



ANÁLISE COMPARATIVA DE ABORDAGENS DE SIMULAÇÃO CFD PARA  
A TURBINA WINDPACT 1.5 MW

Víctor Lênnin Porto Amorim

Projeto de Graduação apresentado ao Curso de Engenharia Mecânica do Instituto Politécnico, Universidade Federal do Rio de Janeiro, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Engenheiro Mecânico.

Orientadores: Raquel Jahara Lobosco

Antonio Oliveira Samel Moraes

Rio de Janeiro

Junho de 2023



**UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE  
JANEIRO**

**Instituto Politécnico**  
Curso de Engenharia Mecânica



ANÁLISE COMPARATIVA DE ABORDAGENS DE SIMULAÇÃO CFD PARA  
A TURBINA WINDPACT 1.5 MW

Víctor Lênnin Porto Amorim

PROJETO FINAL SUBMETIDO AO CORPO DOCENTE DO CURSO DE ENGENHARIA MECÂNICA DO INSTITUTO POLITÉCNICO DA UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO COMO PARTE DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE ENGENHEIRO MECÂNICO.

Aprovada por:

---

Prof.a. Raquel Jahara Lobosco, Ph.D

---

Prof. Antonio Oliveira Samel Moraes, Ph.D

---

Prof. Diego Cunha Malagueta, Ph.D

---

Prof. Janaina Sant'Anna Gomide, Ph.D

---

Prof. Ranulfo Martins Carneiro Neto, Ph.D

RIO DE JANEIRO, RJ – BRASIL

JUNHO DE 2023

## CIP - Catalogação na Publicação

A524

Amorim, Victor Lennin Porto

Análise Comparativa de Abordagens de Simulação CFD Para a Turbina  
WindPact 1.5 MW / Victor Lennin Porto Amorim - Macaé, 2023.

104 f.

Orientador(a): Raquel Jahara Lobosco.

Coorientador(a): Antonio Oliveira Samel Moraes.

Trabalho de conclusão de curso (graduação) - Universidade Federal do Rio de  
Janeiro, Instituto Politécnico, Bacharel em Engenharia Mecânica, 2023.

1. Turbina eólica. 2. Fluidodinâmica computacional. 3. Engenharia mecânica.  
I. Lobosco, Raquel Jahara, orient. II. Moraes, Antonio Oliveira Samel. III. Título.

CDD 620

*“Até logo, e obrigado pelos  
peixes!”  
- Golfinhos*

# Agradecimentos

Eu sempre considerei essa parte como a mais fofa de qualquer trabalho científico. Tive muitas pessoas não só pra ajudar e ser ajudado, mas que fundamentalmente mudaram a pessoa que eu sou. E essa pessoa que eu sou hoje carrega pedaços de todas essas que eu tive a sorte de conhecer.

Agradeço meus professores da UFRJ, aqueles que foram além do que era necessário na descrição do cargo. Principalmente ao professor Diego Malagueta, não apenas por ser um professor e uma pessoa incrível mas também por cultivar boa parte do interesse que eu tenho na área de energia. E também à minha orientadora, Raquel Lobosco, pela paciência, entusiasmo e orientação neste trabalho.

Aos meus parceiros da Wikki Brasil, pelas ajudas e aprendizados ao longo deste 1 ano e 9 meses de estágio. Especialmente ao Bernardo Vignoli, não só por toda mentoria durante todo o período de estágio, mas também por ser o orientador espiritual deste TCC. Também ao Thiago Guimarães, por ser meu parceiros nos estudos deste trabalho que, se ausentes, esse projeto não teria a forma que tem hoje. Também ao meu co-orientador Antonio Samel, por me mentorear durante a elaboração do mesmo.

Aos meus amigos de longa data, pelas conversas, viagens, risadas e desabafos, principalmente ao João Victor Bernardino e Daniel Imperial, dois engenheiros mecânicos incríveis e foram grande parte do motivo da minha escolha de curso em primeiro lugar.

Aos amigos que eu fiz na Engenharia da UFRJ, que passaram por muito dos mesmos que eu passei. Principalmente à Hugo Caetano, Hugo Calderon, Karla Cristina, Maike Navega, Pedro Lima, Raphael Pereira e William Sirkosky. Espero ser para vocês uma fração do que vocês são para mim.

À todas as pessoas que eu conheci em Macaé, por dar vida para a cidade. Prin-

principalmente à Gabriela Seabra, pelo apoio durante esse último ano na universidade, pela paciência de me ouvir reclamar incessantemente sobre este projeto e pela ajuda direta, com as Figuras 2.3, 2.3.1, 2.3.1, 2.3.2, 3.2 e 3.6. Seja bem-vinda à UFRJ, espero te ajudar como você me ajudou.

Para agradecer até meus cachorros, agradeço à Luna, que me salvou de diversas crises de ansiedade durante a graduação com carinhos e caminhadas noturnas, além do seu amor canino incondicional.

À minha família mais próxima, que veio de brinde quando eu nasci. Principalmente à Luciane Porto, por me acolher em sua casa, sem questionamentos, no primeiro período da graduação, quando eu precisei me mudar para uma cidade que eu não conhecia, e à Mylena Porto, pelas conversas e desabafos ao longo destes 6 anos.

Ao meu pai, Paulo de Jesus Amorim, pelos conselhos, persistência e paciência ao longo dos anos. Ao meu irmão, João Victor Porto Amorim, que não só me acolheu em sua casa sempre que precisava, junto à sua esposa, Keslyn Santos, mas também por aumentar minha autoestima ao longo dos anos ao perder para mim em todo tipo de jogos imagináveis.

E por fim, à minha mãe, Cristina Porto Amorim, pelos sacrifícios indescritíveis e contínuos nesses 25 anos desde que eu apareci neste mundo, sem a qual eu não estaria aqui de forma literal. Obrigado por ter cuidado, e continuar cuidando de mim.

Aqueles que não nomeei diretamente; se você me conhece e está lendo esta dedicatória, saiba que você foi importante pra mim, e eu sou um pouco de você.

Resumo do Projeto de Graduação apresentado ao Instituto Politécnico/UFRJ como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Engenheiro Mecânico

## ANÁLISE COMPARATIVA DE ABORDAGENS DE SIMULAÇÃO CFD PARA A TURBINA WINDPACT 1.5 MW

Víctor Lênnin Porto Amorim

Junho/2023

Orientadores: Raquel Jahara Lobosco

Antonio Oliveira Samel Moraes

Curso: Engenharia Mecânica

O estudo de melhorias de parques eólicos é fundamental para o desenvolvimento de novas tecnologias para a transição energética e a diminuição do uso de combustíveis fósseis. Nesse processo investigativo, a fluidodinâmica computacional (CFD) é uma valiosa ferramenta para análise do aproveitamento energético dos novos parques eólicos. Nesse horizonte, existem diversas metodologias de simulação, desde as mais simples até as mais complexas. O presente estudo tem como objetivo avaliar a acurácia do resultado obtido para os parâmetros físicos, tal como o empuxo e o torque e relacioná-los com a complexidade do método numérico aplicado. Foram testadas as metodologias Multiple Reference Frame (MRF) e Sliding Mesh Interface (SMI), para uma turbina WindPACT 1.5 MW, modelada pelo Laboratório Nacional Americano de Energias Renováveis (NREL), sob ventos constantes de 11 [m/s]. O estudo compara o erro relativo do torque com os valores nominais da turbina, fornecidos por RINKER e DYKES (2018). Para a abordagem MRF foi observado um erro relativo de 22,52 % enquanto que para o método SMI o erro obtido foi de 5,43%. Nesse contexto, esse trabalho contribui para uma avaliação das metodologias numéricas de Fluidodinâmica Computacional aplicadas aos geradores eólicos.

Abstract of Undergraduate Project presented to UFRJ as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Mechanic Engineer

COMPARATIVE ANALYSIS OF CFD SIMULATION APPROACHES FOR  
WINDPACT 1.5 MW TURBINE.

Víctor Lênnin Porto Amorim

June/2023

Advisors: Raquel Jahara Lobosco

Antonio Oliveira Samel Moraes

Course: Mechanical Engineering

The study of improvements in wind farms is fundamental for the development of new technologies for the energy transition and the reduction of the use of fossil fuels. In this investigative process, computational fluid dynamics (CFD) is a valuable tool for analyzing the energy use of new wind farms. In this horizon, there are several simulation methodologies, from the simplest to the most complex. The present study aims to evaluate the accuracy of the result obtained for physical parameters, such as thrust and torque, and relates them to the complexity of the applied numerical method. The Multiple Reference Frame (MRF) and Sliding Mesh Interface (SMI) methodologies were tested for a WindPACT 1.5 MW turbine, modeled by the National Renewable Energy Laboratory (NREL), under constant winds of 11 [m/s]. The study compares the relative torque error with the turbine nominal values, provided by RINKER e DYKES (2018). For the MRF approach, a relative error of 22.52 % was observed, while for the SMI method the error obtained was 5.43 %. In this context, this work contributes to an evaluation of numerical methodologies of Computational Fluid Dynamics applied to wind generators.



# Sumário

<b>Lista de Figuras</b>	<b>xii</b>
<b>Lista de Tabelas</b>	<b>xvi</b>
<b>1 Introdução</b>	<b>1</b>
1.1 Motivação . . . . .	1
1.2 Objetivos . . . . .	2
1.3 Estruturação . . . . .	3
<b>2 Revisão Bibliográfica</b>	<b>5</b>
2.1 Teoria de Fenômenos de Transporte . . . . .	5
2.1.1 Equacionamento de Conservação de Massa . . . . .	6
2.1.2 Equacionamento de Conservação de Momento Linear . . . . .	7
2.1.3 Considerações de Escoamentos Incompressíveis . . . . .	9
2.2 Teoria de Escoamentos Turbulentos . . . . .	10
2.2.1 Abordagem de Turbulência RANS . . . . .	12
2.2.2 Modelo $k - \omega$ SST . . . . .	14
2.3 Teoria de Energia Eólica . . . . .	15
2.3.1 Categorização de Turbinas Eólicas . . . . .	16
2.3.2 Componentes de Turbinas Eólicas de Eixo Horizontal . . . . .	18
<b>3 Fluidodinâmica Computacional</b>	<b>22</b>
3.1 Método dos Volumes Finitos . . . . .	22
3.1.1 Discretização do Domínio . . . . .	22
3.1.2 Discretização das Equações de Transporte . . . . .	26
3.1.3 Número de Courant e Controle do Passo de Tempo . . . . .	27

3.2	OpenFOAM . . . . .	28
3.2.1	<i>Solvers</i> Aplicados . . . . .	29
3.3	Modelagem de Malhas Dinâmicas . . . . .	31
3.3.1	Metodologias Simplificadas . . . . .	32
3.3.2	SRF - Single Reference Frame . . . . .	33
3.3.3	MRF - Multi Reference Frame . . . . .	34
3.3.4	SMI - Sliding Mesh Interface . . . . .	34
3.4	Análises Similares . . . . .	35
3.4.1	SIDDIQUI <i>et al.</i> (2019) . . . . .	35
3.4.2	LANZAFAME <i>et al.</i> (2013) . . . . .	38
3.4.3	ABDELRAHMAN <i>et al.</i> (2015) . . . . .	39
3.4.4	GIAHI e DEHKORDI (2016) . . . . .	40
3.4.5	PINTO <i>et al.</i> (2020) . . . . .	42
<b>4</b>	<b>Metodologia</b>	<b>44</b>
4.1	Descrição da Turbina . . . . .	44
4.2	Configuração das Simulações . . . . .	46
4.2.1	Parâmetros Reológicos e de Turbulência . . . . .	46
4.2.2	Domínio Computacional e Condições de Contorno . . . . .	46
4.2.3	Parâmetros Numéricos e Esquemas de Discretização . . . . .	51
4.3	Parâmetros da Malha . . . . .	52
4.4	Cenário I - Estático . . . . .	54
4.5	Cenário II - MRF Estacionário . . . . .	54
4.6	Cenário III - SMI Transiente . . . . .	55
<b>5</b>	<b>Resultados</b>	<b>56</b>
5.1	Cenário I - Estático . . . . .	56
5.1.1	Campos de Velocidade e Pressão . . . . .	57
5.1.2	Distribuição de Pressão nas Paredes . . . . .	60
5.1.3	Visualização das Estruturas Turbulentas . . . . .	61
5.2	Cenário II - MRF Estacionário . . . . .	62
5.2.1	Campos de Velocidade e Pressão . . . . .	62
5.2.2	Distribuição de Pressão nas Paredes . . . . .	65

5.2.3	Visualização das Estruturas Turbulentas . . . . .	66
5.3	Cenário III - SMI Transiente . . . . .	67
5.3.1	Campos de Velocidade e Pressão . . . . .	67
5.3.2	Distribuição de Pressão nas Paredes . . . . .	70
5.3.3	Visualização das Estruturas Turbulentas . . . . .	71
5.4	Comparação entre os Cenários Estacionários - I e II . . . . .	72
5.5	Comparação entre os Cenários com Rotação - II e III . . . . .	74
5.5.1	Empuxo Axial e Torque . . . . .	74
5.5.2	Campos de Velocidade . . . . .	75
5.5.3	Estruturas Turbulentas . . . . .	76
<b>6</b>	<b>Conclusões</b>	<b>77</b>
6.1	Sugestões de Trabalhos Futuros . . . . .	78
<b>A</b>	<b>Estudos de Malha</b>	<b>84</b>
A.1	Convergência de Malha . . . . .	84
A.2	Estudo de yPlus . . . . .	85

# Lista de Figuras

1.1	Tamanho, altura e diâmetro representativos das turbinas eólicas, adaptado de EWEA (2009). . . . .	2
2.1	Escoamento de ar em um disco de rotor. . . . .	16
2.2	Esquemático de comparação entre turbinas eólicas de eixo horizontal e vertical. . . . .	17
2.3	Seção transversal do aerofólio da pá da turbina eólica, adaptado de SURYA e MOHIT (2011) . . . . .	18
2.4	Principais componentes de uma turbina de eixo horizontal. . . . .	19
3.1	Volume de controle, extraído de JASAK (1996). . . . .	23
3.2	Arranjo com os pontos nodais centrados nos volumes (a) e com os pontos nodais nas arestas (b). . . . .	23
3.3	Fluxograma para solução das equações, adaptado de OPENFOAM (2014). . . . .	26
3.4	Esquema de funcionamento do algoritmo numérico SIMPLE, adaptado de HOLZMANN (2019). . . . .	30
3.5	Esquema de funcionamento do algoritmo numérico PIMPLE, adaptado de HOLZMANN (2019). . . . .	31
3.6	Representação do modelo (a) Turbina eólica e (b) disco atuador, adaptado de DAME (2021) . . . . .	32
3.7	Plano anular usado na BEM, extraído de MORIARTY (2005) . . . . .	33
3.8	Representação gráfica dos casos simulados por SIDDIQUI <i>et al.</i> (2019). . . . .	36
3.9	Comparação com experimento para o artigo feito por ABDELRAHMAN <i>et al.</i> (2015). . . . .	40

3.10	Resultados para a simulação feita com a turbina NREL Phase VI, extraído de GIAHI e DEHKORDI (2016). . . . .	41
3.11	Resultados para a simulação feita com a turbina 2 [MW], extraído de GIAHI e DEHKORDI (2016). . . . .	41
3.12	Resultados de PINTO <i>et al.</i> (2020). . . . .	43
4.1	Corda normalizada da pá em relação ao comprimento normalizado da pá para o modelo, extraído de RINKER e DYKES (2018). . . . .	45
4.2	Fronteiras definidas para o domínio. . . . .	47
4.3	Fronteiras definidas para o domínio, com foco nas regiões da turbina. . . . .	48
4.4	Malha computacional com foco na seção móvel. . . . .	52
4.5	Malha computacional com foco na seção estática, com um corte para a visualização dos detalhes internos. . . . .	53
4.6	Refino cilíndrico ao longo do domínio. . . . .	53
4.7	Refino nos bordos de ataque e de fuga das pás. . . . .	54
5.1	Empuxo axial [N] e torque [N.m] exercido na turbina, para o Cenário I. . . . .	56
5.2	Campo de velocidade ao longo do corte longitudinal do domínio, para o Cenário I. . . . .	57
5.3	Cortes perpendiculares do campo de velocidade à direção do escoamento, para o Cenário I. . . . .	58
5.4	Gráfico de pressão e velocidade ao longo do comprimento do domínio, para o Cenário I. . . . .	59
5.5	Corte perpendicular, mostrando a pressão ao redor do perfil da pá, para o Cenário I. . . . .	59
5.6	Pressão nas paredes da nacele, para o Cenário I. . . . .	60
5.7	Pressão na paredes das pás da turbina, para o Cenário I. . . . .	60
5.8	Isosuperfícies com $Q = 0,001$ , para o Cenário I. . . . .	61
5.9	Empuxo axial [N] e Torque [N.m] exercido na turbina, para o Cenário II. . . . .	62
5.10	Campo de velocidade ao longo do corte longitudinal do domínio, para o Cenário II. . . . .	63

5.11	Cortes perpendiculares do campo de velocidade à direção do escoamento, para o Cenário II. . . . .	63
5.12	Gráfico de pressão e velocidade ao longo do comprimento do domínio, para o Cenário II. . . . .	64
5.13	Corte perpendicular e, mostrando a pressão ao redor do perfil da pá para metade do raio, para o Cenário II. . . . .	64
5.14	Pressão nas paredes da nacele e pás da turbina, para o Cenário II. . . . .	65
5.15	Pressão na predes das pás da turbina, para o Cenário II. . . . .	66
5.16	Isosuperfícies com $Q = 0,001$ , para o Cenário II. . . . .	66
5.17	Empuxo Axial [N] e Torque [N.m] exercido na turbina , para o Cenário III. . . . .	67
5.18	Campo de velocidade ao longo do corte longitudinal do domínio, para o Cenário III. . . . .	68
5.19	Cortes perpendiculares do campo de velocidade à direção do escoamento, para o Cenário III. . . . .	68
5.20	Gráfico de pressão e velocidade ao longo do comprimento do domínio, para o Cenário III. . . . .	69
5.21	Corte perpendicular, mostrando a pressão ao redor do perfil da pá, para o Cenário III. . . . .	70
5.22	Pressão nas paredes da nacele, para o Cenário III. . . . .	70
5.23	Pressão na paredes das pás da turbina, para o Cenário III. . . . .	71
5.24	Isosuperfícies com $Q = 0,001$ , para o Cenário III. . . . .	71
5.25	Comparação dos gráficos de empuxo axial [N] e torque [N.m] para os cenários I e II. . . . .	72
5.26	Comparação do campo de pressão ao redor dos perfis das pás entre os cenários I e II. . . . .	73
5.27	Comparação de isosuperfícies $Q = 0,001$ entre os cenários I e II. . . . .	74
5.28	Comparação da velocidade ao longo do corte longitudinal no domínio para os cenários II e III. . . . .	75
5.29	Comparação das estruturas turbulentas representadas por isosuperfícies com valor $Q = 0,001$ para os cenários II e III. . . . .	76

A.1	Gráfico do valor de torque [N.m] por iteração para as três malhas apresentadas. . . . .	85
A.2	Campo de <i>yPlus</i> para a região da nacele e pás. . . . .	86

# Lista de Tabelas

3.1	Resumo das condições de simulação para o presente estudo. . . . .	35
3.2	Resumo das condições de simulação para o estudo feito por SIDDIQUI <i>et al.</i> (2019). . . . .	36
3.3	Casos simulados, adaptado de SIDDIQUI <i>et al.</i> (2019). . . . .	37
3.4	Resultados de simulações tridimensionais da pá, usando diferentes perfis aerodinâmicos, adaptado de SIDDIQUI <i>et al.</i> (2019). . . . .	38
3.5	Resumo das condições de simulação para o estudo feito por LANZA- FAME <i>et al.</i> (2013). . . . .	38
3.6	Resumo das condições de simulação para o estudo feito por ABDEL- RAHMAN <i>et al.</i> (2015). . . . .	39
3.7	Resumo das condições de simulação para o estudo feito por GIAHI e DEHKORDI (2016). . . . .	40
3.8	Resumo das condições de simulação para o estudo feito por PINTO <i>et al.</i> (2020). TSR (do inglês <i>Tip-Speed Ratio</i> ) é a razão entre velo- cidade da ponta da pá e velocidade do vento. . . . .	42
4.1	Propriedades básicas da turbina WindPACT 1.5 MW (RINKER e DY- KES, 2018). . . . .	44
4.2	Propriedades aerodinâmicas distribuídas da pá para o modelo de 1,5 MW do WindPACT (RINKER e DYKES, 2018). . . . .	45
4.3	Resumo das condições de contorno e condições iniciais compartilhadas entre as simulações. . . . .	49
4.4	Características de simulação e discretização operacional. . . . .	51
4.5	Critério de Convergência numérica e tolerância do <i>solver</i> linear. . . . .	52
4.6	Parâmetros de qualidade da malha confeccionada. . . . .	54



5.1	Comparação dos valores de empuxo e torque médio dos cenário I e II.	72
5.2	Comparação entre valores de torque médio entra a simulação e o valor nominal fornecido por RINKER e DYKES (2018). . . . .	74
A.1	Resultados do estudo de convergência de malha efetuado. . . . .	85
A.2	Valores médios e máximos de <i>yPlus</i> em cada superfície de interesse. .	86

# Capítulo 1

## Introdução

### 1.1 Motivação

De acordo com diversos modelos elaborados, é previsto que a utilização crescente de combustíveis fósseis irá resultar no aumento contínuo das concentrações de gases do efeito estufa, provocando conseqüentemente o aumento da temperatura média global. Considerando diferentes cenários de emissões plausíveis, é estimado que as temperaturas médias da superfície possam aumentar entre 2°C e 6°C até o final do século XXI (LOWRY, 2017).

