4-31 と Figure 4-32 に示す。横軸には無次元化した周波数 $f^*(= fD/U_\infty)$ を、縦軸には正規化した乱流エネルギーを示した。グラフ内に挿入された実線と破線はそれぞれロータの回転周波数と制御で加えた周期的ヨー角条件の周波数 f_{yaw}^* を表している。Figure 4-31 の最大ヨー角を変化させたケース群の分布を確認すると、いずれも制御周波数の位置にピークが表れており、制御によって与えた変動が流れ場に伝わっていることが見て取れる。全体への寄与率ではロータの回転周期や翼端渦の放出周期の比重は小さくなっている。

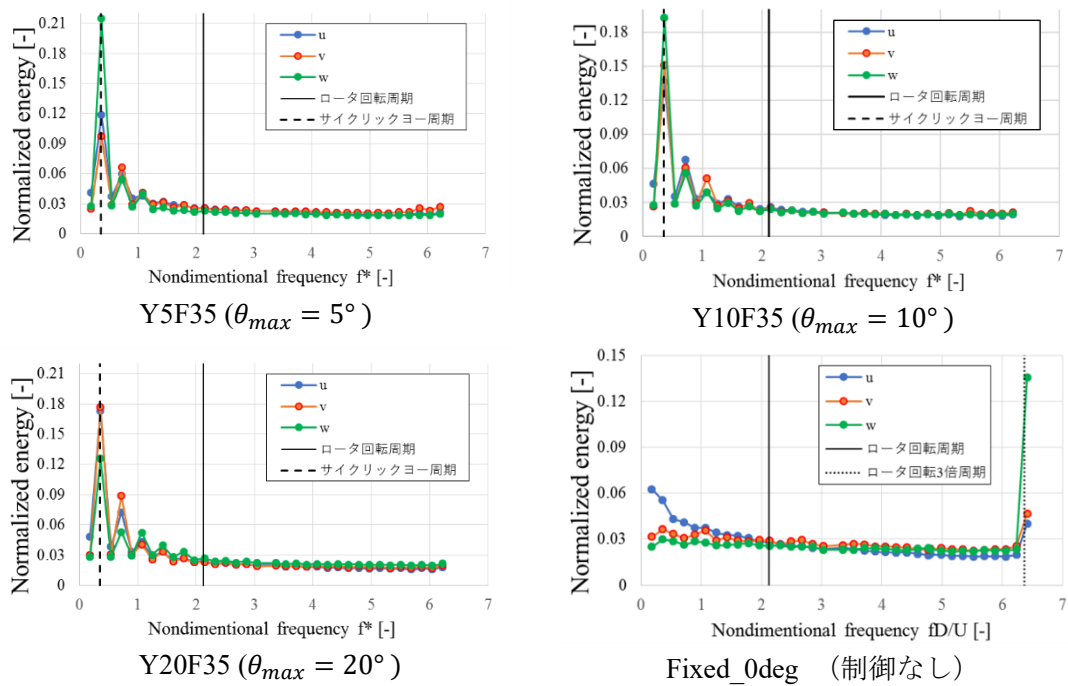


Figure 4-31: ダイナミックモードの乱流エネルギーから得た周波数ごとのエネルギー寄与率（最大ヨー角変化）

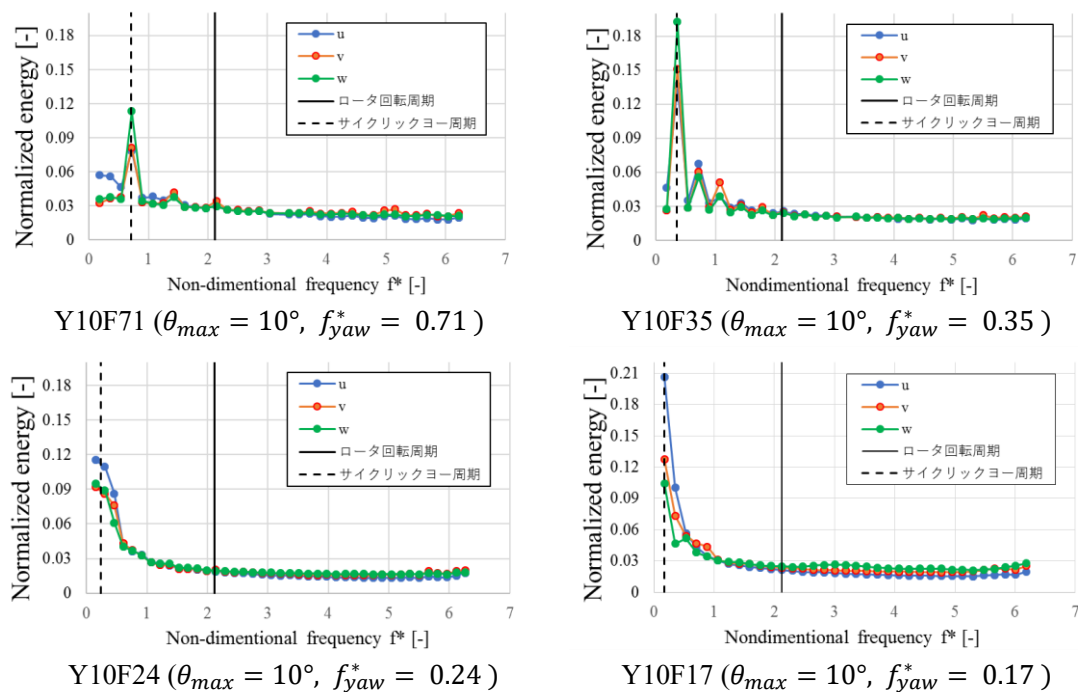


Figure 4-32: ダイナミックモードの乱流エネルギーから得た周波数ごとのエネルギー寄与率（制御周波数の変化）

続いて、各ケースにおいて変動が顕著であった周波数におけるダイナミックモードの確

認を行う。Figure 4-33 には、Y10F35 のケースに関して、周期的ヨー角条件の制御周期に着目して抽出を行ったダイナミックモードを示した。X 方向速度成分 U および Y 方向成分 V の分布から蛇行運動を抽出したダイナミックモードであると説明がつく。まず U については $Y/D = 0$ を境として主流方向速度変動の正負が周期的に入れ替わるような構造になっている。これは後流域の速度欠損が押し出された側が負の速度変動を受けている時、 $Y/D = 0$ を挟んで反対側では主流域から取り込んだ風速によって正の速度変動が生じるようなモードであり、蛇行運動と合致した挙動として理解できる。続いて Y 方向の風速 V については、 $Y/D = 0$ による隔たりがなく、一定周期で後流域に正負切り替わる風速変動のモードが現れており、これは明らかに風車にヨー角を付加することによって誘起された横方向速度の変化に対応している。

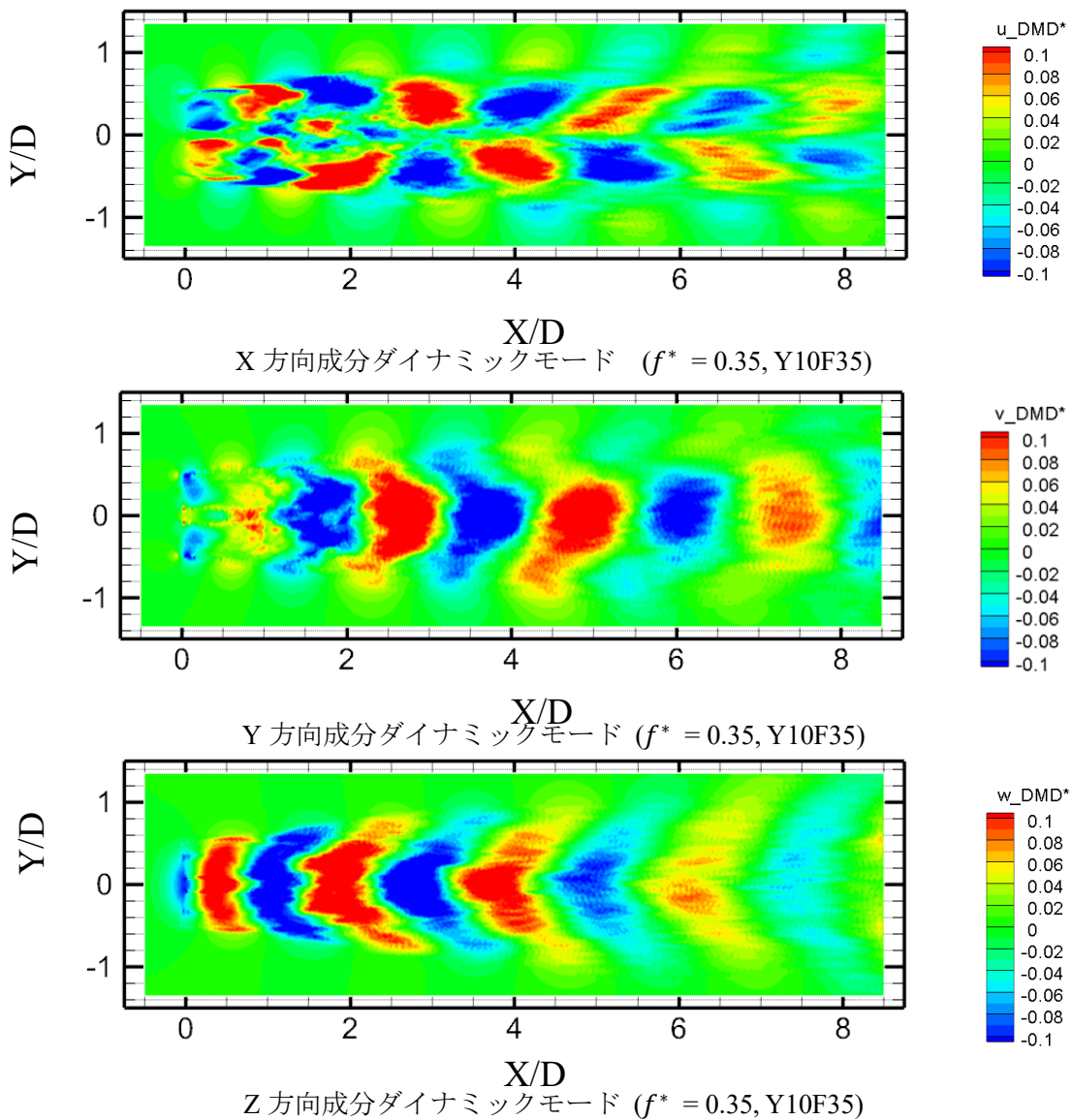


Figure 4-33 : 周期的ヨー角条件の制御周波数におけるダイナミックモード (Y10F35 ケース)

(a) 縮約モデルの構築

前節で実行した DMD によって得られたダイナミックモードのうち、主要な周波数帯のモードによる風速変動だけを平均場を与える縮約モデルの構築を行う。構築した縮約モデルには着目する周波数による風速変動しか保持していないため、この時系列データからレイノルズ応力を計算することで、特定の周波数帯によるレイノルズ応力への寄与を明らかとすることができる。

Table 4-3 に各ケースについて縮約モデルの設定を示す。Figure 4 18 に Y10F35 の縮約モデルによる流れ場を示した。周期的ヨー角条件における流れ場に特徴的な、後流域の大きな蛇行運動が 1 つのダイナミックモードで再現されていることがわかる。このような縮約モデルから変動成分によるレイノルズ応力を計算し、全変動を含んだ CFD 解から導かれたレイノルズ応力の値と比較することで、流れ場に与えた周波数帯のレイノルズ応力全体への寄与率を算出することが可能である。

Table 4-3 : 縮約モデルの設定

縮約モデル名	対象ケース	対象ケースの制御周波数 f_{yaw}^*	対象ケースの最大ヨー角	抽出する無次元周波数 f^*
Y10F71_R	Y10F71	0.71	10°	
Y10F35_R	Y10F35	0.35	10°	
Y10F24_R	Y10F24	0.24	10°	
Y10F17_R	Y10F17	0.17	10°	< 1.0
Y5F35_R	Y5F35	0.35	5°	
Y20F35_R	Y20F35	0.35	20°	

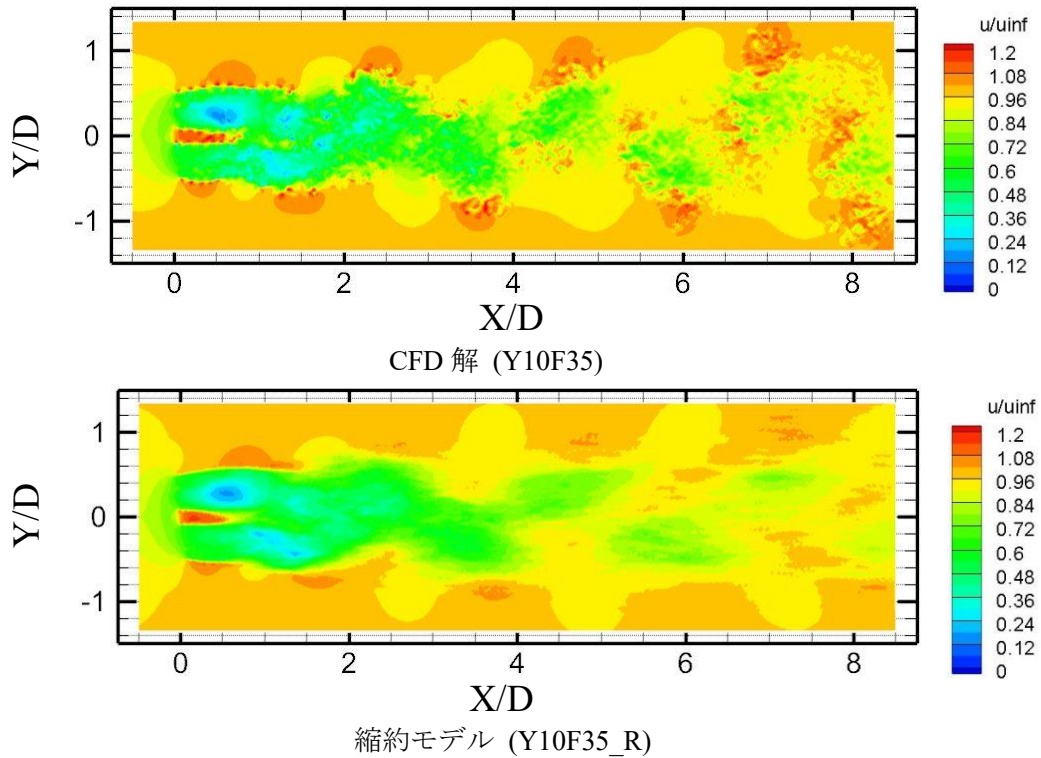


Figure 4-34 : 主流方向速度コンターにおける縮約モデルと CFD 解との比較

(b) 与えた蛇行運動のレイノルズ応力への寄与

作成した縮約モデルを時間発展させて時系列データを用意し、CFD 解と同様に主流方向速度と半径方向速度間のレイノルズ応力分布を導出した。Figure 4-35 に CFD 解の時系列データから求めたレイノルズ応力分布と、縮約モデルによるレイノルズ応力分布の比較を示した。まず、 $X/D=1$ 未満の近傍後流域に着目すると、CFD 解の $Y/D=0$ 近傍と $Y/D= \pm 0.5$ 近傍で確認できる翼根渦と翼端渦由来のレイノルズ応力について、縮約モデルにおいては確認できない。一方で翼端渦の構造がほぼ消失し、後流域の蛇行の様子が顕著に現れる $X/D=2$ より後方の後流域においては、縮約モデルより導出したレイノルズ応力の値が全変動を含む CFD 解の値とほぼ一致している。これは、周期的ヨー角条件によって与えた後流域の蛇行運動がレイノルズ応力を生み出していることを表している。

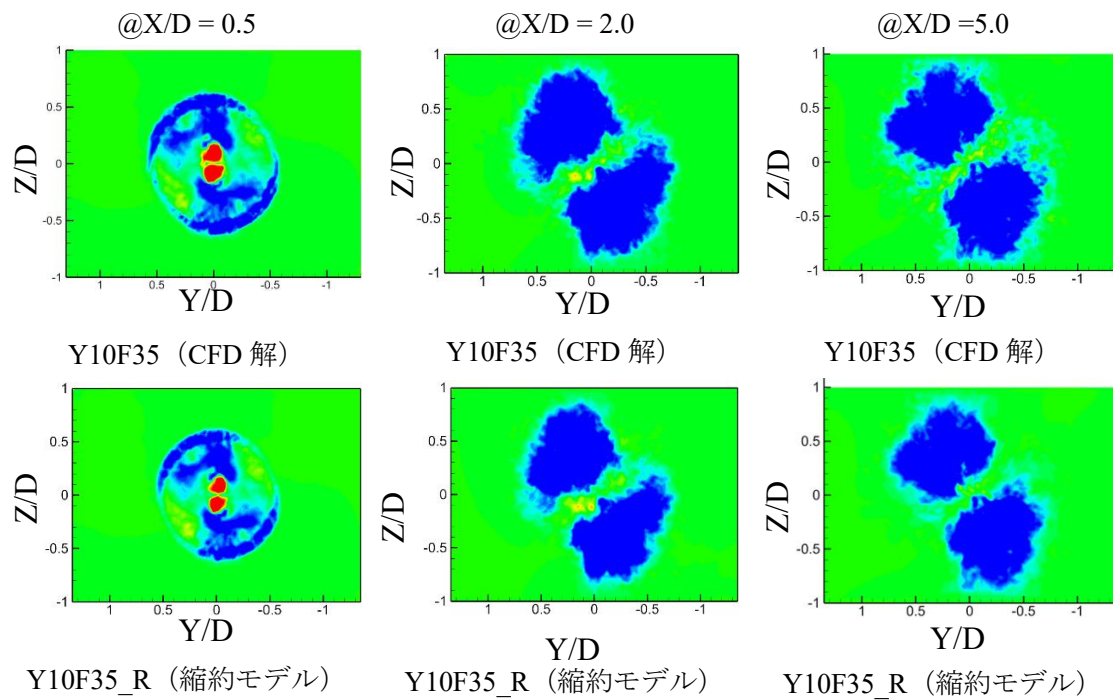
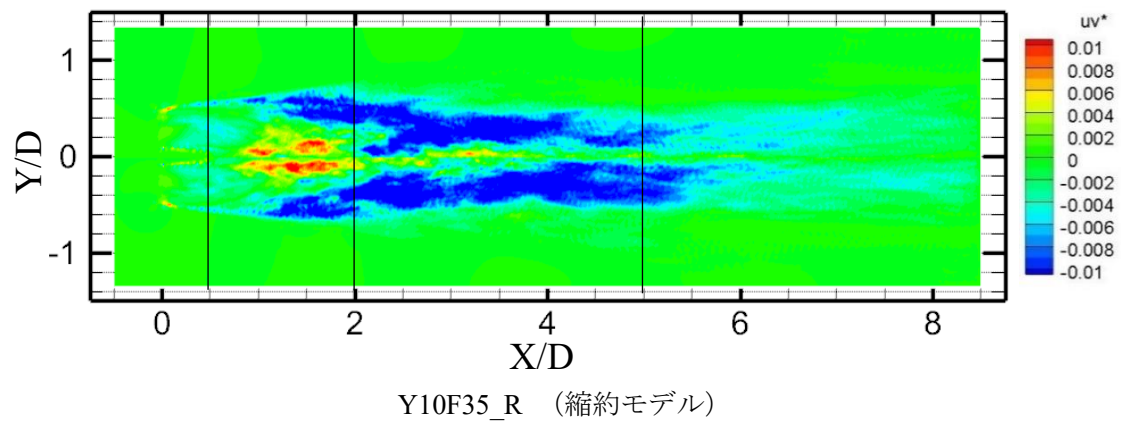
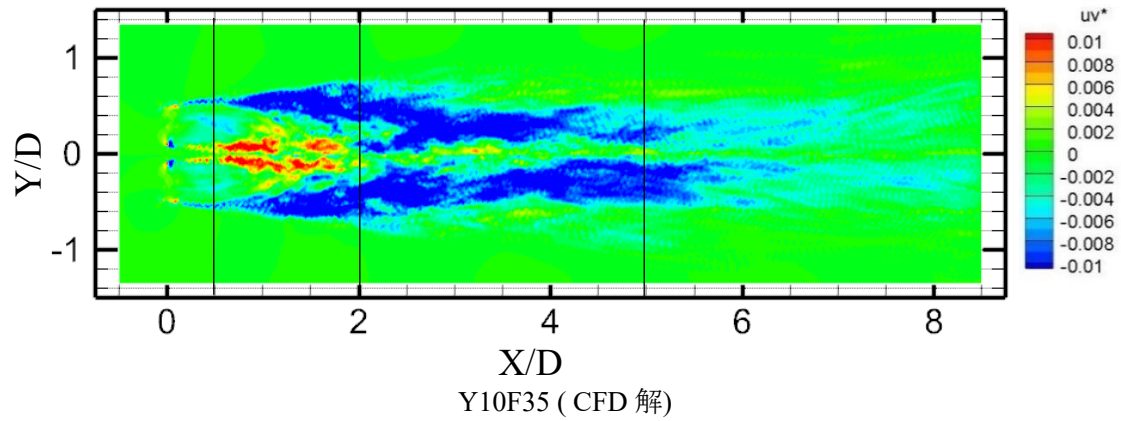
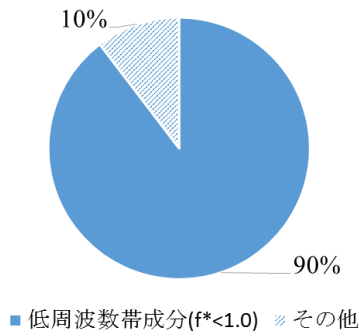
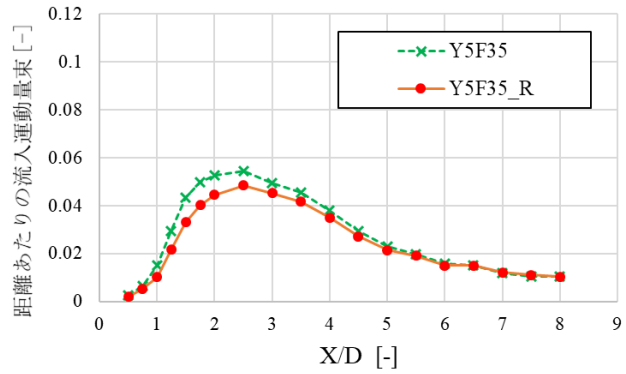


Figure 4-35 : レイノルズ応力 $u'v'$ コンター の比較

縮約モデルのレイノルズ応力分布を用いて後流域の運動量回復への寄与を計算し、全変動を含んだ CFD 解との比較を行う。Figure 4-36 にそれぞれのケースにおける結果を示す。レイノルズ応力がピーク値を示す近傍後流域において縮約モデルと CFD 解の差が大きい一方で以降の遠方後流域においては縮約モデルの値が CFD 解へと漸近しており、制御周波数を含む低周波数帯の寄与が大きいことが見て取れる。これを定量的に評価するため、 $X/D = 1.0$ から $X/D = 8.0$ までのレイノルズ応力による運動量束を積分し、後流域における運動量束の推移と合わせて示した。その結果、明確な蛇行運動が確認できなかった Y10F71 を除き、低周波数帯 ($f^* < 1.0$) によって発生したレイノルズ応力の寄与が全体の 80%以上を占めていることを確認した。この結果は、周期的ヨ一角条件によって誘起された蛇行運動がレイノルズ応力の発生による運動量回復において重要な役割を担っていることを示している。

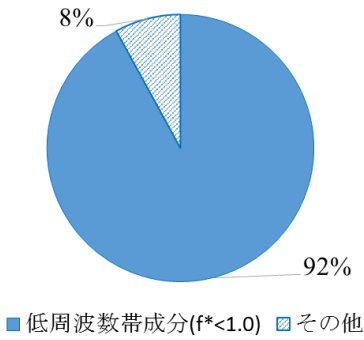


低周波数帯 ($f^* < 1.0$) がレイノルズ応力に占める割合

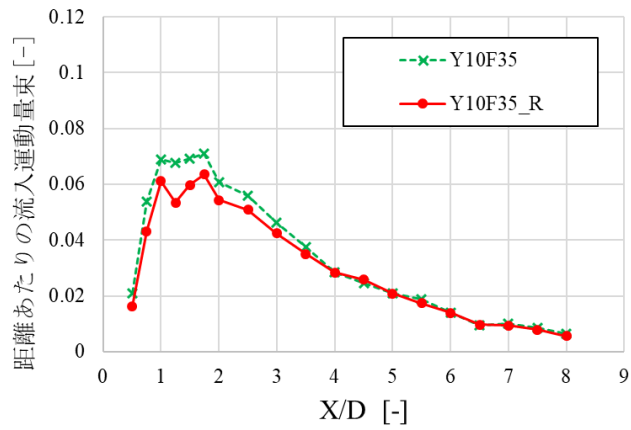


レイノルズ応力による流入運動量束

Y5F35 ($\theta_{max} = 5^\circ$)

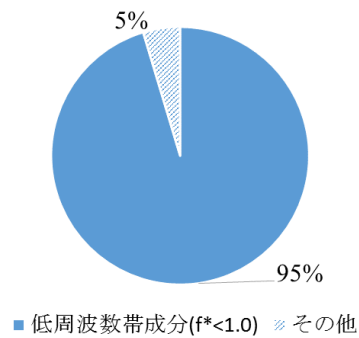


低周波数帯 ($f^* < 1.0$) がレイノルズ応力に占める割合

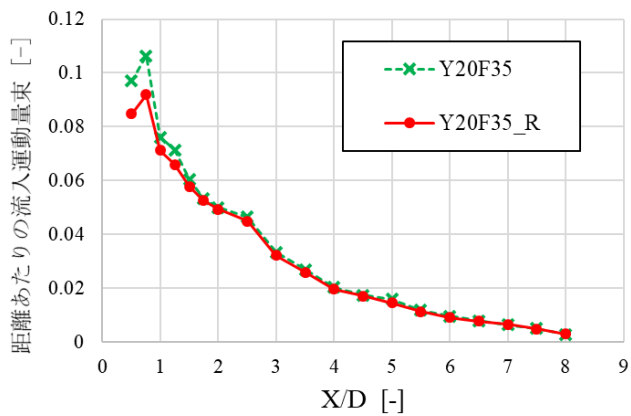


レイノルズ応力による運動量束

Y10F35 ($\theta_{max} = 10^\circ$)



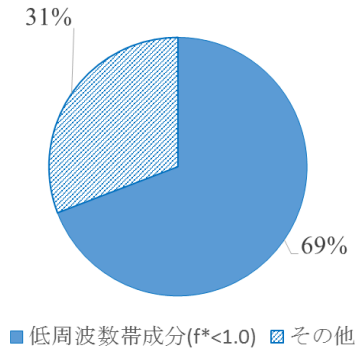
低周波数帯 ($f^* < 1.0$) がレイノルズ応力に占める割合



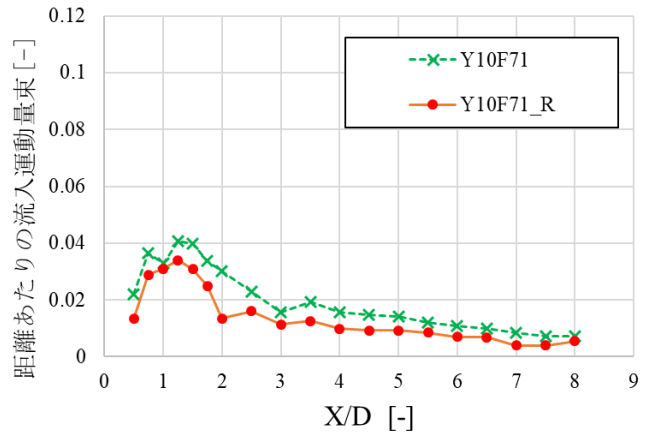
レイノルズ応力による運動量束

Y20F35 ($\theta_{max} = 20^\circ$)

Figure 4-36 : CFD 解と縮約モデルの比較 レイノルズ応力による流入運動量束

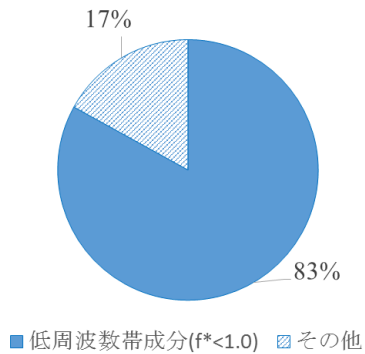


低周波数帯 ($f^* < 1.0$) がレイノルズ応力に占める割合

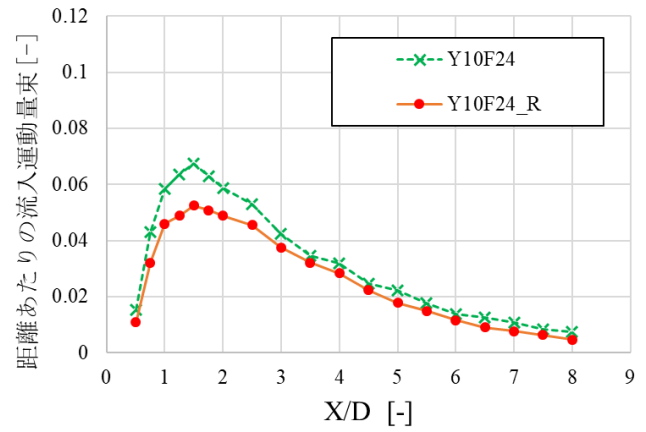


レイノルズ応力による運動量束

Y10F71 ($\theta_{max} = 10^\circ, f_{yaw}^* = 0.71$)

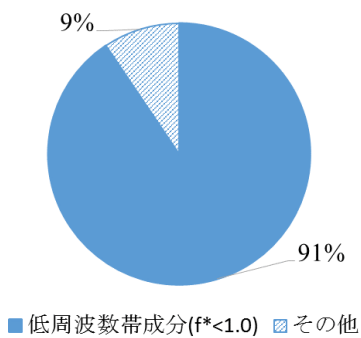


低周波数帯 ($f^* < 1.0$) がレイノルズ応力に占める割合

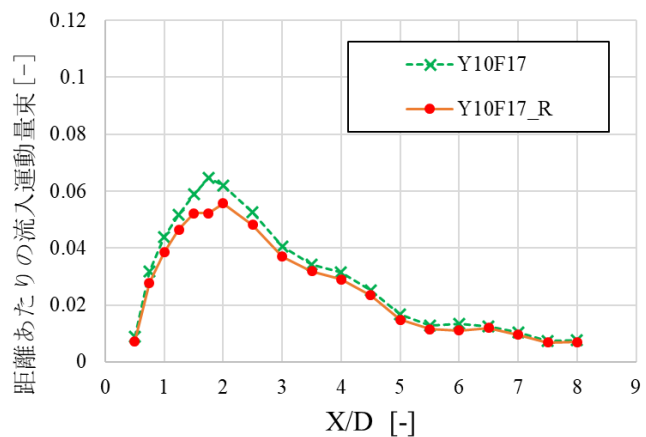


レイノルズ応力による運動量束

Y10F24 ($\theta_{max} = 10^\circ, f_{yaw}^* = 0.24$)



低周波数帯 ($f^* < 1.0$) がレイノルズ応力に占める割合



レイノルズ応力による運動量束

Y10F17 ($\theta_{max} = 10^\circ, f_{yaw}^* = 0.17$)

Figure 4-36 : CFD 解と縮約モデルの比較 (レイノルズ応力による運動量増分)

4.5 運動量回復効果に関する考察

この節では、風車後流域に存在する風速変動のスケールと運動量回復効果との関係について考察を行う。

4.5.1 積分特性スケールと流入運動量束

4.3.2 で求めた後流域の積分特性スケールと後流域における流入運動量束の比較から、後流域に存在する変動のスケールの運動量回復における寄与を確認する。まず、流入運動量束の定義を行う。4.3.4 節で算出した各後流位置における平均流による流入運動量束 $M_{in,ave}$ とレイノルズ応力による流入運動量束 $M_{in,rey}$ を加えたものを各後流位置における正味の流入運動量束 M_{in} とする (式 4-7)。

$$\begin{aligned} M_{in}(x) &= M_{in,ave}(x) + M_{in,rey}(x) \\ &= \frac{D}{2} \int_0^{2\pi} \rho(\overline{uv}_n - \overline{u'v'_n})_{x,\psi} d\psi \end{aligned} \quad \text{式 4-7}$$

この項 M_{in} は各後流位置において、検査面を通過して後流域に流入している運動量束の大きさを表しており、主流方向 1D あたりの流入運動量束となるように無次元化した。例えば $M_{in}=0.1$ であれば、主流方向に 1D 進んだとき、風車回転面積基準で設定した運動量束が 10% 回復することになる。この指標を確認することで、局所的に運動量流入が大きい箇所と小さい箇所を調べることができる。

各後流位置における流入運動量束と積分特性スケール L_x および L_y を比較することで運動量回復効果における変動の長さスケールの寄与を確認する。今回与えた周期的ヨー角条件全 12 ケースについて各後流位置における変動の積分特性スケールと流入運動量束の関係を Figure 4-37 と Figure 4-38 に示した。グラフ中の点線は各ヨー角のケースごとの 2 次関数での近似曲線である。流入運動量束のばらつきが大きく、変動スケールと流入運動量束との間関係について明確な関係性が得られるものではないことがわかる。このようなばらつきが存在する理由として、 $X/D = 5,6,7$ などの比較的遠方の後流域においては流入運動量束が小さいことが挙げられる。特に赤色でプロットしたヨー角の大きい $\theta_{max} = 20^\circ$ のケース群においてその値が小さく、遠方後流域では運動量回復がほぼ完了しているために主流から取り込まれる運動量束が小さくなっている。