Uma das soluções incrementalmente mais consolidadas na contribuição de geração nacional e internacional é a energia eólica (J. F. MANWELL, 2009). Em tempos recentes, o tamanho das maiores turbinas eólicas comerciais, conforme ilustrado na Figura 1.1, aumentou de aproximadamente 25 kW para 6 MW, com máquinas de até 10 MW em projeto (EWEA, 2009).

A geração total de energia eólica no mundo em 2010 foi de cerca de 342,7 TWh, saltando para 1.870,3 TWh em 2021, em parte graças as implementações de novas fases como a eólica *offshore*. O custo da energia eólica caiu ao ponto que, em muitos locais, é competitivo com fontes convencionais, mesmo sem incentivos. Nos países onde há incentivos, a taxa de desenvolvimento é substancial (J. F. MANWELL, 2009).

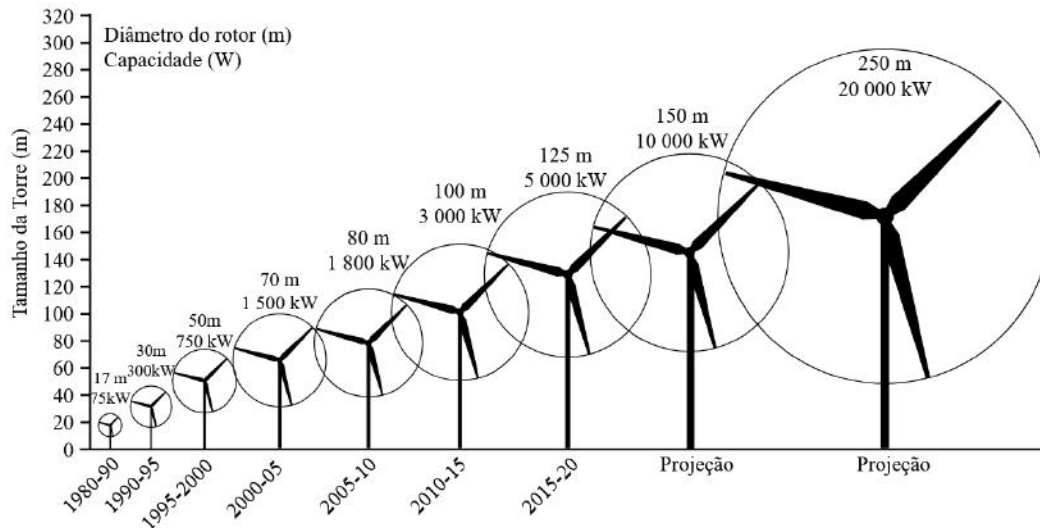


Figura 1.1: Tamanho, altura e diâmetro representativos das turbinas eólicas, adaptado de EWEA (2009).

Com essas considerações, o estudo de melhorias e contínuo aprimoramento de instalações de parques eólicos é de suma importância para o desenvolvimento da tecnologia para a transição energética, à medida que a matriz energética independente de combustíveis fósseis se consolida. Assim, a fluidodinâmica computacional pode ser considerada como uma ferramenta valiosa para a análise dimensional e de desempenho de novos projetos de parques eólicos, e no processo de aprimoramento dos mesmos.

## 1.2 Objetivos

Atualmente, existem diversos métodos em simulações de fluidodinâmica computacional (*"Computational Fluid Dynamics"*, CFD) para a modelagem de turbinas eólicas. Essas vão desde metodologias muito simples que consideram o conjunto das pás como um disco, chamada de Single Reference Frame (SRF), até simulações com malhas móveis, da ordem de dezenas de milhões de células como a Multi Reference Frame (MRF) ou Sliding Mesh Interface (SMI) (SIDDIQUI *et al.*, 2019).

O presente estudo tem como objetivo primário comparar quantitativamente, através das ferramentas de fluidodinâmica computacional, os métodos MRF e SRF em relação a acurácia de resultados físicos como empuxo e torque. Dessa forma, fo-

ram gerados resultados que poderão ser utilizados posteriormente para uma melhor tomada de decisão da escolha de metodologia, em relação as vantagens e limitações impostas, para simulação de turbinas eólicas. Justifica-se então que métodos mais simples, como o MRF, podem ser utilizados para resultados em um tempo menor ou com menos recursos computacionais, enquanto métodos mais complexos, como o SMI, permitem análises mais complexas como a transiência inerente do sistema eólico.

### 1.3 Estruturação

No Capítulo 2 é apresentada uma revisão bibliográfica, na qual são exibidas as teorias necessárias como base para a compreensão do problema; os conceitos fundamentais de fenômenos de transporte com considerações de mecânica dos fluidos relevantes para uma simulação CFD de turbinas eólicas, a teoria sobre escoamentos turbulentos com foco na modelagem das equações de Navier-Stokes pela Média de Reynolds (*"Reynolds Averaged Navier Stokes"*, RANS) de Turbulência e uma breve fundamentação teórica sobre energia eólica e a tecnologia de turbinas eólicas.

O Capítulo 3 introduz a fluidodinâmica computacional implementada no estudo; começa por introduzir os fundamentos do método dos volumes finitos, uma visão geral do *software* de código aberto OpenFOAM, que é a principal ferramenta usada para a simulação neste trabalho, são também descritas as modelagens de malhas dinâmicas que foram estudadas, e por fim, uma revisão do estado atual do estudo na área citando cinco estudos similares ao proposto; SIDDIQUI *et al.* (2019), LANZAFAME *et al.* (2013), ABDELRAHMAN *et al.* (2015), GIAHI e DEHKORDI (2016) e PINTO *et al.* (2020).

No Capítulo 4, após a contextualização física e numérica deste projeto de pesquisa, é descrito a metodologia a ser aplicada, assim como a descrição e características construtivas da turbina. Também são descritas as condições iniciais e de contorno, parâmetros reológicos, equacionamento, esquemas de discretização e demais configurações. Logo em seguida, são expostos os casos de interesse, cujas simulações foram realizadas neste trabalho. Para todas simulações computacionais elaboradas dos casos foram explicitadas as propriedades do domínio computacional.

O Capítulo 5 apresenta uma análise dos resultados numéricos obtidos, além de comentários acerca das mesmas e também comparações entre as diferentes metodologias de malhas utilizadas.

Por fim, o Capítulo 6 descreve uma breve conclusão, retomando as perguntas iniciais do estudo e por fim são feitas as sugestões para trabalhos futuros.

# Capítulo 2

## Revisão Bibliográfica

### 2.1 Teoria de Fenômenos de Transporte

Fenômenos de transporte são processos físicos que ocorrem quando a matéria, energia ou outras grandezas físicas se propagam através de um meio. Esses apresentam um quadro matemático muito semelhante, e por isso é possível explorar as conexões entre eles no estudo dos fenômenos de transporte (HAUKE, 2008). Essas conexões matemáticas frequentemente fornecem ferramentas úteis para a análise de um campo que são diretamente derivadas dos outros, permitindo uma compreensão mais ampla e integrada dos processos físicos envolvidos.

Para um escoamento relativo de um fluido, que se apresenta como foco deste estudo, os princípios da conservação são aplicados para realizar o balanço das grandezas envolvidas na modelagem física (HAUKE, 2008). Assim, é necessário apresentar esses princípios e definições, que são fundamentais para o completo entendimento do processo de modelagem física.

O volume de fluido, representado por  $V_f(t)$ , é aquele que contém as mesmas partículas de fluido em qualquer instante, movendo-se com velocidade  $\mathbf{u}$ , enquanto o volume de controle, indicado por  $V_c(t)$ , é um volume arbitrário que se desloca com velocidade  $\mathbf{u}^c$ . A conservação de uma variável tensorial qualquer, representada por  $\phi$ , em um volume genérico  $V(t)$  é obtida por meio da seguinte integral, conforme descrito por HAUKE (2008) na Equação 2.1.

$$\frac{d}{dt} \int_{V(t)} \rho \phi dV \quad (2.1)$$

A fins de desenvolvimento desta integral, é preciso utilizar o teorema de transporte de Reynolds.

**Teorema de Transporte de Reynolds** Afirma que a soma da taxa de variação da propriedade por unidade de tempo para um volume de controle e a taxa de fluxo da propriedade são iguais à taxa de variação da propriedade extensiva do sistema em relação ao tempo.

Ao aplicar esse teorema a um volume de fluido, é escrita a Equação 2.2.

$$\frac{d}{dt} \int_{V_f(t)} \rho \phi dV = \int_{V_f(t)} \frac{\partial \rho \phi}{\partial t} dV + \int_{S_f(t)} \rho \phi (\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) dS \quad (2.2)$$

E para um volume de controle apresentada na Equação 2.3.

$$\frac{d}{dt} \int_{V_c(t)} \rho \phi dV = \int_{V_c(t)} \frac{\partial \rho \phi}{\partial t} dV + \int_{S_c(t)} \rho \phi (\mathbf{u}^c \cdot \mathbf{n}) dS \quad (2.3)$$

Como o volume de controle é escolhido arbitrariamente, é possível selecionar um volume de controle que coincida com o volume de fluido em um determinado instante de tempo e, em seguida, subtrair as expressões 2.2 e 2.3. Isso leva à obtenção da Equação 2.4, conforme descrito por HAUKE (2008).

$$\frac{d}{dt} \int_{V_f(t)} \rho \phi dV = \frac{d}{dt} \int_{V_c(t)} \rho \phi dV + \int_{S_c(t)} \rho \phi [(\mathbf{u} - \mathbf{u}^c) \cdot \mathbf{n}] dS \quad (2.4)$$

### 2.1.1 Equacionamento de Conservação de Massa

No âmbito dos fenômenos de transporte, a conservação de massa é um princípio fundamental que desempenha um papel central na modelagem física. De acordo com o princípio de conservação de massa, a quantidade de matéria em um volume de fluido, ou seja, um volume que contém as mesmas partículas de fluido, permanece constante ao longo do tempo (HAUKE, 2008).

Podemos utilizar a Equação 2.4 para obter a formulação integral dos princípios de conservação. De acordo com a definição de volume de fluido, a massa em um volume de fluido, representada por  $m_{V_f}$ , é constante. Podemos expressar essa relação matematicamente através da Equação 2.5.

$$\frac{dm_{V_f}}{dt} = 0 \Rightarrow \frac{d}{dt} \int_{V_f(t)} \rho dV = 0 \quad (2.5)$$

Ao aplicar a Equação 2.4, é possível obter a Equação 2.6.

$$\frac{d}{dt} \int_{V_c(t)} \rho dV + \int_{S_c(t)} \rho [(\mathbf{u} - \mathbf{u}^c) \cdot \hat{\mathbf{n}}] dS = 0 \quad (2.6)$$

A Equação 2.6 representa a conservação integral de massa. Dando prosseguimento, será utilizado o Teorema da Divergência, enunciado abaixo:

**Teorema da Divergência** Seja  $V$  um subconjunto fechado de  $\mathbb{R}^3$ , com uma fronteira  $S$ . Seja também  $\mathbf{F}$  um campo vetorial continuamente diferenciável definido em uma região aberta que contém o volume  $V$ .

$$\int_V \nabla \cdot \mathbf{F} dV = \int_S \mathbf{F} \cdot \mathbf{n} dS \quad (2.7)$$

Ao aplicarmos o Teorema da Divergência em 2.6, obtém-se a Equação 2.8.

$$\int_{V_c(t)} \frac{\partial \rho}{\partial t} dV + \int_{V_c(t)} \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) dV = 0 \quad (2.8)$$

Ou ainda, a Equação 2.9.

$$\int_{V_c(t)} \left[ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) \right] dV = 0 \quad (2.9)$$

Como  $V_c(t)$  é um volume qualquer, a integral do lado esquerdo da Equação 2.9 só pode ser nula se seu integrando for nulo. Isso permite escrever a Equação 2.10.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (2.10)$$

## 2.1.2 Equacionamento de Conservação de Momento Linear

Assim como a conservação de massa, o princípio de conservação de momento linear é de fundamental importância na mecânica dos fluidos. Esse princípio estabelece que a taxa de variação temporal do momento linear de um sistema é igual à soma das forças externas atuando sobre ele. Em outras palavras, a quantidade de movimento em um fluido pode ser transferida entre diferentes partes do sistema, mas a quantidade total de momento linear permanece constante (HAUKE, 2008).

É necessário também desenvolver uma expressão para a conservação do momento linear. Isso pode ser feito a partir da aplicação da segunda lei de Newton a um sistema de partículas discretas, conforme a Equação 2.11.



$$\frac{d}{dt} \sum_i m_i \mathbf{u}_i = \sum \mathbf{F}_{ext} \quad (2.11)$$

Considerando que o sistema em análise é um fluido, no qual o número de partículas tende ao infinito, a massa em um volume diferencial de fluido pode ser escrita como  $m_i = dm = \rho dV$  (HAUKE, 2008). Dessa forma, pode-se obter uma descrição de um volume de partículas fluidas da seguinte maneira pela Equação 2.12.

$$\frac{d}{dt} \sum_i m_i \mathbf{u}_i = \frac{d}{dt} \int_{V_f(t)} \rho \mathbf{u} dV \quad (2.12)$$

As forças que atuam externamente em um sistema monofásico de fluidos são descritas em (HAUKE, 2008) na Equação 2.13.

$$\sum \mathbf{F}_{ext} = \int_{S_f} \mathbf{f}_s dS + \int_{V_f} \rho \mathbf{f}_m dV \quad (2.13)$$

As forças de superfície, representadas por  $\mathbf{f}_s$ , podem ser descritas pelo produto escalar do tensor tensão  $\tau$  com a normal apontada para o exterior do volume,  $\mathbf{n}$ . Acompanhando as forças de superfície estão as forças de campo,  $\mathbf{f}_m$ , que estão presentes no problema. Substituindo essas expressões na Equação 2.12, obtém-se a Equação .

$$\frac{d}{dt} \int_{V_f(t)} \rho \mathbf{u} dV = \int_{S_f} \tau \cdot \mathbf{n} dS + \int_{V_f} \rho \mathbf{f}_m dV \quad (2.14)$$

Dessa forma, o equacionamento aplicado ao volume de controle será obtido aplicando a Equação 2.4, e pode ser expresso conforme a Equação 2.15.

$$\frac{d}{dt} \int_{V_c(t)} \rho \mathbf{u} dV + \int_{S_c(t)} \rho \mathbf{u} [(\mathbf{u} - \mathbf{u}^c) \cdot \mathbf{n}] dS = \int_{S_c(t)} \tau \cdot \mathbf{n} dS + \int_{V_c(t)} \rho \mathbf{f}_m dV \quad (2.15)$$

A equação que descreve a conservação integral da quantidade de movimento do fluido é dada pela Equação 2.15. Ao aplicar o Teorema de Gauss (Equação 3.1) em 2.15, é escrita a Equação 2.16.

$$\int_{V_c(t)} \frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} dV + \int_{V_c(t)} \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) dV = \int_{V_c(t)} \nabla \cdot \tau dV + \int_{V_c(t)} \rho \mathbf{f}_m dV \quad (2.16)$$

Ou ainda a Equação 2.17.

$$\int_{V_c(t)} \left[ \frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} dV + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) - \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} - \rho \mathbf{f}_m \right] dV = 0 \quad (2.17)$$

Considerando que o volume de controle  $V_c(t)$  é arbitrário, a integral no lado esquerdo da Equação 2.17 só pode ser nulo se o integrando for nulo. Portanto, tem-se a Equação 2.18.

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) - \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau}) - \rho \mathbf{f}_m = 0 \quad (2.18)$$

### 2.1.3 Considerações de Escoamentos Incompressíveis

A conservação da massa e do momento linear em fluidos é descrita por equações não-lineares, acopladas e de difícil resolução analítica. A existência de uma solução única para condições de contorno específicas é difícil de ser provada com as ferramentas matemáticas existentes. Em casos em que uma solução analítica é possível, muitos termos nas equações são nulos, com relevância prática desses casos limitada. Em casos mais complexos, é necessário fazer simplificações, negligenciando alguns termos e introduzindo incertezas. Mesmo com as simplificações, na maioria dos casos, as equações ainda são de difícil resolução analítica e exigem o uso de métodos numéricos (FERZIGER e PERIC, 2013).

As equações mais gerais de conservação de massa e momento, apresentadas nas seções 2.1.1 e 2.1.2, assumem que todas as propriedades do fluido e do escoamento variam no espaço e no tempo. E em muitas aplicações, a densidade do fluido constante é considerada constante. Isso é válido não apenas para escoamento de líquidos, cuja compressibilidade pode ser negligenciada, mas também para gases com um número de Mach inferior à 0,3, denominados escoamentos incompressíveis. Se o escoamento também for isotérmico, a viscosidade também será constante. Nesse caso, a equação de conservação de massa 2.10 se reduz à Equação 2.19 (FERZIGER e PERIC, 2013).

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2.19)$$

Para a equação de conservação de momento linear 2.18 é comum a gravidade ser a única força externa atuando no fluido, o que permite separar o tensor tensão em componentes normais, de pressão,  $p$  e viscosas  $\boldsymbol{\tau}'$ , conforme a relação abaixo:

$$\boldsymbol{\tau} = \begin{bmatrix} -p & \tau_{12} & \tau_{13} \\ \tau_{21} & -p & \tau_{23} \\ \tau_{31} & \tau_{32} & -p \end{bmatrix} = -p\mathbf{I} + \begin{bmatrix} 0 & \tau_{12} & \tau_{13} \\ \tau_{21} & 0 & \tau_{23} \\ \tau_{31} & \tau_{32} & 0 \end{bmatrix} = -p\mathbf{I} + \boldsymbol{\tau}'$$

Com isso, é possível obter a Equação 2.21 como expressão para a conservação diferencial do momento linear.

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = -\nabla p + \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau}') + \rho \mathbf{f}_m \quad (2.20)$$

O tensor das tensões viscosas para fluidos newtonianos e incompressíveis, pode ser tratado conforme a Equação 2.21 (HAUKE, 2008).

$$\boldsymbol{\tau}' = \mu(\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T) \quad (2.21)$$

## 2.2 Teoria de Escoamentos Turbulentos

Escoamentos turbulentos são não lineares, instáveis e marcados por uma dinâmica de turbilhões em variadas escalas. No entanto, pesquisas recentes têm mostrado que esses escoamentos contêm estruturas coerentes e essencialmente determinísticos, que são responsáveis por grande parte do fenômeno. A dinâmica turbulenta e sua irregularidade fazem com que as variáveis instantâneas associadas ao escoamento sejam sensíveis às condições iniciais (FERZIGER e PERIC, 2013).

Antes da introdução da fluidodinâmica computacional, a principal forma de estudar escoamentos turbulentos era experimental, utilizando parâmetros gerais como a resistência ou transferência média de calor ao longo do tempo. Contudo, algumas medições necessárias para projetos mais avançados são impraticáveis de serem realizadas, enquanto outras não conseguem atingir a precisão necessária. Assim, métodos numéricos possuem um papel importante a desempenhar nesse cenário (FERZIGER e PERIC, 2013).

Conforme J. BARDINA (1980), existem seis categorias de abordagens para prever escoamento turbulento, no qual podem ser subdivididas:

## **I - Correlações Numéricas**

Envolve o uso de correlações numéricas, como as correlações do fator de atrito em função do número de Reynolds ou o número de Nusselt para transferência de calor em função dos números de Reynolds e Prandtl. Embora seja bastante útil, essa técnica é limitada a tipos simples de escoamento, que podem ser caracterizados por apenas alguns parâmetros.

## **II - Equações Integrais**

Faz uso de equações integrais que podem ser obtidas a partir das equações de movimento por meio da integração em uma ou mais coordenadas. Geralmente, isso simplifica o problema para uma ou mais equações diferenciais ordinárias de fácil resolução.

## **III - RANS (Reynolds-averaged Navier–Stokes)**

Fundamentada em equações obtidas por meio da média das equações de movimento ao longo do tempo e de uma coordenada em que o fluxo médio não varia ou por meio de um conjunto imaginário de fluxos nos quais todos os fatores controláveis são mantidos constantes. Essa abordagem resulta em um grupo de equações diferenciais parciais chamadas de equações de RANS (do inglês *Reynolds-averaged Navier–Stokes*). Essa abordagem será tratada com mais detalhes na seção 2.2.1.

## **IV - Fechamento de Dois Pontos**

O quarto método é conhecido como fechamento de dois pontos, que utiliza equações para correlacionar as componentes de velocidade em dois pontos espaciais ou, mais comumente, a transformada de Fourier das equação de Navier-Stokes.

## **V - LES (Large Eddy Simulation)**

Denominadas de LES (do inglês "*Large Eddy Simulation*"), concentra em resolver os movimentos de maior escala do fluxo.

## VI - Direct Numerical Simulation

Por fim, a simulação numérica direta denominada de DNS (do inglês "*Direct Numerical Simulation*") consiste em resolver as equações de Navier-Stokes para todos os movimentos presentes em um fluxo turbulento.

### 2.2.1 Abordagem de Turbulência RANS

Essa abordagem segue a estratégia matemática adotada por REYNOLDS (1895). Ao invés de resolver todas as escalas turbulentas completamente, utiliza uma abordagem estatística para fazer a média das equações de Navier-Stokes no espaço e no tempo. Embora essa estratégia não permita uma resolução precisa das variáveis instantâneas, ela ainda é capaz de capturar o comportamento médio e fornecer soluções de engenharia adequadas. Essa é uma estratégia amplamente utilizada para as simulações de CFD de fluxos turbulentos devido ao custo computacional reduzido.

Seja  $F$  uma variável instantânea. Podemos definir uma média temporal para  $F$  de modo que  $F$  é decomposta em seu valor médio  $\bar{F}$  e uma flutuação  $f$ . Em um estado estacionário, em que o intervalo de tempo  $\Delta t$  tende ao infinito, a variável instantânea  $F$  na Equação 2.22 pode ser definida pela Equação 2.23 (WILCOX, 2006).

$$F = \bar{F} + f \quad (2.22)$$

$$\bar{F} = \lim_{\Delta t \rightarrow \infty} \frac{1}{\Delta t} \int_{t-\frac{\Delta t}{2}}^{t+\frac{\Delta t}{2}} F(t) dt \quad (2.23)$$

A operação de média temporal é linear e comutativa tanto no espaço quanto no tempo, e a média temporal de uma flutuação  $f'$  é nula. Com essas propriedades, para um fluido newtoniano incompressível, as equações de movimento de Navier-Stokes, expressas em notação tensorial conforme as Equações 2.24 e 2.25 (WILCOX, 2006).

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.24)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = f_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_i \partial x_j} \quad (2.25)$$

Em seguida, é possível decompor cada quantidade instantânea em componentes de média temporal e flutuante, e a equação resultante é média temporal, que resulta nas Equações 2.26 e 2.27 (WILCOX, 2006).

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.26)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = \bar{f}_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_i \partial x_j} \quad (2.27)$$

A equação de momento linear também pode ser escrita conforme a Equação 2.28.

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = \bar{f}_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_i \partial x_j} - \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} \quad (2.28)$$

Com demais manipulações algébricas apresentadas por WILCOX (2006) e como a integração no tempo elimina a dependência temporal dos termos resultantes, o desenvolvimento resulta na Equação 2.29.

$$\rho \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = \rho \bar{f}_i + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ -\bar{p} \delta_{ij} + u \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \rho \overline{u'_i u'_j} \right] \quad (2.29)$$

Conforme descrito na Equação 2.29, o tensor  $\overline{u'_i u'_j}$  representa a média do produto das flutuações de velocidade em diferentes direções. Como apenas as velocidades médias serão resolvidas, a presença desse tensor nas equações de Navier-Stokes médias introduz um problema ao adicionar seis novas variáveis ao sistema de equações. A elaboração de equações de transporte para as componentes do tensor de tensões é um procedimento desafiador que requer variáveis adicionais desconhecidas nas equações resultantes. Devido à dependência desse tensor em variáveis flutuantes que não são conhecidas após o processo de média de Reynolds, é desejável modelar esse tensor de alguma forma (WILCOX, 2006).

Boussinesq apresentou a hipótese da viscosidade turbulenta (SCHMITT, 2007), usada como uma das estratégias. Segundo essa hipótese, o tensor de tensão de Reynolds é proporcional à taxa média de deformação (POPE, 2000), como descrito na Equação 2.30.

$$\rho \overline{u_i u_j} + \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} = \rho \nu_t \left( \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.30)$$

Com  $k$  definido como a metade da soma dos elementos diagonais do tensor de tensão de Reynolds (POPE, 2000). A Equação 2.30 estabelece que os componentes diferenciais ( $\overline{\rho u_i u_j} + \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}$ ) são proporcionais ao tensor de taxa de deformação através da viscosidade turbulenta  $\nu_t$ . Essa viscosidade é associada à difusão das tensões turbulentas causadas pelas flutuações de velocidade no fluxo médio (SCHMITT, 2007).

### 2.2.2 Modelo $k - \omega$ SST

Diversos modelos turbulentos podem ser desenvolvidos definindo especificações para as escalas de comprimento e velocidade da viscosidade turbulenta,  $\nu_t$ . Essas especificações podem ser feitas através de modelos algébricos ou da introdução de novas equações diferenciais parciais (POPE, 2000). Os modelos algébricos dependem do conhecimento prévio das estruturas turbulentas presentes no campo de escoamento para ajustar de maneira confiável os parâmetros do modelo, muitas vezes obtidos empiricamente (WILCOX, 2006).

No entanto, devido às limitações dos modelos mencionados acima, é comum o uso de modelos turbulentos que representam ambas as escalas por meio de equações diferenciais de transporte. Entre esses modelos, os mais utilizados são o modelo  $k - \epsilon$  (LAUNDER e SPALDING, 1974) e o modelo  $k - \omega$  (WILCOX, 2006).

O modelo  $k - \epsilon$  apresenta limitações como indeterminações matemáticas próximas à parede, requerendo o uso de funções de parede, e a suposição empírica da equação de transporte de  $\epsilon$ , que não é derivada fisicamente. O modelo  $k - \omega$ , por outro lado, oferece uma melhor modelagem das variáveis turbulentas próximas às fronteiras da parede devido à falta de uma indeterminação, no entanto é de grande sensibilidade às condições de contorno de entrada para  $\omega$  (POPE, 2000).

Uma alternativa para utilizar os pontos fortes dos dois modelos é o modelo  $k - \omega$  SST (do inglês "*Shear Stress Transport*"), que combina o comportamento do  $k - \omega$  próximo à parede com o comportamento do modelo  $k - \epsilon$  em regiões distantes das paredes. O modelo pode ser diretamente utilizável desde a parede até a camada viscosa sub-regional, e por ser usado como um modelo de baixa turbulência, evita o problema do modelo  $k - \omega$  que é muito sensível às propriedades de turbulência de escoamento livre (MENTER *et al.*, 2003).

## 2.3 Teoria de Energia Eólica

A geração de energia por turbinas eólicas depende da interação entre o rotor da turbina e o vento. As primeiras análises aerodinâmicas de turbinas eólicas foram realizadas por BETZ (1926) e GLAUERT (1935) no final da década de 1920 e início da década de 1930. A energia disponível no vento é calculada pela Equação 2.32.

$$P_{vento} = \frac{1}{2}\rho AV_{vento}^3 \quad (2.31)$$

Com a densidade do ar é representada por  $\rho$ , a área varrida pelas pás por  $A$ , e a velocidade do vento por  $V_{wind}$ . A saída média de energia é determinada pela velocidade média do vento, dessa forma, representando apenas a aerodinâmica em estado estacionário, enquanto a turbulência e nuances da geometria são desconsideradas.

Em condições ideais, a potência disponível no vento é limitada a uma extração máxima de 59,26% por um rotor de turbina ideal com infinitas pás, esse fenômeno é conhecido como o limite de Betz (BETZ, 1926). No entanto, na prática, devido a considerações estruturais e econômicas, as turbinas eólicas geralmente possuem apenas duas ou três pás, o que resulta em uma extração de energia mais próxima de 50% da potência disponível no vento. A razão entre a potência extraível e a potência disponível é expressa como o coeficiente de potência do rotor  $C_p$  (SURYA e MOHIT, 2011). Portanto, a potência extraível pode ser escrita pela Equação 2.32.

$$P_{vento} = C_p \frac{1}{2}\rho AV_{vento}^3 \quad (2.32)$$

Segundo as equações de continuidade de momento 2.19 e a de massa 2.21, o fluxo de massa de ar,  $dm/dt$ , que atravessa um disco de rotor com área  $A$  depende apenas da densidade do ar,  $\rho$ , e da velocidade do ar  $U$ . É comum então, definir na teoria a energia do ar disponível por um disco de raio igual ao comprimento das pás, conforme ilustrado pela Figura 2.3.



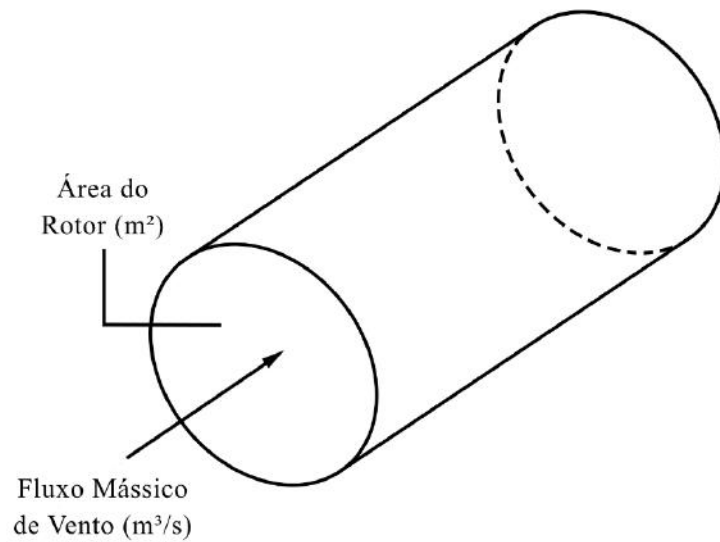


Figura 2.1: Escoamento de ar em um disco de rotor.

### 2.3.1 Categorização de Turbinas Eólicas

É comum categorizar Turbinas Eólicas entre dois tipos, dependendo eixo de rotação em relação ao escoamento do vento. Turbinas eólicas de eixo vertical, denominadas de VAWT (do inglês "*vertical axis wind turbine*") e turbinas eólicas de eixo horizontal, denominadas de HAWT (do inglês "*horizontal axis wind turbine*") (SPERA, 2009). A Figura 2.3.1 ilustra a diferença principal entre turbinas VAWT e turbinas HAWT.

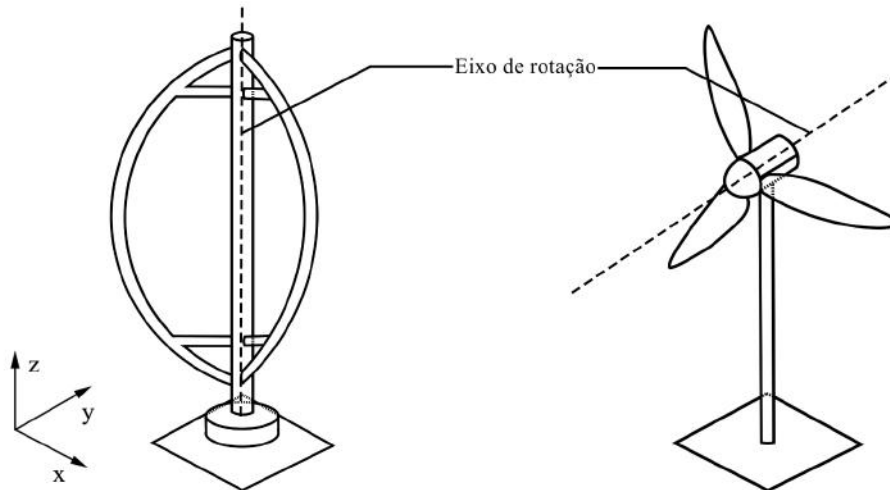


Figura 2.2: Esquemático de comparação entre turbinas eólicas de eixo horizontal e vertical.

A turbina eólica de eixo vertical (VAWT) da variação Darrieus foi amplamente estudado nas décadas de 1970 e 1980 nos Estados Unidos e Canadá. Embora apresente algumas características interessantes, como a simplicidade de não necessitar de um sistema de orientação, enfrentaram problemas significativos de confiabilidade e nunca conseguiram igualar o custo de energia das HAWTs correspondentes (J. F. MANWELL, 2009).

Atualmente o design mais comum e o foco principal deste estudo é a turbina eólica de eixo horizontal, a HAWT. Nas HAWT, o eixo de rotação é paralelo ao solo e são geralmente classificados de acordo com categorizações de parâmetros de design (J. F. MANWELL, 2009), explorados em mais detalhes na Seção 2.3.2.

Turbinas HAWT modernas de grande porte utilizam perfis aerodinâmicos, ilustrados na Figura 2.3.1 para capturar a energia cinética do vento, de um jeito similar que as asas de um avião utilizam aerodinâmica para criar sustentação.

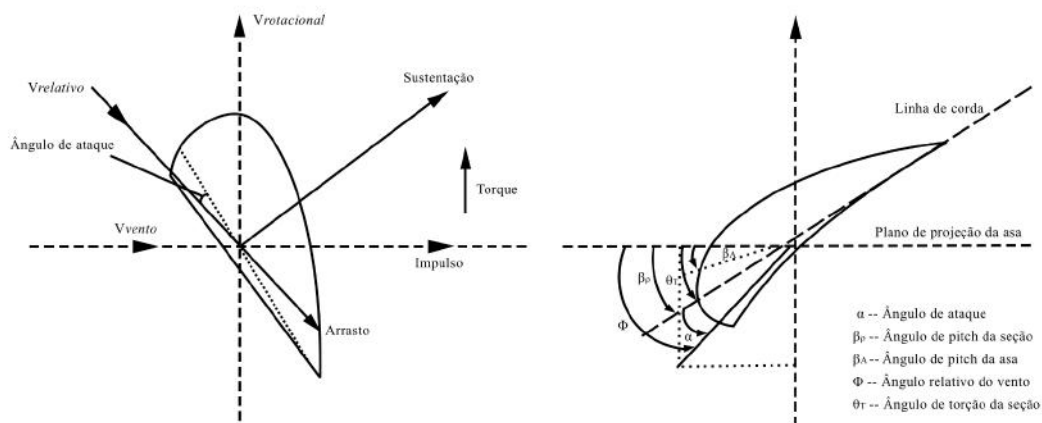


Figura 2.3: Seção transversal do aerofólio da pá da turbina eólica, adaptado de SURYA e MOHIT (2011)

Os perfis aerodinâmicos sofrem duas forças induzidas pelo vento: sustentação e arrasto. As turbinas dependem principalmente da força de sustentação para gerar torque nas pás do rotor, embora a força de arrasto também contribua para essa rotação. A força de sustentação atua perpendicularmente à direção efetiva do escoamento de ar e é responsável principalmente pelo torque que faz o rotor girar. As pontas das pás, que estão mais distantes do eixo, são responsáveis pela maior parte do torque (SURYA e MOHIT, 2011).

### 2.3.2 Componentes de Turbinas Eólicas de Eixo Horizontal

Turbinas HAWT seguem um padrão de componentes e design que podem ser divididos e caracterizados, à depender das escolhas de dimensionamento feitas para cada componente. A Figura 2.3.2 mostra uma ilustração esquemática dos componentes de um HAWT J. F. MANWELL (2009).

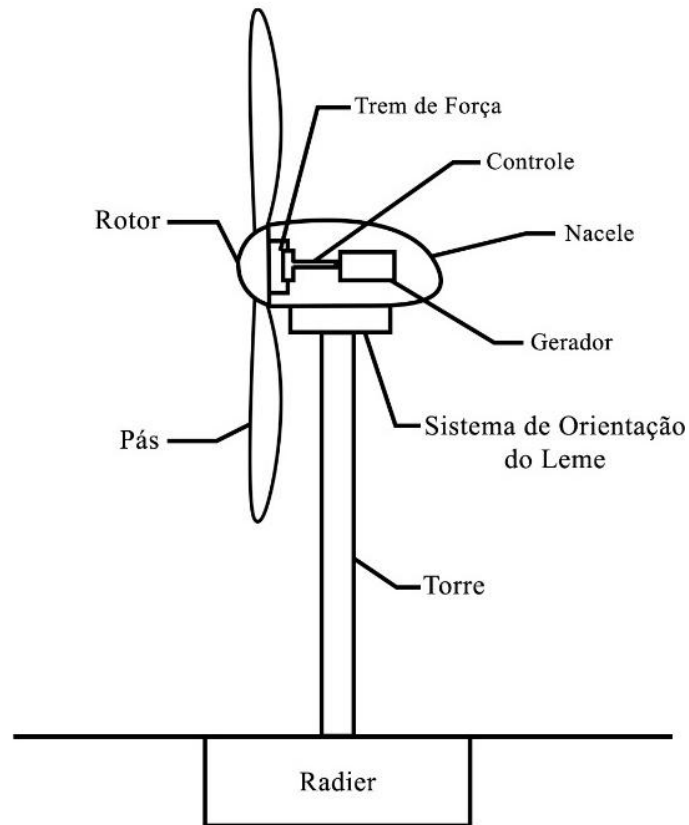


Figura 2.4: Principais componentes de uma turbina de eixo horizontal.

As principais opções no projeto e construção de turbinas eólicas incluem, como descrito por J. F. MANWELL (2009): O número de pás; geralmente duas ou três. A orientação do rotor; de ré ou de vante, em relação à torre. A velocidade do rotor; fixa ou variável. Característica das pás; Material, método de construção e perfil. O design do cubo; rígido, oscilante ou articulado. O tipo de gerador; síncrono ou de indução. O tipo de sistema de acionamento; caixa de câmbio ou gerador de acionamento direto. O controle de potência; feito por meio de controle aerodinâmico (controle de estol) ou pás de passo variável (controle de passo). Por fim, a orientação; de ação autoalinhável (leme livre) ou controle direto (leme ativo).

Para compreender melhor os principais componentes da turbina (rotor, trem de força, gerador, nacele, sistema de orientação do leme, torre e radier), segue uma breve introdução e visão geral do funcionamento conforme descrito por J. F. MANWELL (2009):

## **Rotor**

São frequentemente considerados os componentes mais importantes da turbina, tanto em termos de desempenho quanto de custo geral. A maioria das turbinas hoje tem rotores de vante, com três pás. Os materiais mais comuns usados para compor as lâminas das turbinas são os plásticos reforçados com fibra de vidro ou fibra de carbono (GRP ou CFRP), embora em algumas situações possam ser laminados de madeira ou epóxi.

## **Trem de Força**

O trem de força de uma turbina HAWT inclui outros componentes rotativos, como uma caixa de engrenagens, um eixo de alta velocidade (no lado do gerador) e um eixo de baixa velocidade (no lado do rotor). Além disso, o trem de acionamento também é composto por rolamentos de suporte, acoplamentos, freio e as partes rotativas do gerador. Sua principal função se faz em aumentar a taxa de rotação do rotor para uma velocidade adequada para acionar um gerador padrão. Devido ao escopo desse trabalho, o trem de força não será estudado mais a fundo.

## **Gerador**

A velocidade de rotação das turbinas eólicas é geralmente constante ou quase constante quando conectadas diretamente à rede elétrica, devido ao uso de geradores de indução ou síncronos. No entanto, é possível operar a turbina em velocidades variáveis se o gerador for combinado com conversores eletrônicos de energia. Em outras palavras, os conversores eletrônicos de energia permitem que a turbina eólica opere com diferentes velocidades de rotação, algo que não é possível com os geradores convencionais. De maneira análoga ao trem de força, o gerador não será modelado nem estudado mais a fundo neste trabalho.

## **Nacele e Sistema de Orientação do Leme**

O sistema de orientação do leme é fundamental para manter o eixo do rotor alinhado com o vento. Consiste em um grande rolamento que conecta o quadro principal à torre, e é composto pela nacele, a placa-base da máquina, e o próprio

sistema de orientação do leme. A montagem adequada desses componentes é garantida pelo quadro principal. A capa da nacele protege o conteúdo contra as condições climáticas adversas. Para garantir a rotação correta da nacele, uma unidade de orientação do leme ativa é utilizada, que contém um ou mais motores de orientação do leme que acionam uma engrenagem pinhão contra uma engrenagem de coroa presa ao rolamento do leme. O controle é feito por um sistema automático com sensor de direção do vento, geralmente montado na nacele. Para manter a nacele parada, em algumas ocasiões, são utilizados freios de leme. Alguns sistemas de leme livre também são empregados em turbinas eólicas de ré, permitindo que se auto-alinhem com o vento.

### **Torre e Radier**

As torres de suporte são um elemento crucial para as turbinas eólicas, sendo compostas pela própria torre e sua base, conhecida como radier. Atualmente, existem diferentes tipos de torres em uso, tais como torres independentes em aço, torres em treliça e torres em concreto. As torres ancoradas também são uma opção viável para turbinas menores. A altura da torre costuma ser no mínimo 20 metros e pode chegar a 1,5 vezes o diâmetro do rotor.

A rigidez da torre é um aspecto fundamental para a dinâmica do sistema de turbina eólica, uma vez que existe a possibilidade de vibrações acopladas entre a torre e o rotor. No caso de turbinas com rotores de ré, é preciso considerar o efeito da sombra da torre - a esteira de ar que se forma ao redor da torre - na dinâmica da turbina, nas flutuações de potência e na geração de ruído. As turbinas de ré costumam ser mais barulhentas do que suas contrapartes de vante, devido à sombra da torre.

# Capítulo 3

## Fluidodinâmica Computacional

### 3.1 Método dos Volumes Finitos

#### 3.1.1 Discretização do Domínio

O método dos volumes finitos busca transformar sistemas de equações diferenciais parciais em sistemas lineares algébricos utilizando equações de conservação. Para isso, é preciso discretizar o domínio geométrico do problema, o que envolve a subdivisão em volumes de controle finitos. Caso o problema apresente transiência temporal, é necessário discretizar também o domínio do tempo de forma similar à discretização espacial.