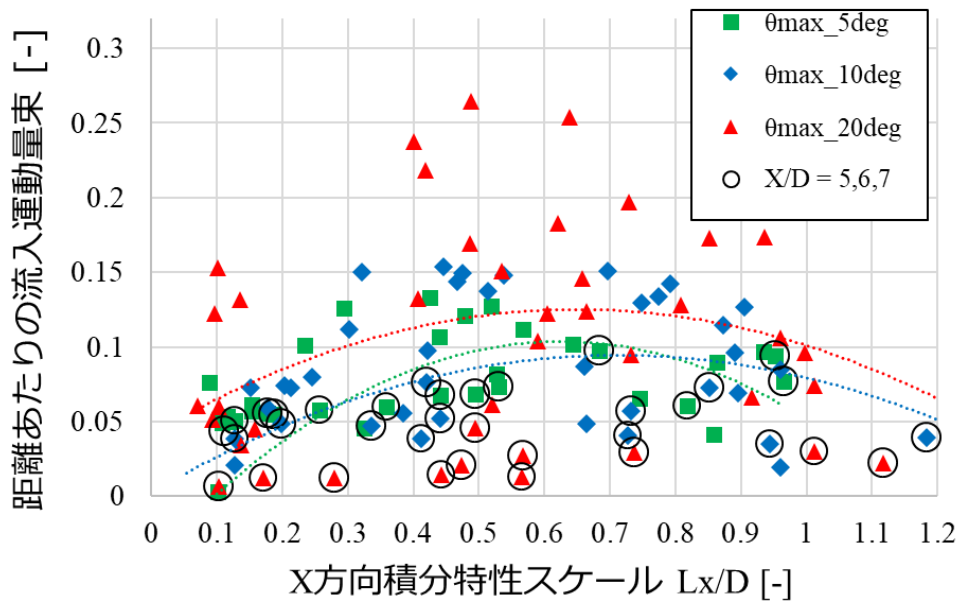


Figure 4-37: 流入運動量束と X 方向積分特性スケール

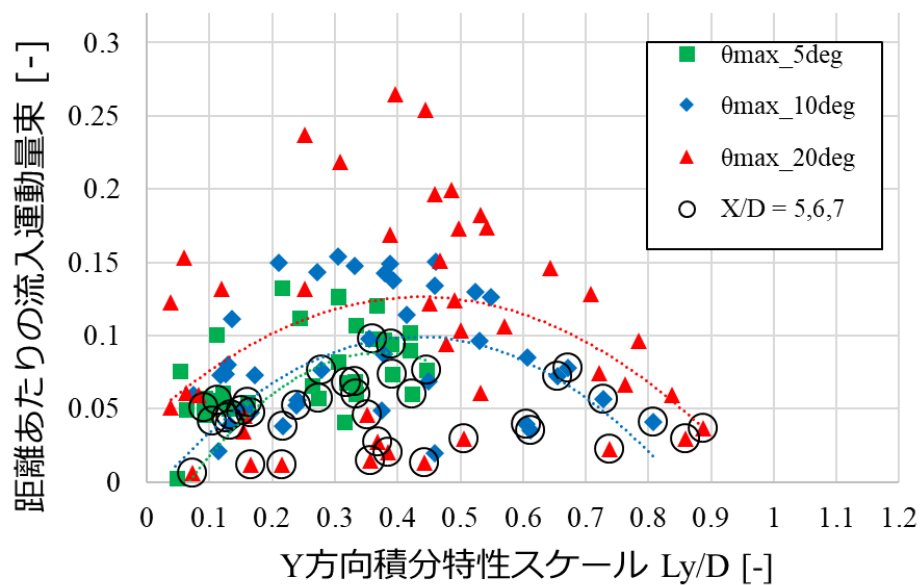


Figure 4-38: 流入運動量束と Y 方向積分特性スケール

4.5.2 周期的ヨ一角条件での運動量回復効果における定量的評価

前項 (4.5.1) において後流域に存在する変動スケールだけで後流域の運動量回復量が決定されるわけではなく、一定量の運動量回復が完了している遠方後流域に存在する風速変動に関しては運動量回復への寄与が小さいことから、変動が存在する位置と運動量回復効果との間に依存関係があることを確認した。

この前提の元、運動量回復効果が大きくなる条件について考えたとき、まずは「一定の運

動量回復が完了」したと判断する条件について定義する必要がある。風力業界の通説である風車直径の10倍(10D)という離隔距離を基準としてみると、風車の10D後方位置における風速は流入風速の90%以上と言われており、これを運動量束に直すと流入風が輸送する運動量束 M_∞ に対して $0.8M_\infty$ 以上の運動量束が通過していると考えることができる。

10D後方位置における一般的な運動量束の通過量を $0.8M_\infty$ と考えると、より上流側でこの値に達していればそれは運動量回復が促進されていると判断することができる。この基準の元、今回実施した周期的ヨー角条件における後流域の運動量束に着目すると、 $X/D = 8$ までの間に所定の運動量回復が得られたケースとそうではないケースとに分類できる。例として各最大ヨー角条件において運動量回復が大きかった $f_{yaw}^* = 0.35$ のケースと運動量回復の小さかった $f_{yaw}^* = 0.71$ のケース群における後流域の運動量束の推移をFigure 4-39に示した。図中に $0.8M_\infty$ の位置について図示すると、 $f_{yaw}^* = 0.35$ でヨー角を動かしたケース群についてはそれぞれY5F35では $X/D=8$ 付近で、Y10F35では $X/D=6$ 、Y20F35で $X/D=4$ の周辺で運動量束の通過量が $0.8M_\infty$ に達しており、所定の回復量を満たしていることがわかる。一方で $f_{yaw}^* = 0.71$ のケース群においてはヨー角が $5^\circ, 10^\circ, 20^\circ$ 全てのケースにおいて $0.8M_\infty$ に達していない。この差について各最大ヨー角のケースを比較すると、グラフ中の赤色で示した風速極小位置における運動量束の大きさによるものではなく、緑と青で示したレイノルズ応力と平均流による流入運動量束の大きさによって生じていることがわかる。

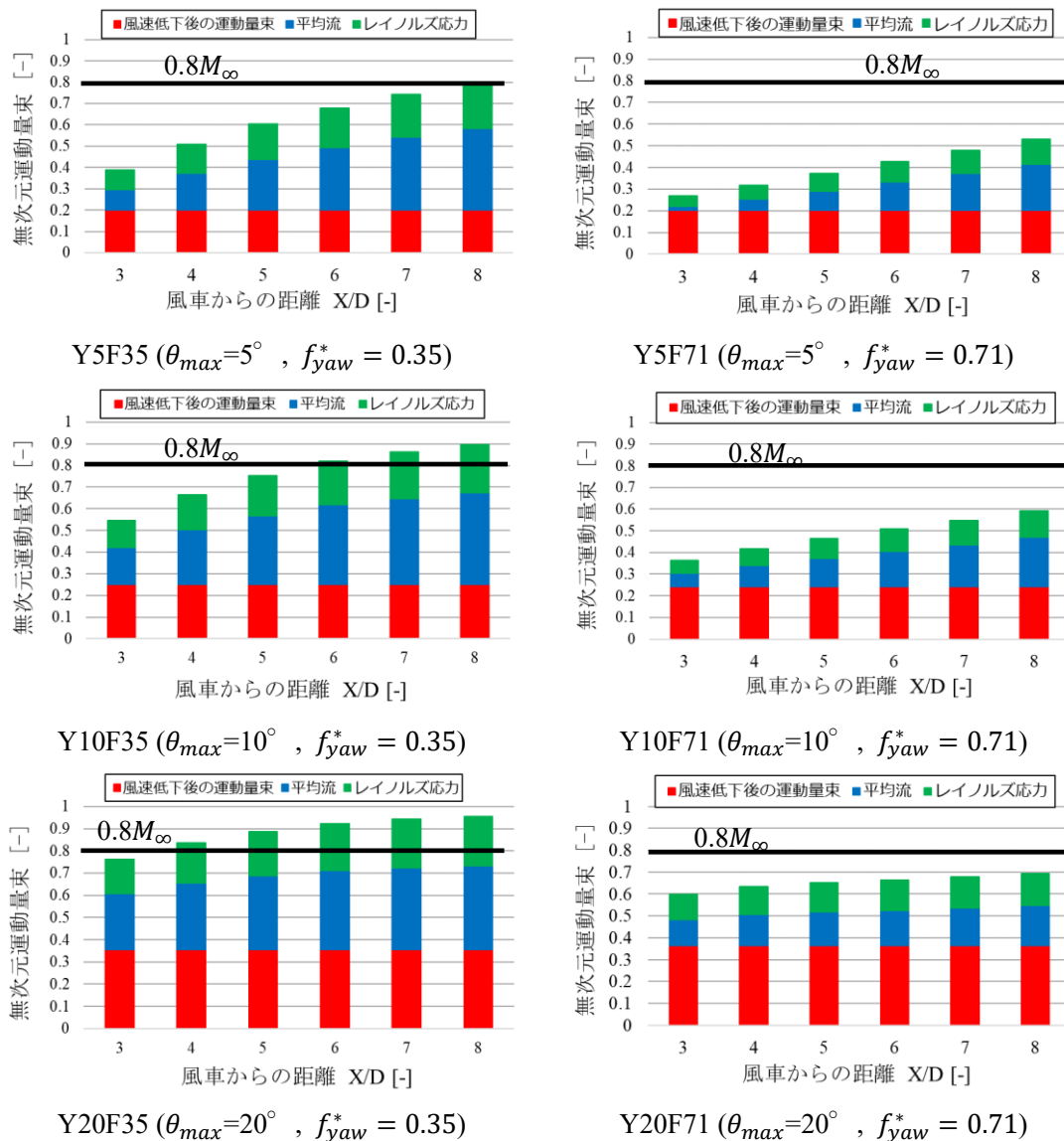


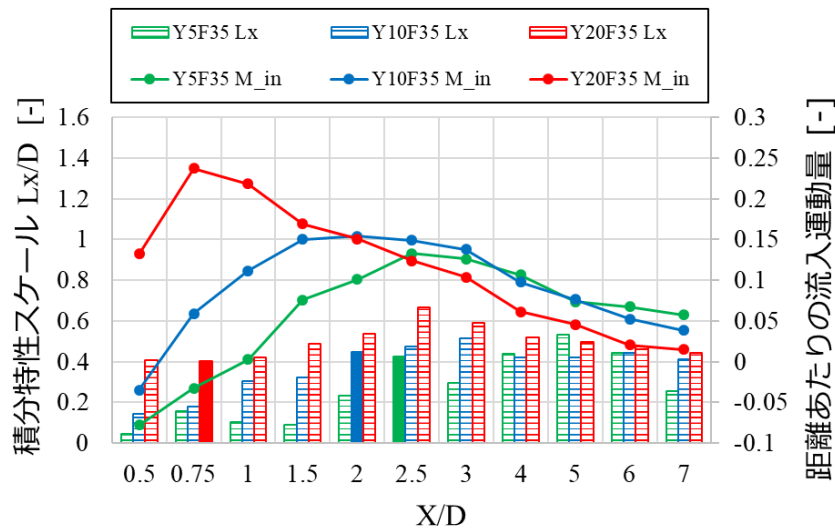
Figure 4-39: 周期的ヨー角条件における後流域の運動量束

4.5.3 風速変動の存在位置と運動量回復の関係

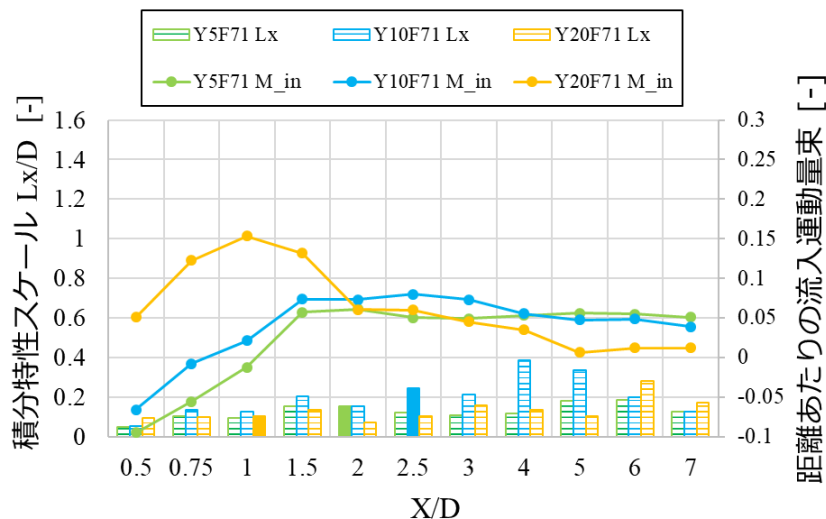
Figure 4-40 に、Figure 4-39 において(a)運動量回復が目標値に達しているケース群と(b)十分な運動量回復が得られなかったケース群について、後流位置における流入運動量束と X 方向の積分特性スケールとの関係をまとめた。それぞれ折れ線グラフが各位置における 1D あたりの流入運動量束、棒グラフが X 方向の積分特性スケールを表している。1D あたりの流入運動量束について(a)と(b)を比べてみると、流入運動量束の絶対値については倍程度異なる一方で、流入運動量束が大きくなる箇所を含めた分布傾向はヨー角ごとに共通している。 $\theta_{max}=20^\circ$ は $X/D < 1$ の風車近傍域に、 $\theta_{max}=10^\circ$, 5° においては $X/D = 2 \sim 2.5$ の周辺で主流から取り込まれる運動量束が大きくなっている。これは渦度等値面(Figure 4-41)で確認

できるように、風車近傍に形成される翼端渦の螺旋構造の消失し、細かい渦塊への散逸が始まる位置に対応している。翼端渦の崩壊は主流域との攪拌効果をもつため [32]、このような位置にピークが表れていると理解できる。風車位置 ($X/D = 0$) から流入運動量束が大きくなる領域に至るまでの積分特性スケールを比較してみると、(a)運動量回復の大きかったケース群については主流方向の積分特性スケールが $L_x \sim 0.4D$ 以上の変動が存在しているのに対し、(b)の運動量回復の小さかったケース群については $L_x \sim 0.2D$ 程度であり、半分またはそれ以下のスケールとなっている。

これらの結果から総合的に考えると、翼端渦が崩壊し、主流との攪拌が進んでいく過程の中に一定の大きさの風速変動スケールが存在することで運動量回復が増大するものと考えられる。



(a) 所定の運動量回復が得られたケース群 (Y5F35, Y10F35, Y20F35)



(b) 十分な運動量回復が得られなかったケース群 (Y5F71, Y10F71, Y20F71)

Figure 4-40: 各後流位置における流入運動量束 (折れ線グラフ) と X 方向積分特性スケール (棒グラフ)

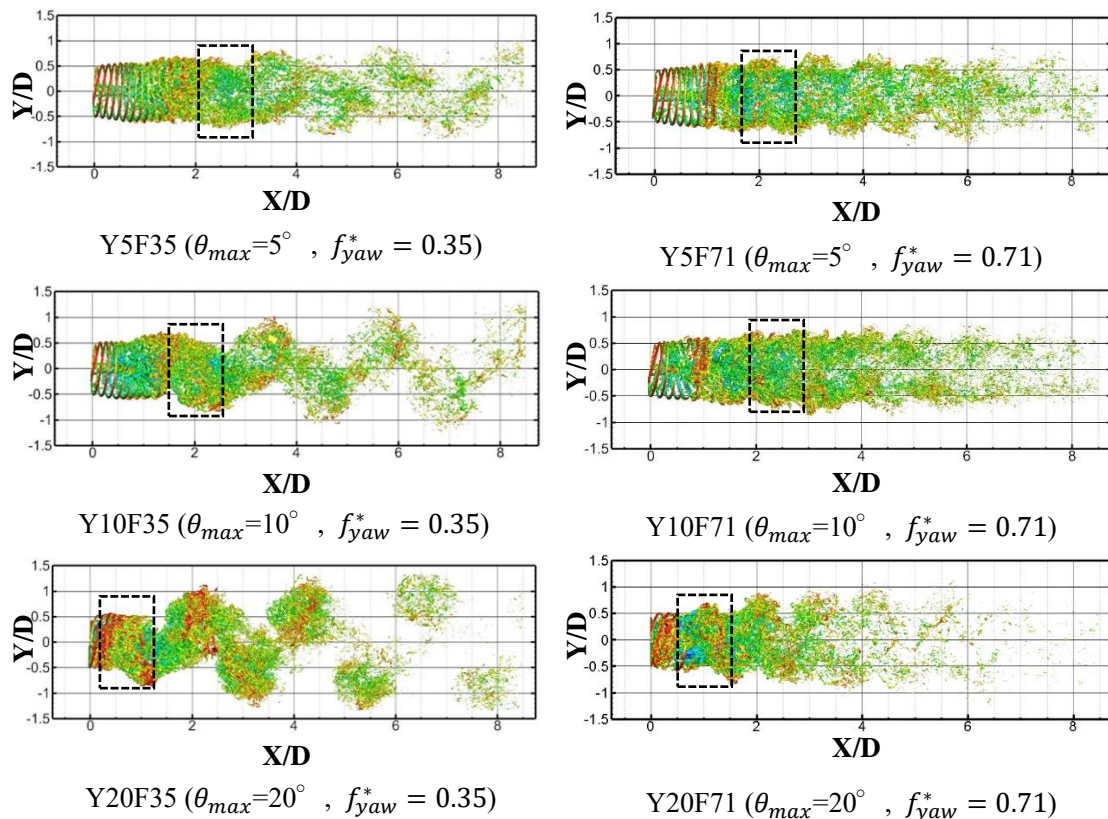


Figure 4-41 : 渦度等値面の可視化
(図中の四角の枠は Figure 4-40 で確認した流入運動量束の大きい箇所を表す)

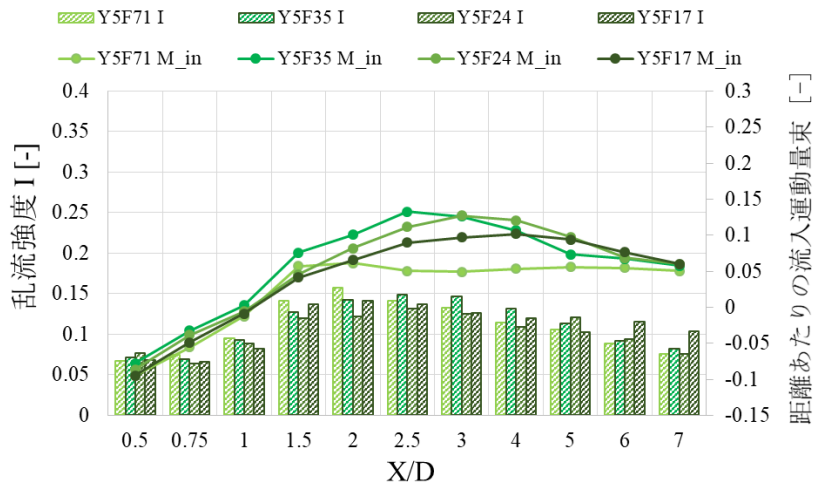
4.5.4 速度変動スケールに関する考察

先の検討では渦の長さスケールと運動量回復効果との関係について分析したが、第一章でレイノルズ応力の発生機構について解説したように、実際には速度スケールによる依存性についても無視できないと考えられる。プラントルの混合距離理論においては速度変動のスケールは混合距離に比例するパラメータとして導入されていたが、本研究においては空間分布より風速変動の値を直接取得できるため、各位置における乱流強度を算出することで各評価点における風速変動のスケールについて確認する。乱流強度の算出においては各軸方向の変動速度 (v' および w' はそれぞれ半径方向、円周方向速度の変動成分) の 2 乗平均を取ることで変動の強さを表した (式 4-8)。

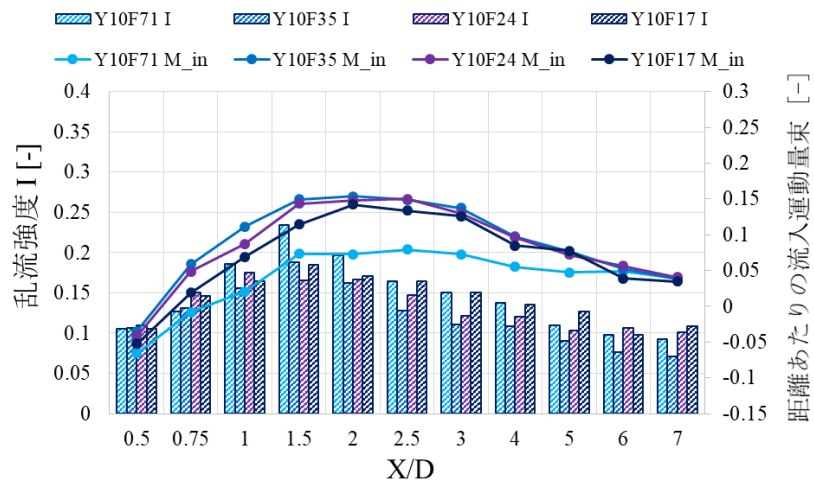
$$I = \frac{1}{U_\infty} \sqrt{\frac{\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}}{3}} \quad \text{式 4-8}$$

乱流強度と正味の流入運動量束との関係について表したものを Figure 4-42 に示した。それぞれ棒グラフが乱流強度を、折れ線グラフが平均流とレイノルズ応力を足した流入運動量束を表している。各ヨー角の条件ごとに乱流強度の推移を見てみると、制御周波数の変化に対する大きな乱流強度の変化傾向は確認されず、流れ方向位置全体を通しての傾向とし

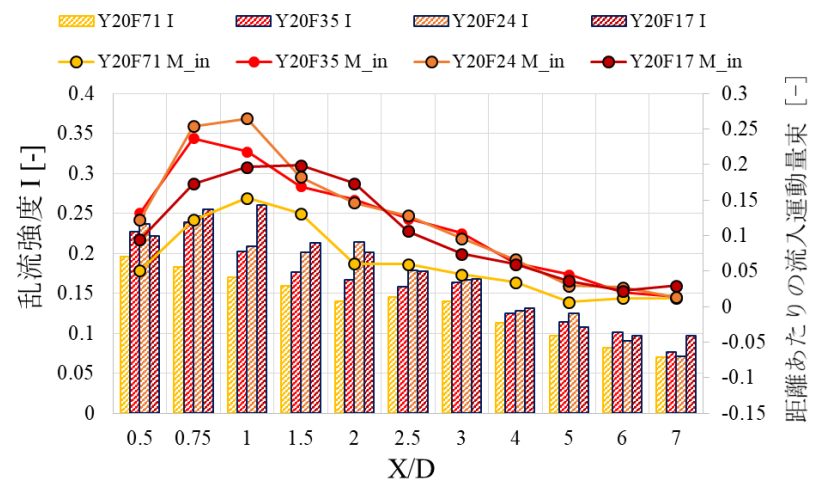
ではほぼ同一レベルの乱流強度が得られているといえる。各乱流強度のピークと流入運動量束の値の流れ方向位置 (X/D) に対する分布傾向を比較してみると、およそお互いの増減が連動して変化していることがわかる。一方で制御周波数による流入運動量束の変化傾向を見てみると、乱流強度の増減に対応して流入運動量束が変化しているわけではなく、流入運動量束が極大となるのがある特定の周波数条件 $f_{yaw}^* = 0.24, 0.35$ の周辺となっていることがわかる。極端な例としては、最大ヨー角 10° のケースについて、同一ヨー角条件の中では乱流強度が最も小さい値を示している Y10F35 のケースで流入運動量束が最も大きいという結果が得られている。これらの結果は、速度変動スケールに関しても、際限なく大きくすればよいというものではなく、一定の速度変動スケールが保たれていることが重要であることを示唆しているといえる。また、最大ヨー角 5° のグループ、 10° のグループ、 20° のグループと 3 グループ間で乱流強度および流入運動量を比較してみると、最大ヨー角が大きくなるほど乱流強度と流入運動量束が共に増大しており、乱流強度の増減が流入運動量束の値と全くの無関係というわけでないことも理解できる。このように速度スケールによる整理に関しても複雑な変化傾向を示しており、特定のパラメータだけで運動量流入を代表するのは困難であると考えられる。第 1 章において解説した乱流強度による後流拡大率の表現において普遍性が担保されない原因の一つがこのような考察からもわかる。流入運動量束の大きさは渦の長さスケール (積分特性スケール) と速度変動スケール、加えて渦の存在位置に関する依存性があり、後流域の運動量回復を整理する上ではこれらの要素が適切に考慮される必要があると考えられる。



最大ヨー角 5° のケース群



最大ヨー角 10° のケース群



最大ヨー角 20° のケース群

Figure 4-42 :乱流強度と流入運動量束との関係

4.6 蛇行運動が風速分布に与える影響に関する考察

先行研究において、蛇行運動は後流域の速度欠損の低減効果を持つものとして議論されてきた (Ainslie [37])。この時の蛇行運動による寄与というのは、欠損領域が半径方向に移動することによる「時間平均場で見たときの後流幅の広がり」として現れるものであり (Figure 2-4 参照)、第 1 章において解説した後流域と主流域との間における運動量交換によってもたらされる速度回復とは異なるものであることに注意されたい。Larsen による蛇行運動のモデル化 [42]においては、一般的に後流域の蛇行運動を駆動する自然風の主たる変動のスケールが後流のスケールに対して十分に大きいことから、蛇行運動は後流域の速度分布形状に影響を与えないパッシブスカラー仮定に従うとして扱っている。一方で、今回与えた蛇行運動については自然風の変動スケールと比較すると小さいスケールの変動も与えており、後流域と蛇行運動のスケール差に基づいた従来のモデル化とは異なる振る舞い、具体的には時間平均場だけではなく瞬時場における風速分布に影響を与えている可能性がある。本節ではこれに着目し、瞬時場における風速分布の性状を確認する。

4.6.1 蛇行運動による後流幅の変化

各瞬時場における後流半径の推移を確認することで、速度分布形状に与えられた影響を確認する。ここでは蛇行運動による後流域の半径方向の移動を考慮した分析を行うため、まず後流域の中心位置を次のように算出した。

$$\mathbf{r}_g = \frac{\sum_1^n \sum_1^m (U_\infty - u_{i,j}) \mathbf{r}_{i,j}}{\sum_1^n \sum_1^m (U_\infty - u_{i,j})} \quad \text{式 4-9}$$

ここで \mathbf{r}_g は後流中心、 \mathbf{r}_n は各格子点における座標である。 n および m はデータ取得の離散点数を表しており、各後流位置の断面において $Y=-1.7D \sim 1.7D$ 、 $Z=-1D \sim 1D$ の領域をそれぞれ $n=169$ 、 $m=125$ の点数で離散化して計算している。 $u_{i,j}$ は各格子点での風速であり、主流風速との差分(速度欠損)によって重みづけされた重心位置を計算していることになる。

このように後流中心位置を算出したのち、中心から各方位に対して風速が主流の90%となっている箇所を探索し、Figure 4-44のように後流域の形状を捕捉する。このとき、中心 \mathbf{r}_g から境界線までの距離を r_w とする。全方位の r_w 平均値を取ることで、その瞬時場における後流域の半径とした。これを各制御周期分で時間平均処理をし、各後流位置における後流半径 R_{90} を算出した。

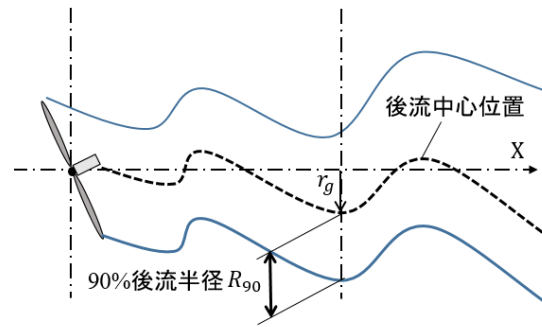


Figure 4-43：蛇行運動中の後流中心

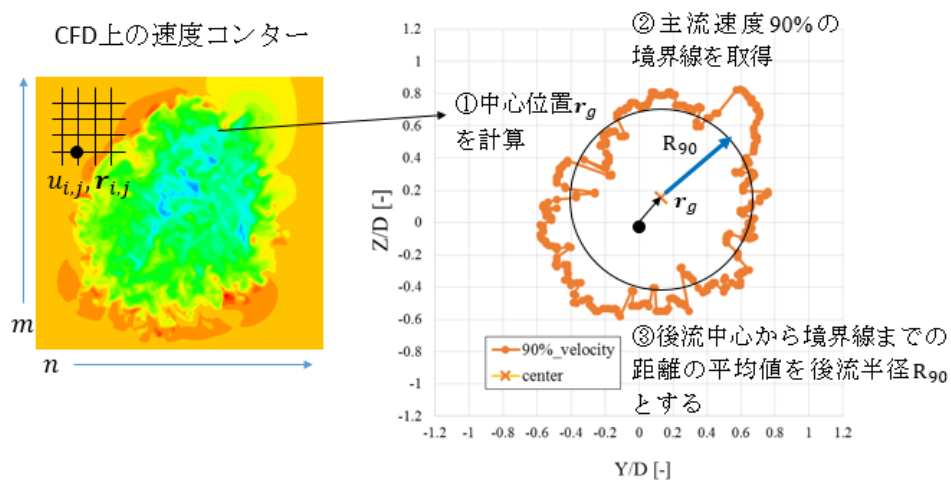


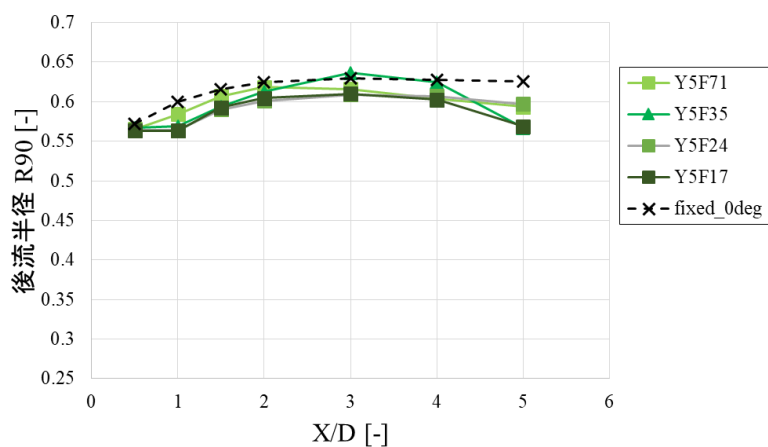
Figure 4-44：後流中心と後流幅の算出方法

Figure 4-45 に各ケースにおける後流半径 R_{90} の推移を示した．参照用にヨー角固定のケースの結果を合わせて表示している．ここで 6.4° は最大ヨー角 $\theta_{max} = 10^\circ$ で周期的ヨー角条件を適用した場合における平均ヨー角である．これらの固定ヨー角のケース群に関しては，近傍後流域において緩やかに半径が増大していき， $X/D = 2.0$ 以降では変化が緩やかになり大きな変化が見られなくなる傾向が得られている．

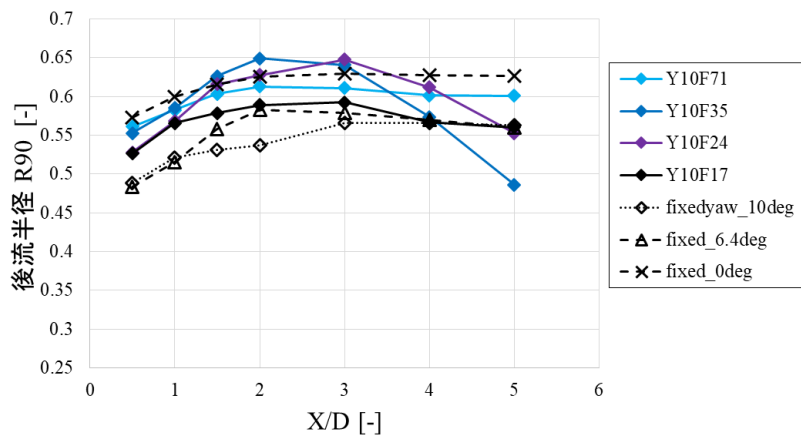
一方で周期的ヨー角条件を適用して強制的に蛇行運動を生じさせたケース群について確認してみると，後流半径が増大して減少に転じる際のピーク位置の存在が確認できる．それぞれ $\theta_{max} = 5^\circ$ のケース群では $X/D = 3.0$ ， $\theta_{max} = 10^\circ$ では $X/D = 2.0 \sim 3.0$ ， $\theta_{max} = 20^\circ$ では $X/D = 1.0 \sim 2.0$ 近傍にピークが存在している．

最大ヨー角 10° のケース群に着目してみると，制御周波数 $f_{yaw}^* = 0.35$ である Y10F35 においては，条件内の最小および最大ヨー角である 0° および 10° の固定ヨー角条件から大きく外れた値を示しており，固定ヨー角の条件の重ね合わせでは表現できない流れ場へと変化していることが見て取れる．また，明確な蛇行運動が確認できなかった Y10F71 のケースに関しては後流半径の推移がそれぞれの固定ヨー角条件と類似しており，後流域の形状に関して変化が小さいことがわかる．このような結果は後流域の蛇行運動が瞬時場の風速