Em problemas que envolvem a resolução de fluidodinâmica computacional, a discretização espacial é realizada através da etapa de geração de malha, conforme descrito em FERZIGER e PERIC (2013). A Figura 3.1 ilustra um volume de controle arbitrário, que compõe um domínio, subdividido em volumes de controle finitos.

Para definir a discretização do domínio de um problema, é necessário determinar a localização dos pontos nodais, ou nós, que correspondem aos pontos onde as variáveis dependentes serão alocadas. A maioria dos softwares atuais de dinâmica dos fluidos computacional, incluindo o OpenFOAM, adotam o arranjo em que as variáveis são alocadas nos centroides dos volumes (OPENFOAM, 2014). No entanto, existem outras abordagens que alocam as variáveis nas arestas dos centroides. A Figura 3.2 apresenta esses dois tipos mais comuns de alocação de variáveis.

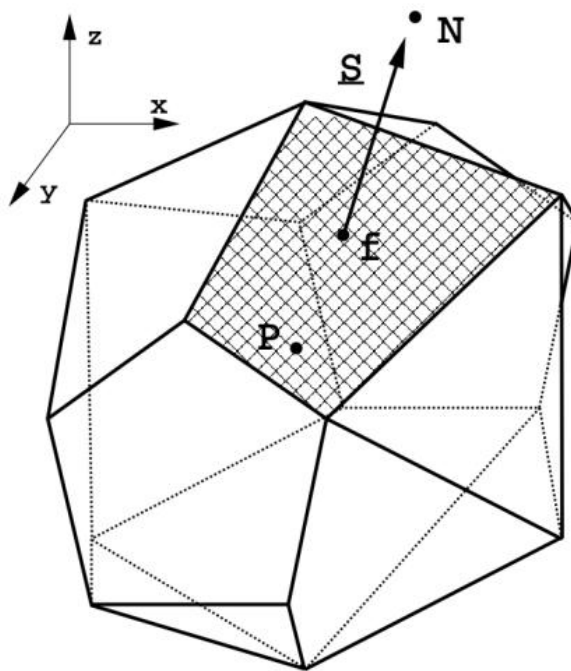


Figura 3.1: Volume de controle, extraído de JASAK (1996).

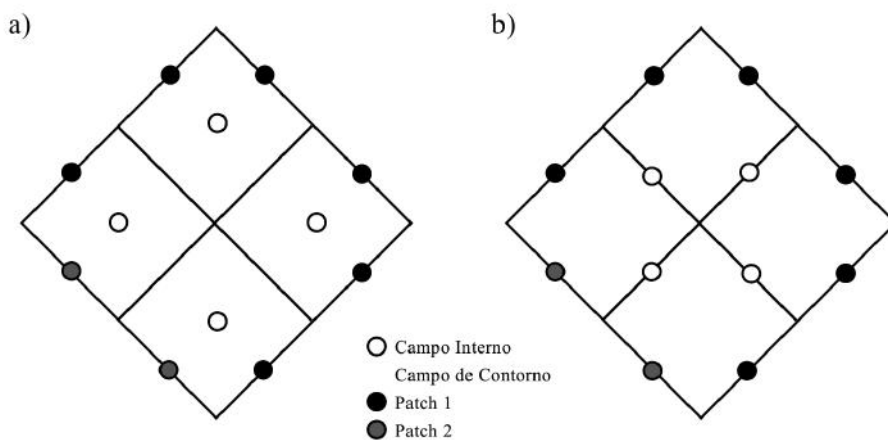


Figura 3.2: Arranjo com os pontos nodais centrados nos volumes (a) e com os pontos nodais nas arestas (b).

O processo de discretização espacial é fundamentado no Teorema da Divergência, apresentado na Seção 2.1.1, o qual estabelece uma relação entre o fluxo de uma variável de campo através das fronteiras de um volume definido e o divergente dessa mesma variável dentro desse volume, conforme a Equação 3.1.



$$\int_V \nabla \cdot \mathbf{F} \, dV = \oint_S \mathbf{F} \cdot \mathbf{n} \, dA = \oint_S \mathbf{F} \cdot d\mathbf{S} \quad (3.1)$$

Em uma célula poliédrica, a superfície  $A$  pode ser dividida em  $i$  faces planas e a integral pode ser dividida em uma soma da contribuição unitária de cada face. Também é feita a hipótese de que o fluxo da variável  $\mathbf{F}$  pode ser simplificado para um valor médio, aplicado no centroide de cada face, conforme a Equação 3.2.

$$\oint_S \mathbf{F} \cdot d\mathbf{S} \approx \sum_i \mathbf{F}_{f(\mathcal{M},\Phi)} \cdot \mathbf{A}_i \quad (3.2)$$

O valor médio no centroide da face para a variável  $\mathbf{F}$  é dado por  $\mathbf{F}_{f(\mathcal{M},\Phi)}$ , o qual é obtido através da função interpoladora  $\mathcal{M}$  e do fluxo  $\Phi$ . É importante destacar que a escolha adequada da função interpoladora é crucial para garantir a acurácia e estabilidade dos resultados (VERSTEEG e MALALASEKERA, 2011).

Utilizando essa formulação para o termo advectivo, é escrita a Equação 3.3.

$$\int_{V_{cel}} \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \eta) \, dV \approx \sum_i (\rho \mathbf{u} \eta)_{f(\mathcal{M},\Phi)} \cdot \mathbf{A}_i \quad (3.3)$$

De maneira similar, essa formulação pode ser aplicada no termo difusivo, como na Equação 3.4.

$$\int_{V_{cel}} \nabla \cdot (\rho \Gamma_\eta \nabla \eta) \approx \sum_i (\rho \Gamma_\eta \nabla \eta)_{f(\mathcal{M},\Phi)} \cdot \mathbf{A}_i \quad (3.4)$$

No entanto, a abordagem para o termo fonte é diferente, pois o Teorema da Divergência não pode ser aplicado diretamente sobre ele. Assim, se faz necessário linearizar a equação através da expansão em série de Taylor até o primeiro termo, antecedendo a discretização propriamente dita, apresentada na Equação 3.5 (VERSTEEG e MALALASEKERA, 2011).

$$S_\eta(\eta) = S_{\mathcal{I}}(\eta)\eta + S_{\mathcal{E}}(\eta) \quad (3.5)$$

O termo fonte pode ser dividido em duas parcelas:  $S_{\mathcal{I}}(\eta)$ , representando a parte implícita, e  $S_{\mathcal{E}}(\eta)$ , representando a parte explícita. Integrando esse termo no volume em questão, pode-se obter o termo fonte discretizado, apresentado na Equação 3.6.

$$\int_{V_{cel}} S_{\mathcal{I}}(\eta)\eta + S_{\mathcal{E}}(\eta) \, dV = V_{cel} [S_{\mathcal{I}}(\eta)\eta + S_{\mathcal{E}}(\eta)] \quad (3.6)$$

Quando a malha é fixa, ou seja, os volumes de controle não variam com o tempo, o termo transiente pode ser retirado da integral, conforme escrito na Equação 3.7.

$$\int_{V_{cel}} \frac{\partial \rho \eta}{\partial t} dV = \frac{\partial \rho \eta}{\partial t} \int_{V_{cel}} dV = \frac{\partial \rho \eta}{\partial t} V_{cel} \quad (3.7)$$

Ao combinar as formulações discretizadas dos termos envolvidos, é possível obter a Equação 3.8 de transporte semi-discretizada.

$$\int_t^{t+\Delta t} \left[ \frac{\partial \rho \eta}{\partial t} V_{cel} + \sum_i (\rho \mathbf{u} \eta)_{f(\mathcal{M}, \Phi)} \cdot \mathbf{A}_i - \sum_i (\rho \Gamma_\eta \nabla \eta)_{f(\mathcal{M}, \Phi)} \cdot \mathbf{A}_i \right] dt = \int_t^{t+\Delta t} V_{cel} [S_{\mathcal{I}}(\eta) \eta + S_{\mathcal{E}}(\eta)] dt \quad (3.8)$$

Existem diversos métodos para realizar a integração temporal e o cálculo das derivadas temporais, como o método de Euler, Crank-Nicolson e *backward*. O método de Euler é um método de primeira ordem, Crank-Nicolson e o *backward* são métodos de segunda ordem (JASAK, 1996). A partir da Equação 3.9, é possível calcular os termos temporais diretamente, como demonstrado nas Equações 3.10 e 3.11.

$$\eta^n = \eta(t + \Delta t) \quad \eta^0 = \eta(t) \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial \rho \eta}{\partial t} = \frac{\rho^n \eta^n - \rho^0 \eta^0}{\Delta t} \quad (3.10)$$

$$\int_t^{t+\Delta t} \eta(t) dt = \frac{1}{2} (\eta^0 + \eta^n) \Delta t \quad (3.11)$$

Em que 0 é o tempo presente e  $n$  é o próximo passo de tempo.

Os valores nas faces são calculados em função dos valores no centroide da célula no novo passo de tempo, apresentada nas Equações 3.12 e 3.13.

$$\eta_i = f_x \eta_P^n + (1 - f_x) \eta_N^n \quad (3.12)$$

$$\mathbf{S} \cdot (\nabla \eta)_i = \Delta \frac{\eta_N^n - \eta_P^n}{\mathbf{d}} + \mathbf{k} \cdot (\nabla \eta)_i \quad (3.13)$$

Assim, os valores nas faces são obtidos a partir dos valores na célula adjacente no novo passo de tempo. Isso é realizado utilizando o ponto  $P$  no centroide da célula e o ponto  $N$  no centroide da célula adjacente, juntamente com o fator de interpolação  $f_x$ , o vetor de distância  $\mathbf{d}$  entre  $P$  e  $N$  e a contribuição não ortogonal  $\mathbf{k}$  (JASAK, 1996).

### 3.1.2 Discretização das Equações de Transporte

Além da discretização do domínio espacial e temporal, também se é necessário aplicar processos de discretização às equações de conservação que governam o problema em questão, buscando obter uma aproximação algébrica. Portanto, o processo de discretização pode ser dividido em duas etapas; a discretização do domínio, tratado na seção 3.1.1, e a discretização das equações que governam o problema (MUZAFERIJA, 1994; JASAK, 1996; HIRSCH, 2010). A Figura 3.3 mostra um fluxograma da solução das equações.

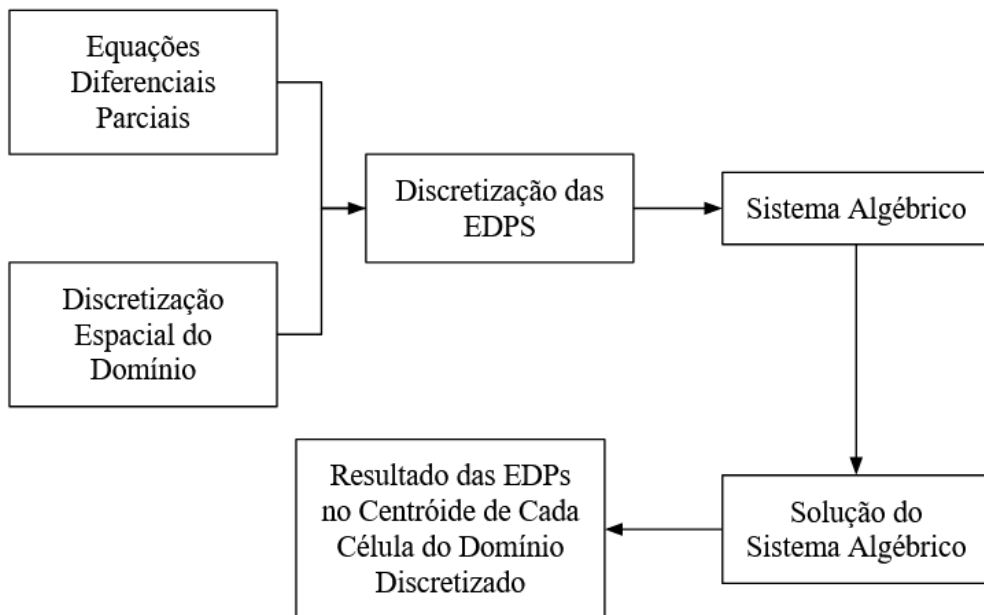


Figura 3.3: Fluxograma para solução das equações, adaptado de OPENFOAM (2014).

A próxima etapa após a discretização do domínio espacial e temporal é aplicar processos de quadratura às equações de conservação para obter uma aproximação algébrica delas. Neste caso, a equação genérica de transporte para uma variável tensorial  $\phi$  será utilizada como base para o desenvolvimento. Assim, é escrita a Equação 3.14.

$$\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} + \nabla(\rho \phi u) - \nabla t_\phi - S_\phi = 0 \quad (3.14)$$

O termo  $\nabla t_\phi$  da Equação 3.14 refere-se à difusão da variável transportada  $\phi$ , enquanto  $S_\phi$  representa um termo de geração de qualquer variável. Além disso, substitui-se  $C_A$  por  $\rho \phi$ , para reduzir a equação.

O termo difusivo é expresso a partir da dependência do fluxo difusivo proporcional ao gradiente de propriedade, seguindo o mesmo procedimento da Lei de Fourier (INCROPERA *et al.*, 2014) e de Fick (BIRD *et al.*, 1960). Assim, o operador diferencial para a difusão pode ser escrito como  $\nabla(\Gamma \phi)$ , em que  $\Gamma$  é o coeficiente de difusão de  $\phi$ . O resultado é a Equação 3.15.

$$\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} + \nabla(\rho \phi u) - \nabla(\Gamma \phi) = S_\phi \quad (3.15)$$

O método dos volumes finitos utilizado é de segunda ordem (JASAK, 1996). Embora seja ideal evitar esquemas de discretização com ordem menor do que a do método em si para evitar a introdução de difusão numérica (JASAK, 1996), em certas situações os métodos de segunda ordem são instáveis e apresentam comportamento oscilatório (JASAK, 1996; FERZIGER e PERIC, 2013). Portanto, em algumas situações, esquemas de discretização com ordem inferior são utilizados para estabilizar a solução com a introdução de difusão numérica (JASAK, 1996).

### 3.1.3 Número de Courant e Controle do Passo de Tempo

A metodologia de passo de tempo utilizada neste trabalho baseia-se no número de Courant, o qual relaciona a distância percorrida por um fluxo de informação com o tamanho da malha computacional local. Como o número de Courant é definido para cada célula do domínio em relação a um determinado fluxo  $\phi$ , ele está diretamente relacionado com o tamanho local da malha computacional, como apresentado pela Equação 3.16 (FERZIGER e PERIC, 2013).

$$Co_\phi = \max\left(0, 5 \frac{\sum_f |\phi|}{V_{cell}\rho}\right) \Delta t \quad (3.16)$$

O objetivo da metodologia do número de Courant é ajustar o passo de tempo com base no fluxo mássico, o qual é obtido através do produto entre o campo de velocidade e o vetor área, ambos multiplicados pelo campo de densidade, escrito na Equação 3.17.

$$Co_u = \max\left(0, 5 \frac{\sum_f |\rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{S}_f|}{V_{cell}\rho}\right) \Delta t \quad (3.17)$$

É possível também estabelecer um coeficiente para ajustar a mudança de passo de tempo, pela Equação 3.18.

$$c_{\Delta t} = \frac{Co_{fixado}}{Co_u} \quad (3.18)$$

Uma forma de evitar grandes incrementos no passo de tempo em um curto intervalo e, conseqüentemente, possíveis instabilidades numéricas é limitar o aumento máximo do passo de tempo para 20% do seu valor original. Assim, o passo de tempo é dado pela Equação 3.19, em que  $Co_{fixado}$  é um valor definido pelo usuário.

$$\Delta t^{n+1} = \min(\min(c_{\Delta t}, 1 + 0, 1c_{\Delta t}), 1, 2)\Delta t^n \quad (3.19)$$

## 3.2 OpenFOAM

No presente estudo, todas as análises e desenvolvimentos foram realizados utilizando o programa de código aberto OpenFOAM (do inglês "*Open Field Operation and Manipulation*") (OPENFOAM, 2014). OpenFOAM é um software livre de simulação numérica em fluidodinâmica computacional, escrito em C++, utilizando a estrutura de classes e *templates* para representar as equações discretizadas de forma clara e compreensível. Tem sido amplamente utilizado em diversos setores, incluindo aeroespacial, automotivo, petroquímico, energia e meio ambiente.

Uma das principais vantagens do OpenFOAM é a sua capacidade de personalização e adaptação para uma grande variedade de aplicações. O software possui uma arquitetura modular e flexível, que permite aos usuários desenvolverem *solvers*, que são algoritmos implementados para aplicações específicas. Além

disso, o OpenFOAM também oferece uma grande variedade de ferramentas para pré-processamento, pós-processamento e visualização de resultados (OPENFOAM, 2014).

Devido à sua natureza de código aberto, o OpenFOAM é uma ferramenta popular entre a comunidade de usuários e desenvolvedores de CFD. Ele é usado tanto no meio acadêmico quanto no empresarial, além disso, o OpenFOAM tem uma grande base de usuários, o que significa que existem muitos recursos disponíveis para ajudar os novos usuários a aprender a usar o software (OPENFOAM, 2014).

Essa dinâmica de comunidade permite o desenvolvimento colaborativo por parte da comunidade, o que levou à existência de três vertentes principais do software atualmente: FOAM-Extend, distribuído pela Wikki do Reino Unido e pelo grupo do professor Hrvoje Jasak, OpenFOAM distribuído pela OpenCFD Ltd e OpenFOAM distribuído pela OpenFOAM Foundation Inc (JASAK, 1996; VIGNOLI, 2021).

### 3.2.1 *Solvers* Aplicados

O equacionamento básico das aplicações consiste na Equação de Conservação da Massa 2.21 e da Equação de Conservação da Quantidade de Movimento 2.19, deduzidas ao longo do Capítulo 2.1.

Foi utilizado os *solvers* simpleFoam e pimpleFoam. O *solver* simpleFOAM utiliza o algoritmo SIMPLE (do inglês *Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations*) é um método semi-implícito para equações vinculadas à pressão, usado para escoamentos estacionários (HOLZMANN, 2019). Um esquema ilustrativo de seu funcionamento é mostrado na Figura 3.4.

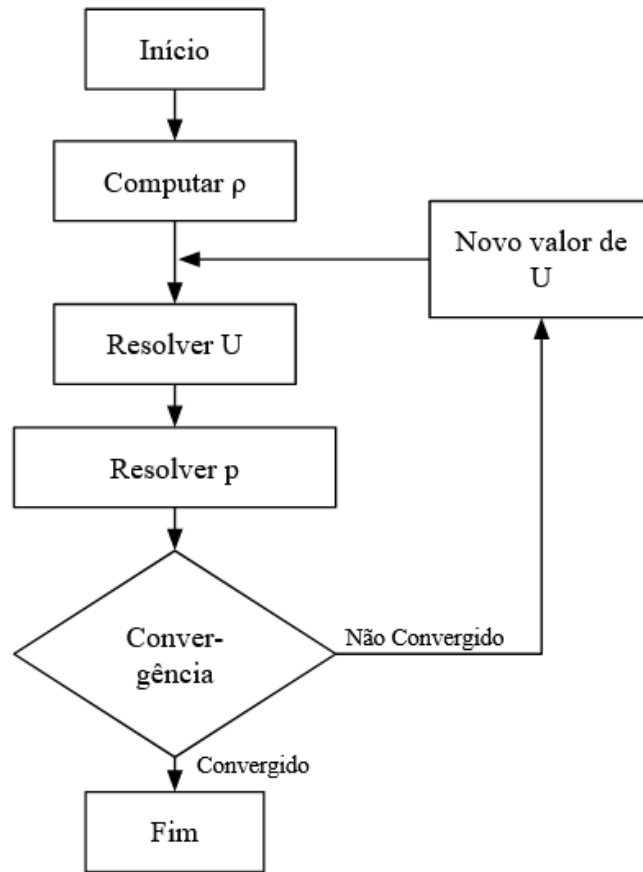


Figura 3.4: Esquema de funcionamento do algoritmo numérico SIMPLE, adaptado de HOLZMANN (2019).

O *solver* pimpleFOAM, utiliza o algoritmo PIMPLE, uma combinação dos algoritmos PISO (do inglês *"Pressure Implicit with Splitting of Operator"*) e SIMPLE. É usado para casos transientes (HOLZMANN, 2019). Um esquema ilustrativo de seu funcionamento é mostrado na Figura 3.5.

A forma mais adequada de compreender o algoritmo PIMPLE é visualizá-lo como um algoritmo SIMPLE para cada passo de tempo, no qual os corretivos externos são as iterações, e uma vez que essas iterações convergem, passa-se para o próximo passo de tempo até que a solução seja completa. O PIMPLE é mais estável do que o PISO por esta razão, especialmente quando se lida com grandes passos de tempo, nos quais o número máximo de Courant pode consistentemente estar acima de 1 ou quando a natureza da solução é inerentemente instável (HOLZMANN, 2019).