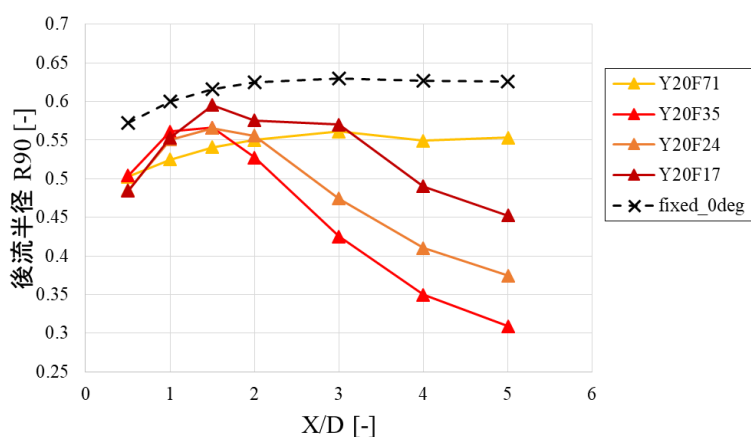
分布に影響を与えていることを示す一つの論拠となり得る。



最大ヨー角 5° のケース群



最大ヨー角 10° のケース群



最大ヨー角 20° のケース群

Figure 4-45: 後流半径 R_{90} の推移

4.6.2 後流内部の等価風速

後流域内部の風速はどうなっているだろうか．これを確認するため，先に導出した風速90%の境界線で囲まれた領域内部におけるエネルギーの等価風速の考え方に基づいて式2のように算出した．概略図について Fig.3 に示した．算出方法について捕捉した後流域に対して計算を実施するため，座標に固定された検査面を用いるロータ等価風速とは異なり，後流域と検査面との位置関係による偏りが現れにくい評価手法だと考えられる．

$$u_{ew} = \frac{1}{U_\infty} \sqrt[3]{\frac{1}{A} \sum u_{i,j}^3 A_{i,j}}, \quad A = \sum A_{i,j} \quad \text{式 4-10}$$

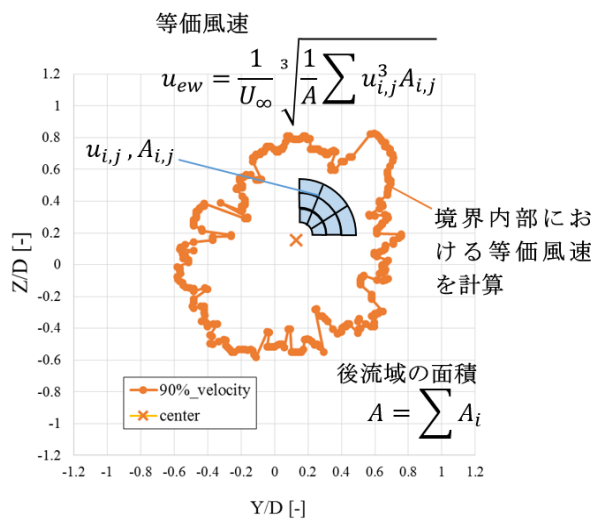
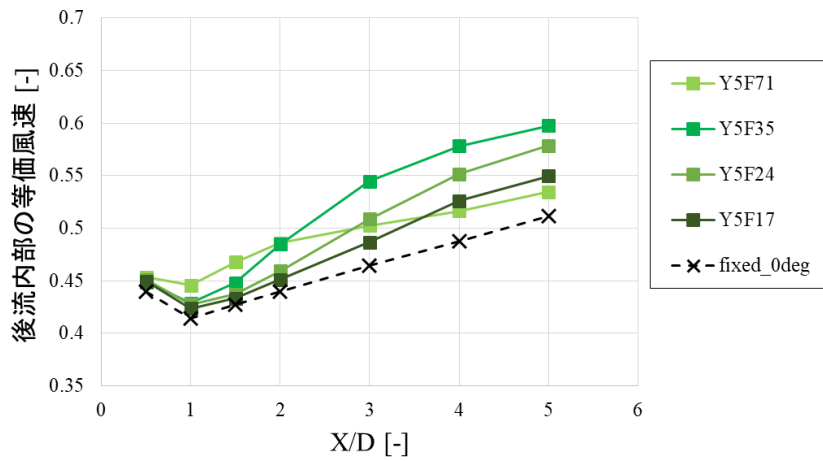
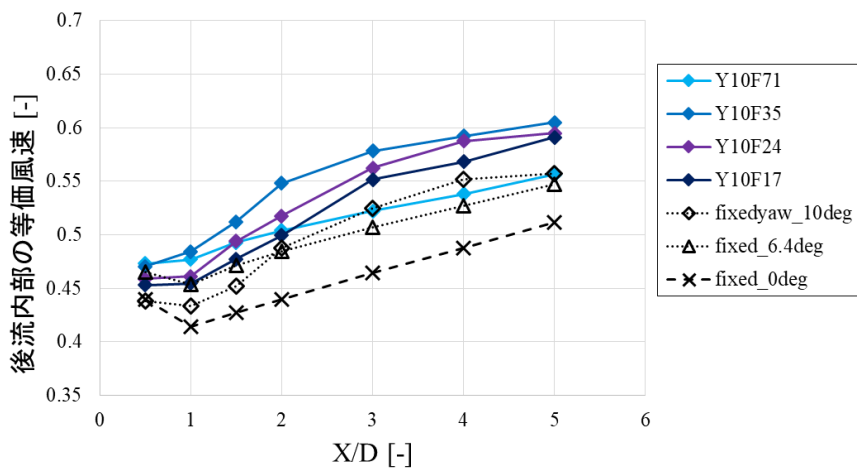


Figure 4-46：後流内部領域における等価風速の算出

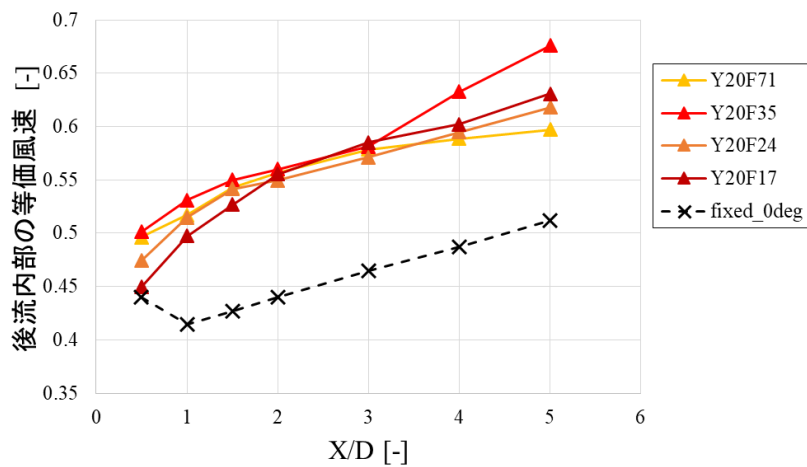
各ケースにおける等価風速の結果について Figure 4-47 に示した．4.5.1 と同様，参照用に固定ヨー角のケースを合わせて表示している．周期的ヨー角条件を適用して蛇行運動を生じさせたケースにおいては後流内部の風速が増大しており，これは風速回復が促進されていることを示している．また，それぞれのヨー角に関して， $f_{yaw}^* = 0.35$ のケースにおいて後流内部の等価風速が大きくなる傾向にあり，これより周期の短い $f_{yaw}^* = 0.71$ では後流内部の等価風速の回復が弱い傾向が得られた．特に最大ヨー角 10° のケースに着目すると， $f_{yaw}^* = 0.24, 0.35$ のケースに関して，固定ヨー角 0° と固定ヨー角 10° のケースの推移と比較して X 位置に関わらず全域で後流内部の等価風速が大きい．これは固定ヨー角の定常運転によって形成される風速分布とは異なる瞬時場を形成していることを意味している．先述の後流半径の推移と合わせて考えても，これらの条件について後流域はパッシブスカラー的な輸送ではなく，蛇行運動によって瞬時場の風速分布に影響を与えていることがわかる．



最大ヨー角 5° のケース群



最大ヨー角 10° のケース群



最大ヨー角 20° のケース群

Figure 4-47: 後流内部領域の等価風速

4.7 4章まとめ

風車ヨー角を周期的に変化させる周期的ヨー角条件に関する後流解析を実施した。検討するパラメータとして、制御周波数と最大ヨー角の2種類を設定し、その影響について確認した。制御周波数については3章において得られた結果を元に、主流風速と風車直径で無次元化した周波数が $f^* < 1.0$ 未満のものを4種類、最大ヨー角については、時間平均のヨー角がIECに定める許容ヨーエラーの範囲内となる値として 5° 、 10° の2種類に加え、極端な運転条件の例として 20° を設定した。

○周期的ヨー角条件による流れ場の変化

まず、後流域に存在する風速変動の指標として渦度分布の可視化を行い、周期的ヨー角条件の付加により後流域に蛇行運動が与えられていることを確認した。また、積分特性スケールの導入により、変動の長さスケールについて定量的な確認も行い、 $f_{yaw}^* = 0.71$ から 0.17 まで変化させることで、積分特性スケールが $0.1D \sim 1D$ 程度で変化していることを確認した。後流域のロータ等価風速を算出した結果、全ケースにおいて制御なし条件からの増大が確認された。想定離隔距離を $\Delta X/D = 6.0$ とした場合において制御適用時には主流風速の90%以上まで速度回復するケースもみられた。

○後流域の運動量回復

3章で実施した制御なしのケース群と同様、後流域に円筒型の検査面を設定し、運動量評価式に基づく運動量回復効果について検証した。各パラメータの寄与に関しては、最大ヨー角の増大は近傍後流域における変動が大きくなり、翼端渦列が早期に崩壊させることができるため、後流域における風速低下が小さくなり、後流域の速度欠損の減少に寄与する結果となった。また、制御周波数の変更による速度欠損への影響は小さく、後流域側方から流入する平均流とレイノルズ応力項に大きな影響を与える結果となった。制御周波数に対する運動量回復効果は単調増加および単調減少ではなく、本計算においては $f_{yaw}^* = 0.35$ で最大値を示した。これ以上変動周期を短くしていくと後流域の蛇行運動が確認されなくなり、運動量回復効果が大きく低下する結果が得られた。

○運動量回復効果に関する考察

定量化した風速変動の積分特性スケールと流入運動量束の関係について整理を行った。流入運動量束の増大においては変動の長さスケールもさることながらその存在位置が重要であり、運動量回復がほぼ完了しているような遠方後流域に存在する渦・変動によって回復する運動量束は小さく、翼端渦の螺旋構造が崩壊していく過程の中で存在する変動のスケールが運動量回復に大きく影響しているという考察が得られた。今回実施した解析の中では、翼端渦の螺旋構造が崩れていく中で風車の半径程度のスケールの変動が存在しているときに大きな運動量回復効果が得られた。これより半分以上小さいスケールの変動しか存在していない場合においては運動量束の回復効果が大きく低下した。

○蛇行運動が風速分布に与える影響

後流域の速度欠損の幅と欠損量の大きさについて、2章で設定した検査面との位置関係に依存しないように、蛇行運動による後流中心を追跡した評価を行った。従来のパッシブスカラー仮定に基づく蛇行運動であれば制御周波数による依存性は瞬時場の性状に表れないはずであるが、運動量流入の結果と対応して値が変化する傾向が確認された。続いて、DMDによって流れ場中に存在する風速変動を周波数ごとに抽出した。それぞれのケースについて、与えた制御周期の風速変動が1つのピーク値となっていることを確認した。この制御周期に対応したダイナミックモードから縮約モデルを構築し、レイノルズ応力を評価したところ、制御周期における風速変動（蛇行運動）が大きな割合を占めていることがわかった。周期的ヨー角条件によるレイノルズ応力の増分が、周期的なヨー運動によって誘起された蛇行運動によって得られたものであると確認できた。

第5章 結論

本研究では、数値流体力学による後流解析を用いて後流域に存在する風速変動の長さスケールと運動量回復効果との関係を分析した。様々なスケールの風速変動を与えるための仮想的な条件として、ヨー角の非定常運動を用いる周期的ヨー角条件を設定し、運動量回復を評価するための評価式の設計を行った。周期的ヨー角条件を適用することで得られた流れ場の蛇行運動について長さスケールと運動量回復量を評価し、風速変動が持つ長さスケールの変化による流入運動量束の増減について関係性を確認した。

後流域の運動量回復の評価のため、後流域の運動量輸送に関する定式化を行った。風車後方領域に円筒型の検査面を配置し、運動量保存の関係からこれを通過する運動量束および面上に作用する圧力や応力項を合算することで任意の離隔距離における運動量束を予測する式を構築した。各項のオーダー評価により、後流域と主流との間に発生するせん断応力による運動量の増分や、主流方向成分によって発生するレイノルズ応力項は小さいことを確認した。定式化された運動量評価式の妥当性については、CFD によって得られた速度分布から各項を計算することで確認を行い、遠方後流域の運動量束をよく予測できることが示された。結果として後流域の運動量回復は、(1)風速極小位置における主流方向の運動量束に対して、(2)後流域側方から流入する平均流による運動量束と、(3)主流方向-半径方向速度関連のレイノルズ応力項による増分を加えたもので近似できる。

周期的ヨー角条件による後流解析に先立ち、通常の運転条件の後流域における運動量回復の評価を行った。周速比を変更したときの運動量評価式における各項の寄与を調べたところ、風車のスラスト力を減らすことによる後流域の風速増大と、平均流およびレイノルズ応力による運動量流入の増加はトレードオフの関係にあることを確認した。

後流域に存在する速度変動による運動量回復として後流域のレイノルズ応力分布について、近傍後流域においては翼端渦と翼根渦によってレイノルズ応力が発生するが、正負のレイノルズ応力分布が交互に並んだ分布となっており、互いに打ち消し合うため運動量回復への正味の寄与は小さいことがわかった。一方で速度回復過程において有効なレイノルズ応力は、翼端渦が崩壊した後の遠方後流域に集中しており、風車直径と流入風速で整理した無次元周波数 $f^* < 1.0$ の周波数帯の成分の寄与が大きいことを確認した。

周期的なヨー角変動によって後流域に様々な長さスケールの蛇行運動を与え、後流域に流入する運動量束に関する分析を行った。変動の長さスケールを変化させるためのパラメータとして付加する最大ヨー角と制御周波数の2つを変更し、各ケースにおける運動量回復効果を確認した。最大ヨー角を大きくしていくと、後流域の半径方向の移動量が大きくなり、翼端渦列が大きく揺さぶられることで干渉・崩壊がより上流側で生じるようになった。上流側で渦崩壊が生じることで速度回復が早期に始まることになり、結果として遠方後流域における運動量束（風速）が大きくなる。一方でヨー角を動かす周波数を変更していくと後流域側方から流入する平均流とレイノルズ応力項が大きく変化した。また、DMDによる

解析により、後流域に発生するレイノルズ応力について主要なモードの抽出を行った結果、レイノルズ応力の増大については、与えた変動の周波数に対応して発生した蛇行運動が支配的な寄与を持っていることが確認できた。

後流に発生させた変動の長さスケールと流入運動量束をそれぞれ各後流位置において定量化し、両者の関係について考察を行った。流入運動量束の増大に関しては、渦（変動）の長さスケールに加えて後流の中でどの位置に変動が存在しているかが重要な要素となることを確認した。同じ長さスケールの渦を与えても、運動量回復がほぼ完了している遠方後流域で後流域に取り込まれる運動量束は小さく、一方で翼端渦の崩壊が生じる近傍後流域においては大きな流入運動量束が大きくなる。今回の検討においては、風車の半径程度の長さスケールの渦・変動が翼端渦の崩壊過程の中に存在する条件において大きな運動量流入が発生していることが分かった。

変動の速度スケールの指標として、主流方向の乱流強度を算出し、長さスケールと同様、流入運動量束との関係について分析した。流れ方向位置に対する分布傾向としては乱流強度と流入運動量束の大きさとの間に相関関係が見られ、流入運動量束の増大において乱流強度が一定の寄与があることを確認した。一方で、制御周波数を変化させたときの乱流強度の増減と流入運動量束の増大は必ずしも連動しない。速度変動スケールに関しても長さスケールと同様、速度変動のスケールが増大するほど後流域の運動量回復に寄与するわけではない。今後よりケース数や時間窓の大きい解析が可能となれば、長さスケールと速度スケールを統合した整理によって流入運動量束のより一般的な定量的関係が明らかとなることが期待される。これは将来の課題の一つとして挙げられる。

非定常運動が瞬時場の速度分布性状・運動量回復効果について与える影響について、瞬時場における後流幅や後流内部領域の等価風速を算出することで考察を行った。従来の解釈として、後流域の蛇行運動による速度欠損域の移動はパッシブスカラー仮定に従うとされており、風速分布形状に対する影響は十分小さいと考えられてきた。これを真とするならば各ケース間で瞬時場の性状に大きな差分は表れないはずであるが、蛇行運動の長さスケールを変化させることで後流域の風速回復傾向が変化しているとみられる結果が得られた。ただし、使用したデータの時間窓の長さが限られており、今回与えた変動の長さスケールは一般的な蛇行運動のスケールと比較して小さいものも含まれていることから、従来の仮定を完全に否定するものではないことに注意されたい。

以上の研究により、後流域に存在する風速変動のスケールと後流域への流入運動量束との関係について一定の知見が得られた。翼端渦の螺旋構造が崩壊する段階において風車半径程度の長さスケールの変動が存在する場合、運動量回復が大きく促進されることを確認し、主流からの運動量束の流入出力と風速変動の長さスケールの関係性を明らかにするという今回の目的に対して一定の成果を挙げることができたと考える。

今回は長さスケールに着目した運動量回復構造の整理を試みたが、今後は速度スケールの議論も含め、より一般的な流入運動量束と風速変動の諸量との定量的関係を明らかにし

ていくことが課題として挙げられる。これらの知見は将来的には風車後流モデルの改良と風車の非定常制御に対するパラメータ設定に対する寄与を与えるものと考えられる。現状では線形的な後流速度回復を仮定している風車後流の解析モデルに対し長さスケールのパラメータを含めることで、例えば局所的に大きな回復が生じる場合など非線形な状況を考慮するような改良が考えられる。また、意図的に風速変動を後流域に与え、運動量回復を促進させるような風車の非定常制御への応用が考えられる。今回与えた周期的ヨー条件を制御として適用した場合の効果については付録 A において一部検討している。

参考文献

- [1] GWEC, “Global Wind Report 2018,” [オンライン]. Available: <https://gwec.net/global-wind-report-2018/>. [アクセス日: 19 7 2019].
- [2] WindEUROPE, “WindEUROPE Economics report,” [オンライン]. Available: <https://windeurope.org/policy/topics/economics/>. [アクセス日: 1 8 2019].
- [3] BloombergNEF, “New Energy Outlook 2019,” [オンライン]. Available: <https://about.bnef.com/new-energy-outlook/>. [アクセス日: 15 8 2019].
- [4] WindEUROPE, “Wind energy in Europe in 2018 Trends and statistics,” 2019.
- [5] 経済産業省資源エネルギー庁, “電力調査統計,” [オンライン]. Available: https://www.enecho.meti.go.jp/statistics/electric_power/ep002/. [アクセス日: 12 8 2019].
- [6] 日本風力発電協会, “JWPA ビジョンとミッション,” [オンライン]. Available: <http://jwpa.jp/jwpa/vision.html>. [アクセス日: 19 7 2019].
- [7] 経済産業省, “洋上風力の調達価格に係る研究会,” 10 1 2014. [オンライン]. Available: <https://www.meti.go.jp/shingikai/santeii/012.html>. [アクセス日: 22 11 2019].
- [8] Orsted, “Walney Extension Offshore windfarm,” [オンライン]. Available: <https://walneyextension.co.uk/About-the-project#0>. [アクセス日: 12 8 2019].
- [9] WindEurope, “Offshore Wind in Europe key trends and statistics 2018” .
- [10] I. E. A. (IEA), “Technology roadmap - Wind energy,” Technol. Roadmap, 2013.
- [11] A. Clifton, A. Smith , M. Fields, “Wind Plant Preconstruction Energy Estimates: Current Practice and Opportunities,” National Renewable Energy Laboratory, Task No. WE15.3B02, 2016.
- [12] R. Barthelmie, et , al., “Modelling the impact of wakes on power output at Nysted and Horns Rev,” European Wind Energy Conference. 2009., 2009.
- [13] J. A. Dahlberg, M. Poppen , S. E. Thor, “Load/fatigue life effects on a wind turbine generator in a wind farm,” European Wind Energy Conference, 1991.
- [14] Christian , Steiness, “Photo of Horns Rev Offshore Wind Farm,” [オンライン]. Available: <http://i.imgur.com/qruVcnu.jpg>. [アクセス日: 4 8 2019].
- [15] Mukund, R. , Patel, “Wind and Solar Power Systems : Design, Analysis, and Operation,” Boca Raton: CRC Press, 1999.
- [16] IEC, “IEC 61400-1 Wind turbine generator systems - Part 1: Design requirements,” 2005.
- [17] 国土交通省港湾局 ; 環境省地球環境局, “港湾における風力発電について -港湾の管理運営と共生のためのマニュアル-ver.1,” 2012.
- [18] Peter, Enevoldsen, Scott, Victor , Valentine, “Do onshore and offshore wind farm development patterns differ?,” Energy for Sustainable Development, 35 (2016) 41-51, 2016.

- [19] S. K. KANEV, F. J. SAVENIJE , W. P. ENGELS, “Active wake control: An approach to optimize the lifetime operation of wind farms,” *Wind Energy*, 2018.
- [20] P. B. S. Lissaman, “Energy Effectiveness of Arbitrary arrays of wind turbines,” AIAA paper, 79-0114, 1-7, 1979.
- [21] L. Vermeer, J. Sørensen , A. Crespo, “Wind turbine wake aerodynamics,” *Progress in Aerospace Sciences* 2003; 39: 467-510., 2003.
- [22] J. F. Ainslie, “Development of an eddy viscosity model for wind turbine wake,” *Proceedings of the 7th British Wind Energy Association Conference, Oxford, 27-29 March 1985*; 61-66., 1985.
- [23] 牛山泉, “風車工学入門,” 森北出版, 2002.
- [24] Marathe, Neha, et , al., “Characterizing power performance and wake of a wind turbine under yaw and blade pitch,” *Wind Energy* 19.5 (2016): 963-978., 2016.
- [25] Smalikho, I. N., et , al., “Lidar investigation of atmosphere effect on a wind turbine wake.,” *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 30.11 (2013): 2554-2570., 2013.
- [26] I. Ammara, C. Leclerc, and , C. Masson, “A viscous three-dimensional method for the aerodynamic analysis of wind farms,” *Journal of Solar Energy Engineering*, 124:345-356, 2002.
- [27] Van, der, Hoven , Isaac., “Power spectrum of horizontal wind speed in the frequency range from 0.0007 to 900 cycles per hour,” *Journal of meteorology* 14.2 (1957): 160-164., 1957.
- [28] Carbajo, Fuertes, Fernando, D. Corey, Markfort, and, Fernando , Porté-Agel, “Wind turbine wake characterization with nacelle-mounted wind lidars for analytical wake model validation,” *Remote Sensing* 10.5 (2018): 668., 2018.
- [29] Iungo, GV, Porté-Agel , F, “Volumetric lidar scanning of wind turbine wakes under convective and neutral atmospheric stability regimes,” *J Atmos Ocean Technol* 31(10):2035-2048, 2014.
- [30] K. B. Howard, A. Singh, F. Sotiropoulos , M. Guala, “On the statistics of wind turbine wake meandering: An experimental investigation,” *Physics of Fluids*, 2015.
- [31] J. N. Sørensen, “Instability of helical tip vortices in rotor wakes,” *Journal of Fluid Mechanics*, 2011.
- [32] B. Sande, “Aerodynamics of wind turbine wakes: Literature review,” ECN-E-09-016, 2009.
- [33] Sørensen, J., N, Mikkelsen, R., F, Henningson, D, S, Ivanell, S, Sarmast, S, Andersen, S , J, “Simulation of wind turbine wakes using the actuator line technique,” *Philos Trans R Soc* 373(2035):20140,071, 2015.
- [34] Wu, YT, Porté-Agel , F, “Atmospheric turbulence effects on wind-turbine wakes: an LES study,” *Energies* 5(12):5340-5362, 2012.
- [35] M. Hand, D. Simms, L. Fingersh, D. Jager, J. Cotrell, S. Schreck , S. Larwood, “Unsteady aerodynamics experiment phase vi: Wind tunnel test configurations and available data campaigns.,” *Technical report NREL/TP- 500-29955, NREL, December 2001.*, 2001.
- [36] L. J. Vermeer, “A review of wind turbine wake research at TUDelft,” *In: A Collection of the*

- 2001 ASME Wind Energy Symposium Technical Papers. New York: ASME, 2001. p. 103-13., 2001.
- [37] Ainslie, J, F, “Wake modelling and the prediction of turbulence properties,” Proceedings of the 8th British Wind Energy Association Conference, Cambridge, 19-21 March 1986; 115-120., 1986.
- [38] G. Larsen, H. Madsen, K. Thomsen, Larsen, J. T, “Wake meandering : a pragmatic approach,” *WindEnergy* 11(4):377-395, 2008.
- [39] G. Espana, et , al., “Wind tunnel study of the wake meandering downstream of a modelled wind turbine as an effect of large scale turbulent eddies,” *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 101 (2012): 24-33., 2012.
- [40] Trujillo, Juan - José, e , al., “Light detection and ranging measurements of wake dynamics. Part II: two - dimensional scanning,” *Wind Energy* 14.1 (2011): 61-75., 2011.
- [41] D. Foti, al , et, “Wake meandering statistics of a model wind turbine: Insights gained by large eddy simulations,” *Physical Review Fluids*, 2016.
- [42] G. C. Larsen, H. A. Madsen, F. Bingöl, J. Mann, S. Ott, J. N. Sørensen, V. Okulov, N. Troldborg, M. Nielsen, K. Thomsen, T. J. Larsen , R. Mikkelsen, “Dynamic wake meandering modeling,” Technical Report R-1607, Risø National Laboratory, Technical University of Denmark, 2007.
- [43] L. e. s. s. o. s. t. i. f. d. w.-t. a. b. layers, “Calaf; Marc; Marc; B.; Parlange; and; Charles; Meneveau.” *Physics of Fluids* 23.12 (2011): 126603., 2011.
- [44] Cal, Raúl, Bayoán, et , al., “Experimental study of the horizontally averaged flow structure in a model wind-turbine array boundary layer,” *Journal of Renewable and Sustainable Energy* 2.1 (2010): 013106., 2010.
- [45] Meyers, Johan, and, Charles , Meneveau, “Flow visualization using momentum and energy transport tubes and applications to turbulent flow in wind farms,” *Journal of Fluid Mechanics* 715 (2013): 335-358., 2013.
- [46] N. O. Jensen, “A note on wind generator interaction,” report Riso-M-2411, 1983.
- [47] Niayifar, A, Porté-Agel , F, “Analytical modeling of wind farms: a new approach for power prediction,” *Energies* 9(9):741, 2016.
- [48] 日野幹雄, 流体力学, 朝倉書店 ISBN4-254-20066-8 C3050, 1992.
- [49] E. Barlas, B. Sophia, and , v. B. Jeroen, “Roughness effects on wind-turbine wake dynamics in a boundary-layer wind tunnel,” *Boundary-Layer Meteorology* 158.1 (2016): 27-42., 2016.
- [50] J. P. Goit, and , J. Meyers, Optimal control of energy extraction in wind-farm boundary layers, *Journal of Fluid Mechanics* 768 (2015): 5-50., 2015.
- [51] G.-W. QIAN , T. ISHIHARA, “A new analytical wake model for yawed wind turbines,” *Energies*, 2018.
- [52] Braunbehrens, Robert, and, Antonio , Segalini, “A statistical model for wake meandering behind wind turbines,” *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 193 (2019):

103954., 2019.

- [53] 木田重雄, 柳瀬眞一郎, 乱流力学 第4版, 朝倉書店, 2005.
- [54] J. Boussinesq, “Théorie de l’écoulement tourbillant,” Académie des Sciences de l’Institut de France 1877; 23: 46-50., 1877.
- [55] P. Spalart, S. R. Allmaras, “A one-equation turbulence model for aerodynamic flows,” AIAA Journal. 92 0439, 1997, 1997.
- [56] D. C. Wilcox, “Turbulence modeling for CFD. Vol. 2.,” La Canada, CA: DCW industries, 1998., 1998.
- [57] F. R. Menter, “Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications,” AIAA Journal 32,(1994), 1598-1605., 1994.
- [58] J. Smagorinsky, “General circulation experiments with the primitive equations. I. The basic experiment,” Monthly Weather Review 1963; 91: 99-164, 1963.
- [59] J. Boris, F. Grinstein, E. Oran, R. L. Kolbe, “New insights into large eddy simulation,” Fluid Dynamics Research 10 (1992) 199-228, 1992.
- [60] B. Sanderse, P. S. van, der, Pijl, B. Koren, “Review of computational fluid dynamics for wind turbine wake aerodynamics,” Wind ENERGY, 2011; 14:799-819, 2011.
- [61] J. Sørensen, W. Z. Shen, “Numerical modeling of wind turbine wakes,” Journal of Fluids Engineering 2002; 124: 393-399., 2002.
- [62] W. Shen, J. N. Sørensen, J. H. Zhang, “Actuator surface model for wind turbine flow computations,” European Wind Energy Conference and Exhibition, Milan, 2007.
- [63] N. Sørensen, M. Hansen, “Rotor performance predictions using a Navier-Stokes method,” AIAA Paper, 1998.
- [64] F. Zahle, N. Sørensen, J. Johansen, “Wind turbine rotor-tower interaction using an incompressible overset grid method.,” WIND ENERGY, 2009; 12: 594-619, 2009.
- [65] Y. Tanabe, S. Saito, “Significance of All-Speed Scheme in Application to Rotorcraft CFD Simulation,” The 3rd International Basic Research Conference on Rotorcraft Technology, 2009.
- [66] JAXA, “JSS2:JAXA Supercomputer System Generation 2,” [オンライン]. Available: <https://www.jss.jaxa.jp/>. [アクセス日: 18 2019].
- [67] 大江晴天, 田辺安忠, 青山剛史, 山本誠, 松尾裕一, “回転翼機用 CFD 解析コードの風車への適用と検証,” 第27回数値流体力学シンポジウム, 講演番号 C07-5, 2013.
- [68] 田辺, 杉浦, 菅原, “回転翼空力弾性解析コードの風車への適用,” 第45回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム, JSASS-2013-2004-F/A, 2013.
- [69] A. Jameson, T. Baker, “Solution of the Euler equations for complex configurations,” 6th Computational Fluid Dynamics Conference Danvers, 1979.
- [70] E. Shima, K. Kitamura, “On new simple low-dissipation scheme of AUSM-family for all speeds,” AIAA paper 136 pp.1-15, 2009.

- [71] S. Yamamoto , H. Daiguji, “HIGHER-ORDER ACCURATE UPWIND SCHEMES FOR SOLVING THE COMPRESSIBLE EULER AND NAVIER-STOKES EQUATIONS,” Computers and Fluids, Vol.32, pp. 259-270, 1993.
- [72] J. G. Schepers , H. Snel, “Model Experiments in Controlled Conditions Final Report,” ECN-E-07-042, 2008.
- [73] J. G. Schepers, K. Boorsma, et , al, “Final report of IEA Wind Task 29: Mexnext(Phase1),” ENC-E 12-004, 2012.
- [74] 山田遼, “風車 CFD 解析による 2 枚翼化の回転効果および近傍後流乱れへの影響,” 2015 年度東京大学工学系研究科機械工学専攻修士論文, 2016.
- [75] IEC, “Wind energy generation systems-Part 12-1 : Power performance measurements of electricity producing wind turbines IEC 61400-12-1 Edition 2.0,” 2017.
- [76] 平 邦彦, “固有直交分解による流体解析 : 1. 基礎,” ながれ 30 (2011) pp.115-123, 2011.
- [77] Schmid , J. P, “Dynamic mode decomposition of numerical and experimental data,” J. Fluid Mech. 656 (2010) 5-28., 2010.
- [78] C. W. Rowley, I. Mezi'c, S. Bagheri, P. Schlatter , D. S. Henningson, “Spectral analysis of nonlinear flows,” Journal of Fluid Mechanics, 2009.
- [79] P. J. Schmid, “Tip-vortex instability and turbulent mixing in wind-turbine wakes,” Journal of Fluid Mechanics, 2015.
- [80] B. Emilio, C. P. Bikash, F. Thornhill, Nina , M. A. Roman, “A Dynamic Mode Decomposition Framework for Global Power System Oscillation Analysis,” IEEE Transactions on Power Systems, 2015.
- [81] P. R. Spalart , M. Shur, “On the sensitization of turbulence models to rotation and curvature,” Aerospace Science Technology, 1.5 (1997), pp.297-302, 1997.
- [82] Boorsma, a. S. K. , J., “New MEXICO experiment,” Preliminary Overview with Initial Validation Technical Report ECN-E-14-048 ECN (2014)., 2014.
- [83] K. Boorsma , J. G. Schepers, “Rotor experiments in controlled conditions continued: New Mexico,” Journal of Physics: Conference Series. Vol. 753. No. 2. IOP Publishing, 2016., 2016.
- [84] L. P. Chamorro, C. Hill, S. Morton, et , al., “On the interaction between a turbulent open channel flow and an axial-flow turbine,” Journal of Fluid Mechanics, vol.716, pp.658-670, 2013.
- [85] D. Foti, X. Yang , F. Sotiropoulos, “Similarity of wake meandering for different wind turbine designs for different scales,” Journal of Fluid Mechanics, vol.842, pp.5-25, 2018.
- [86] V. L. Okulov, I. V. Naumov , R. F. Mikkelsen, “A regular Strouhal number for large-scale instability in the far wake of a rotor,” Journal of Fluid Mechanics, vol. 747, pp.369-380., 2014.

付録A 周期的ヨー角条件における風車出力に関する検討

A.1 概要

4章において後流解析を行った周期的ヨー角条件のケース群に関して、風力発電所における運用を想定し、風車2台が前後に並んだ場合に制御手法の1つとして適用した場合における発電量増大効果と運転条件の付加に伴う問題点について考察する。先に導出したロータ等価風速のデータと、制御適用時のパワー係数の変化を元に、幾つかの想定される位置関係にある2台の風車組の合計発電量の算出を行う。ヨー運動の制御周期と最大ヨー角のパラメータ変化による発電量増大効果の変化について検証し、制御ポテンシャルの確認を行う。

A.2 解析ケース

解析に用いるのは、4章において実施した周期的ヨー角条件のケース群である。制御パラメータの一覧について、次に再掲する。今回与えた周期的ヨー角条件について実際の風車スケールに直して考えてみると、NREL5MW風車 [87]では回転数が12rpm、ヨードライブの出力が $0.3^\circ/\text{s}$ であり、一分間で 18° のヨー角変更ができると推定される。これに対応するケースは今回の条件においてはY5F17がおよそ該当しており、その他のケースについては現行風車のヨードライブの出力を大きく超えた運動であると考えられる。実運用を考えた場合においてはこのヨードライブ出力の問題がまず課題となると考えられる。

Table 4-1:解析ケース（再掲）

ケース名	最大ヨー角 θ_{max} [deg]	無次元制御周波数 f_{yaw}^* (括弧内は有次元値)	無次元周期 t_{yaw}^* (括弧内は有次元値)
Y5F71	5	0.71 (2.37 Hz)	1.4 (0.42 sec)
Y5F35		0.35 (1.17 Hz)	2.8 (0.85 sec)
Y5F24		0.24 (0.8 Hz)	4.2 (1.25 sec)
Y5F17		0.17 (0.57 Hz)	5.6 (1.75 sec)
Y10F71	10	0.71 (2.37 Hz)	1.4 (0.42 sec)
Y10F35		0.35 (1.17 Hz)	2.8 (0.85 sec)
Y10F24		0.24 (0.8 Hz)	4.2 (1.25 sec)
Y10F17		0.17 (0.57 Hz)	5.6 (1.75 sec)
Y20F71	20	0.71 (2.37 Hz)	1.4 (0.42 sec)
Y20F35		0.35 (1.17 Hz)	2.8 (0.85 sec)
Y20F24		0.24 (0.8 Hz)	4.2 (1.25 sec)
Y20F17		0.17 (0.57 Hz)	5.6 (1.75 sec)

A.3 評価手法

周期的ヨー角条件適用時の発電量評価の手法について説明する。後流干渉が存在する場合の風車 2 台の合計発電量について、制御対象風車のパワー係数 C_p と、4 章で導出した想定離隔距離におけるロータ等価風速 U_{REWS} を用いて推定する。この値を後流干渉の存在しない場合の最大風車出力で正規化し、2 台風車合計の発電効率 $\eta_{2rotors}$ を求める

A.3.1 発電効率

流入風方向に対し、ある想定離隔距離 ΔX 離れて配置された 2 台の風車を考える。この 2 台の風車のうち、上流側の風車に周期的ヨー角条件を適用し、後続風車にはヨーエラーが生じないように風向に正対させる通常のヨー制御を適用した状況を考える。想定する状況の概略図を Figure A-2 に図示した。この時、2 台の風車の合計発電量 $P_{2rotors}$ は次の式 A-1 のように計算できる。

$$\begin{aligned} P_{WT1} &= M_x \omega - M_z \dot{\theta}_{yaw} \\ P_{WT2} &= \frac{1}{2} \rho C_{p,opt} A U_{REWS}^3 \end{aligned} \quad \text{式 A-1}$$

$$\begin{aligned} P_{2rotors} &= P_{WT1} + P_{WT2} \\ \eta_{2rotors} &= \frac{P_{2rotors}}{C_{p,opt} \rho A U_\infty^3} \end{aligned} \quad \text{式 A-2}$$

ここで、 $M_x \omega - M_z \dot{\theta}_{yaw}$ は周期的ヨー角条件を適用した場合の上流側の風車 WT1 の出力であり、回転軸トルク M_x に回転角速度 ω を乗じることで発電に寄与するトルクを算出している。この時、周期的ヨー角条件適用時にヨードライブの作動によって消費する電力を考慮し、ヨートルク M_z の値を角速度 $\dot{\theta}_{yaw}$ と乗じることでヨードライブの仕事率を算出し、風車軸トルクによる仕事から差し引くことで、制御適用時の正味の発電量として評価を行う。

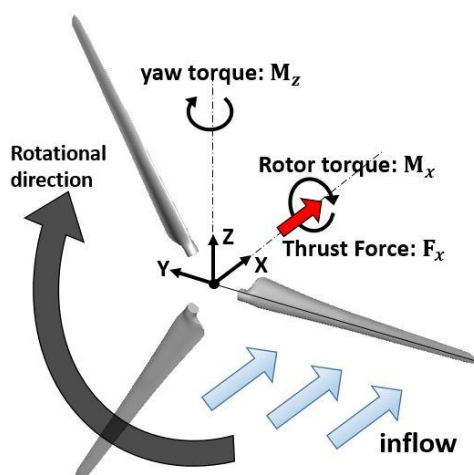


Figure A-1 : 各空力の定義

$C_{p,opt}$ は下流側の風車 WT2 のパワー係数であり、最適運転点で運転することを仮定した。

それぞれの風車が利用できる運動エネルギー流束は、WT1の上流側には後流による速度欠損が存在しないと仮定すれば、 $1/2\rho AU_\infty^3$ であり、下流域のロータWT2が利用できる運動エネルギー流束はロータ等価風速を用いて計算すれば $1/2\rho AU_{REWS}^3$ と書き表すことができる。1.2.2項で述べた洋上風力発電所における平均的な風車離隔距離はおよそ5~6Dであった。これを基準として、最も干渉の影響が顕著となる主流方向に5D、6Dの離隔距離が確保されているケース、加えて今後の発電所のコンパクト化を想定し、離隔距離4Dを加えて合計3箇所におけるロータ等価風速 U_{REWS} を用いて後続風車の発電量の計算を行う。以上を用いて合計発電量 $P_{2rotors}$ を求め、後流干渉の影響が存在しない場合の2台の風車の最大発電量 $C_p\rho AU_\infty^3$ で正規化することで、発電効率 $\eta_{2rotors}$ を算出する(式A-2)。

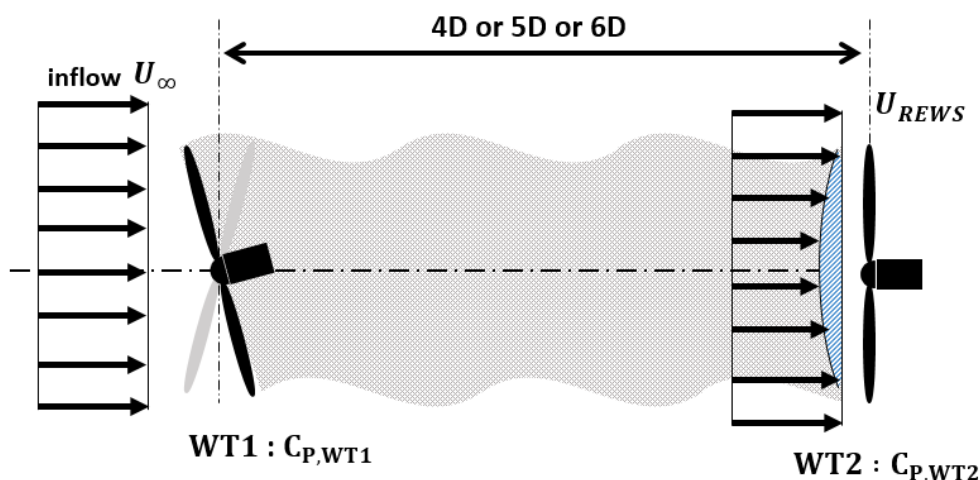


Figure A-2 : 2 台の風車における発電効率計算における想定図

A.4 条件適用時の風車単機出力

A.4.1 理論式からの推定

通常、ヨーエラーの増大によって風車出力は低下していくが、この低下量については受風面に直交する風速の変化から式A-3のように導出される。ヨーエラー θ が存在する時の風車は、流入風速 U_∞ の余弦成分 $U_\infty \cos\theta$ に対して正対していることになり、結果風車の発電量が低下してしまう。固定ヨー条件においては流入風向との正射影分がパワーに対する損失となり、ヨー角の余弦の3乗で出力が低下していく [88]。

$$\frac{P}{P_{\max}} = \cos^3 \theta \quad \text{式 A-3}$$

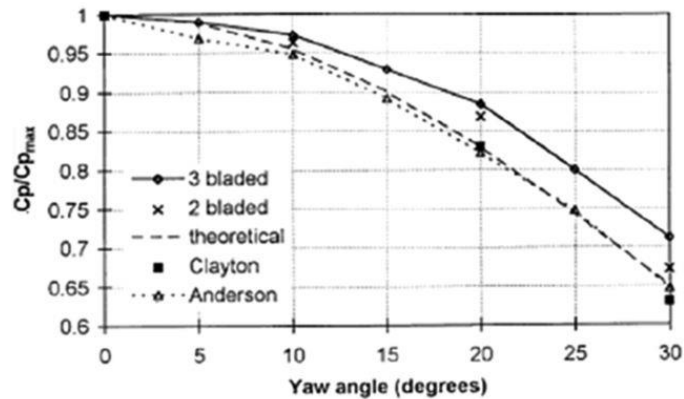


Figure A-3: 固定ヨー角条件とパワー係数の関係 [88]

周期的ヨー角条件を適用した場合に関しても WRC 同様にヨー角付加による風車出力の低下が予想されるため、周期的ヨー角条件の時間平均ヨー角から出力低下量に関する見積もることを考える。今回の解析で用いた周期的ヨー角条件の最大ヨー角 θ_{\max} は 5° 、 10° 、 20° の3種類であるから、式 4-3 より時間平均のヨー角は Table A-1 に示すように算出される。周期的ヨー角条件におけるパワー係数の低下をこの時間平均ヨー角を付加したときの低下量に置き換えて考えると、式 A-3 よりそれぞれ 99.5%、98.1%、92.8%と計算できる。IEC61400-1 [16]における設計基準では、 $\theta_{\text{mean}} = 8^\circ$ 未満のヨーエラーを許容しており、 $\theta_{\text{mean}} = 8^\circ$ でのパワー係数は 97.1%であるため、3%の出力低下を誤差範囲として扱っている。

Table A-1: ヨー角によるパワー係数の低下

周期的ヨー角条件の 最大ヨー角 θ_{\max}	時間平均ヨー角 θ_{mean}	制御前とのパワー係数の比 (理論値:式 A-3 より) $C_p/C_{p\max} \times 100$
5°	3.18°	99.5%
10°	6.37°	98.1%
20°	12.7°	92.8%

A.4.2 風車軸トルクの変動

続いて CFD 解から風車出力を算出する。制御適用時の空力変動を確認するため、風車翼に発生するロータの回転軸トルク M_x の時系列変化に着目する。まず、制御周波数を $f_{yaw}^* = 0.35$ に固定して最大ヨー角を変化させたときのロータ軸トルクの時間履歴を Figure A-4 に示す。最大ヨー角の増大に従ってロータ 1 周ごとのトルク変動が顕著となり、Y20F35 のケースにおいては最大 $\pm 50\%$ の大きな変動が現れている。これに対し、Y10F35 のケースでは $\pm 10\%$ 程度、Y5F35 では数%程度である。続いて、最大ヨー角 $\theta_{\max} = 10^\circ$ を固定して制御周波数を変化させたときのロータ軸トルクの時系列変化を Figure A-5 に示した。こちらはトルク変

動の振幅の大きさ自体は大きく変化せず、制御周波数に応じたトルク変動が確認された。このようなトルクの変動はヨー角付加によってアジマス角ごとに風車翼の迎角が変化することで発生していると考えられ、同様の傾向が風洞試験 [89]や数値解析 [90]から指摘されている。

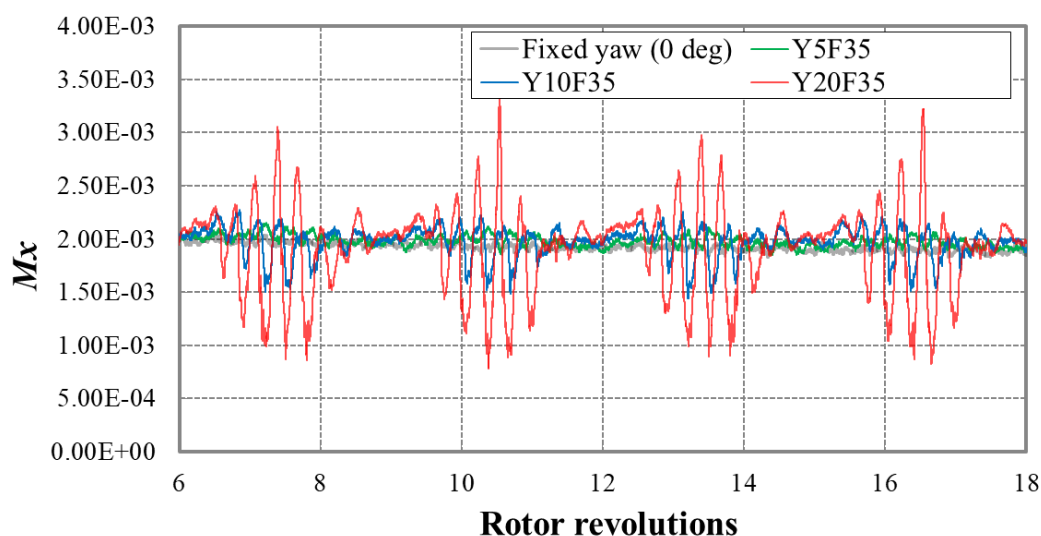


Figure A-4: ロータ軸トルク時間履歴 (最大ヨー角変化)

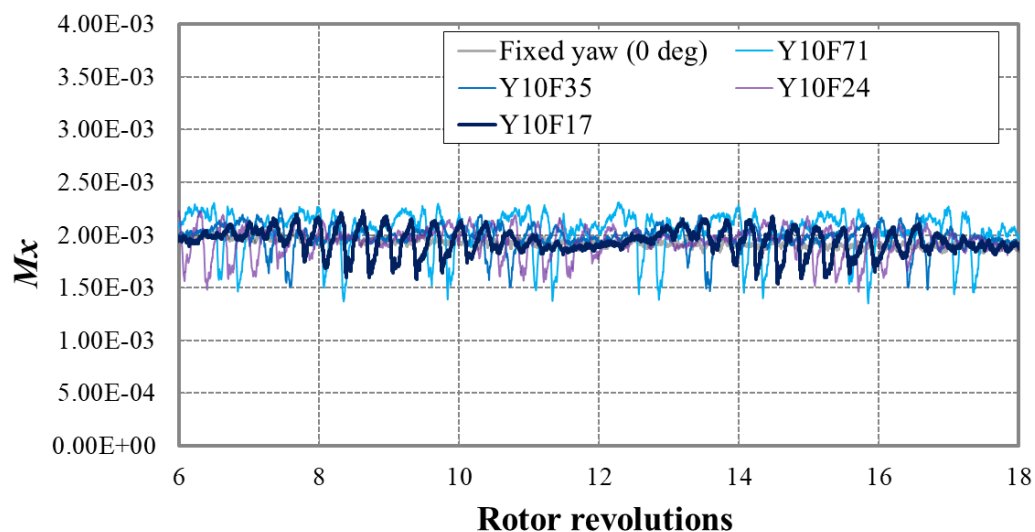


Figure A-5: ロータ軸トルクの時間履歴 (制御周波数変化)

次に翼面上の空力の変化からトルク変動が生じている原因について確認する。Figure A-6に周期的ヨー角条件のヨー角が最大値 $\theta_{yaw}(t^*) = -\theta_{max}$ の場合における各ブレードの翼面上圧力係数分布 C_p の変化について示した。圧力係数の定義は式 A-4 に示した。ここで a は音速、 p は圧力、 p_∞ は大気圧を表す。

$$C_p = \frac{p - p_\infty}{\frac{1}{2}\rho a^2} \quad \text{式 A-4}$$

流入風に対するヨーエラーが存在する場合、各ブレードは付加したヨー角の大きさとアジマス角の位置に応じて流入風に対し前進または後退することになる。Figure A-7 にアジマス角における相対風速の変化を示した。本研究における定義においてヨー角が負の値を取る場合、アジマス角が $0\sim 180^\circ$ のとき相対流入風速が大きくなり、 $180\sim 360^\circ$ のとき流入風速が小さくなる。相対流入風速が変化すれば翼に対する迎角がアジマス角ごとに変化するため、先に示したようなトルク変動が生じたものと考えられる。この迎角のロータ1周における変化の幅はヨー角の大きさに依存するため、Figure A-4 のようにトルク変動の振れ幅が変化する振る舞いが見られたものと考えられる。

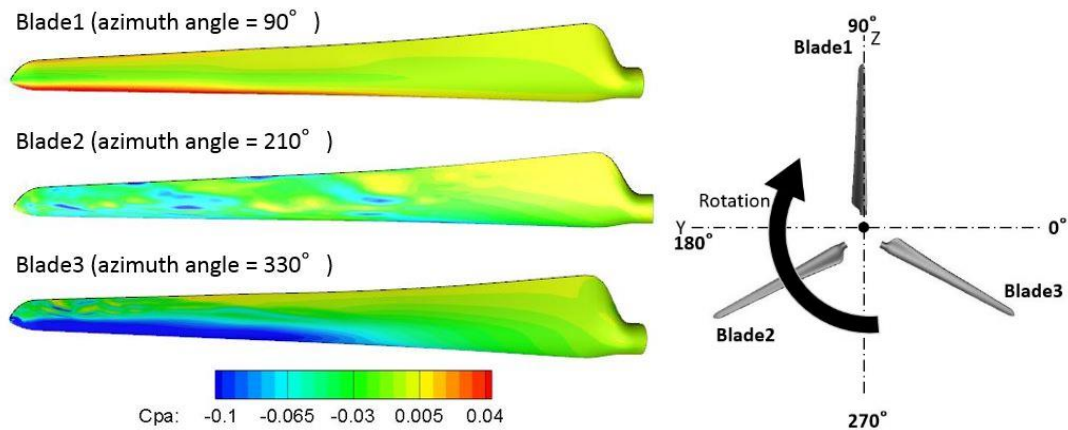


Figure A-6: 翼面上圧力係数分布(負圧側, ヨー角最大 $\theta_{yaw}(t^*) = -\theta_{max}$)

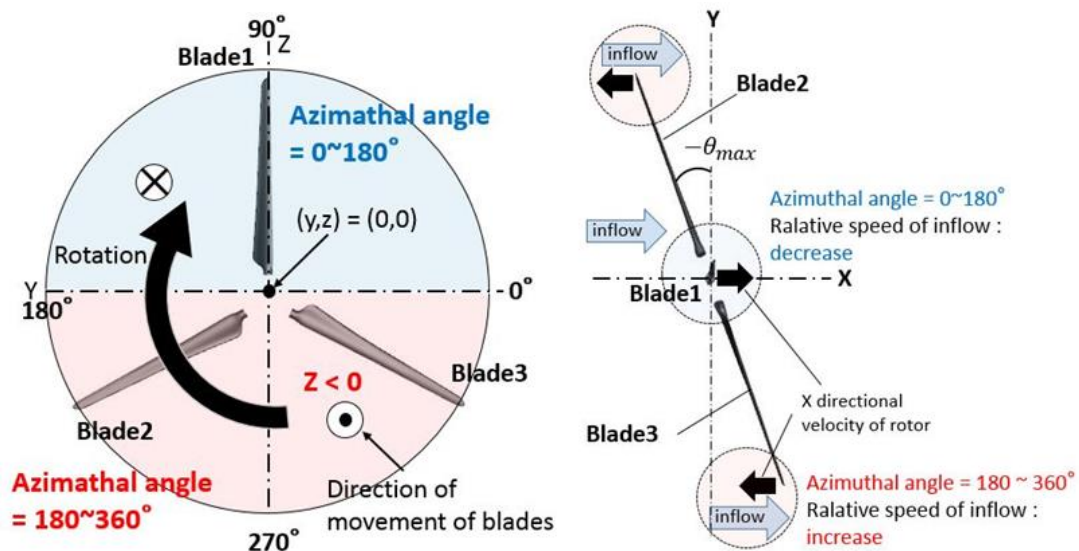


Figure A-7: アジマス角における相対風速の変化

A.4.2.1 風車の疲労破壊に対する考察

周期的ヨー角条件を与えることによって発生するトルク振動について、実風車への適用時を想定した場合の疲労への影響について考察する。現実的な風車の想定として NREL 5MW Reference Wind Turbine [87]風車を考える。Table A-2 に風車諸元を示した。

Table A-2 : NREL 5MW Reference turbine 諸元 [87]

翼枚数	3
定格出力	5 MW
直径 D	126 m
カットイン風速, 定格風速, カットアウト風速 U_{∞}	3 m/s, 11.4 m/s
最小回転数, 定格回転数	7.1 rpm, 12.1 rpm

今回与えた変動周期と風車システムの固有モードとの比較を行う。Table A-3 に NREL 5MW 風車のシステムにおける固有モードの予測結果を示した。各モードの上限と下限に着目すれば、風車に 0.3~3.0 Hz の振動が加えられた場合、いずれかの固有モードと共振を起こして疲労破壊につながる可能性が現れ、共振点をずらすような設計・設定が要求されることになる。

Table A-3 : NREL 5MW 風力システムにおける固有モード [87]

固有モード	FAST [Hz]	ADAMS[Hz]
タワー 前後方向 1次固有モード	0.3240	0.3195
タワー 横方向 1次固有モード	0.3120	0.3164
ドライブトレイン 回転方向 1次固有モード	0.6205	0.6094
ブレード ヨー変化に対するフラップ方向 1次固有モード	0.6664	0.6296
ブレード ピッチ変化に対するフラップ方向 1次固有モード	0.6675	0.6686
ブレード ヨー変化に対するエッジ方向 1次固有モード	1.0793	1.0740
ブレード ピッチ変化に対するエッジ方向 1次固有モード	1.0898	1.0877
ブレード ヨー変化に対するフラップ方向 2次固有モード	1.9337	1.6507
ブレード ピッチ変化に対するフラップ方向 2次固有モード	1.9223	1.8558
タワー 前後方向 2次固有モード	2.9003	2.8590
タワー 横方向 2次固有モード	2.9361	2.9408

今回周期的ヨー角条件で与えた 4 種類の制御周波数とこの固有振動数とを比較する。今回風車制御として与えた周波数は無次元値で $f_{yaw}^* = 0.17, 0.24, 0.35, 0.71$ の 4 つである。これを Table A-2 の値を用いて有次元値に直すと次の Table A-4 のようになる。ここで有次元の制御周波数の計算において、直径は $D = 126$ m を、流入風速 U_{∞} はカットインおよびカットアウト風速の値を用いて運転条件内における上限と下限値を考慮できるようにした。結果、制御周波数は 0.004~0.141 Hz の範囲となっており、これは Table A-3 で確認した固有モードの範囲と干渉しないため、加振に用いた周波数帯によって直接共振現象を誘起するものと

は考えにくい。一方で今回の検討において危険なのは風車の回転に誘起される変動である。最小回転数および最大回転数の値から風車回転の周波数は 0.117~0.2 Hz と計算でき、更に三枚翼風車であるからタワーやドライブトレインに伝達される変動の周波数は 0.35~0.6 Hz となる。これらの値はタワーやドライブトレインの 1 次固有モードと共振する可能性を持っている。

Table A-4 : NREL 5MW に周期的ヨー角条件を与えた場合における制御周波数

無次元周波数 f_{yaw}^*	制御周波数 $f_{yaw}(=\frac{f_{yaw}^*U_\infty}{D})$ ($U_\infty=3$ m/s, カットイン風速時)	制御周波数 $f_{yaw}(=\frac{f_{yaw}^*U_\infty}{D})$ ($U_\infty=25$ m/s, カットアウト風速時)
0.17	0.00405	0.141
0.24	0.00571	0.0694
0.35	0.00833	0.0476
0.71	0.0169	0.0337

A.4.3 風車単機出力

風車出力について、式 A-1 の P_{WT1} の定義に従って算出する。トルクは時間変動があるので、風車出力は各ケースにおけるヨー角の制御周期の時間平均値として求めた。制御周波数を固定して最大ヨー角を変更させたときの結果を Figure A-8 に、最大ヨー角を $\theta_{max}=10^\circ$ に固定し、制御周期を変更させた場合の結果を Figure A-9 に示した。エラーバーは平均した区間内における最大値と最小値を示している。Figure A-8 を見ると、最大ヨー角の変化による平均出力の変化はさほど大きくない一方で、出力変動は最大ヨー角が大きくなっていくほどに増大していき、特に最大ヨー角 20° で動作させた場合の出力変化は非常に大きくなっている。一方で最大ヨー角 5° の場合に生じている変動は制御適用前の出力変動と大差なく、10%未満の変化となった。制御周波数を変化させた Figure A-9 を見ると、周波数が小さくなっていくと風車出力が微減していく傾向が見られた。出力変化の振れ幅については $f_{yaw}^*=0.71$ においてやや増大しているものの、全体として周波数による依存性は確認されなかった。

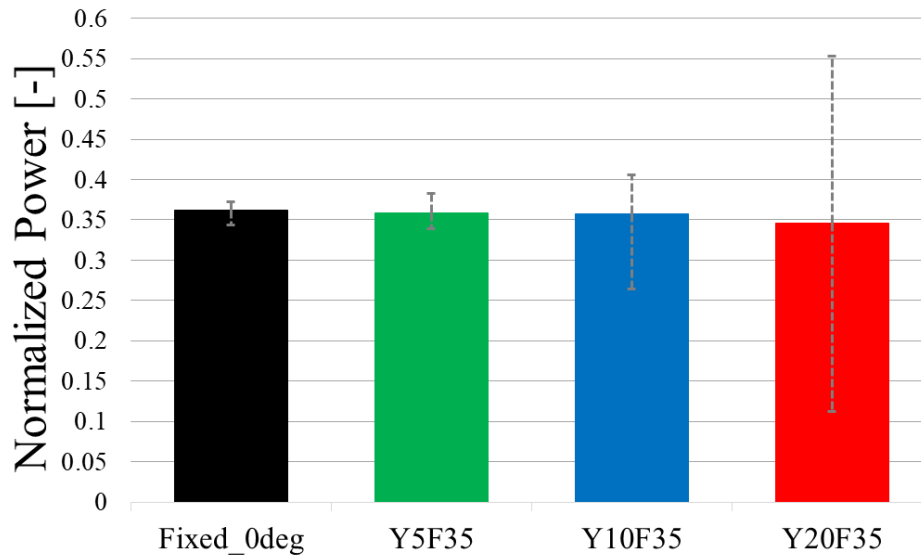


Figure A-8: 最大ヨー角変化時の風車単機出力
(Y5F35: $\theta_{max}=5^\circ$, Y10F35: $\theta_{max}=10^\circ$, Y20F35: $\theta_{max}=20^\circ$)

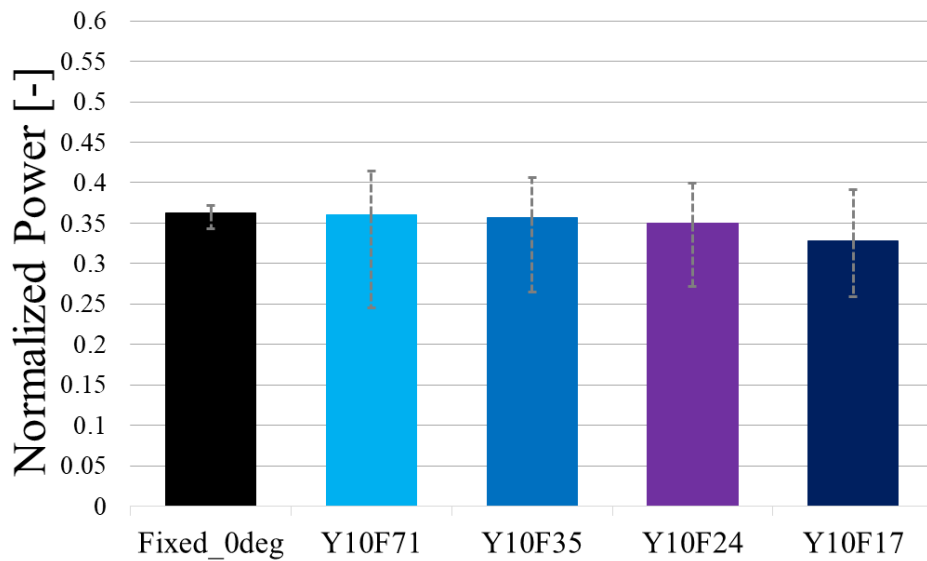


Figure A-9: 制御周波数変更時の風車単機出力
(Y10F71: $f_{yaw}^*=0.71$, Y10F35: $f_{yaw}^*=0.34$, Y10F24: $f_{yaw}^*=0.24$, Y10F17: $f_{yaw}^*=0.17$)

A.5 2 台の合計発電効率

4.3.4 節で導出した周期的ヨー角条件適用時の後流域のロータ等価風速と、前節で求めたパワー係数を用いて前後 2 台の風車の合計発電効率を算出する。

最大ヨー角を変化させた場合における発電効率の変化について確認する。制御周波数は $f_{yaw}^*=0.35$ で固定し、最大ヨー角を $\theta_{max}=5^\circ$, 10° , 20° と変化させた結果を Figure A-10 に示した。いずれの条件においても制御なしと比較して発電効率が上昇していることがわかる。Figure A-8 に示したように制御適用時の各ケースの風車単機出力は大きな差異はないが、2 台の合計発電効率ではヨー角の増大に応じて増大傾向が確認できる。これはロータ等価風速 4.3.4 節で示したロータ等価風速の差によるものであり、後流域の風速が増大したことで後続風車の出力が大きくなり、結果として合計発電効率が増大したものと考えられる。

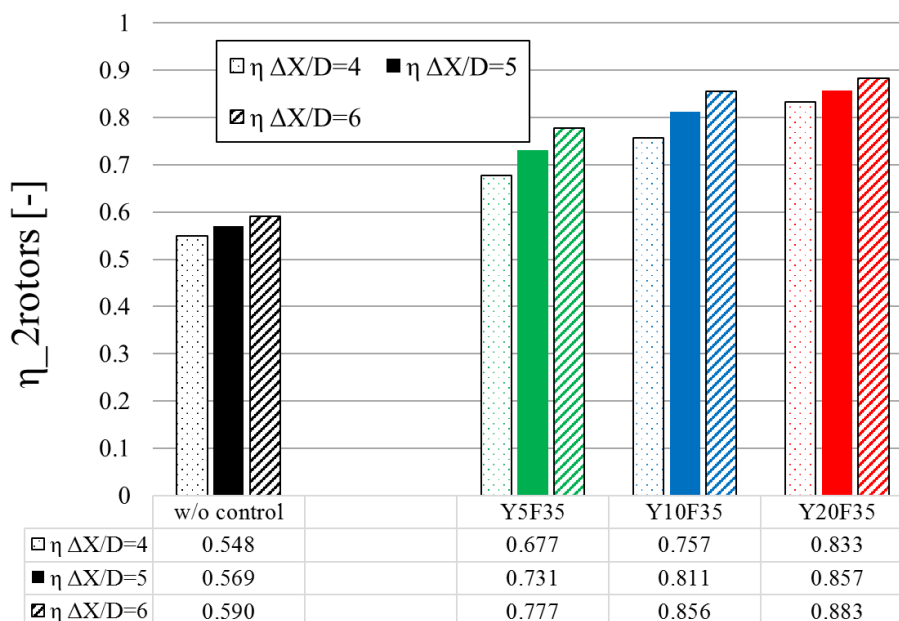


Figure A-10 : 風車 2 台の平均運転効率
(最大ヨー角変化, Y5F35: $\theta_{max}=5^\circ$, Y10F35: $\theta_{max}=10^\circ$, Y20F35: $\theta_{max}=20^\circ$)

続いて制御周期を変化させた場合における発電効率の変化について Figure A-11 に示す。最大ヨー角は $\theta_{max}=10^\circ$ で固定とし、 $f_{yaw}^*=0.17\sim 0.71$ のケース群について、離隔距離 $\Delta X/D = 4,5,6$ の場合における発電効率を算出した。いずれの制御周期においても制御なし条件と比べると発電効率が上昇しているが、最も制御効果が大きいのは $f_{yaw}^*=0.35$ で制御を行った Y10F35 のケースであった。この傾向は $\theta_{max}=5^\circ$ と $\theta_{max}=20^\circ$ のケース群についても共通であり、 $f_{yaw}^*=0.35$ において最大の発電量効率となった。