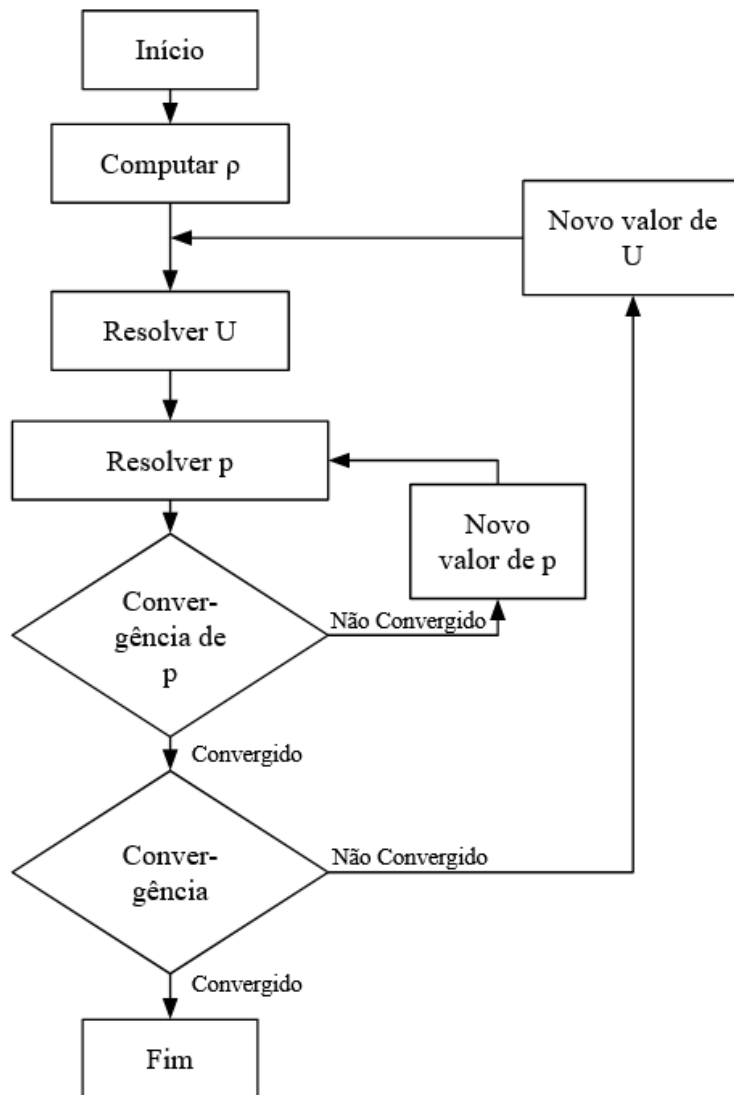


Figura 3.5: Esquema de funcionamento do algoritmo numérico PIMPLE, adaptado de HOLZMANN (2019).

### 3.3 Modelagem de Malhas Dinâmicas

As simulações CFD de turbinas eólicas podem ser realizadas de várias maneiras, desde abordagens simples que consideram o conjunto das pás como um disco simples, até modelos mais sofisticados com malhas móveis contendo dezenas de milhões de células.



### 3.3.1 Metodologias Simplificadas

A teoria do disco atuador (chamada em inglês de "*Momentum Theory*") foi a primeira metodologia utilizada para calcular a influência de uma turbina eólica no ambiente. Essa teoria modela o rotor da turbina como um disco infinitamente fino com campos constantes ao longo de seu comprimento, relacionando o torque, empuxo, raio do rotor e velocidade. Com essa abordagem simples, condizente com a teoria apresentada em 2.3, é possível simular o comportamento médio de qualquer propulsor no ambiente em que está inserido, com um custo computacional reduzido (DAME, 2021). No entanto, os resultados têm precisão limitada, uma vez que apenas os campos médios são capturados e não é possível considerar o efeito das diversas pás da turbina eólica no ambiente.

De maneira ampla, é possível afirmar que, no modelo de disco atuador, a perda de pressão ou momento no rotor ocorre devido ao trabalho executado pelo fluxo de ar que passa pelo plano do rotor. Um exemplo que ilustra esse conceito pode ser encontrado na Figura 3.6.

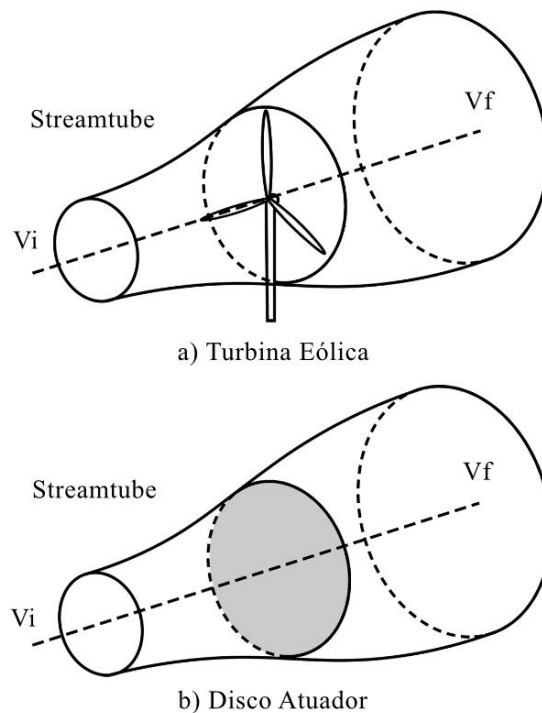


Figura 3.6: Representação do modelo (a) Turbina eólica e (b) disco atuador, adaptado de DAME (2021)

Assim, não é possível levar em consideração a influência de cada seção da pá no escoamento de ar. Para levar em conta esses efeitos, são aplicadas correções na metodologia BEM (do inglês *"Blade Element Momentum"*). Embora o modelo seja bidimensional, é possível incluir efeitos tridimensionais em áreas específicas, como nas extremidades da pá e perto da nacele, onde ocorrem fenômenos como separação da camada limite e formação de vórtices. Essas correções aumentam a precisão dos modelos BEM, tornando-os mais correlacionados com valores experimentais (MORIARTY, 2005). Um exemplo do plano anular usado na BEM pode ser visto na Figura 3.7.

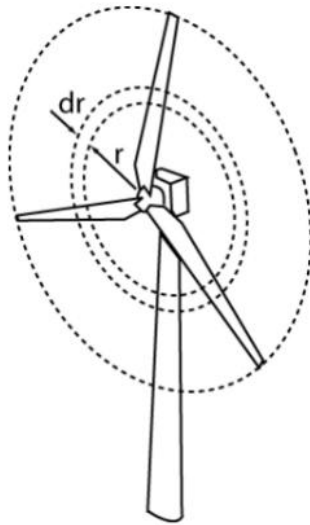


Figura 3.7: Plano anular usado na BEM, extraído de MORIARTY (2005)

### 3.3.2 SRF - Single Reference Frame

O método SRF é utilizado quando todas as faces do domínio estão girando em torno de um único eixo, resultando em um referencial de escoamento que gira junto com o domínio. Na equação de conservação do momento, dois termos são adicionados para levar em conta a força centrípeta e a força de Coriolis (LANZAFAME *et al.*, 2013), apresentado pela Equação 3.20.

$$\frac{\partial u_a}{\partial t} + \nabla \cdot (u_r \times u_r) + 2\Omega u_r + \Omega(\Omega r) = -\nabla p + \nabla \cdot (\nu + \nu_t) \nabla (u_r + (\nabla u_r)^T) \quad (3.20)$$

A Equação 3.20 representa a equação de conservação do momento em um referencial giratório. A força centrípeta e de Coriolis são representados pelos termos  $\Omega(\Omega r)$  e  $2\Omega u_r$ , respectivamente. Em que  $u_a$  é a velocidade absoluta,  $u_r$  é a velocidade relativa ao referencial móvel,  $\Omega$  é a velocidade de rotação do referencial,  $p$  é a pressão,  $\nu$  é a viscosidade cinemática do ar e  $\nu_t$  é a viscosidade turbulenta (LANZAFAME *et al.*, 2013).

Para simulações de turbinas eólicas, a utilização da metodologia SRF é restrita a situações em que apenas a nacele com as pás são simuladas, já que todo o domínio precisa estar em rotação. Para simulações que envolvem a nacele, as pás e a torre, é necessário empregar outras metodologias, como a MRF (do inglês *Multi Reference Frame*) (OPENFOAM, 2014).

### 3.3.3 MRF - Multi Reference Frame

A metodologia MRF - Multi Reference Frame é similar à SRF, porém mais abrangente, pois possibilita a divisão do domínio em áreas móveis e fixas. Nas áreas móveis, como o rotor de uma turbina, o comportamento é semelhante ao observado na modelagem SRF. Por outro lado, nas áreas fixas, a equação do momento não apresenta componentes de força centrípeta ou de Coriolis. Nas áreas de fronteira entre a parte móvel e a parte fixa, as velocidades e gradientes de velocidade são convertidos do referencial fixo para o móvel e vice-versa (OPENFOAM, 2014).

Tanto a metodologia SRF quanto a MRF são direcionadas para simulações estacionárias, embora possam ser utilizadas em situações transientes. Entretanto, mesmo em casos transientes, um estado estacionário é alcançado, o que não possibilita uma análise precisa da interação entre as pás e a torre, visto que não é levado em conta o efeito das pás passando diante da torre durante a rotação. Não obstante dessa limitação, esses métodos são bastante eficazes, uma vez que os resultados de torque e empuxo nas pás geralmente correspondem aos resultados experimentais (OPENFOAM, 2014).

### 3.3.4 SMI - Sliding Mesh Interface

SMI (do inglês "*Sliding Mesh Interface*") é similar à metodologia MRF, pois separa as áreas fixas e móveis, mas, neste caso, as áreas móveis de fato se movem

e não têm o movimento modelado. Em outras palavras, todo o domínio está sob o mesmo sistema de referência estático e a malha dentro das áreas móveis se move, submetida a rotação ao longo do tempo (OPENFOAM, 2014).

Portanto, essa metodologia exige simulações transientes, e em cada momento de tempo, há uma rotação da malha, dependendo da velocidade angular e do intervalo de tempo. Essa metodologia possui a grande vantagem de capturar ondas de pressão, ao custo de alta demanda computacional.

### 3.4 Análises Similares

Existem estudos similares a proposta de estudo desta pesquisa científica, ou de relevância para os objetivos que visam ser alcançados. Assim, esta seção traçará uma abordagem sobre a metodologia e resultados encontrados por diversos autores.

A metodologia deste estudo será descrito em mais detalhes no Capítulo 4, a seguir. A tabela 3.1 apresenta o resumo de como o presente estudo se encaixa no contexto dos estudos apresentados nesta seção.

Simulador	Velocidade do Vento	Velocidade de Rotação	Modelo de Turbulência	Tamanho da Malha	Metodologia
OpenFOAm	11 [m/s]	20,463 [rpm]	$k - \omega$ SST		
Transitional SST	$6 \times 10^6$	MRF SMI			

Tabela 3.1: Resumo das condições de simulação para o presente estudo.

#### 3.4.1 SIDDIQUI *et al.* (2019)

O estudo realizado por SIDDIQUI *et al.* (2019) realiza uma comparação entre modelagens, tais como MRF, SMI, domínios com e sem torre, e domínios com e sem simetria. Todas as simulações foram realizadas utilizando a pá NREL 5 MW. Os detalhes das condições utilizadas no trabalho podem ser encontrados na Tabela 3.2.

Simulador	Velocidade do Vento	Velocidade de Rotação	Modelo de Turbulência	Tamanho da Malha	Metodologia
OpenFOAM	9 [m/s]	10 [rpm]	$k - \omega$ SST	$2 - 10 \times 10^6$	SRF
			$k - \epsilon$		MRF
			LES		SMI

Tabela 3.2: Resumo das condições de simulação para o estudo feito por SIDDIQUI *et al.* (2019).

No estudo em questão, foram realizadas cinco simulações distintas, cujos resultados são apresentados na Figura 3.8 e na Tabela 3.3. Nota-se um aumento considerável do número de células utilizadas nos casos tridimensionais em comparação aos casos bidimensionais. É importante mencionar que os casos SRF e MRF foram simulados de forma estacionária, utilizando o algoritmo SIMPLE, enquanto o caso SMI foi simulado de forma transiente, utilizando o algoritmo PIMPLE. Cabe ressaltar que ambos os algoritmos foram previamente descritos na seção 3.2.1.

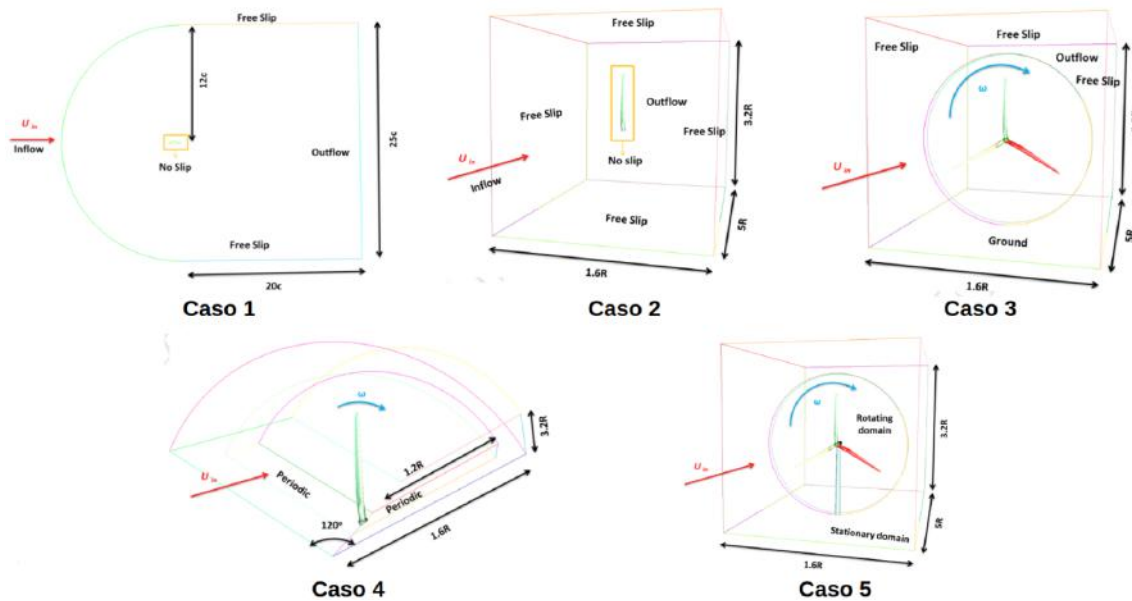


Figura 3.8: Representação gráfica dos casos simulados por SIDDIQUI *et al.* (2019).

Nº do Caso	Dimensão	Design das Pás	Geometria	Método Numérico	Tamanho da Malha
Caso-I	2D	NACA64, DU21/35/40	Aerofólio	SRF	$0,3 \times 10^6$
Caso-II	2D/2.5D/3D	NREL 5MW	Pá	SRF	$2 \times 10^6$
Caso-III	3D	NREL 5MW	Rotor	MRF/SMI	$6 \times 10^6$
Caso-IV	3D	NREL 5MW	Pá	MRF	$2 \times 10^6$
Caso-V	3D	NREL 5MW	Rotor e Torre	MRF/SMI	$10 \times 10^6$

Tabela 3.3: Casos simulados, adaptado de SIDDIQUI *et al.* (2019).

O resultado inicial do artigo consiste na comparação entre os casos I e II. O caso II é composto por simulações 2D e 3D de perfis aerodinâmicos, sendo a simulação 2D referente a um perfil aerodinâmico simulado em duas dimensões, a simulação 2.5D referente a um perfil aerodinâmico fixo extrudado simulado em três dimensões, e a simulação 3D correspondente à simulação da pá como um todo, com foco na região específica do perfil de interesse.

A conclusão a que se chega nesta seção é que as simulações 2D e 2.5D apresentam uma boa representação do comportamento do escoamento em regiões distantes da nacele, uma vez que o ângulo de ataque é menor e, portanto, há menor ocorrência de produção de vórtices e desprendimento da camada limite. Todavia, em regiões próximas à nacele, tais efeitos são relevantes, e a simulação 2D ou 2.5D não conseguem capturar de forma adequada o comportamento real do escoamento.

O segundo resultado apresentado, conforme demonstrado na Tabela 3.4, diz respeito à comparação entre os Casos III, IV e V, os quais empregam diferentes modelos de turbulência. Destaca-se que o Caso proposto por JONKMAN *et al.* (2005), obtido por meio de um modelo de BEM (Boundary Element Method) disponível no software OpenFAST, foi utilizado como referência. Já o Caso proposto por BAZILEVS *et al.* (2011) consiste em uma simulação tridimensional da pá com a torre acoplada.

Caso	Mod. de Turb.	Mod. da Malha	Torque (kN m)	Erro Rel. (%)	
				JONKMAN <i>et al.</i> (2005)	BAZILEVS <i>et al.</i> (2005)
III	k-Omega-SST	MRF	2750	9,96	2,84
III	k-Omega-SST	SMI	2702	8,04	1,05
III	LES	SMI	2688	7,48	0,52
IV	k-Epsilon	MRF	2903	16,07	8,56
IV	k-Omega-SST	MRF	2750	9,96	2,84
V	k-Omega-SST	MRF	2722	8,84	1,80
V	k-Omega-SST	SMI	2598	3,88	2,84

Tabela 3.4: Resultados de simulações tridimensionais da pá, usando diferentes perfis aerodinâmicos, adaptado de SIDDIQUI *et al.* (2019).

Verifica-se que o maior erro relativo em comparação com JONKMAN *et al.* (2005) é observado nas simulações do Caso IV, o qual corresponde ao domínio com 120<sup>o</sup> de simetria. Nota-se que, para a mesma malha e modelo de turbulência, os casos que empregaram a técnica MRF obtiveram sempre um torque maior do que aqueles que utilizaram a técnica SMI. Destaca-se que o Caso 5, que utilizou um domínio completo com pás, nacele e torre em uma malha de 10 milhões de células, foi aquele que apresentou menor erro relativo em relação à referência utilizada.

### 3.4.2 LANZAFAME *et al.* (2013)

O objetivo do estudo realizado por LANZAFAME *et al.* (2013) consiste em realizar simulações tridimensionais e compará-las com um modelo unidimensional BEM desenvolvido pelos autores para a geometria da pá NREL PHASE VI. O artigo utiliza um domínio cilíndrico contendo apenas as pás em seu interior. A Tabela 3.5 resume as condições utilizadas no estudo. É importante destacar que a pá utilizada apresenta dimensões reduzidas, o que resulta em uma alta velocidade de rotação.

Simulador	Velocidade do Vento	Velocidade de Rotação	Modelo de Turbulência	Tamanho da Malha	Metodologia
Ansys	4-25 [m/s]	72 [rpm]	$k - \omega$ SST	$9 \times 10^6$	MRF
Fluent			Transitional SST		

Tabela 3.5: Resumo das condições de simulação para o estudo feito por LANZAFAME *et al.* (2013).

Os resultados obtidos tem boa concordância com o experimento. O modelo de turbulência  $k - \omega$  SST possui boa concordância com o experimento para velocidades baixas, mas à medida que a velocidade aumenta, os resultados diferem.

### 3.4.3 ABDELRAHMAN *et al.* (2015)

O objetivo do estudo realizado por ABDELRAHMAN *et al.* (2015) consiste em validar a modelagem empregada e, em seguida, comparar o projeto de quatro pás distintas para uma simulação com condições semelhantes às de um experimento conduzido por JAFARI e KOSASIH, 2014. O artigo emprega um domínio cilíndrico que inclui uma torre, nacelle e pás em seu interior. A Tabela 3.6 apresenta um resumo das condições utilizadas no caso.

Simulador	Velocidade do Vento	Velocidade de Rotação	Modelo de Turbulência	Tamanho da Malha	Metodologia
ANSYS Fluent	8 [m/s]	Controlada para TSR 1-8	$k - \omega$ SST	$2,2 \times 10^6$	MRF

Tabela 3.6: Resumo das condições de simulação para o estudo feito por ABDELRAHMAN *et al.* (2015).

Os resultados obtidos apresentam uma boa concordância com o experimento, conforme evidenciado na Figura 3.9. O artigo relacionado ao experimento conduzido por JAFARI e KOSASIH, 2014 também realiza simulações de CFD, utilizando malhas compostas por 850.000 células, e compara os métodos SMI e MRF. Ambos os métodos fornecem resultados similares e próximos aos resultados experimentais.



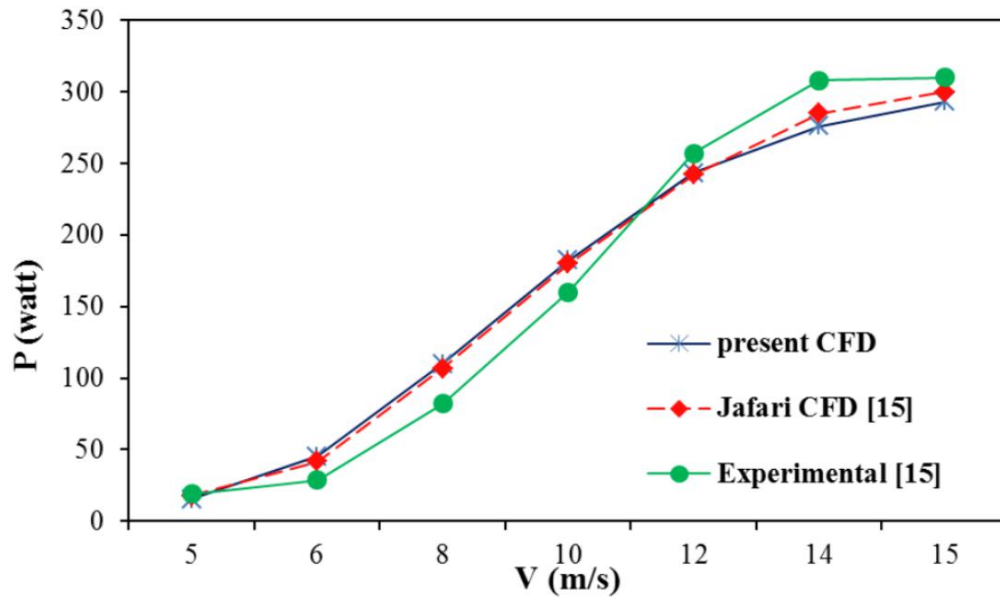


Figura 3.9: Comparação com experimento para o artigo feito por ABDELRAHMAN *et al.* (2015).