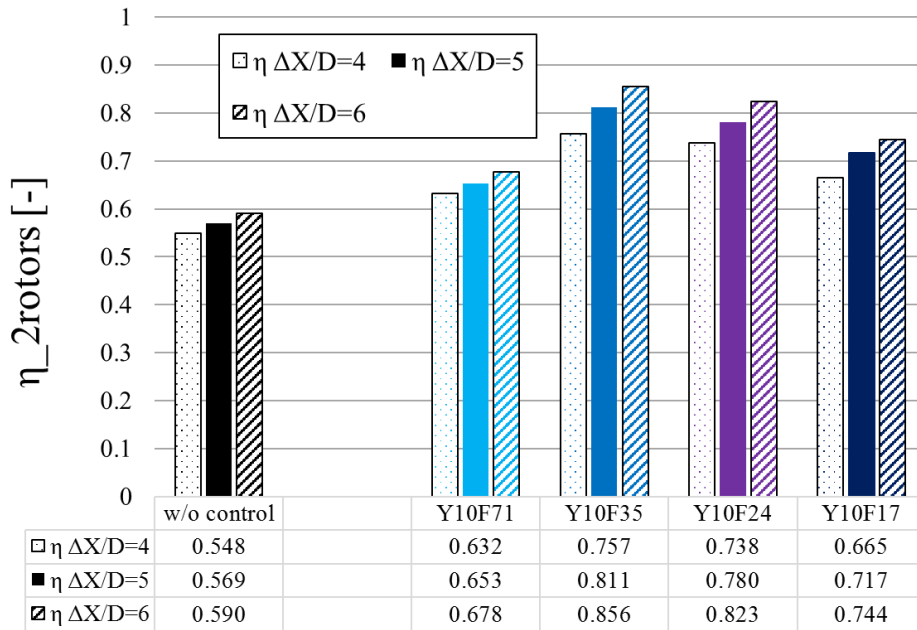
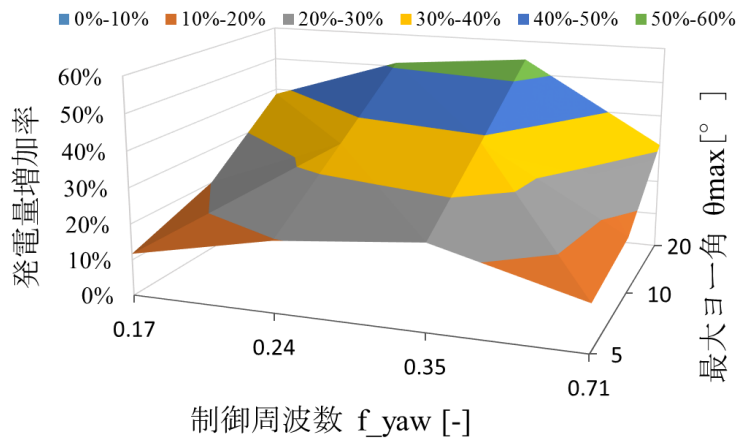


Figure A-11 : 風車 2 台の平均運転効率
(Y10F71: $f_{yaw}^*=0.71$, Y10F35: $f_{yaw}^*=0.35$, Y10F24: $f_{yaw}^*=0.24$, Y10F17: $f_{yaw}^*=0.17$)

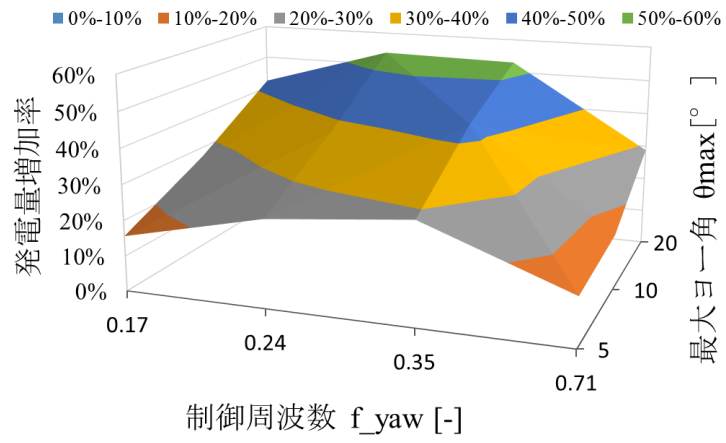
最後に全ケースにおける合計発電効率のまとめを Figure A-12 に示す。平面上の軸に制御周波数と最大ヨー角を設定し、周期的ヨー角条件を与えないときの $\eta_{2rotors}$ に対する各制御ケースの発電量増加率 r_η を縦軸に取った。

$$r_\eta = \frac{\eta_{2rotors} \text{ (周期的ヨー角条件)} - \eta_{2rotors} \text{ (制御なし)}}{\eta_{2rotors} \text{ (制御なし)}} \quad \text{式 A-5}$$

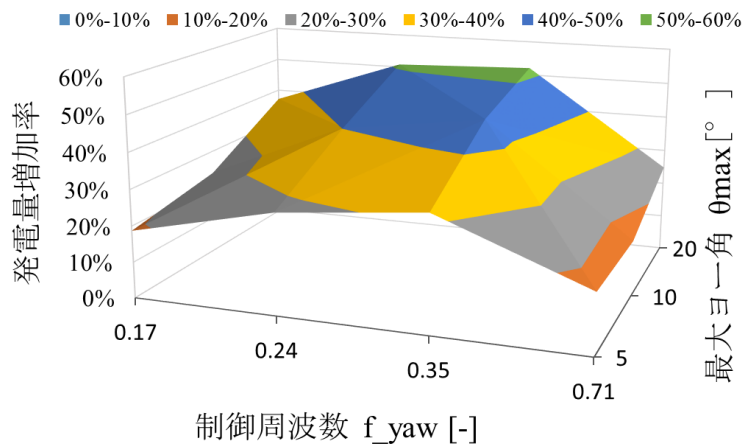
制御適用前と比較すると周期的ヨー角条件全てにおいて 2 台合計の発電量が增大する傾向が確認された。パラメータの依存性については想定離隔距離を $\Delta X/D = 4, 5, 6$ を全てにおいて周波数では $f_{yaw}^*=0.35$ で極大値となっており、次点で $f_{yaw}^*=0.24$ の値が大きいという結果になった。最大ヨー角との関係は単純で、ヨー角の増大に対応して線形に効率が良くなっていく傾向が確認された。



(a) 想定離隔距離 $\Delta X/D = 4$



(b) 想定離隔距離 $\Delta X/D = 5$



(c) 想定離隔距離 $\Delta X/D = 6$

Figure A-12: 各離隔距離における発電量増加率

A.6 まとめ

ここでは、ヨー角の非定常運動によって後流域に蛇行運動を与える周期的ヨー角条件を適用した場合における発電量の増加について、風車間の離隔距離を $X/D=4.0, 5.0, 6.0$ の3種類の想定ケースに対しての検討を行った。制御パラメータとして、ヨー角の制御周波数 f_{yaw}^* と最大ヨー角 θ_{max} に関する応答を確認した。制御適用時のパワー係数の変化と、想定した離隔距離におけるロータ等価風速を用いて2台の風車の合計発電量を算出した。

○制御適用時の風車出力

非定常的にヨー角を動かす周期的ヨー角条件においては、常にヨー角を 10° や 20° に設定するような固定ヨー角の条件と比較すると時間平均のヨーエラーを小さくできるため、発電量低下を抑えられる場合がある。運動量理論に基づく推定値においては、最大ヨー角が $\theta_{max} = 5$ および 10° で正弦波上にヨー角を動かした場合、出力低下は1,2%程度と十分に小さく、 $\theta_{max} = 20^\circ$ においても8%程度と見積もられる。今回実施した解析におけるパワーに関しては、 $\theta_{max} = 5^\circ$ では変化は小さく $\theta_{max} = 10^\circ$ と 20° では制御周期を長周期化していくにつれてパワー係数が低下する結果となり、最大で10%程度の低下が確認された。

○運転時の出力変動

風車軸トルクの時間変化について確認すると、ヨー角の大きい条件において顕著なトルク振動が確認された。特に $\theta_{max} = 20^\circ$ においては、平均トルクの50%程度の変動が加わっており、風車寿命に大きな影響を与える可能性がある。また、直径100m以上の5MW風車に対して同様の周期的ヨー角条件を与えた際の疲労破壊の可能性について、参照風車の固有モードと今回与えた制御周波数との比較を行った。その結果、与えた制御周波数は各部位の1次固有モードの共振周波数を下回っており、共振現象による大規模な破壊に繋がる可能性は小さいと考えられる。一方でトルク変動自体は大きな値が現れるため、ブレードに接続されたドライブトレインの寿命への影響は無視できないと予想できる。

○2台合計の発電効率

制御を適用した前方風車 WT1 と後流干渉を受ける後続風車 WT2 の合計の発電効率について、後流損失が存在しない場合の発電量で除すことで算出した。この時の離隔距離はそれぞれ風車直径の4,5,6倍の場合について計算した。今回解析を実施した周期的ヨー角条件全てのケースにおいて制御前から発電効率の増加が見られた。増加率には制御周期に対してピークが存在し、ヨー角の大きさに関わらず、 $f_{yaw}^*=0.35$ で最大値となった。 $f_{yaw}^*=0.17$ や $f_{yaw}^*=0.71$ のケースでは制御の効果が低下し、 $f_{yaw}^*=0.24$ では $f_{yaw}^*=0.35$ と同等の値を示していることから、 $f_{yaw}^*=0.3$ 周辺において発電量がピークとなる運転点が存在すると考えられる。

付録B 数値解析ソルバーの並列化

本研究の数値解析に用いた rFlow3D は開発初期においてはワークステーションなど、研究室レベルの計算機で計算を実行することを主に想定されており、大規模な非定常計算では解を得るのに時間が掛かりすぎるといった課題があった。本研究では rFlow3D を Message Passing Interface (MPI) を用いたプロセス並列へと対応させ、スーパーコンピュータで解析を実施することでこの課題に取り組んだ。本節では rFlow3D に対して行った並列化の概要について解説する。

B.1 風車後流解析における並列化の意義

風車後流を対象とした大規模非定常解析を実施する上での大きな課題の1つに膨大な計算コストが挙げられる。その理由として大きく2つ、要求される格子点数が多いことと、必要な計算ステップ数が多いことが挙げられる。

格子点数の多さについては、後流現象に包含される現象のスケールが幅広いことが原因として挙げられる。後流現象を捕捉するための計算領域を考えると、要求される計算領域は風車直径の10倍程度のスケールとなる。一方で解像する現象のスケールは、粗く見積もっても風車直径の100分の1程度のスケールである。この場合計算領域との比は $O(10^3)$ 程度となり、これをxyzの3方向に確保すればそれだけで $O(10^9)$ と大きな格子点数となる。

解像度を高くしていくと CFL 条件により、1ステップに使用できる時間刻みは短く取る必要が生じる。つまり、風車直径より十分に小さい現象を捉えるための時間刻みで、風車直径の数倍のスケールまで情報が伝達するためのステップ数が要求されることになり、結果として計算の実行時間が大きくなる。このような膨大な計算コストが要求されるため、並列計算の必要性が高い問題であるといえる。本研究においてはスーパーコンピュータを用いた分散メモリ型の実行環境を用意し、大規模な数値解析を実施した。

B.2 並列化対象

B.2.1 計算フロー

本研究における並列化を行った箇所について解説する。Figure B-1 に rFlow3D における流体解析のフローチャートを示す。流体計算は空間上の外側の格子、解像度の低い格子から順に行われる。本計算の例で言えば外側背景格子、内側背景格子、ブレード格子の順である。また、各格子の流体計算の間に、先に計算が完了している格子の物理量から、次の計算格子に対してデータ補間が行われる。この時のデータ補間は、解像度の低い格子から高い格子に対して実施されるため、高解像度格子が持つデータの精度を落とさないように、境界点のみに対して実施する。ここで、ソルバーが要求するステンシルを考慮して、境界点は外側の層から3点分とした。すべての流体計算が完了した後は、反対に高解像度格子から低解像度格子に対してデータ補間を行う。こちらのデータ補間はオーバーセット領域全てに対して実行される。格子点数やブレード格子の数が増大していくとデータ補間が大きな計算コスト

となり、適切に並列化する必要があるといえる。

今回はこの3つの格子における流体計算と、4つのデータ補間プロセスに対して並列化を行う。

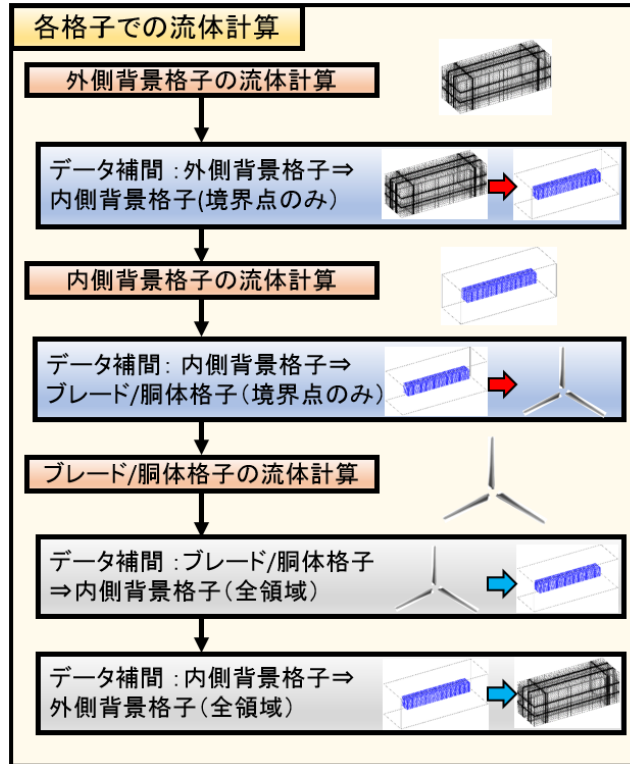


Figure B-1: rFlow3D の流体計算におけるフロー

B.2.2 重合格子間のデータ補間法

続いて、格子間の補間方法について説明する。Figure B-1 の手順に従い、1ステップの流体計算に対しては計4回の補間が行われている。外側背景格子から内側背景格子、または内側背景格子からブレード格子に対するデータ補間は解像度が高くなるため外側の境界点だけ実施する。一方でブレード格子から内側背景格子、内側背景格子から外側背景格子に対してのデータ補間は補間先で解像度が低下するため、重複している全領域に対して補間を実施する。このときのアルゴリズムは式 B-1 に示す Tri-linear 補間に従う。Tri-linear 補間は未知である座標(x,y,z)の物理量 C_{xyz} を、その座標点を内包する8つの格子点の物理量 $C_{000} \sim C_{111}$ (番号付けは座標値による)に対して補間先への距離によって重みづけし、3方向の線形補間を行うことで補間を行うものである。

$$C_{xyz} = (1-x)[(1-y)\{(1-z)C_{000} + zC_{001}\} + y\{(1-z)C_{010} + zC_{011}\}] + x[(1-y)\{(1-z)C_{100} + zC_{101}\} + y\{(1-z)C_{110} + zC_{111}\}] \quad \text{式 B-1}$$

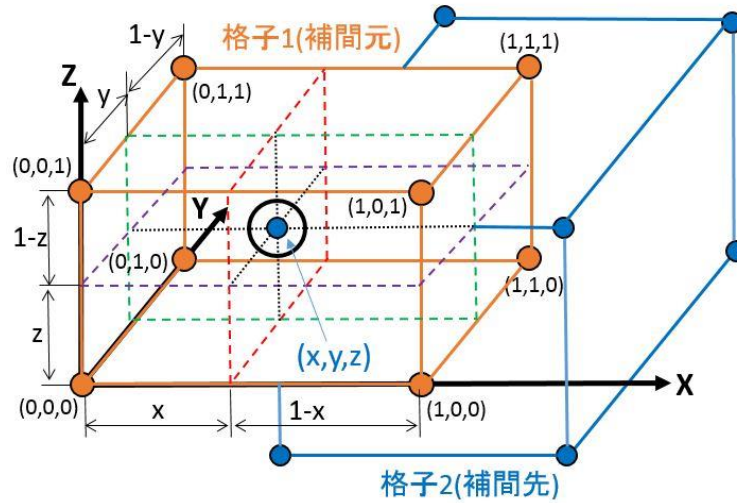


Figure B-2: 重合格子間のデータ補間

B.3 並列計算手法

B.3.1 並列計算機

B.3.1.1 分散メモリ型への対応

計算コストの大きな問題に対応するには、それに応じた高速・大規模コンピューティングが可能な計算機が必要となる。これの最たるものがスーパーコンピュータとよばれる多数の CPU、メモリを備えた大規模フレームである。通常、Figure B-3 のようにある CPU 群+メモリのようなセットとなって使用される。今、これを 1 プロセスとするとこれは 1 台の計算機に対応する。今、1 台の計算機のメモリの限界、または同一メモリにアクセス可能なスレッドの並列効率の限界を超えて計算を実施したい場合、別のプロセスと同期を取りながらプログラムを実行することが必要となる。この際、プロセス間で同期やデータの交換を実施するための通信網が必要となる。ここを整備するのが分散メモリにおける並列プログラミングの作業であり、MPI がこの役割を果たしている。

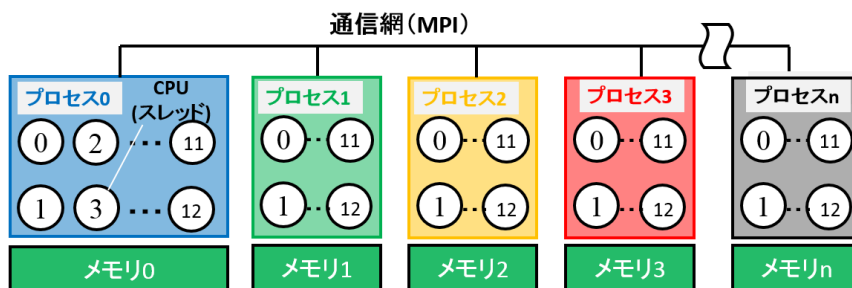


Figure B-3: 分散メモリ型の計算機の仕組み

B.3.1.2 JSS2 スーパーコンピュータ

本研究における数値解析の実行には、JAXA が保有するスーパーコンピュータシステム JSS2 (JAXA Supercomputer System 2) [66]を使用した。JSS2 は JAXA によって運用されている大規模演算システムであり、計算リソースを提供するスーパーコンピュータ宙(SORA: Supercomputer for earth Observation, Rockets, and Aeronautics)とアーカイバである J-STAGE(Jaxa's Storage Platform for Archiving, Computing, and Exploring) から構成されている。に JSS2 および宙システムの概要図を示す。スーパーコンピュータ宙は、メイン演算システムの SORA-MA(Main)と補助的な役割を持つ SORA-PP(PrePost)、大規模計算用の演算システムである SORA-LM(Large Memory)の大きく3つの演算システムから構成されている。SORA-MA は総メモリ数 100 TBytes, ノード数 3240(32 GiB/ノード)と宙システム中で最大の演算規模を備えており、中規模計算を複数実行する場合などに適している。SORA-PP はノード数 200 と SORA-MA と比べて規模は小さいものの、ノードあたりのメモリが 64 GiB と 1 ジョブあたりの計算規模を大きく取れることから本計算においては SORA-PP を主に使用した。SORA-LM についてはノード数が 5 つと限られているが、最大で 1.0 TiB のメモリ確保が可能であり超大規模の演算を実行するとき用いられる。本計算においては SORA-PP システムを用いて計算を実行している。計算性能に関する諸元を Table B-2 に記載した。

Table B-1 : JSS2 の主要諸元([66]の情報から作成)

システム名	SORA-MA	SORA-PP	SORA-LM	SORA-TPP
機種名	富士通 FX100	富士通 RX350	富士通 RX350	富士通 RX350
		S8	S8	S8
ノード数	3,240	200	5	25
総理論演算性能	3.49 PFLOPS	75.2 TFLOPS	2.11 TFLOPS	8.4 TFLOPS
コア数/CPU	32	6	8	6
CPU 数/ノード	1	2	2	2
メモリ量/ノード	32 GB	64 GB	1024/512 GB	64 GB

Table B-2 : SORA-PP における計算機性能

CPU	Xeon E5-2643v2 (3.50 GHz)
1 プロセスあたりのスレッド数	12
キャッシュ	25 MB
バススピード	8 GT/s

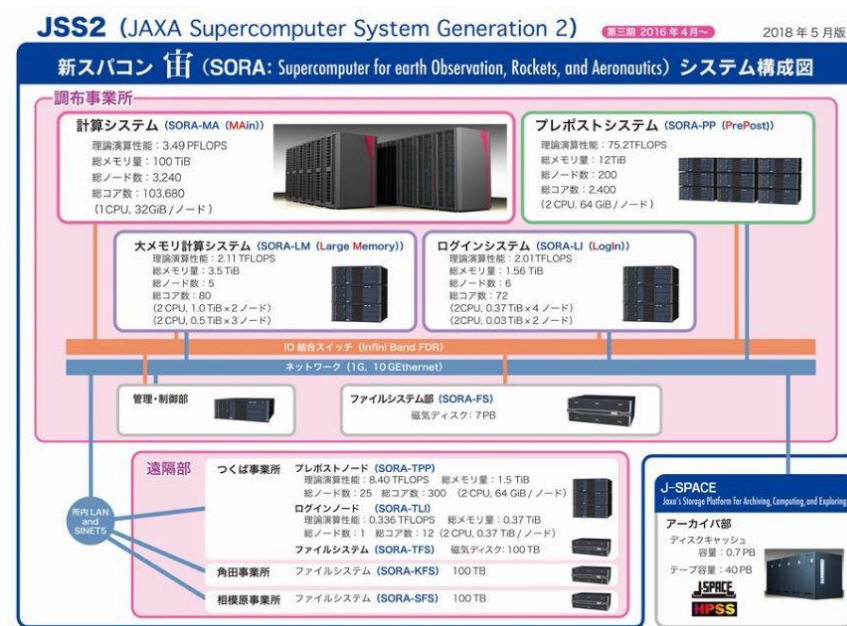


Figure B-4 : JSS2 システム概要 [66]

B.3.2 各処理内容の並列化

本研究における解析において、rFlow3D の計算フローの中で施した並列処理について Table B-3 にまとめる。それぞれの格子における流体計算箇所に加え、格子間のデータ補間処理に関しても並列化を行った。具体的な修正内容に関しては後述する。

Table B-3 : rFlow3D に対する並列化内容

並列化対象	内容
内側/外側背景格子の流体計算	主流方向に対してプロセス数による領域分割
ブレード格子の流体計算	ブレード 1 枚を最小単位とし、各プロセスに振り分け
格子間の補間処理	片方向通信によるデータ授受

B.3.2.1 背景格子の流体計算

背景格子の流体計算に関しては、使用するプロセス数 (PC 台数) によって主流方向 (X 方向) に計算格子を分割し、計算負荷を分散させた。メモリを分割しているため、計算の進行には分割した領域間におけるデータ通信が必要となるが、これには MPI における双方向通信である MPI_send/MPI_recv を使用した。これらの使用方法については [91]などを参照されたい。背景格子における時間積分には 4 段の Runge-Kutta 法を使用しているため、段数

ごとに計 4 回、これらのサブルーチンを呼び出している。1 時間ステップ毎に 4 回のデータ通信を挟むことになるが、境界面の値だけを受け渡しするため比較的データ量が小さく、流体計算全体に与える時間コストも軽微である。隣接する計算領域の境界面の物理量を交換し、分割前と同様の計算結果を取得できる。rFlow3D の背景格子における数値流束の計算には両側 3 点のステンシルを要する FCMT スキームを使用しているため、交換する境界面は両側 3 点分とした。

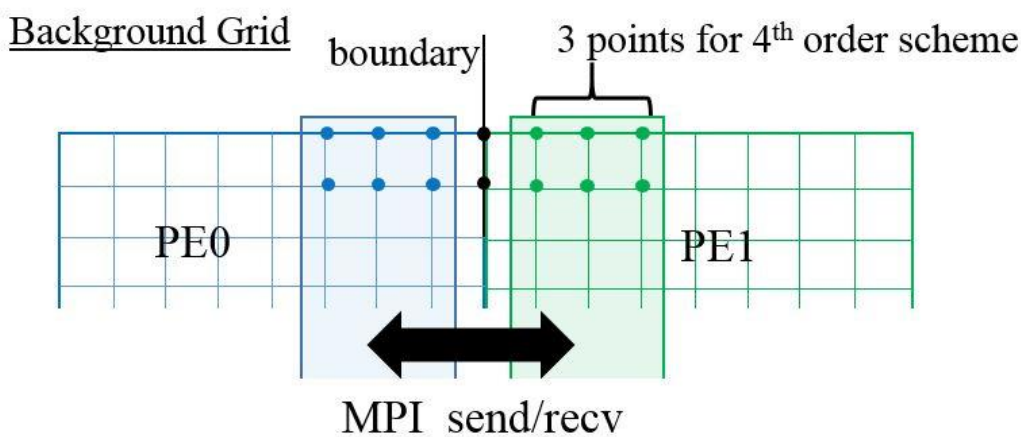


Figure B-5：背景格子の流体計算におけるデータ通信

B.3.2.2 ブレード格子の流体計算

時間積分法に陽解法である Runge-Kutta 法を使用している背景格子とは異なり、ブレード格子の計算には LU-SGS 陰解法を用いている為、原理上ではブレード格子の全領域の物理量に対して各点の解が依存性を持つ。従って過度な領域分割は周囲の格子の依存性を無視することになり、計算精度の低下が考えられる。従って MPI による領域分割はせず、各プロセスに対して計算を担当するブレードを均等に割り当てることで計算の高速化を図った。例えば 3 枚のブレードからなる風車の解析においては、従来のフローでは単一のプロセスが逐次的に 3 つのブレードの流体計算を行っていたが、3 以上のプロセスを用意することで全てのブレード格子を同時に計算することが可能になる。

B.3.2.3 重合格子のデータ補間における並列化

オーバーセットの格子系においてプロセス並列による格子分割を行う場合、隣接する格子だけではなく、各格子が包含する格子群に対しても補間処理の為のデータ通信が必要となる。今回使用する rFlow3D における格子系では、外側背景格子と内側背景格子の補間、内側背景格子とブレード格子の補間がそれぞれ双方向に必要であるから、1 ステップに 4 回のデータ通信が生じる。移動重合格子系においてはステップごとに通信相手先の格子が変化するため、位置情報の処理も要求されることになる。これが移動重合格子系における並列化効率の向上において障害になる。

また、背景格子間で解像度やスケールが大きく異なる場合、次のような原因で並列化効率が出にくい状況が生まれてしまう。例として Figure B-6 に示すような重合格子系を考えてみ

る。通常内側背景格子は局所的に解像度を上げるために配置されているので、計算領域は外側背景格子に対して十分に小さく、この例のように、あるプロセスの領域にかたまっていることが多い。(このケースにおいては PE1 が保持する外側背景格子の領域内に内側背景格子全領域が含まれている) この場合、データ補間時における通信は PE1 とその他の全プロセス間のデータ通信に限られる。これを MPI_send や MPI_recv に代表されるような双方向通信 (Two-sided communication) で処理した場合、PE1 は 1 つのプロセスとしか同時に通信できないため、図中左のような逐次処理となってしまい、そこで通信相手の状態に関係なく、他のプロセスのデータにアクセスできる片方向通信 (one-sided communication) を用いることでプロセス間の同期待ち時間を削減できる。同一のメモリにアクセスが生じるような処理においてはリスクとなるが、今回のような補間処理においては通信相手が一意に定まるため、片方向通信の利用は合理的であると考えられる。また、双方向通信では MPI 用に用意された中間バッファを介してデータコピーをしていたが、片方向通信においてはこれを介さず直接相手のメモリにアクセスするため、データコピーの回数を減らすことが可能である。今回の並列化においてはこの片方向通信の関数 MPI_Get を使用し、通信相手の各点の座標と物理量を取得することでデータ補間を行っている。

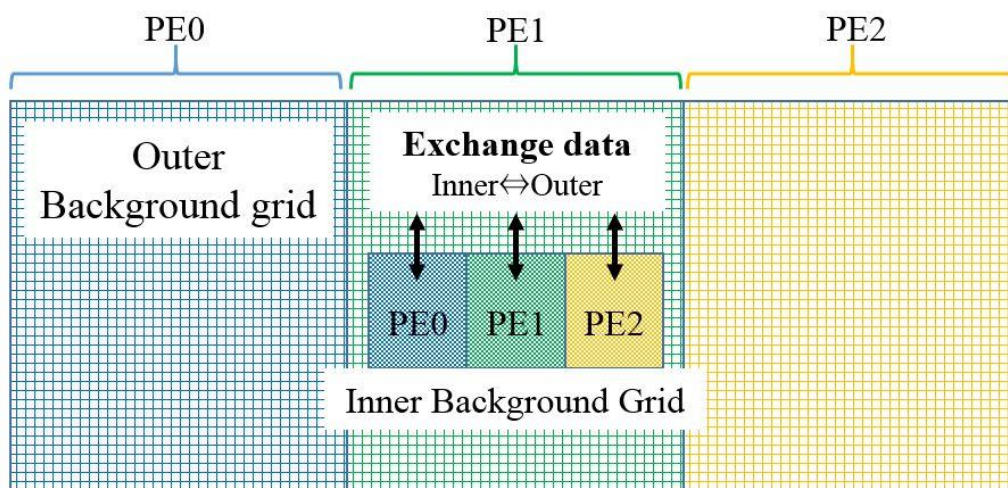


Figure B-6: 補間時に実行されるデータ通信

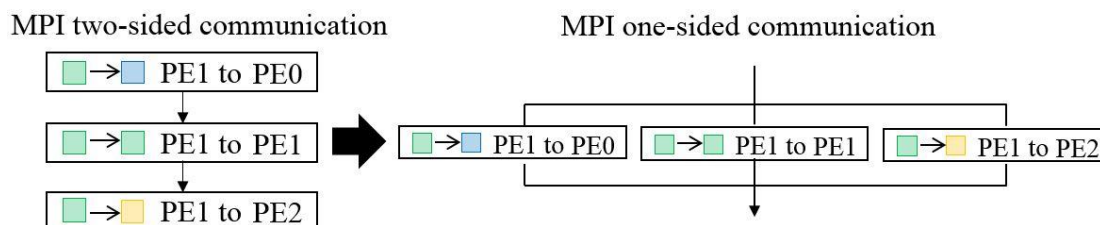


Figure B-7: 片方向通信導入による通信フローの変化

B.4 並列化効率の確認

rFlow3D に対して実施した並列化処理に関する並列化効率の評価を行う。並列化効率には大きく分けてストロングスケールリングとウィークスケールリングの 2 つの評価方法がある。ストロングスケールリングは一定の問題規模に対して並列数を増やした場合の計算時間に着目した評価であり、ウィークスケールリングは並列数に比例した問題規模を与えたときの実行時間の変化を追うものである。それぞれの評価方法における並列数と問題規模の関係を Figure B-8 に示す。

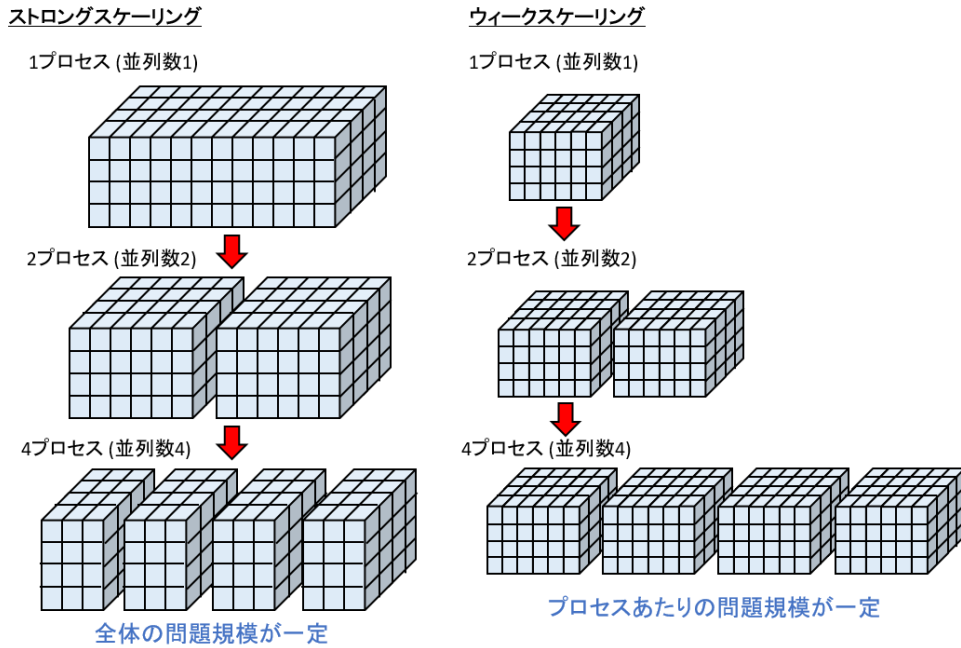


Figure B-8: 各評価手法における問題規模の与え方

B.4.1 ストロングスケールリング

並列プロセス数を増やしていったときの 1 ステップの計算時間の推移を算出することで並列化による計算時間の短縮効果を確認する。各ケースの計算時間を用いた並列化効率の指標として、式 B-2、式 B-3 に示す速度向上率 S_R と並列化効率 P_E を導入した。速度向上率は 1 プロセスで実行したときの実行時間 T_1 に対する並列数 p における実行時間 T_p の比であり、理想的な並列化であれば $S_R(p) = p$ となる。並列化効率は $S_R(p) = p$ が理想的ということに着目し、これにどれだけ近い並列化が達成されているかを表現した値であり、速度向上率に対する並列数の比で算出される。

$$S_R(p) = \frac{T_1}{T_p(p)} \quad \text{式 B-2}$$

$$P_E = \frac{S_R(p)}{p} \quad \text{式 B-3}$$

Table B-4 に検証に用いたケースの計算規模を記載した。総格子点数は約 1 億点であり、今回本論で実施した後流解析と同一規模の計算サイズとした。並列数（プロセス数）を 1,2,4,6,8,16,24 と変更し、計算時間の推移を確認した。3 枚翼の風車を 1 台計算しているのでブレード格子は 3 つ、各格子には乱流モデルを使用しない QDNS による計算を行っている。計算の実行においては JSS2 SORA-PP システムを使用し、1 プロセスあたり 12 スレッドのスレッド並列を用いて実行している。

Table B-4：検証用ケースの計算規模

	外側背景格子(OBK)	内側背景格子(IBK)	ブレード格子
分割数	301×101×101	1121×337×249	121×121×61
総格子数	3 M	94 M	900 K×3
備考	QDNS(陰的 LES)による計算		

計算時間の計測結果を Figure B-9 に、速度向上率および並列化効率を Figure B-10 に示す。単一プロセスで計算を行った場合の計算時間が 1 ステップあたり約 28 sec であったのに対し、24 並列で実行した場合は 1 ステップあたり約 5.3 sec と計算時間が 1/5 程度まで短縮されている。計算時間の内訳を見ると、計算時間の短縮効果が顕著なのは格子点数の多い内側背景格子 (IBK) における計算時間である。単一プロセスでの実行時は IBK の流体計算だけで約 22 sec 程であり全体の計算時間の 8 割方を占めていたが、24 並列時では約 1.5 sec まで短縮されており 15 分の 1 程度の計算時間になっている。IBK の計算時間が短縮されたことで全体の計算時間は高速化されている一方で、並列化効率は 24 並列時で 0.2 程度まで落ち込んでいる。これは、今回適用したブレード格子の並列化の仕様と、並列化によって発生するプロセス間の通信や待ち時間増大の影響が大きい。Figure B-9 中のブレードの計算時間に着目してみると、ブレード枚数である 3 を超える 4 以上の並列数でほぼ計算時間が変化していないことがわかる。今回の並列化においてはブレード格子を領域分割していないため、ブレード枚数以上の並列数で実行した場合に、ブレードの計算を担当しないプロセスはアイドル状態になってしまう。また、データ通信による時間の増大の影響も大きく、灰色で示す補間・その他の時間に着目すると、単一プロセスでは 1.7 sec 程度であったが、並列数を 2 にした途端に大幅に増大していることがわかる。並列数を増やすにつれてこの割合は減少傾向にあるが、これはプロセスあたりが保有するデータ量と関係している。プロセスあたりが保有する内側背景格子のデータ量を考えてみると、例えば 2 プロセスでの実行においては全体で 9400 万点であるから 1 プロセスあたりで 4700 万点の点数を扱っている。一方で 24 プロセスでの実行時は、9400 万/24 で 1 プロセスあたり 400 万点程度である。4700 万点の中から補間先のデータを探索するのと 400 万点の中から探索するのでは後者において通信に必要な時間と探索に掛かる計算量は少なく済む。

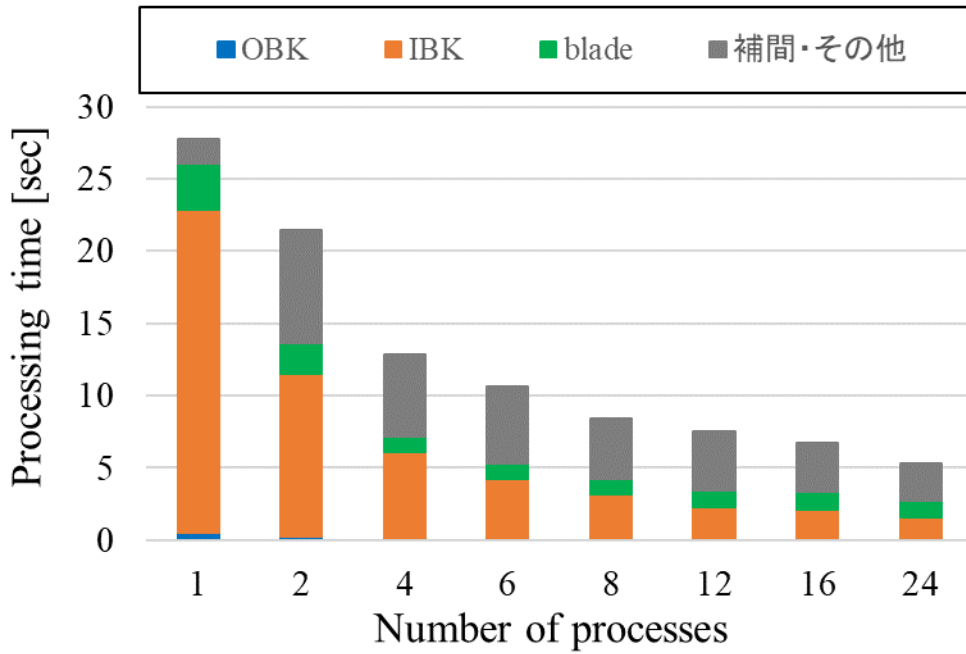


Figure B-9: ストロングスケーリングにおける計算時間の推移

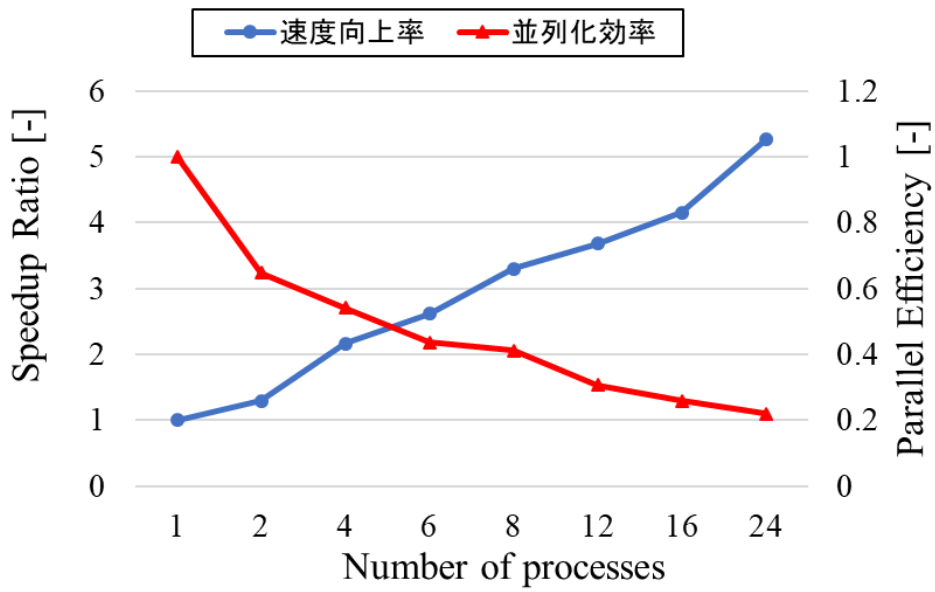


Figure B-10: 速度向上率と並列化効率

B.4.2 ウィークスケールリング

続いて、並列数に応じて計算規模を増大させた場合の計算時間を確認するウィークスケールリングによる評価を行う。プロセス数に応じた計算規模の変化について Table B-5 に示す。300 万点程度の外側背景格子，1500 万程度の内側背景格子，90 万点×3 枚翼のブレード格子を基準とし，並列数に比例してプロセスあたりの計算規模が変化しないようにケースを設定した。例を挙げると，並列数 16 の場合ではブレード数が $3 \times 16 = 48$ 枚の総格子点数 3 億 4000 万点での計算となっている。ストロングスケールリングの検討と同様，計算の実行には SORA-PP システムを使用し，1 プロセスあたりのスレッド数は 12 で計算を実行した。乱流モデルについては QDNS を使用した。

Table B-5: ウィークスケールリング検討における計算規模

並列数	1	2	4	6	8	12	16
OBK 格子点数	3 M	6 M	12 M	18 M	24 M	37 M	49 M
IBK 格子点数	15 M	31 M	62 M	93 M	124 M	185 M	247 M
ブレード格子点数	900K ×3	900K ×6	900K ×12	900K ×18	900K ×24	900K ×36	900K ×48
総格子点数	21 M	42 M	85 M	127 M	169 M	254 M	340 M

計算時間の変化を Figure B-11 に示す。各格子の流体計算部においては全体の計算規模が大きくなったとしてもほぼ一定に保たれているが，並列数の増大に比例してデータ補間や通信に掛かる時間が大きなウェイトを占めてきており，並列数 4 以上で合計計算時間の半分以上がデータ通信および補間の実行時間となっている。特に時々刻々と位置が変化するブレード格子と内側背景格子間の補間プロセスにおいては 1 ステップごとに座標から通信相手を割り出す必要があり，全体の計算規模が増大するにつれて座標計算で扱うデータ規模が増大していくため，影響が顕著に表れている。MPI で扱うのは分散メモリのシステムであるため，逐一相手側の格子各点の座標を読み取る必要があり，数億点規模の計算となれば一回ごとの読み取り量も非常に大きいものとなる。移動重合格子系の並列化においてはこのデータ通信がボトルネックであり，高い並列化効率の実現に向けてはデータ補間における補間先の探索処理において探索範囲を減らし，限定された範囲だけでのデータコピーが実行されるような工夫が必要だと考えられる。

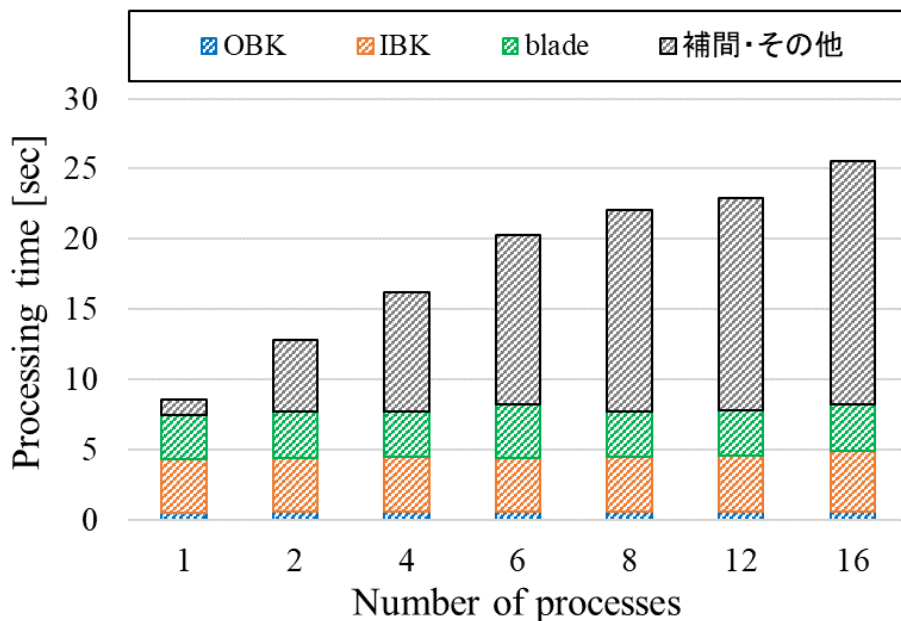


Figure B-11: ウィークスケーリングにおける計算時間の推移

B.5 並列化まとめ

rFlow3D の流体計算部および補間処理に対して MPI による並列化を施すことで計算時間の短縮を図った。移動重合格子系特有の問題として、ステップごとに格子間の相対位置を計算してデータ補間を行う必要があることから、単純な並列化ではデータ通信が実行時間に対して占める割合が増大してしまい、高い並列化効率の実現は難しいことがわかった。一方で、これまで実行に制限があったメモリ容量の問題を一部解決し、同一の計算規模であれば 16 プロセスで 4 倍程度まで計算スピードを向上させることに成功した。今後の改良点としては、並列数を増やしたときに割合の大きいデータ通信の実行時間の低減のため、重合格子更の移動先の座標位置からある程度データコピーを行う相手先の座標を限定し、少ないデータ点数のコピーで済むようにアルゴリズムを改良していくことが考えられる。また、並列数とブレード枚数との差が大きくなった場合の効率の低下も課題である。ウィークスケーリングで検討したような問題のブレード数>プロセス数である場合は並列化の恩恵が受けられるが、ストロングスケーリングで検討した条件のようなプロセス数>ブレード枚数となるような条件においてはアイドル状態となるプロセスが多く発生してしまう。計算精度とのトレードオフもあるが、ブレードについても領域分割を一部加えるなどしてロードバランスを保つような工夫が今後は必要かもしれない。

付録C 自然風のモデル化と風車後流解析

C.1 大気境界層によるウインドシアの影響

C.1.1 解析ケース

大気境界層の平均的な鉛直速度分布は経験的にべき法則 [92]によって記述されることが知られている。風車回転中心高さ h における風速 U_h と地表状態によって決定されるべき定数 n を決定することで任意の地表高度 z における風速 U_z を以下の式 1 のように算出することができる。

$$U_z = U_h \left(\frac{z}{h}\right)^{\frac{1}{n}} \quad \text{式 C-1}$$

本稿では各パラメータについて表 3.3 のように設定した。一般的な商用風車を想定し、回転中心の高さ h を風車直径と同一の $h = 1D$ とした。回転中心高さでの風速 U_h を MEXICO 風洞試験における一様風速と同一とし、地表面の状態は平坦地形を想定した $n = 7$ とした。以上のパラメータより算出された速度分布を背景格子に与える。ただし、べき法則分布とは経験則であり、Navier-Stokes 方程式から得られるものではない為、粘性項の影響により導入した分布が平滑化してしまうことが考えられる。そこで Euler 方程式を外側背景格子における支配方程式とすることで、流入境界に与えた速度分布を保持し、内側背景格子内の風車に流入させた。

以上のモデリングを用い、ウインドシアを導入した解析を実施する。Table C-1 にべき乗による風速分布の作成に用いたパラメータを示す。まず風車のタワーの高さであるが、一般的に風車の回転軸の高さは風車直径程度またはそれより低く、代表スケールとして風車直径 D と同一とした。最適周速比条件のものと比較するため、ハブ高さにおける基準風速は 15 m/s とし、ウインドシアの強さを表すべき定数は平坦地形を想定した $n=7$ とした。洋上風力の場合では地表面の粗度が小さいため、一般的には $n=10$ 程度の値が用いられるが、ウインドシアの影響がより顕著に現れるよう、地表面粗度を平原並みとして設定している。 $n=7$ のウインドシアは風車翼の最高到達点と最低点とでおよそ 15% 程度の速度差をもつ風速分布となる。

Table C-1: べき乗則によるウインドシアのパラメータ

回転中心高さ h [m]	4.5 (= 1D)
基準風速 U_h [m/s]	15
べき定数 n [-]	7

C.1.2 導入したウインドシアの確認

導入したべき乗則が適切に風車に流入していることを確認するため、風車前方における主流方向速度の鉛直分布を取得した。風車の回転中心 $(x,y,z) = (0,0,0)$ を基準に、サンプリング箇所は $y = 0$ 断面について $(x,y) = (-0.5D, 0), (-1D, 0), (-2D, 0)$ の3箇所と、 $y = -2D$ の断面における $(x,y) = (-0.5D, -2D)$ の計4箇所とした。サンプリング位置について Figure C-1 に、取得した風速分布を Figure C-2 に示す。理論値のべき乗則の値と比較すると、風車面から $2D$ 前方 $(-2D, 0)$ では、べき法則の分布が保持されていることが確認できる。一方で $(-1D, 0)$ 地点においては境界層の形状自体は保持されているものの、流入条件と比較すると全体として5%程度減速している。更に風車に接近し、 $(-0.5D, 0)$ に着目すると、風車位置である $z/D = -0.5 \sim 0.5$ において10%程度の顕著な減速傾向が確認された。水平方向に $2D$ 離れた $(-0.5D, -2D)$ 地点では、ほぼ、べき法則に従った分布が得られていることから、この減速傾向は、風車のブロック効果によるものであるとわかる。この前方風の減速効果について、Medici [93]が風洞試験とCFDを通じて評価を行っている。これらの結果によると、減速効果は風車前方 $2 \sim 3D$ では1%程度であり、 $0.5 \sim 1D$ 付近で顕著に現れている。この結果は風車の運動量理論から求めた結果と定性的、定量的に妥当な結果であることが示されており、本計算の傾向もこれらの結果と定性的な一致を示している。以上の考察から、本計算は風車のブロック効果を考慮した上でABLの鉛直風速分布が適切に導入されていると考える。

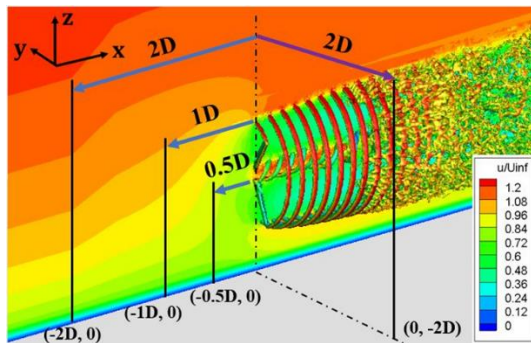


Figure C-1: 風速取得位置

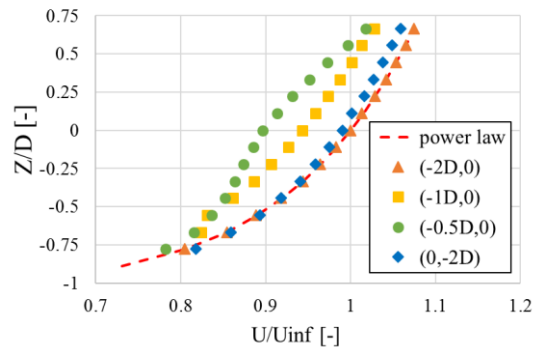


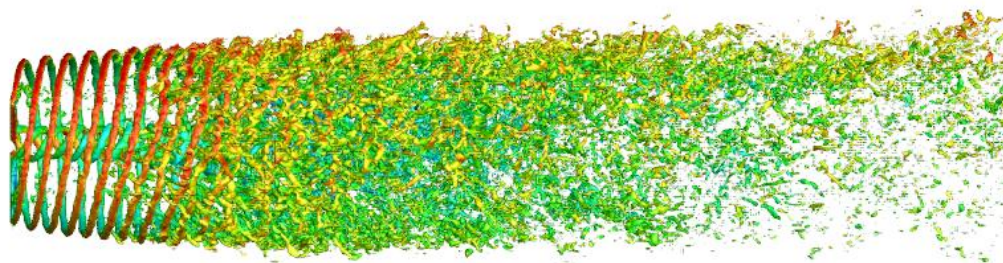
Figure C-2: 風車前方における風速分布

C.1.3 ウインドシアによる後流構造への影響

ウインドシアを受ける風車後流の様子を確認するため、まずは全体の流れ場の様子を渦度の等値面より確認する。Figure C-3 に大気境界層を模擬したケース $ABL n=7$ と参照値である一様流ケースの比較を示した。流入風向は左手側から右手側である。 $X/D = 0 \sim 1.0$ の近傍後流域で翼端渦列の螺旋構造が確認することができるが、この螺旋渦の傾きに注目すると、ABL のケースではその傾きがより急峻なものに変化しており、ウインドシアによる上下の風速差による移流速度の差による構造の変形が見て取れる。このような鉛直方向の非対称性は、 $X/D = 6$ などの遠方後流域でも確認でき、ロータの回転中心より上側の領域では小規模渦が残留しやすく、下側での散逸が大きい傾向が得られた。これは上下で渦の移流速度が

異なることで渦列間隔が変化し，渦同士の干渉によって引き起こされる渦崩壊の進行に差異が生じているものと考えることが出来る．

ABL n=7



一様流

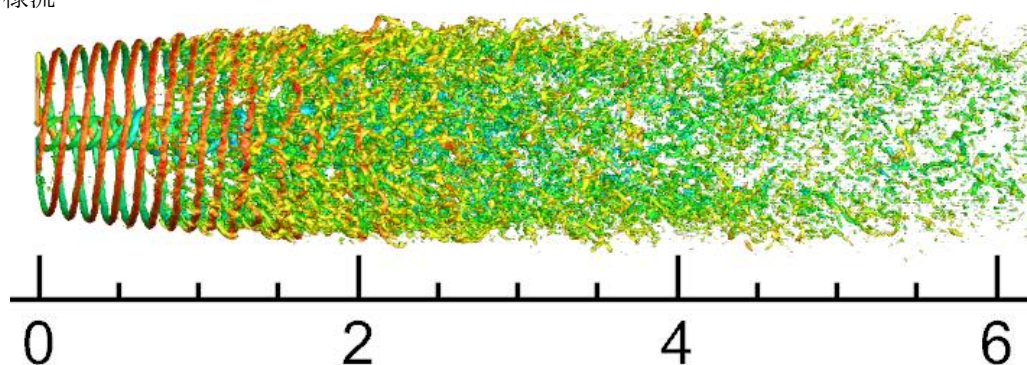


Figure C-3：渦度等値面の比較 (vor* = 0.5)

XZ 平面で捕捉される上下の渦列の推移を確認する．渦中心位置の流れ方向および半径方向の移流の様子を Figure C-4 に， $X/D = 0 \sim 1.0$ の範囲における渦間距離の平均値を Figure C-5 に示した．先に述べたようにウインドシアによる風速差が渦の流れ方向の移流速度に変調を与え，ロータ上部 (upper) とロータ下部 (lower) で 2 割程度渦間距離が異なるという結果が得られた．また，半径方向の渦の広がりにも差があり，lower で半径方向の広がりが大きく，upper では小さくなる傾向があった．これは風車の回転数が一定の中で流入風束が高さで変化することで，局所的に周速比が変化したものと考えられる．ブレード位置が地面に近いほど風速が小さくなるため局所的な周速比は大きくなり，渦間距離は小さくなる．結果渦列の干渉と崩壊が促進され，乱流拡散が活発になっている．

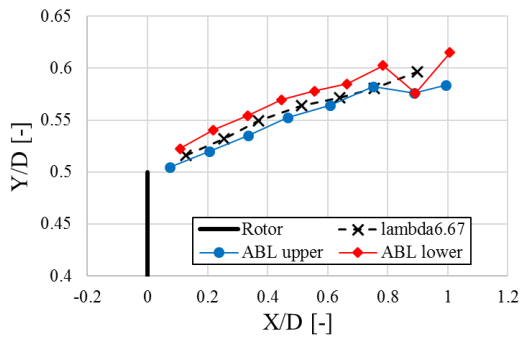


Figure C-4: 翼端渦の推移

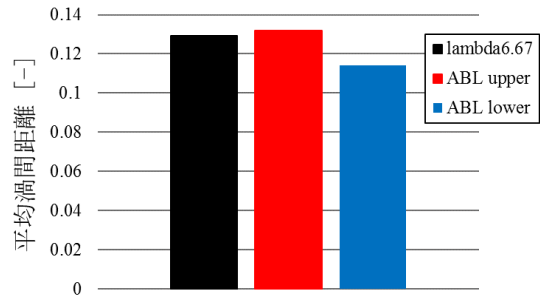


Figure C-5: 平均渦間距離

C.1.4 速度分布およびロータ等価風速

ウインドシアの影響によって確認された渦度分布の差が速度回復にどのように影響しているのだろうか。主流方向速度の推移から確認を行う。Figure C-6 に XZ 平面における主流方向速度分布を示す。それぞれ瞬時場のコンターを示した。大気境界層条件においては、高さごとに流入風速が異なり、風車前方の減速域も上下非対称になっている様子が確認できる。一方で後流域の速度欠損に関しては上下の非対称は顕著には現れていない。より定量的な確認のため、各後流位置における風速鉛直分布を Figure C-7 に示した。風車に近い $X/D = 0.5$ の分布形状を見ると、大気境界層条件では僅かに $Z/D > 0$ で速度が大きく、 $Z/D < 0$ で小さい、すなわちウインドシアによる上下の速度差が反映された風速分布となっているが、遠方に向かうにつれてこのような傾向は消え、一様流条件とほぼ同様の回復傾向を示している。

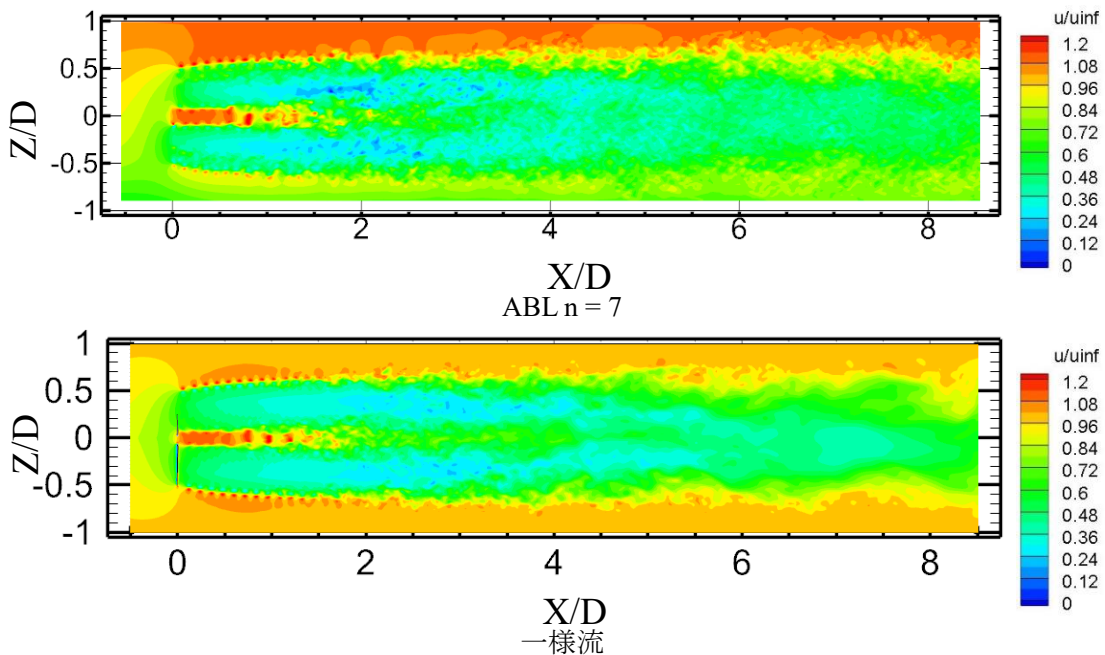


Figure C-6: 主流方向速度コンターの比較 (上 : ABL n=7 下 : 一様流)

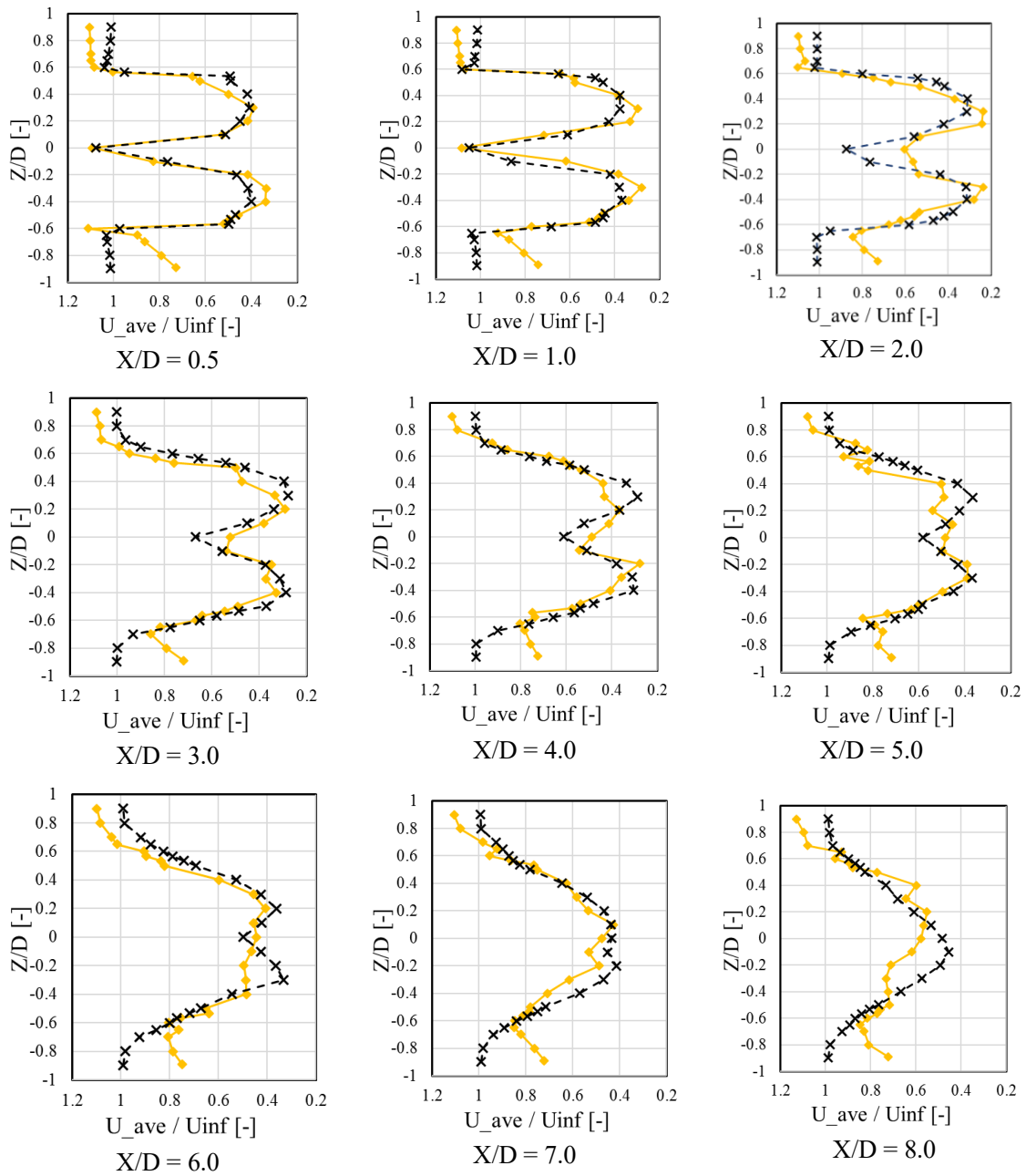


Figure C-7: 主流方向速度の鉛直分布の推移 (Y=0 平面による)

最後にロータ等価風速による一様流条件との比較を Figure C-8 に示す. 一様流条件と大気境界層条件とで風速極小位置がほぼ変化しないことから, 先に示したような渦列特性の変化はあるものの, 速度回復の観点から近傍後流の構造に与えられる影響は小さいものといえる. また, 遠方後流における回復過程においても一様流条件と大気境界層条件では明確な差は見られなかった. 以上の結果は, 大気境界層によるウインドシアによって直接後流域に輸送される運動量は小さく, 風速回復への寄与がわずかであることを示している.