### 3.4.4 GIAHI e DEHKORDI (2016)

O objetivo do estudo realizado por GIAHI e DEHKORDI (2016) consiste em conduzir simulações tridimensionais da turbina NREL Phase VI com a finalidade de validar a metodologia empregada. Em seguida, os autores realizam simulações de uma turbina reduzida em escala real, com capacidade de 2 MW, para analisar se a turbina reduzida é capaz de prever o comportamento empírico. A Tabela 3.7 apresenta um resumo das condições utilizadas no estudo.

Simulador	Velocidade do Vento	Velocidade de Rotação	Modelo de Turbulência	Tamanho da Malha	Metodologia
ANSYS Fluent	7-20 [m/s]	22,36 - 72 [rpm]	$k - \omega$ SST	$7 \times 10^6$	MRF

Tabela 3.7: Resumo das condições de simulação para o estudo feito por GIAHI e DEHKORDI (2016).

No que se refere à turbina NREL Phase VI, utilizada para validar o modelo empregado, constatou-se que os valores do coeficiente de pressão ( $C_p$ ) ao longo do perfil apresentaram uma boa correlação com os dados fornecidos pela NREL, bem

como o torque na turbina. Tal constatação pode ser visualizada na Figura 3.10, na qual a imagem da esquerda representa o contorno do  $C_p$  a 30% do comprimento da pá para um vento incidente de 7 [m/s], enquanto a imagem da direita apresenta o torque para diferentes velocidades do vento.

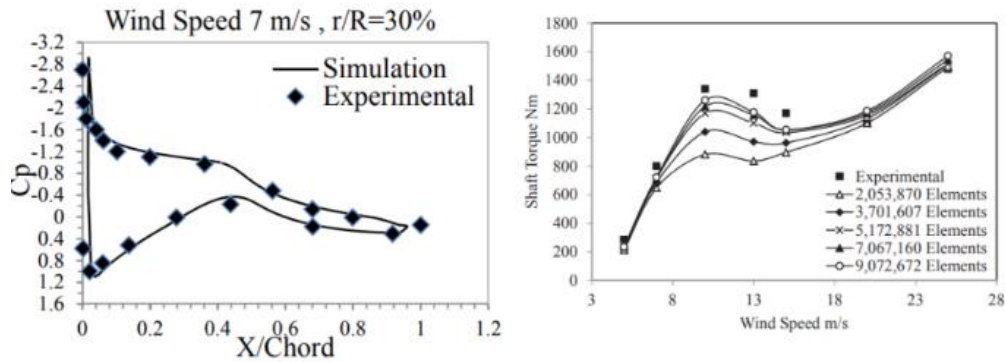


Figura 3.10: Resultados para a simulação feita com a turbina NREL Phase VI, extraído de GIAHI e DEHKORDI (2016).

No que se refere à turbina de 2 MW, constatou-se que a simulação em escala reduzida foi capaz de prever com precisão os resultados da simulação em escala real. Tais resultados são evidenciados na Figura 3.11. O artigo apresenta detalhes sobre as equações utilizadas para realizar a mudança de escala do torque, empuxo e forças aerodinâmicas.

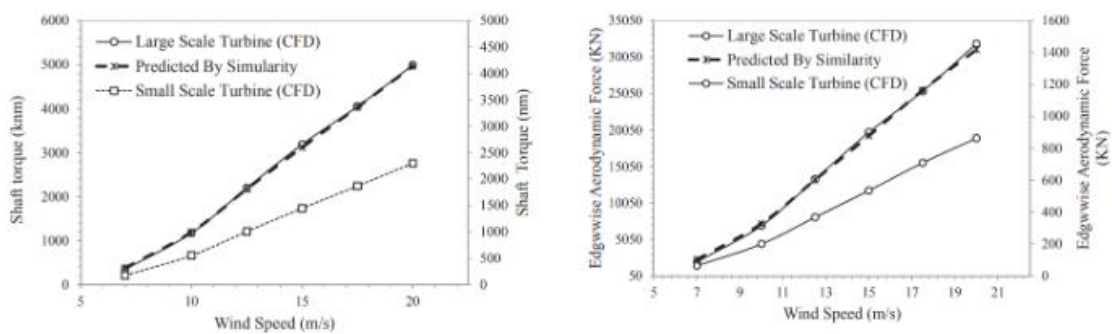


Figura 3.11: Resultados para a simulação feita com a turbina 2 [MW], extraído de GIAHI e DEHKORDI (2016).

### 3.4.5 PINTO *et al.* (2020)

O estudo conduzido por PINTO *et al.* (2020) tem como finalidade realizar simulações 3D da turbina NREL Phase 5 MW em escala real e reduzida (1:50), e comparar os resultados obtidos com as informações fornecidas pela NREL e por um experimento. Para tal, foi utilizado um domínio cilíndrico contendo as pás e a nacele da turbina em questão. A Tabela 3.8 apresenta um resumo das condições utilizadas no experimento.

Simulador	Velocidade do Vento	Velocidade de Rotação	Modelo de Turbulência	Tamanho da Malha	Metodologia
StarCCM +	1,61 - 11,40 [m/s]	Controlado TSR 5-7	$k - \omega$ SST	$28 \times 10^6$	MRF

Tabela 3.8: Resumo das condições de simulação para o estudo feito por PINTO *et al.* (2020). TSR (do inglês *Tip-Speed Ratio*) é a razão entre velocidade da ponta da pá e velocidade do vento.

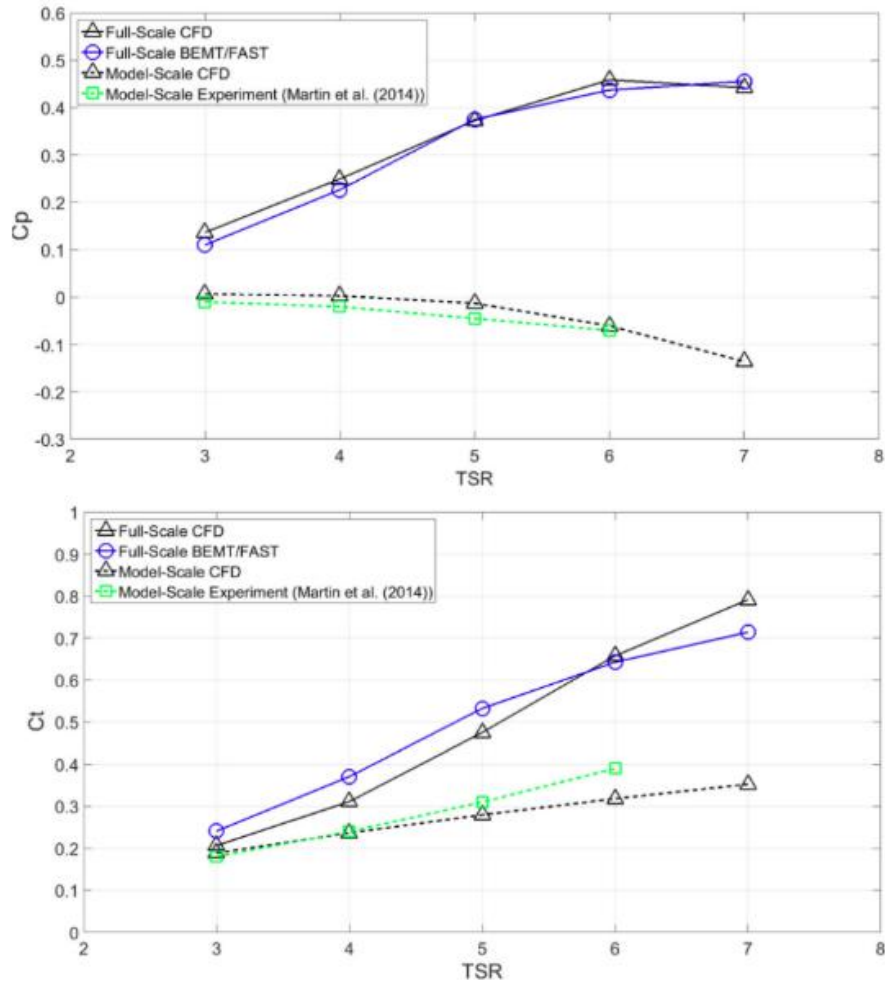


Figura 3.12: Resultados de PINTO *et al.* (2020).

A malha utilizada no estudo foi projetada para ter um valor de  $y^+ < 1,2$  em todas as paredes. Além disso, foram empregados esquemas de segunda ordem nos termos convectivos, difusivos e temporais durante a simulação. Os resultados do estudo são apresentados na Figura 3.12, onde dois gráficos são mostrados para o coeficiente de potência (superior) e o coeficiente de empuxo (inferior). É possível observar uma boa correlação entre o experimento e as simulações para o modelo em escala reduzida.

No caso da escala real, foram comparadas as simulações com as informações fornecidas pela NREL, e os resultados também foram próximos. Os autores também mencionam que para a escala reduzida, há grande separação da camada limite nas pás e por isso a potência produzida chega a ser negativa, a depender do TSR (Tip-Speed Ratio).

# Capítulo 4

## Metodologia

Como previamente discutido no capítulo 1, o presente estudo tem como objetivo comparar quantitativamente diferentes abordagens de malha para uma turbina eólica. Essas diferentes simulações são tratadas como os cenários enumerados de 1 à 3, descritos com mais especificidades nas seções 4.4, 4.5 e 4.6, respectivamente.

### 4.1 Descrição da Turbina

A turbina replicada para o trabalho foi a WindPACT 1.5 MW. Essa é uma turbina de referência desenvolvida por RINKER e DYKES (2018), baseada na turbina GE 1.5s, com um diâmetro de 70.5 [m] de diâmetro de rotor e uma capacidade de 1,5 [MW] com uma taxa específica de 0,39 [ $kW/m^2$ ] MALCOLM e HANSEN, 2003.

A turbina especificada para esse estudo é uma de vante de três pás, de velocidade variável. A velocidade nominal da ponta da pá é de 75 [ $m/s$ ] e a rotação do gerador é de 1800 [rpm]. A inclinação do eixo é de 5° e o ângulo do cone é de 0°. A Tabela 4.1 apresenta outros parâmetros de descrição da turbina.

Diâmetro do Rotor	Diâmetro do Cubo	Altura do Cubo	Overhang
70 [m]	3.5 [m]	84 [m]	3.30 [m]

Tabela 4.1: Propriedades básicas da turbina WindPACT 1.5 MW (RINKER e DYKES, 2018).

O perfil aerodinâmico das pás da turbina em questão foram construídas com base

em perfis definidos por RINKER e DYKES (2018). O valor máximo da corda da pá apresentado, que ocorre a 25% do raio, é de 8% do raio da pá, enquanto que o raio do cubo equivale a 5% do raio da pá. A imagem 4.1 apresenta a corda normalizada da pá em relação ao comprimento normalizado da pá para o modelo. A Tabela 4.2 mostra as características construtivas e os perfis da pá.

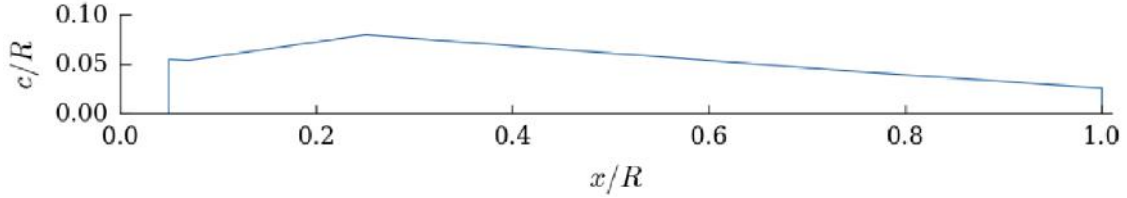


Figura 4.1: Corda normalizada da pá em relação ao comprimento normalizado da pá para o modelo, extraído de RINKER e DYKES (2018).

Nó	Distância [m]	Corda [m]	Rotação [°]	Aerofólio
1	2.85833	1.949	11.10	s818_2703
2	5.07500	2.269	11.10	s818_2703
3	7.29167	2.589	11.10	s818_2703
4	9.50833	2.743	10.41	s818_2703
5	11.72500	2.578	8.38	s818_2703
6	13.94167	2.412	6.35	s818_2703
7	16.15833	2.247	4.33	s825_2103
8	18.37500	2.082	2.85	s825_2103
9	20.59167	1.916	2.22	s825_2103
10	22.80833	1.751	1.58	s825_2103
11	25.02500	1.585	0.95	s825_2103
12	27.24167	1.427	0.53	s825_2103
13	29.45833	1.278	0.38	s825_2103
14	31.67500	1.129	0.23	s826_1603
15	33.89167	0.980	0.08	s826_1603

Tabela 4.2: Propriedades aerodinâmicas distribuídas da pá para o modelo de 1,5 MW do WindPACT (RINKER e DYKES, 2018).

É importante citar que a torre não foi considerada na construção do domínio computacional, devido ao aumento de complexidade na confecção da malha. A nacele, pás e cubo permanecem na altura especificada. A ausência da torre não causa imprecisões significativas na análise de apenas uma turbina, assim como apresentado por SIDDIQUI *et al.* (2019).

## 4.2 Configuração das Simulações

Esta seção apresenta configurações da simulação comuns à todos os cenários apresentados neste artigo. As configurações variáveis e específicas para cada cenário serão descritas em suas respectivas seções. Todas as simulações foram executadas utilizando o software OpenFOAM, descrito anteriormente na seção 3.2.

### 4.2.1 Parâmetros Reológicos e de Turbulência

Os parâmetros reológicos para o presente estudo se baseiam no ar atmosférico em temperatura ambiente no nível do mar. A viscosidade cinemática  $\eta$  definida em  $1,46 \times 10^{-5} [m^2/s]$  e densidade  $\rho$  definida em  $1,225 [kg/m^3]$  e modelado como um fluido newtoniano. A abordagem de turbulência definido na simulação é RANS, apresentado na seção 2.2.1, com a modelagem  $k-\omega$  SST, apresentado na seção 2.2.2.

### 4.2.2 Domínio Computacional e Condições de Contorno

Para as simulações executadas, as superfícies do domínio responsáveis pela imposição das condições de contorno são ilustradas nas Figuras 4.2 e 4.3. O domínio, além das pás e nacele, consiste também de um paralelepípedo simples com 210,0 [m] de altura e largura e 525 [m] de comprimento, totalizando um volume total de  $2.31 \times 10^8 [m^3]$ . O conjunto da nacele e pás está centralizado a 105 [m] de distância da superfície de entrada *Inlet*, para permitir o pleno desenvolvimento do escoamento, e a uma altura de 84 [m], especificada das características da turbina na Seção 4.1.

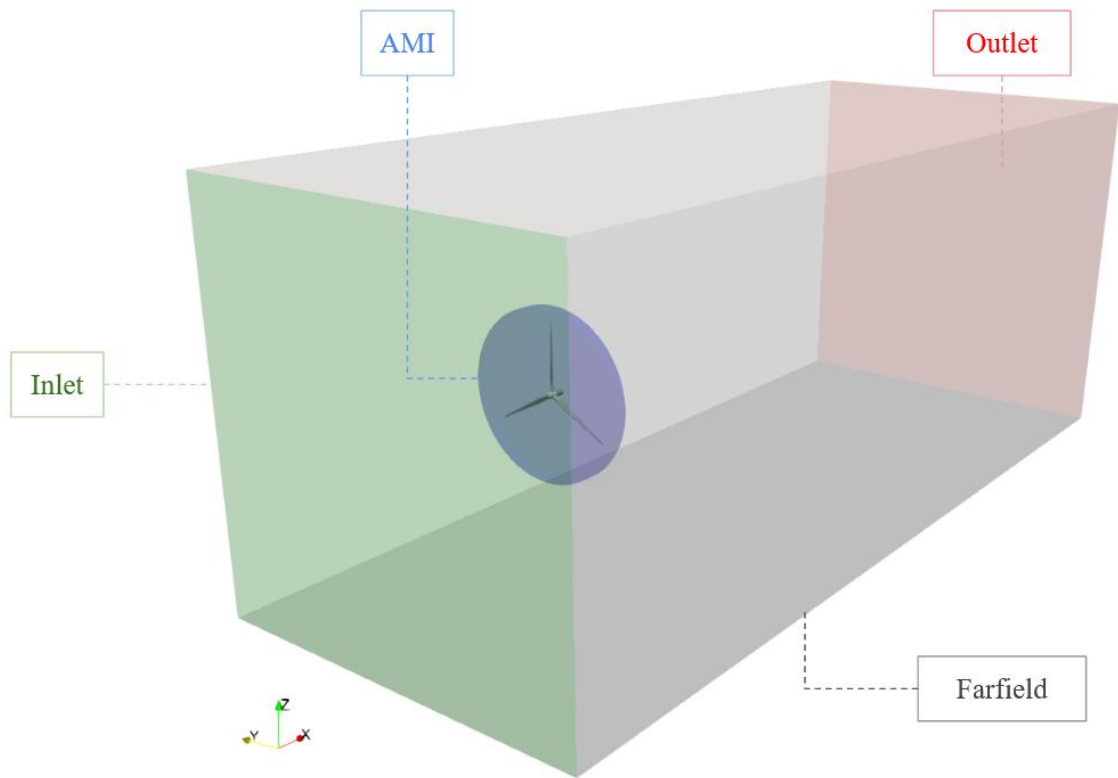


Figura 4.2: Fronteiras definidas para o domínio.



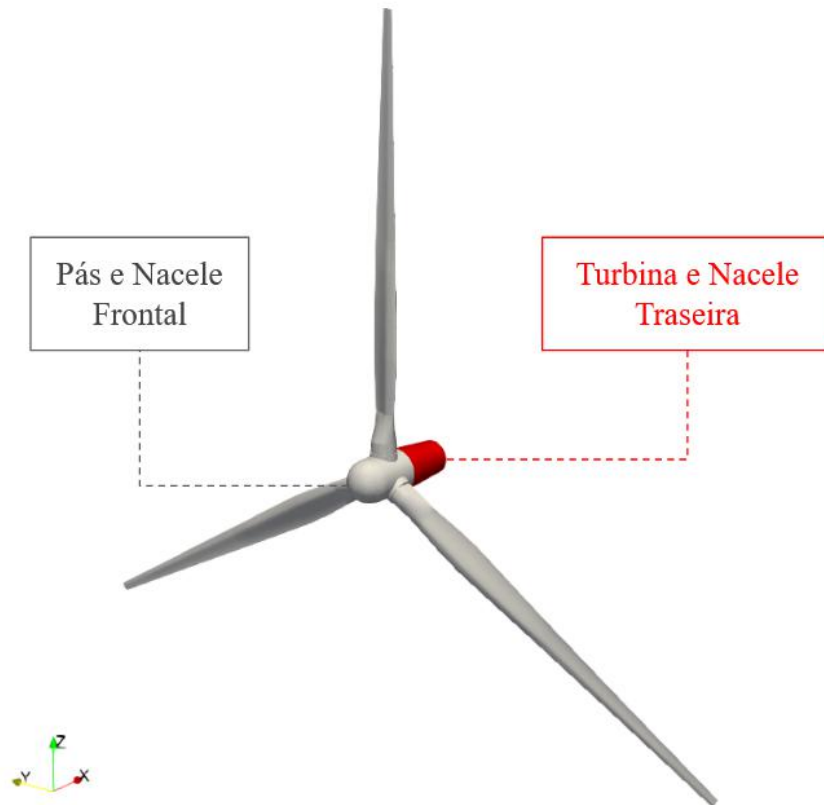


Figura 4.3: Fronteiras definidas para o domínio, com foco nas regiões da turbina.

Com a finalidade de simplificar o processo de descrever as condições de contorno, é útil incluir essas superfícies em categorias, sendo elas:

- **”AMI”** - Corresponde às fronteiras de conexão entre diferentes regiões de malha, feitas pelo método AMI (do inglês *Arbitrary Mesh Interface*) (OPENCDF, 2012). Ilustrado na Figura 4.2.
- **”Pás e Nacele Frontal”** - Composta pelas paredes das pás e da parte frontal da nacele, ilustradas nas Figuras 4.2 e 4.3.
- **”Turbina e Nacele Traseira”** - Composto pelas paredes traseiras da nacele, ilustradas nas Figuras 4.2 e 4.3.
- **”Farfield”** - Composto pelas fronteiras laterais e superior do domínio ilustrada na Figura 4.2.
- **”Inlet”** - Composta pela fronteira frontal do domínio, ilustrada na Figura 4.2.

- ”Outlet” - Composta pela fronteira traseira do domínio, ilustrada na Figura 4.2.

Assim, a Tabela 4.3 apresenta as condições de contorno para cada parâmetro de entrada, assim como as condições iniciais do campo interno.