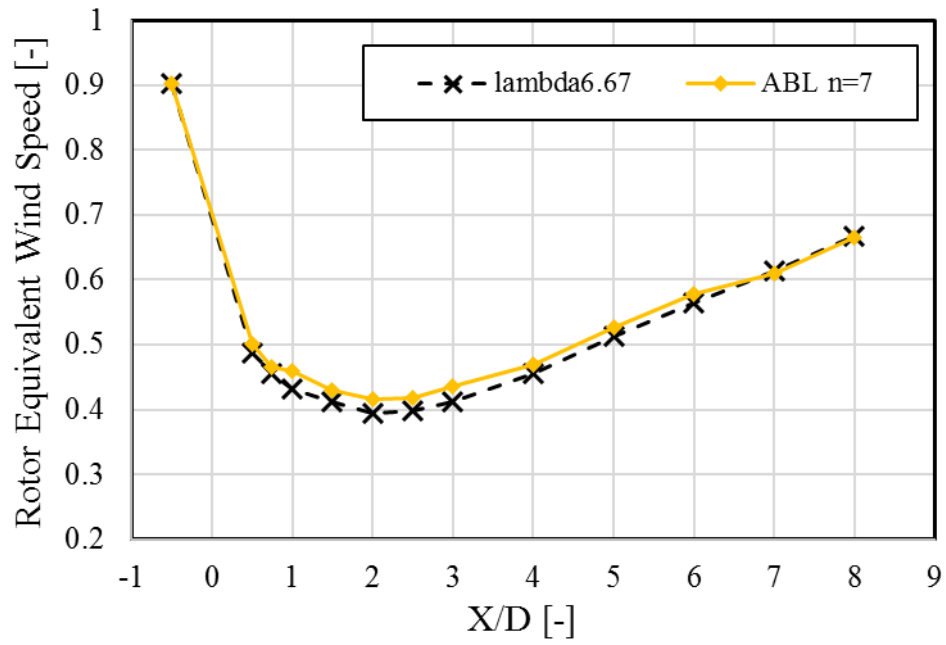


Figure C-8: ロータ等価風速の比較 (ABL と一様流)

C.2 変動流入風による影響

自然風が持つ風速変動による後流域への刺激が風速回復に与える影響を確認するため、Kaimal モデルより作成した風速変動を流入条件として与えた数値解析を実施し、後流域の速度分布及び渦崩壊の推移について、一様流条件との比較を行う。

C.2.1 解析ケース

現実の自然風においては一様流ではなく、風速変動を含んでいることが知られており、後流域の翼端渦の不安定性に影響するものと考えられる。この自然風のモデル化として IEC で広く利用されているものに Kaimal [94] のスペクトルモデルが存在する。式 C-2 に Kaimal モデルのスペクトルを示した。ここで、 f は風速変動の周波数、 L_k は基準となる積分スケール、 V_{hub} はハブ高さにおける風速、 σ_k は平均風速からの標準偏差である。

$$\frac{fS_k(f)}{\sigma_k^2} = \frac{4fL_k/V_{hub}}{\left(1 + \frac{6fL_k}{V_{hub}}\right)^{\frac{5}{3}}} \quad \text{式 C-2}$$

変動風の作成は [95] [96] を参考にし、rFlow3D の流入条件に組み込んだ。自然風況が持つ風速変動は完全にランダムというわけではなく、あるスケールを持った低風速域・高風速域が混在しているため、自然風のモデル化にはある程度の空間相関を持たせた風速変動を作る必要がある。空間相関の条件を満たすため、次のようなガウス関数を用い、コレスキー分解を用いて作成した。

Table C-2: 変動風作成に用いたパラメータ

	u	v	w
基準標準偏差 σ_k	σ_1	$0.8 \sigma_1$	$0.5 \sigma_1$
積分長さ L_k	0.14	0.11	0.07

以上の手順で作成した変動風を流入境界の値として設定することで、風速変動を考慮した流入風条件を作成した。

$$\begin{aligned} U_{\text{turb}} &= U_{\infty} + u'(t) \\ V_{\text{turb}} &= v'(t) \\ W_{\text{turb}} &= w'(t) \end{aligned} \quad \text{式 C-3}$$

作成した乱流場を時間経過に応じて、流入風設定用格子との位置関係をずらしていくことで、変動する流入風を再現した。流入境界の風速 $u_{bc,n}$ は、式 C-4 に記すように作成した流入風の格子から線形補間を用いて導入を行った。

$$u_{bc,n} = u_{g,n+1} \frac{x_n - \xi_n}{\xi_{n+1} - \xi_n} + u_{g,n} \frac{\xi_{n+1} - x_n}{\xi_{n+1} - \xi_n} \quad (n = 1, 2, 3) \quad \text{式 C-4}$$

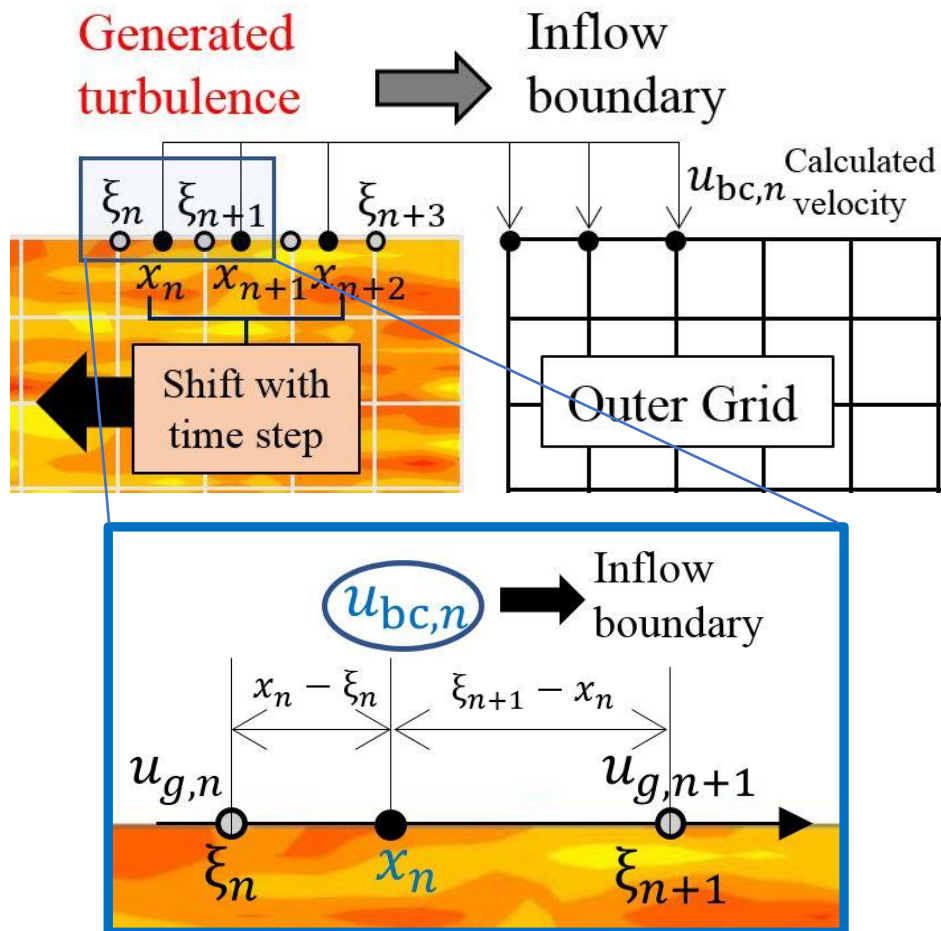


Figure C-9: 流入境界における乱流風の導入

Table C-3 の設定に従い、項の手法を用いて変動を含んだ風分布を作成した。ここで乱流強度の目標値は IEC に定められた Class B の乱流強度に該当する。

Table C-3: 乱流生成条件

流入風作成用格子の分割数	701×101×101
計算空間	30D×5D×5D
乱流強度の目標値 (平均流入風速 U_∞ に対する標準偏差)	主流方向 u : 14% 横方向 v : 11% 鉛直方向 w : 7%
使用したスペクトル	Kaimal モデル
風速変動周期の範囲	$f < 80$ [Hz] (無次元周波数 $\frac{fD}{U_\infty} < 24$)

C.2.2 流入風の乱流特性の確認

作成した変動風について、各方向速度の乱流強度とスペクトルを確認する。乱流強度の定義は IEC の定義を参考にしており、次のように各方向速度の平均を取ったのち、平均値からの偏差の 2 乗平均を取ることで算出した。これらの算出に用いるデータは外側背景格子におけるロータ中心位置にて取得した。

$$U_{ave} = \frac{1}{N} \sum_i u_i \quad \text{式 C-5}$$

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N} \sum (u_i - U_{ave})^2} \quad \text{式 C-6}$$

ここで、 U_{ave} は各方向速度の平均値、 u_i は各位置における速度である。サンプリング総数 N は外側背景格子における X 方向の分割数である。ここで、乱流強度の算出に関して、時系列データを空間分布で代替していることに注意されたい。導入した風速変動の標準偏差について Table C-4 に示した。主流方向の風速変動に関してはおよそ目標値通りの値が実現されているが、直交成分の風速変動に関しては大きな減衰を受ける結果となった。これは計算格子の離散化による数値粘性による減衰だと考えられる。ここでは定量的な議論は避け、ある周波数帯の変動を翼端渦列に対して与えたケースとして考える。

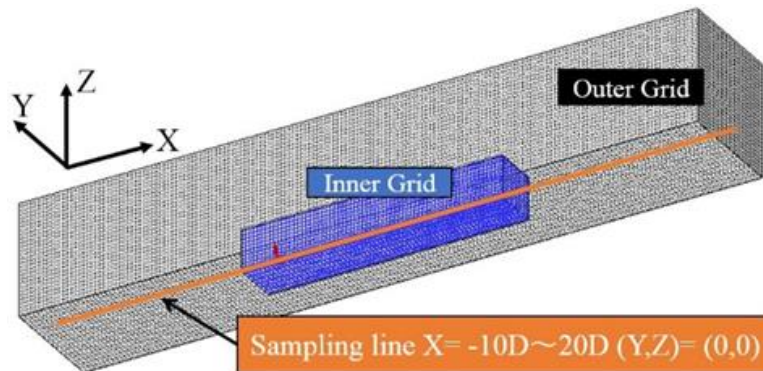


Figure C-10: データ取得位置

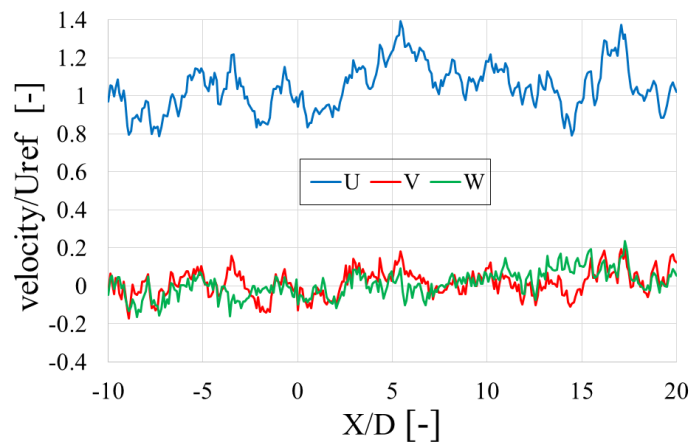


Figure C-11: 各軸方向の風速分布

Table C-4: 作成した流入風の乱流強度

	X 方向乱流強度 σ_u	Y 方向乱流強度 σ_v	Z 方向乱流強度 σ_w
生成した変動	0.136	0.0645	0.0613
目標値	0.14	0.11	0.07

続いて、生成した変動のスペクトルについて確認する。式 C-7 に示すフーリエ変換を用いて時間空間から周波数空間への写像を行う。フーリエ変換で得られるスペクトルは複素数であるから、式 C-8 のように絶対値の平方根を取ることでその強度を確認する。

$$F(f) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N u_n e^{-i\frac{2\pi f n}{N}} \quad \text{式 C-7}$$

$$S_p(f) = \sqrt{|F(f) * F(f)|} \quad \text{式 C-8}$$

ここで、 f は周波数、 n はサンプリング数である。流入変動のパワースペクトルを Figure C-12 に示す。得られたスペクトルは Kaimal モデルと同等になっていることがわかる。ここで生成される変動風の周波数は、作成に用いた乱流格子の分割数に依存するため、長周期側と短周期側の変動は無視されていることに注意されたい。乱流格子によって解像される変動のスケールは、最大で計算空間の半分であり、最小のもので格子間距離程度のものである。これらのスケールより大きい（長周期）変動と小さい（短周期）についてはモデル化の範囲外となっている。

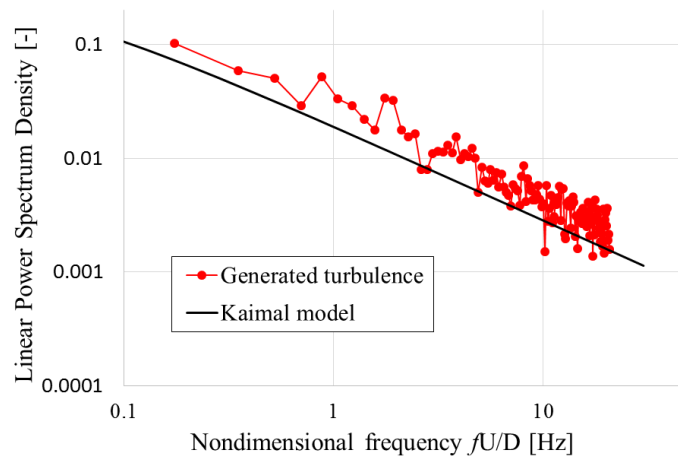


Figure C-12: 作成した乱流のスペクトル

C.2.3 渦度分布

乱流流入条件を付加した後流解析ケースと一様流条件の後流構造の変化について、渦度等値面の比較を行う。Figure C-13 に渦度等値面を示した。大きく構造が異なるのは $X/D = 1.0\sim 2.0$ の螺旋構造の違いであり、一様流条件では螺旋構造が維持されたまま渦糸に不安定性が現れて崩壊していく。一方で、乱流流入条件では翼端渦の渦糸が絡み合うような挙動を見せており、より大規模な攪拌が近傍後流域で生じている。

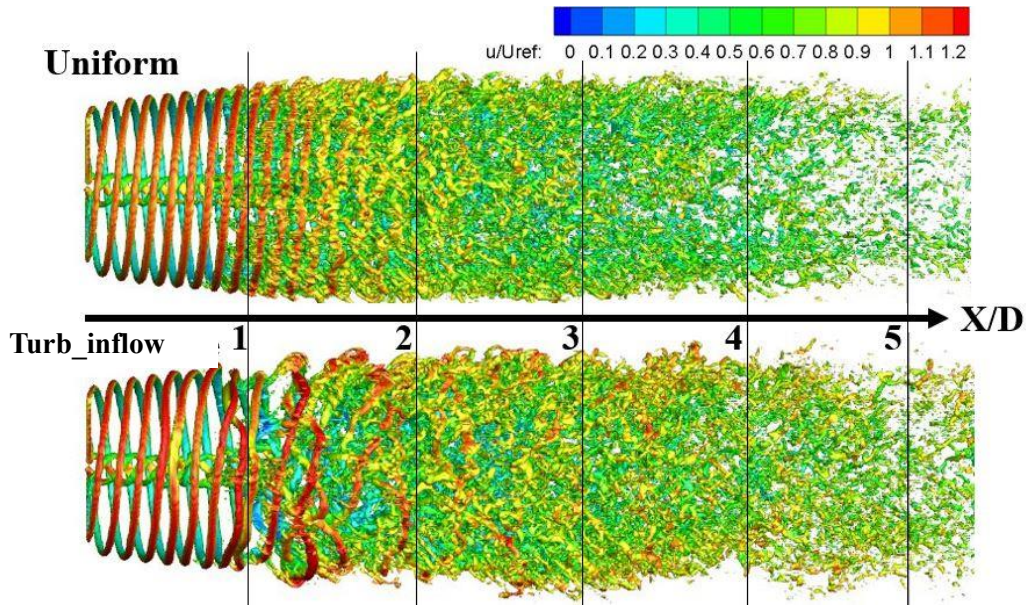


Figure C-13 : 渦度等値面の比較

C.2.4 ロータ等価風速

ロータ等価風速の推移について、一様流条件との比較を Figure C-14 に示した。風速の極小位置を比較すると、一様流条件では $X/D = 2.0$ 周辺まで風速低下が続いているのに対し、乱流流入条件では $X/D = 1.0 \sim 1.5$ で風速低下が止まり、以降では回復に転じていることがわかる。その結果、ロータ等価風速の極小値に差が生まれ、一様流条件では U_{REWS} の極小値が約 0.4 (40%)、乱流流入条件では約 0.45 (45%) と 5% 程度速度欠損が抑えられていることになる。洋上風力発電所における平均離隔距離 ($\Delta X/D = 6$) では 10% ほど大きくなっている。

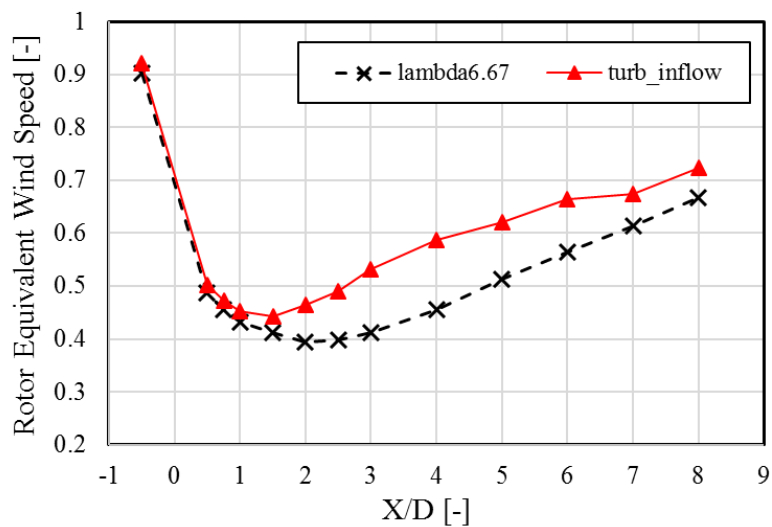


Figure C-14 : ロータ等価風速の推移 (乱流流入条件)

C.2.5 DMD によるモード分解

一様流条件と同様に DMD による周波数分解を行う。各周波数帯における風速変動エネルギーの寄与率を Figure C-15 に示した。変動風を受けることでロータ回転周波数以上の高周波数帯の変動が抑制され、 $f^* = 1.0$ 以下の長周期変動成分がより卓越している。これは制御なし条件において確認されていたロータ回転周波数以上の高周波数帯の変動が近傍後流に集中していたことを考慮すると、Figure C-13 で見られていた近傍後流域の翼端渦螺旋構造の早期崩壊の影響が反映されたものと考えられる。制御なし条件よりも早期に遠方後流における回復過程に入ることによって長周期成分の寄与が増大している。この結果は、周期的ヨー角条件のような非定常制御を考えたとき、高周波数帯域の変動を与えても自然風の持つ変動によって散逸が進み、意図した変動が遠方の後流域まで残留しない可能性が大きいことを示唆している。

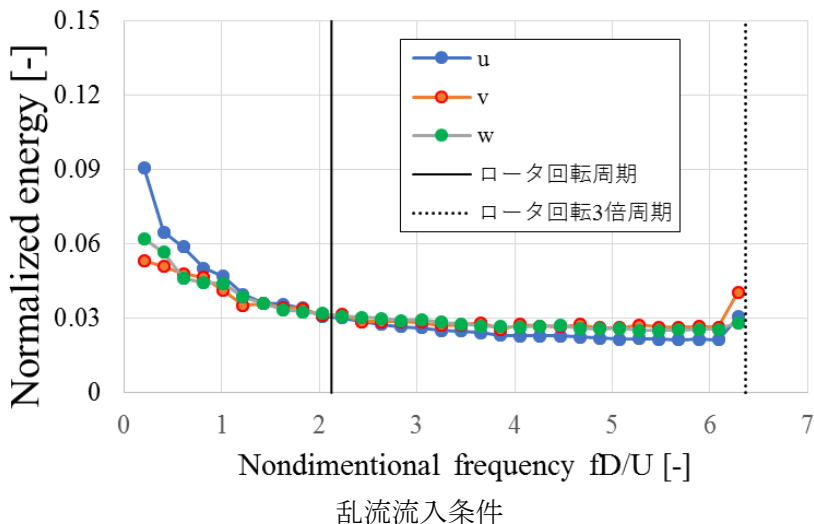
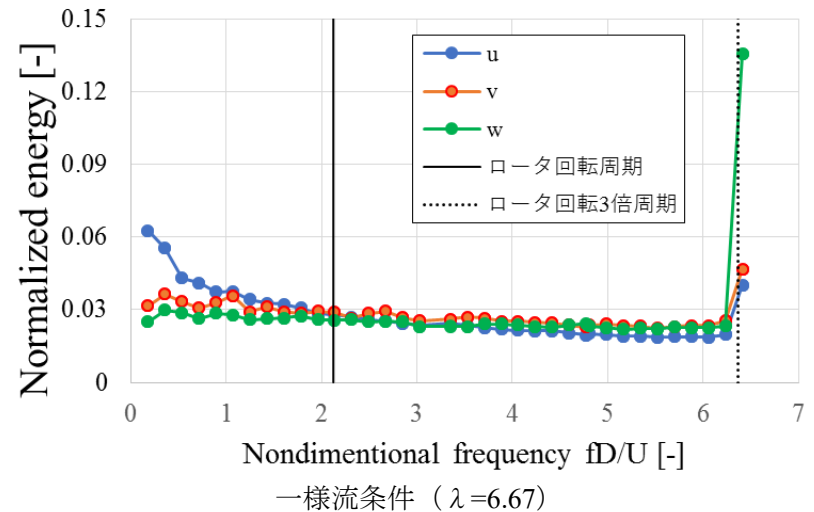


Figure C-15: ダイナミックモードの乱流エネルギーから得られた、周波数ごとのエネルギー寄与率 (乱流流入条件)

続いて、近傍後流におけるレイノルズ応力分布の一樣流条件との比較を示した。翼端渦列に特徴的に見られる正負のレイノルズ応力が千鳥配置で現れる構造について、一樣流条件においては $X/D=1.0\sim 1.5$ まで確認できるのに対し、乱流流入条件においては $X/D=0.5$ 近傍で消失している。代わりに主流からの運動量流入を表す負のレイノルズ応力分布が生じており、これが Figure C-14 におけるロータ等価風速の差の主要因となっていると考えられる。以上の結果は、早期の渦崩壊を生じさせること有効であると予想できる。

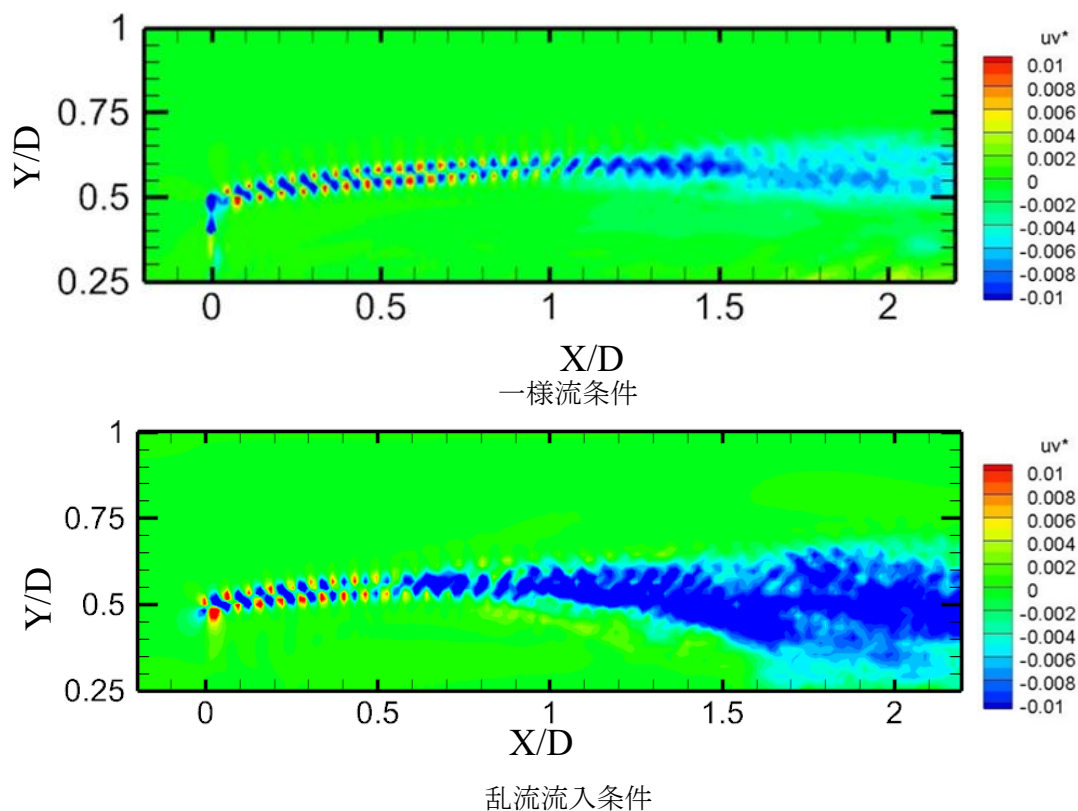


Figure C-16: 近傍後流におけるレイノルズ応力分布

付録D 後流干渉計算による風車出力低下の予測

ここでは、風車後流干渉が生じる条件における後流解析を実施し、風車間の主流方向・横方向離隔距離が変化したときの出力低下の傾向について確認する。風車 2 台を計算対象とした後流干渉計算に加え、洋上のウインドファームを模擬した計算を実施し、各風車の後流干渉の様子と出力低下の様子についてまとめた。

D.1 解析ケース

風車後流干渉の条件を再現するため、風車を複数台配置した解析を実施する。風車 2 台間の後流干渉条件を解析したケース群と、デンマークの洋上風力発電所の配置を模擬した 20 台計算を実施した。対象風車は第 2 章で述べた MEXICO 風車とした。Table D-1 に風車諸元について再掲する。

Table D-1：解析対象風車諸元（2 章のものを再掲）

翼枚数	3
風車直径 [m]	4.5
主流風速 [m/s]	15
周速比 [-]	6.67
回転数 [rpm]	424.5

まず、風車 2 台の干渉計算については、流入方向および半径方向の離隔距離を変化させた 10 種類のケースを実施した。流入方向の離隔距離に関しては、近傍後流域での干渉と遠方後流域での干渉を調査するため $\Delta X/D=2.0$ と 5.0 の 2 種類を設定した。対して、半径方向の離隔距離は $\Delta Y/D = 0, 0.25, 0.5, 0.75, 1.0$ の 5 種類を設定し、流入方向と合わせて計 10 種類のケースを実施した。Figure D-1 に 2 台の風車の配置設定の概略図を示す。各ケースの 2 台の風車のうち、上流側を WT1、下流側を WT2 と呼称する。

風力発電所の模擬解析に関しては、デンマークのミドルグロン風力発電所における配置を参考に設定した。今回計算に用いたのは風洞試験用風車であるため、実際に発電所 [97] に導入されている 2 MW 級風車とのスケールの比を用いて全体をスケールダウンさせている。風車のハブやナセル、タワーなどは計算の簡略化の為除外した。実際は各風車のアジマス角がばらばらで運転しているのが普通であるが、今回はすべての風車に同一の回転数・アジマス角を設定している。

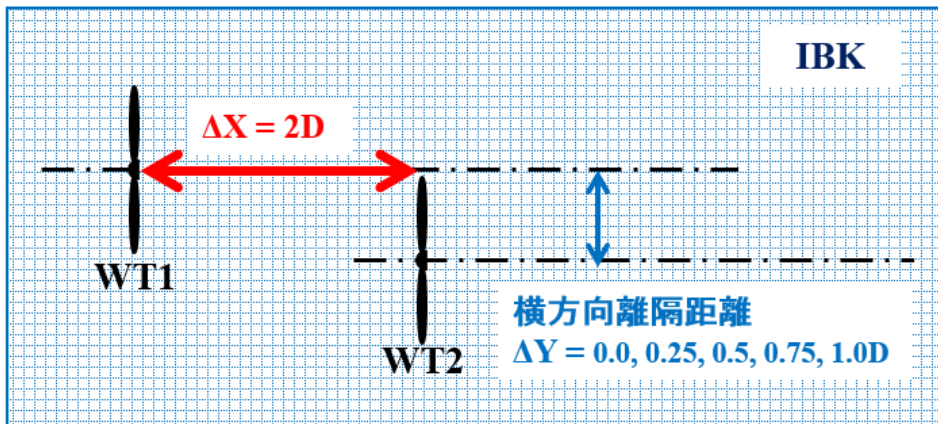
Table D-2: 解析ケース一覧

ケース名	風車台数	主流方向離隔距離 $\Delta X/D$ [-]	半径方向離隔距離 $\Delta Y/D$ [-]	備考
Near-R0			0.0	
Near-R0.25			0.25	
Near-R0.5	2	2.0	0.5	
Near-R0.75			0.75	
Near-R1.0			1.0	
Far-R0			0.0	
Far-R0.25			0.25	
Far-R0.5	2	5.0	0.5	
Far-R0.75			0.75	
Far-R1.0			1.0	
WPP1		-	約 2.4	2つのケースで流入風向を 90° 変更し, 風車を風向に対して正対
WPP2	20	約 2.4	0.0~0.4	

Table D-3: 風車 2 台の干渉計算における格子情報

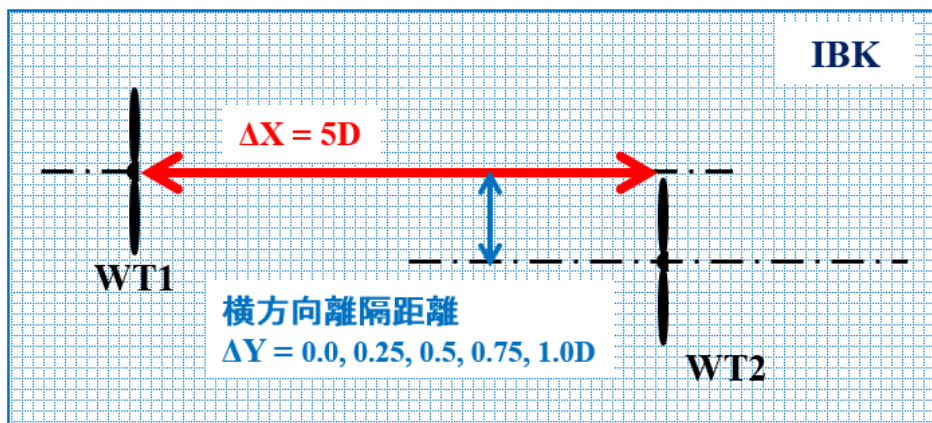
	ブレード格子	内側背景格子	外側背景格子
計算領域	-	9D × 2.7D × 2D	30D × 10D × 10D
分割数	121 × 121 × 61	1121 × 337 × 249	301 × 101 × 101
最小格子幅	$y^+ \approx 1$	0.32 c	4 c
合計セル数	2.7 M × 2	94 M	3M

近傍後流干涉(Near-ROO)



近傍後流干涉

遠方後流干涉(Far-ROO)



遠方後流干涉

Figure D-1 : 後流干涉計算における風車配置

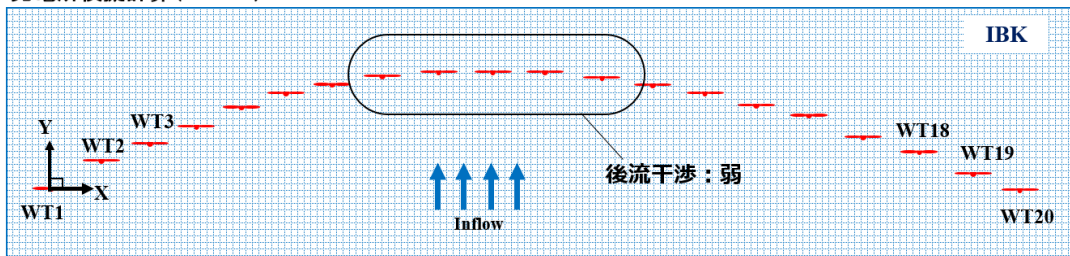
Table D-4：発電所模擬解析の風車配置

風車番号	X 座標 [X/D]	Y 座標 [Y/D]	風車番号	X 座標 [X/D]	Y 座標 [Y/D]
WT1	0	0	WT11	23.9	2.02
WT2	2.37	0.419	WT12	26.3	1.98
WT3	4.73	0.767	WT13	28.7	1.89
WT4	7.11	1.09	WT14	31.1	1.75
WT5	9.49	1.36	WT15	33.5	1.58
WT6	11.9	1.58	WT16	35.9	1.36
WT7	14.3	1.75	WT17	38.3	1.09
WT8	16.7	1.89	WT18	40.7	0.791
WT9	19.1	1.98	WT19	43.1	0.442
WT10	21.5	2.02	WT20	45.4	0.04

Table D-5：発電所模擬計算の格子条件

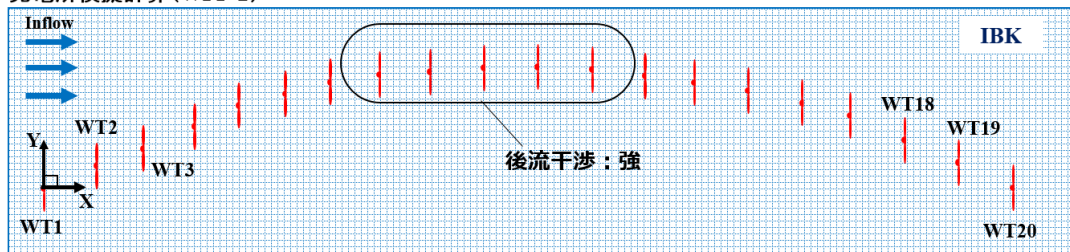
	ブレード格子	内側背景格子	外側背景格子
計算領域	-	50×5×2D	67×20×10D
分割数	121×121×61	2489×249×101	535×161×81
最小格子幅	$y^+ \approx 1$	0.8 c	5 c
合計セル数	2.7 M×20	62 M	7 M

発電所模擬計算(WPP-1)



WPP1（後流干渉なし条件）

発電所模擬計算(WPP-2)



WPP2（後流干渉あり条件）

Figure D-2：発電所模擬解析の格子

D.2 後流干渉が存在する場合の流れ場

D.2.1 風車 2 台間の干渉

後流干渉による後流域の様子を可視化によって確認する。ハブ高さでスライスした XY 平面における渦度分布について、近傍後流干渉条件を Figure D-3 に、遠方後流干渉条件を Figure D-4 に示した。同様に主流方向の速度分布を Figure D-5 および Figure D-6 に示した。

後流干渉の状態は、その干渉度合いによって分類することができる。(a)後流干渉が存在しない条件を基準とし、前方風車の後流域の一部に回転面が干渉する(b)部分干渉条件、回転面の全面が前方風車の後流域と干渉する(c)全面干渉条件である。今回のケース群で該当するものを渦度分布より判別すると、まず干渉なしの条件は $\Delta Y/D = 1.0$ がこれに近い条件となっている。 $\Delta Y/D = 0.5, 0.75$ は部分干渉条件、 $\Delta Y/D = 0, 0.25$ は後流域の拡大を加味すると全面干渉条件に該当している。

まず、干渉なし条件とした Near-R1.0 と Far-R1.0 ケースに着目すると、いずれのケースにおいても渦度分布において WT1 の渦列が WT2 を回避するように移流していることがわかる。これは WT2 周辺に発生する拡大流の影響である。WT2 の速度欠損の大きさを見ても WT1 とほぼ同程度であり、前方風車の後流の影響をほぼ受けずに運転していると判断できる。