Variável	Campo Interno	Pás e Nacele Frontal	Turbina, Nacele Traseira	Farfield	Inlet	Outlet
$U$	Uniforme ( $U, 0, 0$ )	movingWallVelocity	Não-Deslizamento	Simetria	Valor Fixo ( $U, 0, 0$ )	$n \cdot \nabla U = 0$
$p$	Uniforme 0	$n \cdot \nabla p = 0$	$n \cdot \nabla p = 0$	Simetria	$n \cdot \nabla p = 0$	0
$k$	Uniforme ( $k$ )	kLowReWallFunction	kLowReWallFunction	Simetria	turbulentIntensityKinectEnergyInlet	$n \cdot \nabla k = 0$
$\omega$	Uniforme ( $\omega$ )	omegaWallFunction	omegaWallFunction	Simetria	turbulentMixingLenghtFrequencyInlet	$n \cdot \nabla \omega = 0$
$\nu_t$	Uniforme ( $\nu_t$ )	nutUSpaldingWallFunction	nutUSpaldingWallFunction	Simetria	Uniforme ( $\nu_t$ )	Uniforme ( $\nu_t$ )

Tabela 4.3: Resumo das condições de contorno e condições iniciais compartilhadas entre as simulações.

A variável  $U$  corresponde ao campo de velocidade, sendo definido por um vetor no Campo Interno e no ”Inlet”, variando de valor para cada cenário específico. A condição de contorno ”movingWallVelocity” é usada para impor uma velocidade especificada em uma parede móvel (OPENFOAM, 2014). A variável  $p$  corresponde ao campo de pressão.

A variável  $k$  corresponde a energia cinética turbulenta, calculada a partir da Equação 4.1 (WILCOX, 2006):

$$k = \frac{3}{2} U \cdot I \quad (4.1)$$

$I$  representa a intensidade turbulenta, calculada a partir da Equação 4.2:

$$I = 0,16 Re^{\frac{1}{8}} \quad (4.2)$$

$Re$  representa o número de Reynolds, calculado a partir da Equação 4.3:

$$Re = \frac{U \cdot Dh}{\nu} \quad (4.3)$$

$\nu$  Representa viscosidade cinemática do ar.  $Dh$  representando o diâmetro hidráulico, calculado pela Equação 4.4:

$$Dh = \frac{4 \cdot A}{P} \quad (4.4)$$

Sendo  $A$  a área e  $P$  o perímetro da seção transversal do domínio fluido. Das condições de contorno relacionadas a  $k$ , "*kLowReWallFunction*" é usada para modelar os efeitos de baixo número de Reynolds em camadas limite viscosas próximas a uma parede e "*turbulentIntensityKinectEnergyInlet*" é usada para impor uma intensidade turbulenta e uma taxa de dissipação de energia cinética em uma entrada de fluxo turbulento (OPENFOAM, 2014).

A variável  $\omega$  corresponde à frequência de dissipação da energia cinética turbulenta, calculado pela Equação 4.5:

$$\omega = \frac{\sqrt{k}}{l} \quad (4.5)$$

$l$  é definido pelo comprimento de mistura, calculado a partir de:

$$l = 0,0038 \cdot Dh \quad (4.6)$$

$Dh$  é o diâmetro hidráulico obtido na Equação 4.4. Das condições de contorno relacionadas a  $\omega$ , "*omegaWallFunction*" é usada para modelar o comportamento da turbulência em camadas limite viscosas próximas a uma parede em escoamentos turbulentos e "*turbulentMixingLenghtFrequencyInlet*" é usada para impor uma frequência e comprimento de mistura turbulenta em uma entrada de fluxo turbulento (OPENFOAM, 2014).

A variável  $\nu_t$  corresponde à viscosidade cinemática turbulenta, definida pela Equação 4.7:

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (4.7)$$

$C_\mu$  representa o coeficiente de viscosidade turbulenta ( $C_\mu = 0,09$ ) e  $\epsilon$  representando a taxa de dissipação de energia cinética, calculada pela Equação 4.8:

$$\epsilon = C_\mu^{0,75} \frac{k^{1,5}}{l} \quad (4.8)$$

$l$  representa a intensidade turbulenta, calculada anteriormente na Equação 4.2. Da condição de contorno relacionadas a  $\nu_t$ , "*nutUSpaldingWallFunction*" é usada

para modelar o comportamento da viscosidade turbulenta em camadas limite viscosas próximas a uma parede em escoamentos turbulentos.

### 4.2.3 Parâmetros Numéricos e Esquemas de Discretização

Os parâmetros numéricos e esquemas de discretização de simulação adotados nos presentes estudos são resumidos na Tabela 4.4. Para as simulações, o escoamento é considerado incompressível e turbulento. Considerando que não ocorrem transferências de calor relevantes, dois *solvers* do OpenFOAM foram utilizados, o *simpleFoam*, para simulações estacionárias, e o *pimpleFoam* (OPENFOAM, 2014), para simulações transientes, apresentados previamente em 3.2.1.

Algoritmo de Acoplamento	Discretização Temporal	Discretização do Gradiente	Discretização do Divergente	Discretização do Laplaciano	Interpolação
SIMPLE	steadyState	Gauss linear	Gauss linear Upwind	Gauss linear corrected	linear
PIMPLE	Euler				

Tabela 4.4: Características de simulação e discretização operacional.

A seguir é encontrado uma breve descrição dos métodos escolhidos: *Euler* é um método de discretização temporal com acurácia de primeira ordem (JASAK, 1996). Nota-se que essa entrada não é utilizada em simulações estacionárias. *cellLimited pointCellsLeastSquares* é um método de discretização dos termos gradiente pelo método de mínimos quadrados multidirecional com um limitador de acordo com as células adjacentes. *Gauss upwind* é um método de discretização dos termos divergente com acurácia de primeira ordem. E, por fim, *Gauss linear corrected* é um método de discretização linear do termo laplaciano com correção não ortogonal explícita (OPENCDF, 2012).

A tabela 4.5 apresenta os critérios de convergência do sistema linear de equações e de solução para os algoritmos SIMPLE e PIMPLE, utilizados no presente estudo.

Algoritmo de Acoplamento	Variável	Tol. do Solver Linear	Critério Residual de Convergência
SIMPLE	$U$	$1 \times 10^{-6}$	$1 \times 10^{-4}$
	$p$	$1 \times 10^{-9}$	$1 \times 10^{-5}$
	$k \omega$	$1 \times 10^{-6}$	$1 \times 10^{-4}$
PIMPLE	$U$	$1 \times 10^{-6}$	$1 \times 10^{-4}$
	$p$	$1 \times 10^{-9}$	$1 \times 10^{-5}$
	$k \epsilon \omega$	$1 \times 10^{-6}$	$1 \times 10^{-4}$

Tabela 4.5: Critério de Convergência numérica e tolerância do *solver* linear.

É importante ressaltar que, quando se trata do passo de tempo utilizado em simulações, é comum adotar um valor máximo para o número de Courant (FIATES e VIANNA, 2016). Além disso, é aplicado um mecanismo de correção do passo de tempo que permite sua variação ao longo da simulação, de forma que o passo de tempo adotado seja adequado às variações de fluxo observadas nas células.

### 4.3 Parâmetros da Malha

A malha usada para todos os cenários é a mesma, se dividindo em essencialmente duas seções; a seção móvel, composta da parte da frente da nacele e pás, e a o *farfield*, composta das seções que não se movem, incluindo a parte de trás da nacele. As Figuras 4.4 e 4.5 mostram uma vista geral dessas seções.

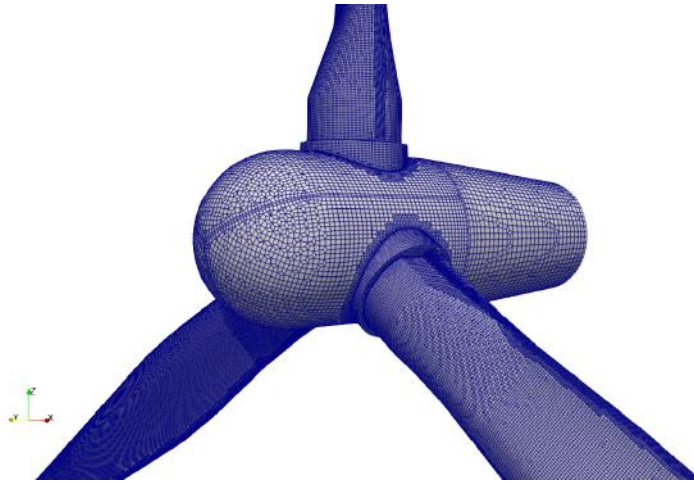


Figura 4.4: Malha computacional com foco na seção móvel.

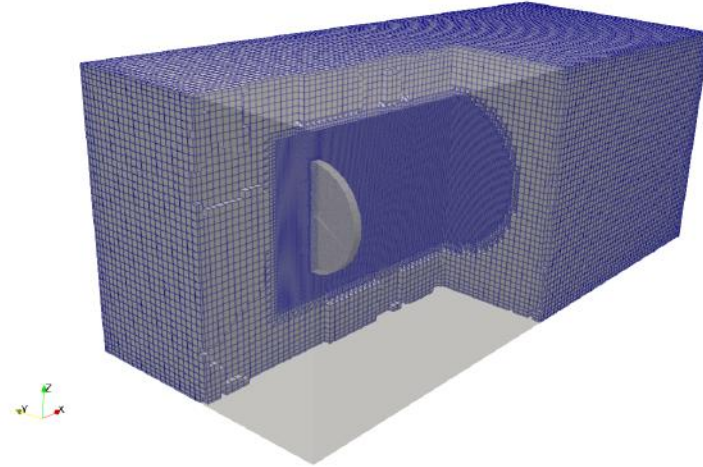


Figura 4.5: Malha computacional com foco na seção estática, com um corte para a visualização dos detalhes internos.

Também há uma região cilíndrica de refino ao longo do domínio, para melhor representação dos efeitos da turbina, tanto na porção de fluido anterior quanto na posterior. Esta região pode ser observada na Figura 4.6.

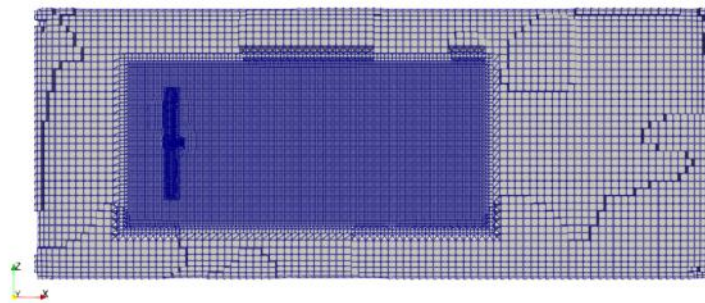


Figura 4.6: Refino cilíndrico ao longo do domínio.

Além disso, a região ao redor do perfil das pás, com foco na região do bordo de fuga, apresentam uma região de refino, como pode ser visto na Figura 4.7. Isso resulta em uma malha com um número elevado de elementos, porém com uma melhor qualidade de malha, apresentado na Tabela 4.6. Um estudo mais aprofundado para garantir a qualidade da malha pode ser encontrado no Apêndice A.

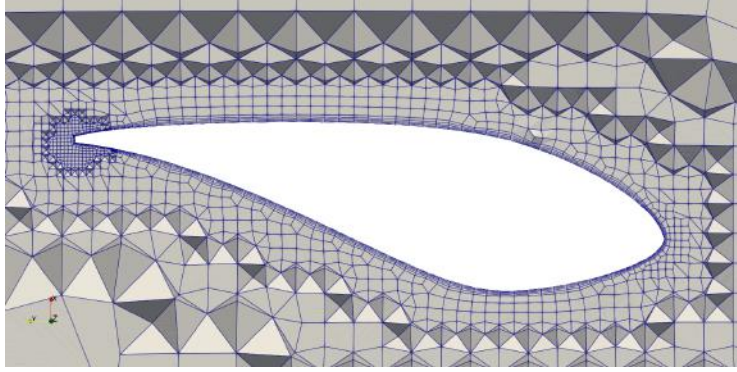


Figura 4.7: Refino nos bordos de ataque e de fuga das pás.

Quantidade de células	Não ortogonalidade máxima	Não ortogonalidade média	Razão de aspecto máxima	Assimetria máxima
6.802.176	78,07	6,03	52,31	2,72

Tabela 4.6: Parâmetros de qualidade da malha confeccionada.

## 4.4 Cenário I - Estático

Para este caso, a velocidade do escoamento na entrada do domínio se mantém fixa em 11 [m/s] na direção  $x$ , ou seja, na direção do eixo de rotação da turbina. Essa velocidade do vento representa a velocidade nominal da turbina WindPact 1,5 MW (RINKER e DYKES, 2018). Porém, não há movimento de rotação das pás, simulando o escoamento ao redor de uma turbina totalmente estática.

Foi utilizado o *solver* simpleFoam, apresentado na Seção 3.2.1., para a simulação de um escoamento isotérmico e estacionário. Finaliza-se a simulação quando o resíduo inicial de pressão atinge  $10^{-4}$  e o resíduo inicial da velocidade atinge  $10^{-3}$ . O empuxo e o torque, ambos na direção do eixo de rotação da turbina também foram avaliados como critério de convergência.

## 4.5 Cenário II - MRF Estacionário

Assim como no caso anterior, a velocidade do escoamento na entrada do domínio se mantém fixa em 11 [m/s] na direção axial. A rotação da nacele e das pás é modelada pela definição da velocidade angular de rotação  $\omega$ , como uma constante

na configuração do caso, configurada como rotação nominal do rotor de 20,463 [rpm]. Essa modelagem é feita de acordo com a metodologia MRF apresentada em 3.3.3.

Os efeitos da rotação da nacele e pás são contabilizados sem que a malha se desloque. A simulação busca uma solução estacionária, de forma que não são resolvidos passos de tempo. O solver e os critérios de resíduos utilizados neste caso são os para o Cenário I, apresentado na Seção 4.4.

## 4.6 Cenário III - SMI Transiente

A velocidade do fluido na entrada do domínio é igual a 11 [m/s] na direção axial. É imposta uma condição de malha móvel, onde aplica-se a rotação nominal do rotor de 20,463 [rpm] nas células da região do rotor, segundo a metodologia SMI apresentada em 3.3.4. Isso resulta no movimento das superfícies relacionados às partes móveis da turbina, como as pás e a parte frontal, móvel, da nacele.

Foi utilizado o *solver* pimpleFOAM, apresentado na Seção 3.2.1. A simulação passou por diversos estágios onde o passo de tempo variou de acordo à manter o número de Courant, que foi ajustado continuamente durante a simulação, até chegar o valor máximo de 2500.



# Capítulo 5

## Resultados

### 5.1 Cenário I - Estático

A Figura 5.1 apresenta o desenvolvimento do valor do empuxo axial [N] e torque [N.m] relacionados às iterações dos cenários simulados. Nota-se que os valores estabilizaram ao redor por volta da iteração 200. Assim, aliado aos critérios de resíduos, indica a convergência de resultados para o valor médio apresentado. Essa simulação foi finalizada em cerca de 34 horas com 30 núcleos de processamento.

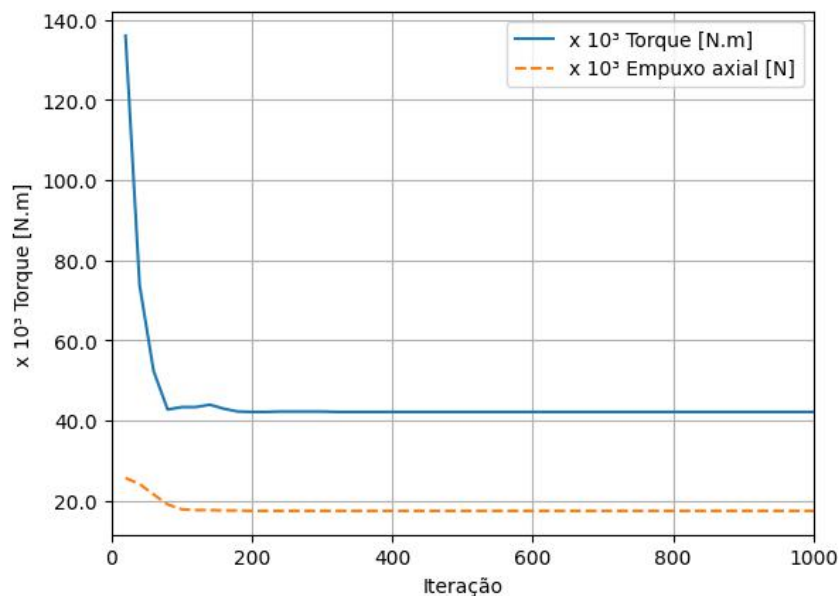


Figura 5.1: Empuxo axial [N] e torque [N.m] exercido na turbina, para o Cenário I.

Descontando as iterações de estabilização da simulação, anteriores à 200, o valor médio do empuxo axial foi de  $1,74 \times 10^4$  [N], o valor médio para o torque foi de

$4,21 \times 10^4$  [N.m]. A partir destes valores, obtém-se o quanto de empuxo o ar gera sobre uma turbina fora de operação, bem como o torque que o escoamento do ar exerce em uma turbina no início da operação.

### 5.1.1 Campos de Velocidade e Pressão

Realizou-se uma série de cortes no domínio com o intuito de analisar o escoamento em torno da turbina, avaliando tanto a velocidade como a pressão. A partir dessas análises, torna-se viável visualizar o campo de velocidades na esteira da turbina, bem como o campo de pressão em torno das pás, permitindo a avaliação precisa do desempenho e da resistência estrutural da turbina. Essas grandezas são de grande relevância para a compreensão do comportamento da turbina durante seu funcionamento.

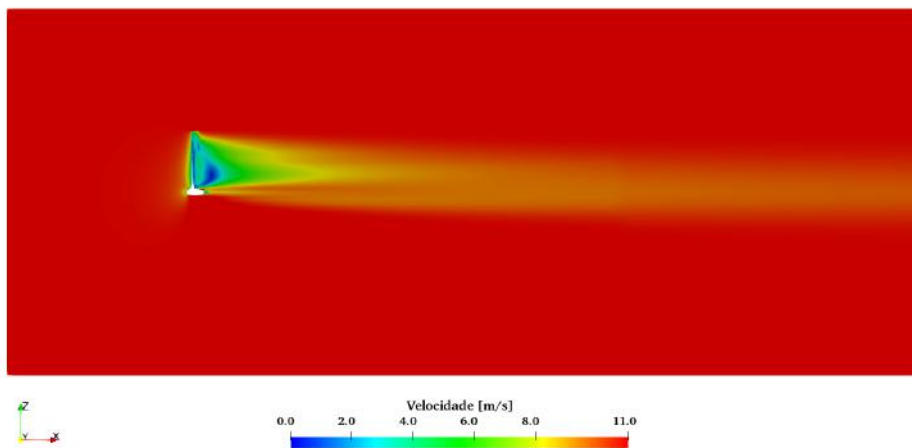


Figura 5.2: Campo de velocidade ao longo do corte longitudinal do domínio, para o Cenário I.

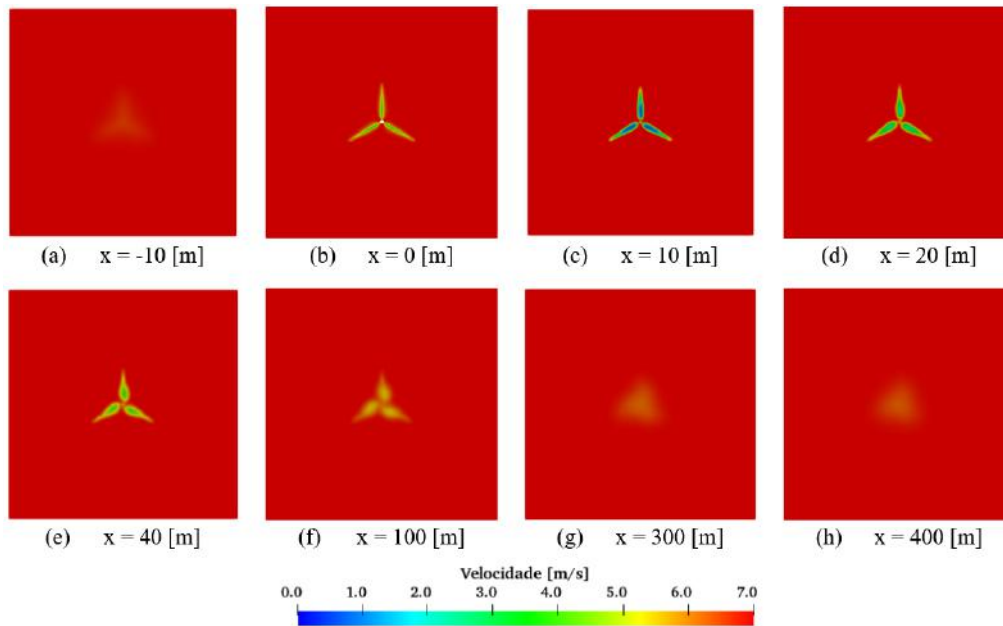


Figura 5.3: Cortes perpendiculares do campo de velocidade à direção do escoamento, para o Cenário I.