続いて部分干渉条件となる Near-R0.5, Near-R0.75, Far-R0.5, Far-R0.75 に関しては、後流干渉により、WT2 の後流速度分布が左右非対称の構造になっていることが確認できる。また、WT2 の上流に関しても、WT2 のブロック効果によって WT1 の後流域の速度欠損が大きくなっていることが確認できる。

全面干渉条件である Near-R0, Near-R0.25, Far-R0, Far-R0.25 のケースに関しては、WT1 の渦列を WT2 による拡大流が押し広げ、後流域が広がりつつ渦列が崩壊していく様子が確認できる。また、WT2 の推力によって後流域の速度欠損が大きく低下しており、干渉なしの条件では最低でも主流方向速度の 30%程度であった欠損が 10%を下回るほどになっている。

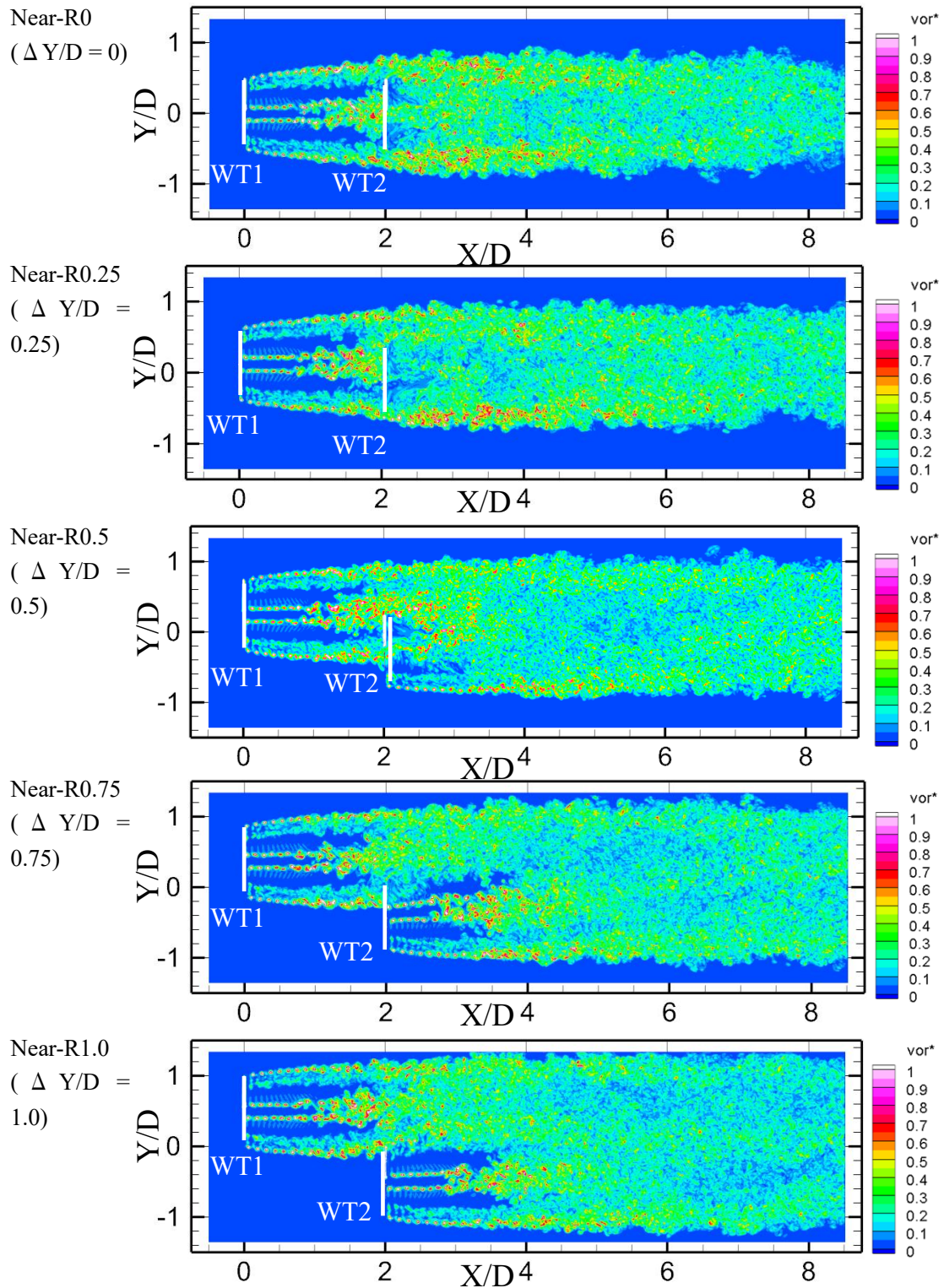


Figure D-3 : 渦度コンター ($\Delta X/D = 2.0$, 後流干渉ケース)

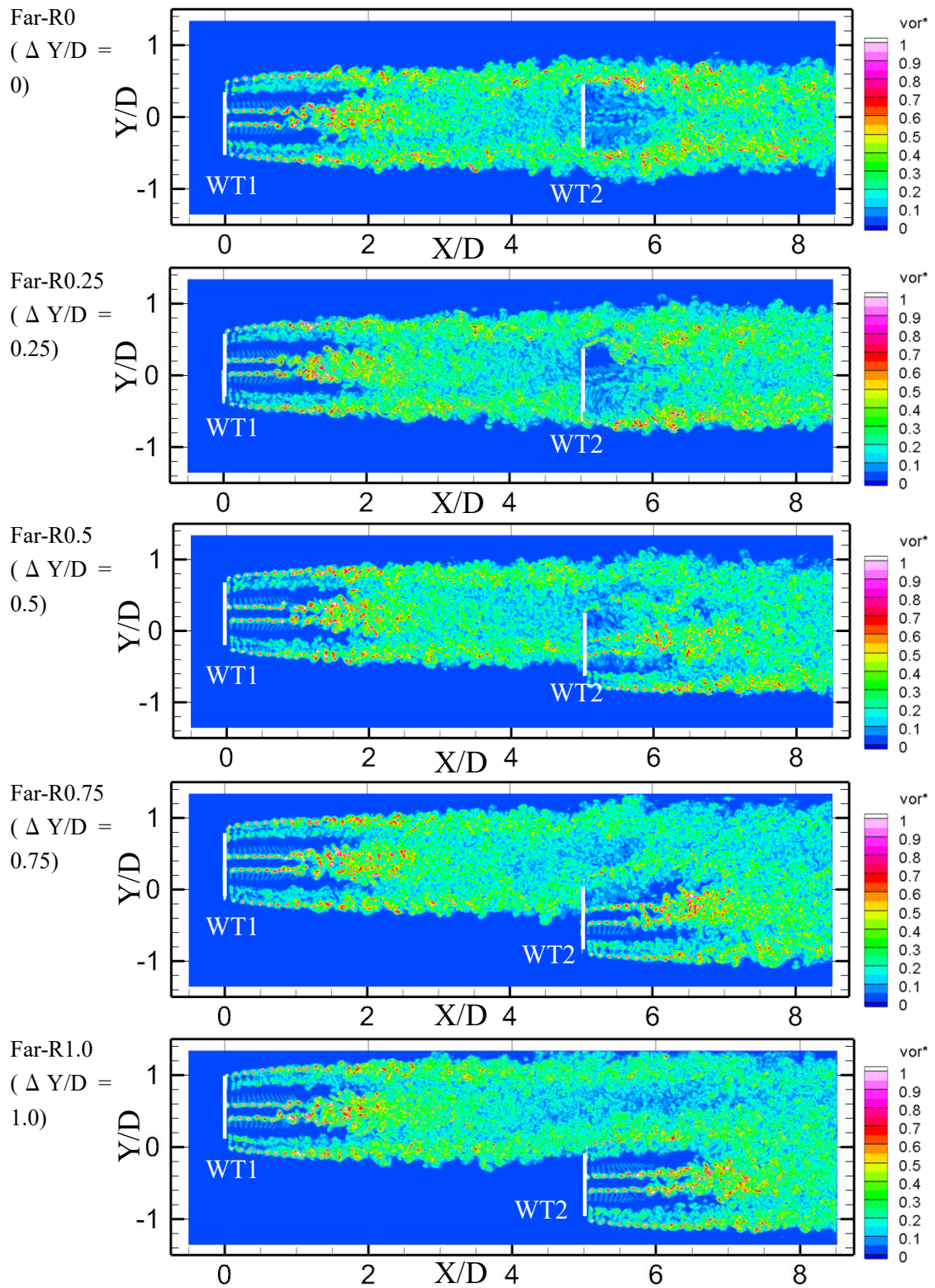


Figure D-4: 渦度コンター ($\Delta X/D=5.0$, 後流干渉ケース)

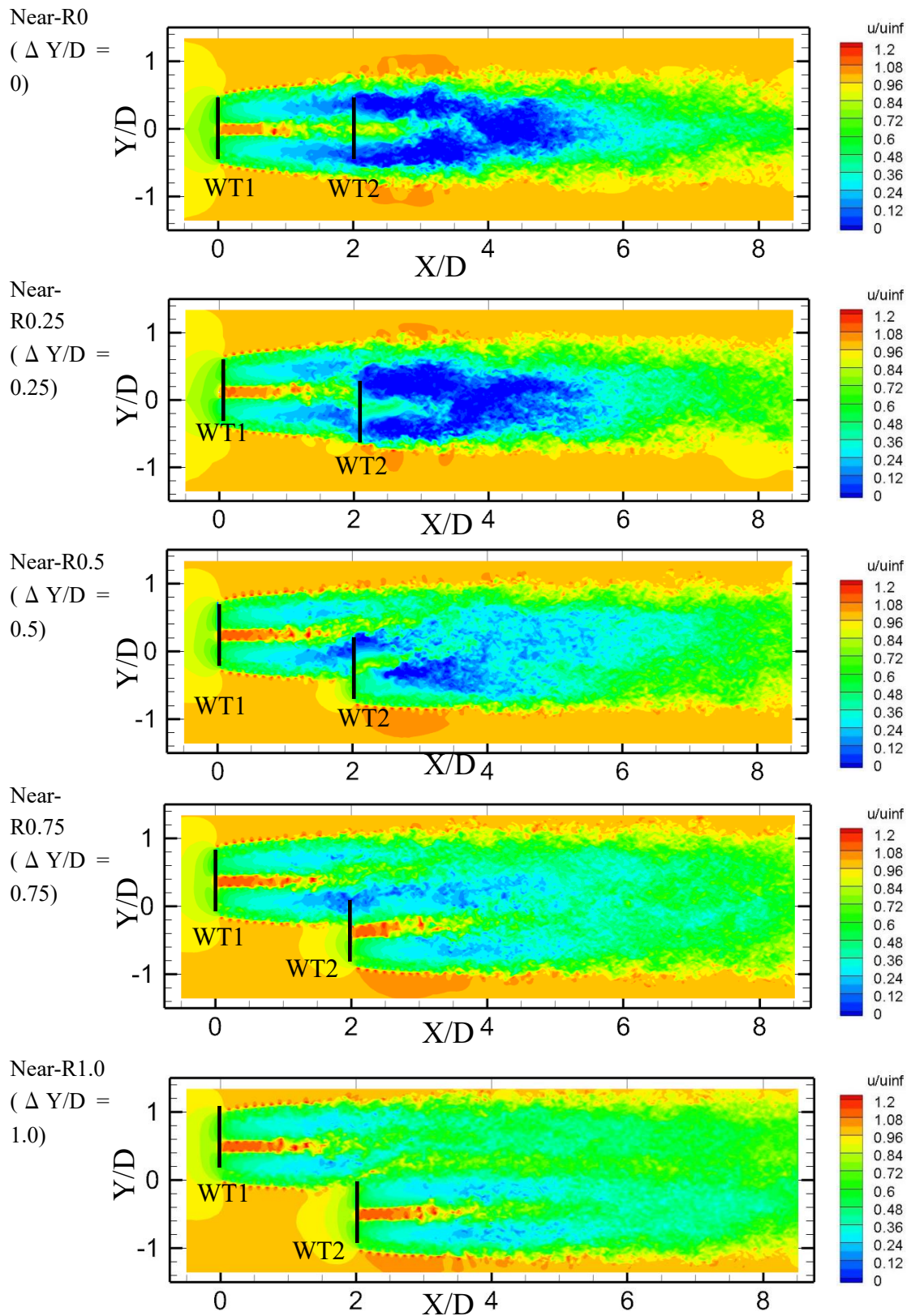


Figure D-5: 主流方向速度コンター ($\Delta X/D = 2.0$, 風車 2 台間干渉計算)

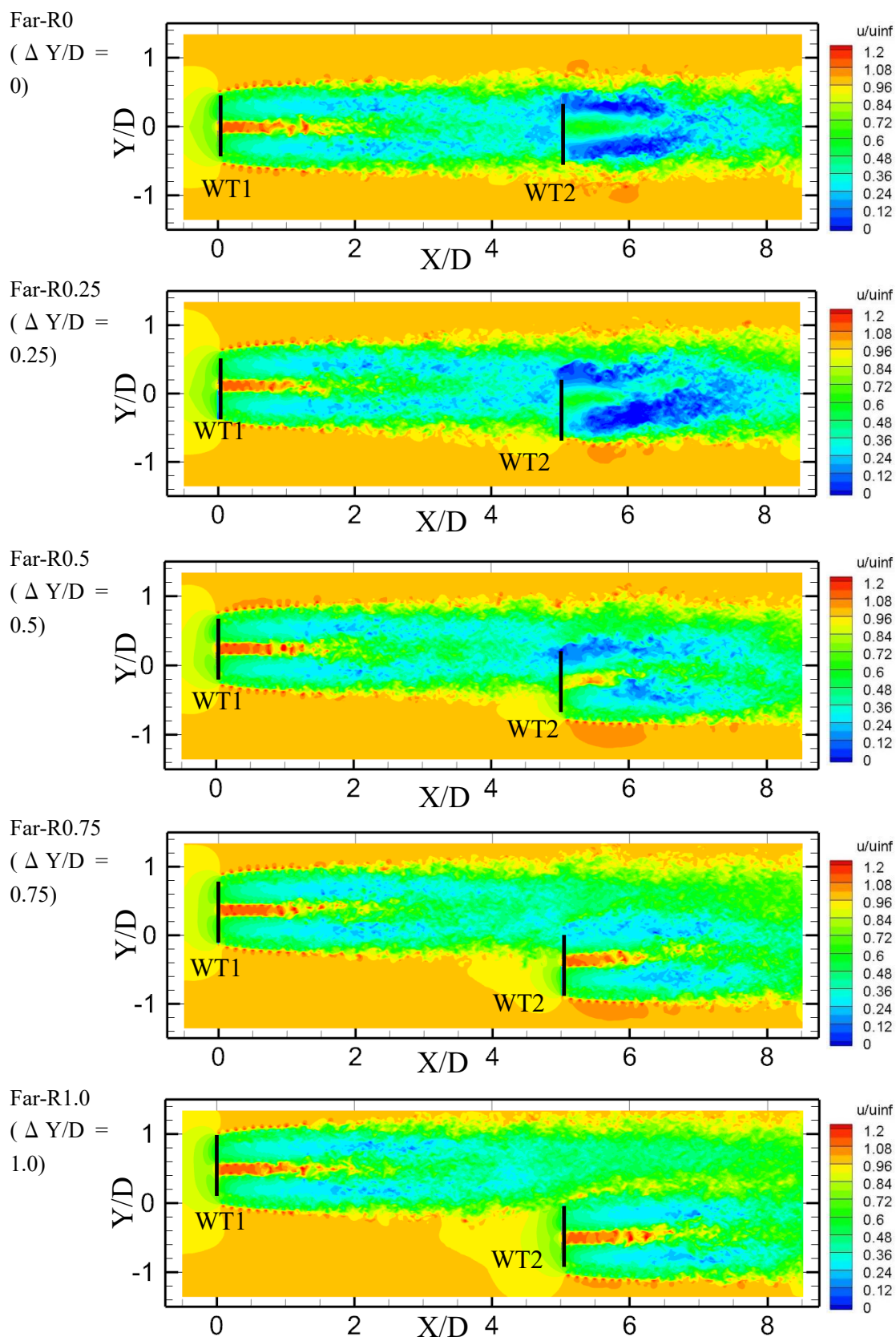
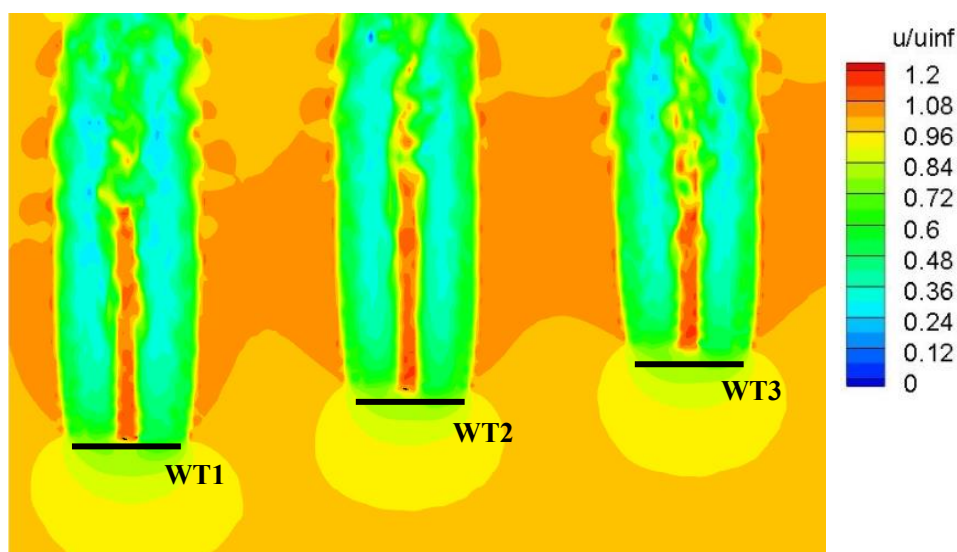


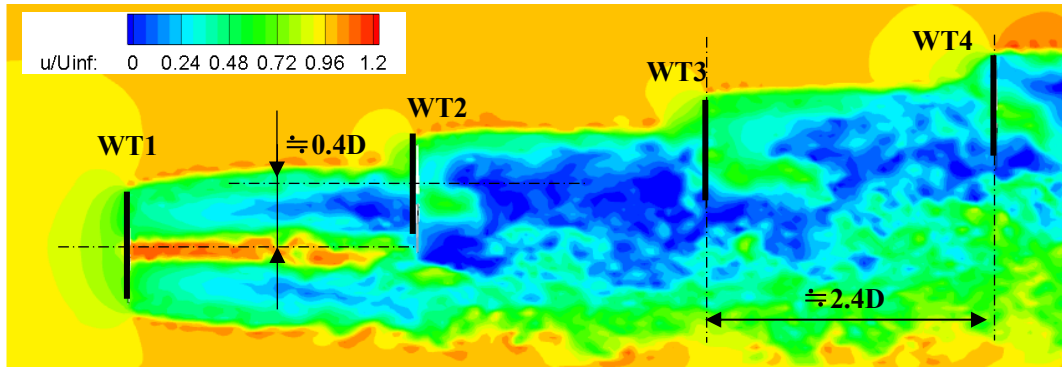
Figure D-6: 主流方向速度コンター ($\Delta X/D = 5.0$, 風車 2 台間干渉計算)

D.2.2 発電所模擬ケース

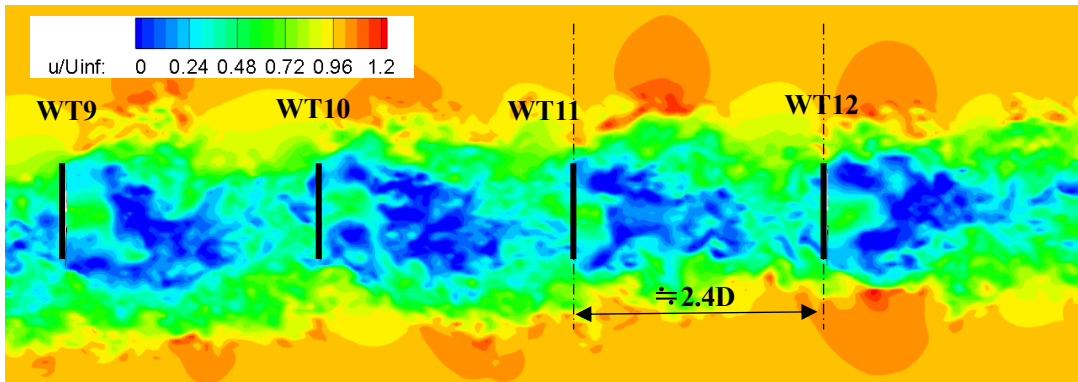
続いて 20 台の風車を対象とした WPP1 と WPP2 ケースにおける解析結果を確認する。主流方向速度分布を Figure D-7 に示した。それぞれ、(a)に風車後流干渉による影響が確認されない WPP1 の流れ場、(b)に後流域の部分的な干渉が確認できる WPP2 の WT1~4 周辺の分布、(c)に流れ方向に対して風車群がほぼ一列に整列している WPP2 の WT9~12 の分布を示した。(a)の干渉なし条件の流れ場においては、隣接する風車の間において後流域の拡大による主流の増速領域同士が干渉している様子が見られるが、速度欠損領域はそれぞれが独立して風車後流を形成している。(b)の部分干渉条件について確認すると、格子解像度は倍程度 2 台計算のものとは異なるものの、Figure D-3 で示した Near-R0.5 のケースと同様の速度分布が WT1 および WT2 の後流域が得られている。また、(c)の全面干渉条件については、複数台の風車の後流域が重なり合っているにもかかわらず、各風車後流の速度欠損の強度は大きく変化していないことがわかる。これは後流域の速度欠損がある程度大きくなると、一定の値で飽和していることを示しており、実際にこのように主流方向に一列に並んだ風車群の出力低下は、前方に存在している風車の数に関わらず、ある一定の値に落ち着くことが報告されている [12]。



(a) 干渉なし条件 : WPP1 ケース (WT1,2,3 周辺)



(b) 部分干渉条件 : WPP2 ケース (WT1,2,3,4 周辺)



(c) 全面干渉条件 : WPP2 ケース (WT9,10,11,12 周辺)

Figure D-7: 主流方向速度分布 (発電所模擬計算)

D.3 干渉による風車出力の低下

後流干渉を受ける風車の出力低下について、横方向の離隔距離と風車出力の関係をまとめたものを Figure D-8 に示す。ここで縦軸は下流風車の風車出力を表しており、後流干渉なしの条件から算出した回転軸トルクで基準化し、算出したものである。横軸は前方風車と後続風車間における流れに対して横方向の距離を表す。

近傍後流 ($\Delta X/D=2.0$) での干渉計算の結果を青色、遠方後流域 ($\Delta X/D=5.0$) の干渉計算の結果を赤色で示しており、20 台の風車を導入した発電所模擬解析においては干渉が顕著に生じている WPP2 のケースの結果を黒色のマーカーにより図示した。各ケースを比較すると、主流方向距離の離隔距離の変化に対して出力が大きく変化していないことがわかる。これは、一様流条件における風車後流において、 $X/D=2$ にしろ $X/D=5$ にしろ、ロータ等価風速では 50% またはそれ以下程度までしか回復していないため、各後流位置を通過するエネルギー流束の大きさはいずれも遠方の流入風と比較して 10~20% 程度の大きさしかなく、主流方向の干渉位置による依存性が現れにくい状態になっているためであると考察できる。従って、この結果はほぼロータへの後流干渉の度合いで決定づけられていると思われる。その結果、後流干渉による出力の低下はおよそ半径方向の離隔距離に対して線形の関係を示すことが確認された。

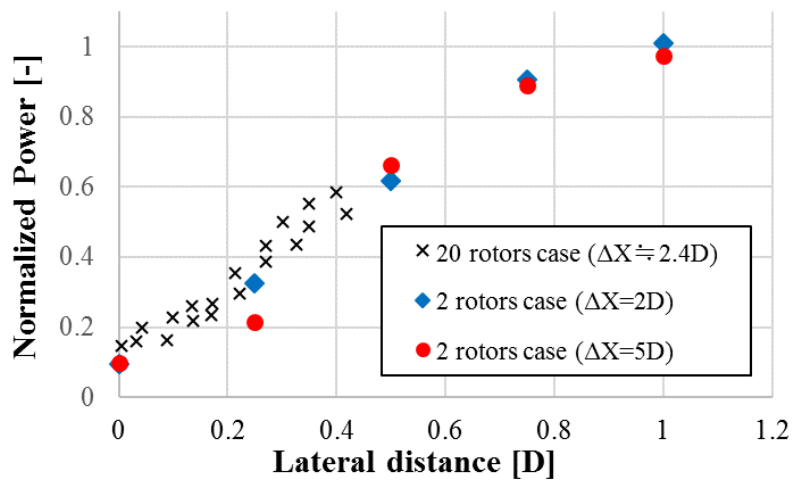


Figure D-8 : 後流の干渉度と風車発電量（風車軸トルク）の関係

付録参考文献

- [87] J. Jonkman, S. Butterfield, W. Musial, and G. Scott, “Definition of a 5-MW Reference Wind Turbine for Offshore System Development,” NREL/TP-500-38060, 2009.
- [88] D. Micallef, et al., “A review of wind turbine yaw aerodynamics,” *Wind Turbines-Design, Control and Applications (2016)*, 2016.
- [89] D. Simms, S. Schreck, M. Hand, L. J. Fingersh, “NREL Unsteady Aerodynamics Experiment in the NASA-Ames Wind Tunnel: A Comparison of Predictions to Measurements,” National Renewable Energy Lab., Golden, CO (US), 2001.
- [90] E. Moutaz, S. Tonio, “Combining Unsteady Blade Pressure Measurements and a Free-Wake Vortex Model to Investigate the Cycle-to-Cycle Variations in Wind Turbine Aerodynamic Blade Loads in Yaw,” *Energies*, 9.6 (2016): 460, 2016.
- [91] P. パチェコ, 博. 秋葉, MPI 並列プログラミング, 培風館, 2001.
- [92] J. D. Holmes, *Wind loading of structures*, CRC press, 2018.
- [93] D. Medici, et al., “The upstream flow of a wind turbine: blockage effect,” *Wind Energy* 14.5 (2011): 691-697., 2011.
- [94] J. C. Kaimal, et al., “Spectral Characteristics of surface-layer turbulence,” *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 98.417 (1972): 563-589., 1972.
- [95] Xie, P. L. Zheng-Tong ; Castro, “Efficient generation of inflow conditions for large eddy simulation of street-scale flows,” *Flow, turbulence and combustion* 81.3 (2008): 449-470, 2008.
- [96] Freesource.net, “3D turbulent wind for wind energy kaimal and improved von karman models in matlab,” [オンライン]. Available: <http://freesourcecode.net/matlabprojects/62343/3d-turbulent-wind-for-wind-energy--kaimal-and-improved-von-karman-models-in-matlab#.WhJqRIVI-Uk>. [アクセス日: 20 11 2017].
- [97] H. C. Sørensen, L. K. Hansen, J. H. M. Larsen, “Middelgrunden 40 MW offshore wind farm Denmark-Lessons learned,” *Renewable realities-offshore wind technologies*. Orkney, UK, 2002.

謝辞

本研究の遂行にあたり、力添えを頂いた多くの関係者に深くお礼申し上げます。

本論文の執筆において、副査として議論に参加していただいた岡田至崇先生、瀬川浩司教授、加藤千幸教授、久保貴哉特任教授におかれましては、研究および論文内容に関して重要なご指導をいただきました。ここに深い感謝の意を表します。

指導教員の飯田誠特任准教授におかれましては、研究の道筋を見失いがちな私の手を引き、正しい方向へ向かうヒント常に与え続けてくださいました。数々の案件の詳細が脳内を駆け巡る中で、私との研究の議論に対しても辛抱強く付き合っていたいただいたこと、心より感謝申し上げます。多くの企業、プロジェクトメンバーの方々と相対している時の飯田先生はベテランのビジネスマンのような視点と振舞いを見せる一方で、純粋な科学研究の話となれば学者としての顔を見せる両刀使いとしての側面を特に尊敬しております。御多忙の中、休日返上または深夜にミーティングをしていただくこともあり、大変な労力を割いていただきました。中々に言いつけを守らない人間だったかと思いますが、先生の人柄の良さもあって学部時代も含めたこの6年間、楽しく過ごさせていただきました。

東京大学名誉教授であり、現在京都大学大学院で特任教授の任についておられます荒川忠一先生（肩書きが複数ありますのでここでは先生と書かせていただきました）におかれましては、私が学部時代に指導教員としてお世話になり、風力研究への道を切り開いてくださいました。風車後流というテーマの中でこのような論文を書き上げるに至ったのも荒川先生の風力に掛ける情熱あつてのことだったと確信しております。今後は私も一人の研究者として、いつか先生に恩を返していけたらと思います。

研究室のサポートスタッフであります坂東幸さま、上利桃子さま（木村が2年時まで在籍）には、学会出張での支払いや謝金などの金銭的手続きや、事務対応でお世話になりました。私自身トラブルメーカーな面があり、様々な面でご迷惑をおかけしましたが、何かトラブルを起こした際にも笑って流していただいととても過ごしやすかったです。

特任研究員の谷口信雄さま、宮崎武晃さま、小宮俊夫さま、櫻井淳子さま、古澤陽子さま、藤尾裕聡さまには、普段の研究室生活でお世話になりました。谷口信雄さまにはそのプロジェクトの審査員として経験から社会に受容される研究とはどういうものかという観点で多くのことを学ばせていただきました。またワイン仲間として様々な会を設定していただくこともあり、楽しい時間を提供してくださったことには感謝しております。宮崎武晃さまにはお忙しい中でいつも私のことを気に掛けていただいて、コーヒープレイクのお誘いであつたり、波力研究の話であつたり、いつも明るく研究室を盛り上げてくださいました。小宮俊夫さまには幅広い趣味の話であつたり、仕事の話であつたり、中々同年代の人間からは聞くことができない貴重なお話をいただくことが多くありました。隣の席で何気ない会話をするのがとても楽しかったです。櫻井淳子さまには代理の母のように接していただきました。お互い夜遅くまで研究室に残ることも多く、貴重な話し相手として仲良くしていただきました。古澤陽子さまには、博士課程を経験した立場からの説得力のあるアドバイスを頂く

ことが多くありました。また、持ち前の明るさとトークスキルでいつも楽しませていただきました。藤尾裕聡さまにおかれましては野球仲間としていつもお話につきあってくださいました。

研究室の先輩で、現在足利大学で助教をされている飯野光政さまには尊敬する研究者の一人として、博士課程において考えるべきこと、研究と研究じゃないものを見抜く力など多くのことを学ばせていただきました。在籍中に足利大学に出向くことがなかったのは残念です。今度見学に行きますので研究室を案内していただけると幸いです。

電源開発株式会社の橋本龍治さま、西尾宣俊さまにおかれましては、修士時代からずっと気に掛けていただき、進路に悩んだ時は一個人としてのアドバイスを頂きました。事業者の立場から、研究対象である風力発電所の現状について共有していただいたり、私の研究内容にアドバイスを頂いたりと心強い存在でした。ここに感謝申し上げます。

宇宙航空研究開発機構の田辺安忠さま、松尾裕一さま、青山剛史さま、菱友システムズの菅原瑛明さまにおかれましては本研究で用いた数値解析ソフトについて技術提供していただき、不明点について詳細な助言をいただきました。論文や発表スライドのチェックなども直前にも関わらず対応していただいたことも多く、大変お世話になりました。来年度からもよろしく願いいたします。

最後に、本日まで僕を支えてくれた両親に深く感謝いたします。今日まで私を育ててくれた恩を少しずつでも返していきたいと思えます。これからもよろしく願いいたします。

発表文献

- [1] K. Kimura, Y. Tanabe, T. Aoyama, Y. Matsuo, C. Arakawa, and M. Iida, “CFD simulations of a wind turbine for analysis of tip vortex breakdown,” *Journal of Physics: Conference Series*, 749 (2016) 012013, 2016.
- [2] K. Kimura, Y. Tanabe, T. Aoyama, Y. Matsuo, C. Arakawa, and M. Iida, “CFD analysis of the effect of Atmospheric Boundary Layer on wind turbine wake,” *AHS 73rd Forum*, Texas, USA, May, 2017.
- [3] K. Kimura, Y. Tanabe, T. Aoyama, Y. Matsuo, C. Arakawa, and M. Iida, “Numerical study of wake flow mixing in turbulence condition,” *WindEUROPE Conference&Exhibition2017*, Amsterdam, Netherlands, November, 2017.
- [4] Kimura, K., Tanabe, Y., Aoyama, T., Matsuo, Y., and Iida, M. “The Relationship Between Vortex Pairings and Velocity Deficit Recovery in a Wind Turbine Wake.” In *iTi Conference on Turbulence* (pp. 323-329). Springer Proceedings in Physics (vol. 226), 2018.
- [5] K. Kimura, Y. Tanabe, Y. Matsuo, and M. Iida, “Forced wake meandering for rapid recovery of velocity deficits in a wind turbine wake,” *2019 Wind Energy Symposium, AIAA Scitech Forum*, California, USA, January, 2019.
- [6] 木村桂大, 田辺安忠, 飯田誠, “風力発電所における後流干渉と発電量損失に関する数値的検討”, *風力エネルギー学会誌*, Vol.131, 2019