Observa-se, por meio da Figura 5.2, que a turbina é responsável por gerar uma área com velocidade reduzida a jusante. Dessa forma, é possível constatar que esse efeito se estende por uma distância que extrapola os limites do domínio analisado. Os cortes exibidos na Figura 5.3 evidenciam que, mesmo a uma distância de 400 [m] da turbina, ainda há uma parcela do fluido que apresenta magnitude de velocidade reduzida.

Com o intuito de realizar uma análise mais detalhada dos efeitos deste cenário com a turbina estática, foi criado o gráfico presente na Figura 5.4, no qual os valores de pressão e magnitude de velocidade são obtidos ao longo de uma linha atravessando horizontalmente o centro da nacele. Nota-se que há um pico de pressão de estagnação e a perturbação gerada pela nacele na pressão a jusante da turbina ocorre em uma extensão de aproximadamente 30 [m], retornando rapidamente à pressão inicial. Ao longo dessa mesma linha, a magnitude da velocidade é reduzida na região da nacele, mas aumenta conforme o escoamento se desenvolve, atingindo o valor de 9 [m/s] ao final do domínio.

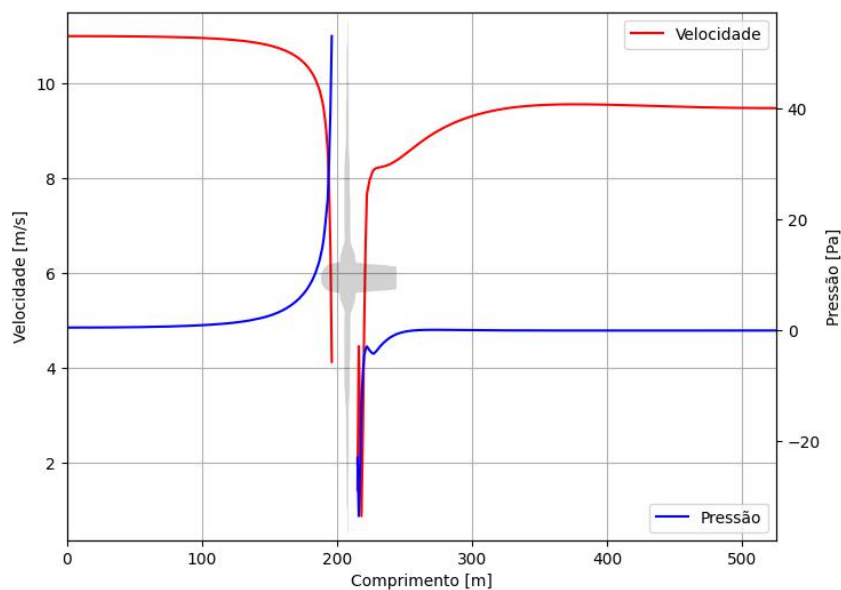


Figura 5.4: Gráfico de pressão e velocidade ao longo do comprimento do domínio, para o Cenário I.

A Figura 5.5, a partir de um corte perpendicular à pá, apresenta a distribuição de pressão ao redor da pá. Esse pós-processamento é ideal para estudar o estol, que consiste na formação, crescimento e desprendimento de vórtices em grande escala, seguido por uma separação massiva do fluxo de ar. O desprendimento dos vórtices prejudica a eficiência da turbina e causa flutuações significativas na carga, colocando em risco a integridade estrutural da turbina (LE FOUEST e MULLENERS, 2022).

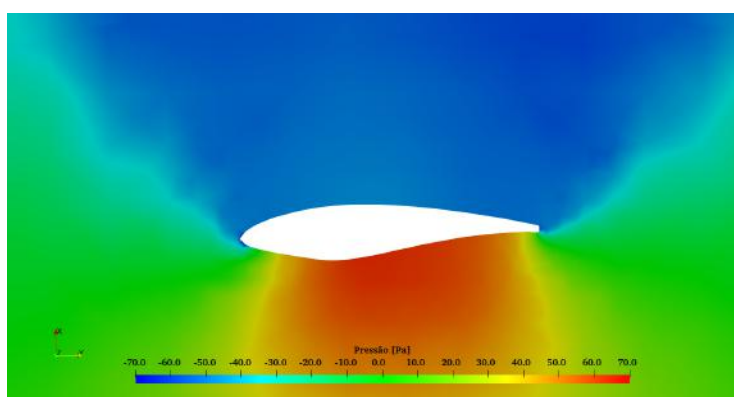


Figura 5.5: Corte perpendicular, mostrando a pressão ao redor do perfil da pá, para o Cenário I.

### 5.1.2 Distribuição de Pressão nas Paredes

A distribuição de pressão nas paredes da turbina é apresentada na Figura 5.6, onde é possível observar que há um ponto de estagnação de velocidade na ponta da nacele, onde a pressão é alta.

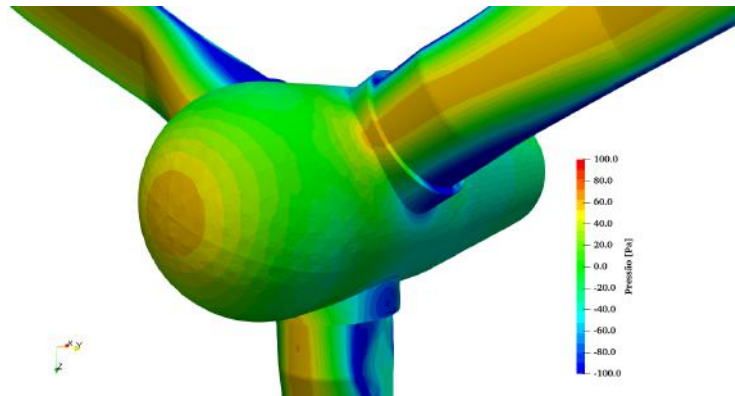


Figura 5.6: Pressão nas paredes da nacele, para o Cenário I.

A Figura 5.7 apresenta o campo de pressão nas paredes da pá e é possível observar que os maiores valores de pressão são encontrados na face da pá que entra em contato frontal com o vento. Essa condição é causada pela estagnação da velocidade nessas estruturas, o que resulta em uma desaceleração do fluido e, conseqüentemente, em uma pressão elevada.

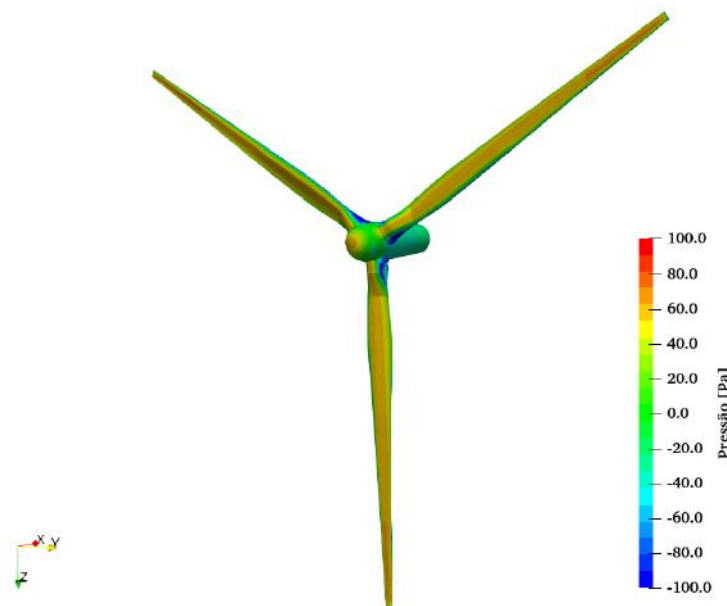


Figura 5.7: Pressão na paredes das pás da turbina, para o Cenário I.

### 5.1.3 Visualização das Estruturas Turbulentas

A Figura 5.8 apresenta uma análise dos campos de vorticidade. São apresentadas isosuperfícies do critério  $Q$  de identificação de vórtices, com o valor de  $Q = 0,01$  (HUNT *et al.*, 1988). Estes contornos são utilizados como indicadores de vórtices e estruturas turbulentas na esteira, e é possível relaciona-la à magnitude de vorticidade como medida de de intensidade (OPENCFD, 2012).

Na figura, pode-se observar maior presença de vórtices na região posterior às pás, bem como uma região alongada de menor vorticidade após a nacele. As regiões representadas com maior vorticidade estão presentes na região adjacentes às paredes da nacele e nos bordos de ataque e fuga das pás.

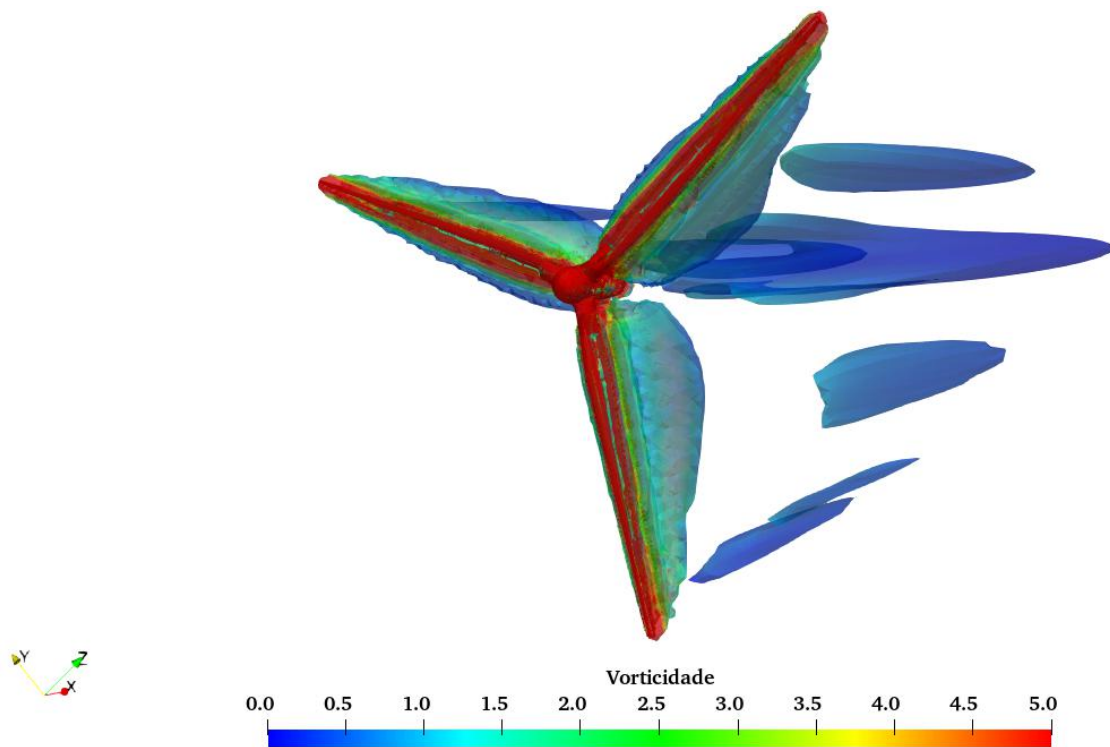


Figura 5.8: Isosuperfícies com  $Q = 0,001$ , para o Cenário I.

## 5.2 Cenário II - MRF Estacionário

No cenário em questão, o torque gerado pela turbina é uma medida da potência gerada em condições de vento e rotação. Na Figura 5.9 e apresenta-se o gráfico onde o empuxo e torque estão relacionadas com as iterações da simulação. Essa simulação foi finalizada em cerca de 34 horas com 30 núcleos de processamento.

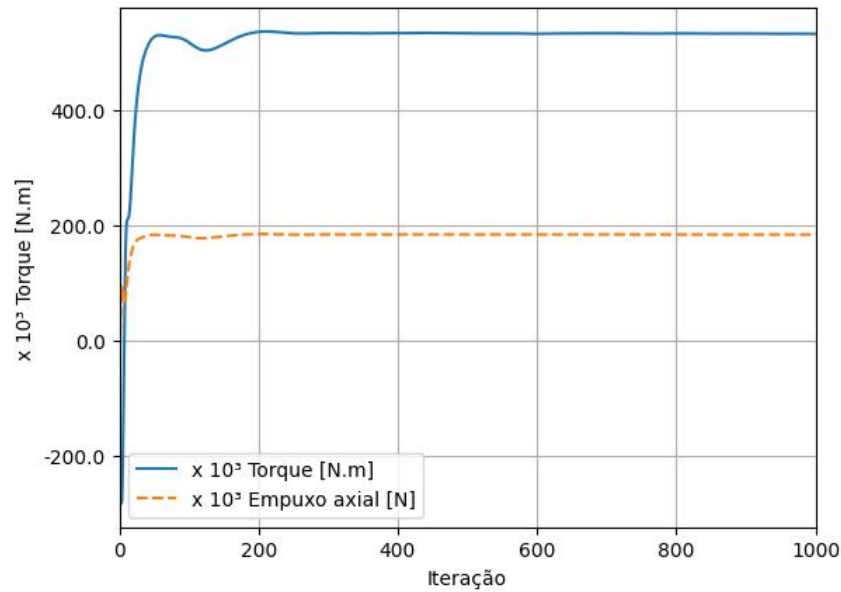


Figura 5.9: Empuxo axial [N] e Torque [N.m] exercido na turbina, para o Cenário II.

No cenário em questão, o torque gerado pela turbina é uma medida da potência gerada em condições de vento e rotação. É possível observar que os valores se estabilizaram em torno da média após cerca de 300 iterações. Descontando as iterações de estabilização da simulação, anteriores à 300, o valor médio do empuxo axial [N] foi de  $1,84 \times 10^5$ , o valor médio para o torque foi de  $5,32 \times 10^5$  [N.m].

### 5.2.1 Campos de Velocidade e Pressão

A Figura 5.10 apresenta um corte longitudinal que permite analisar a magnitude da velocidade ao longo do domínio. É possível observar que a região de menor velocidade na esteira da turbina está predominantemente localizada na porção inferior da turbina, embora a influência das pás possa ser vista em todo o raio da turbina.

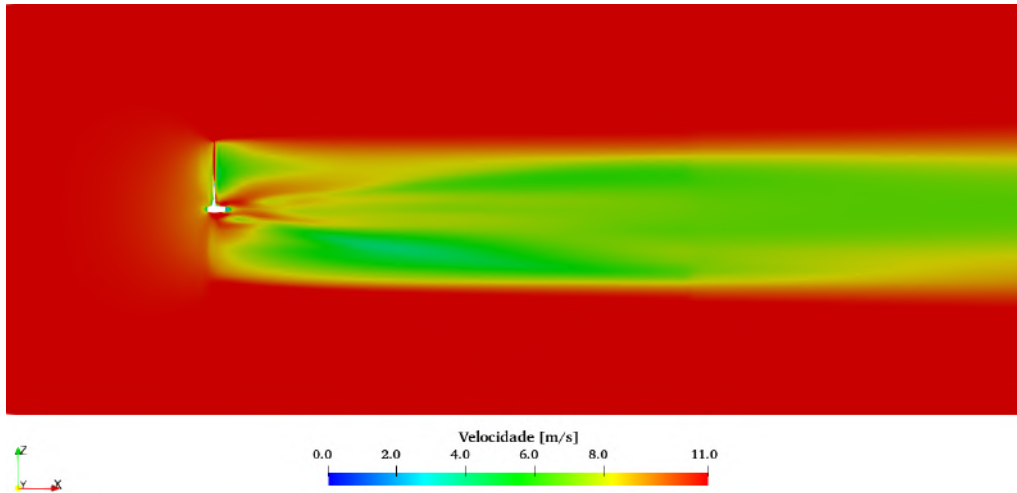


Figura 5.10: Campo de velocidade ao longo do corte longitudinal do domínio, para o Cenário II.

A influência das pás na magnitude da velocidade torna-se menos visível a partir de uma certa distância, mas ainda está presente no escoamento. Isso pode ser visto em cortes perpendiculares à direção  $x$ , conforme mostrado na Figura 5.11. Ainda, a partir da Figura 5.11, é possível observar que as esteiras de cada pá são facilmente distinguíveis ao longo do domínio, o que é demonstrado por campos de velocidade menos uniforme em cada corte.

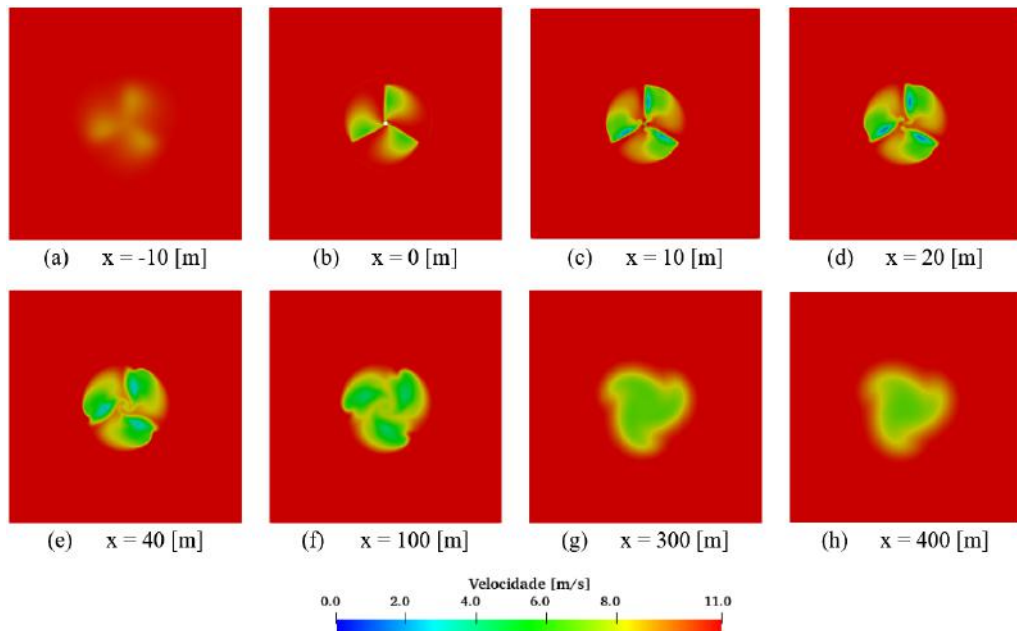


Figura 5.11: Cortes perpendiculares do campo de velocidade à direção do escoamento, para o Cenário II.



A Figura 5.12, apresenta os valores de pressão e magnitude de velocidade são obtidos ao longo de uma linha atravessando horizontalmente o centro da nacele.

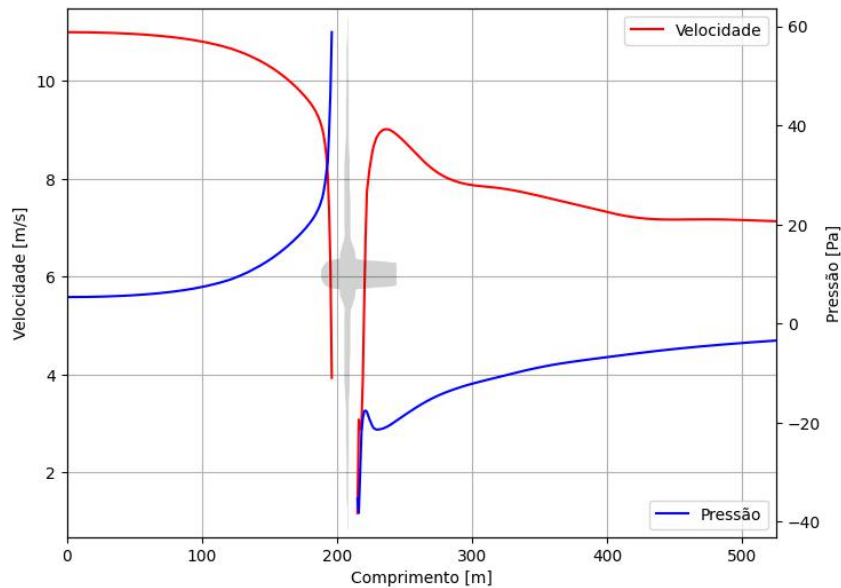


Figura 5.12: Gráfico de pressão e velocidade ao longo do comprimento do domínio, para o Cenário II.

A Figura 5.13, a partir de um corte perpendicular à pá, apresenta a distribuição de pressão ao redor da pá. Nota-se os maiores valores de pressão distribuídos ao longo da face do perfil, e a ausência de uma região de baixa pressão abaixo do perfil, não caracterizando uma condição de estol. Esse fenômeno ocorre devido à maior contribuição da velocidade de fluxo livre na velocidade incidente nesta seção da pá.

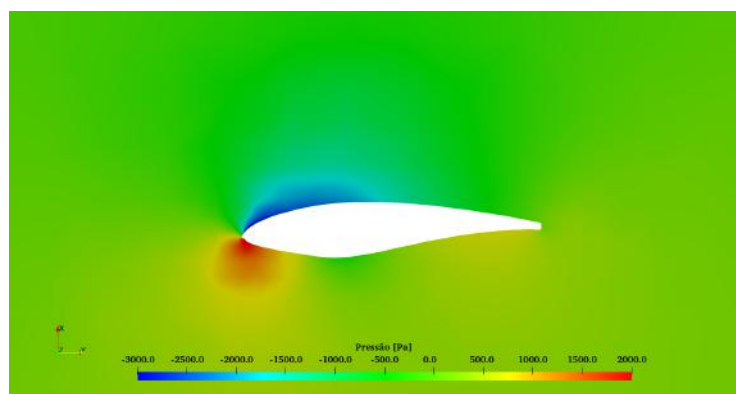


Figura 5.13: Corte perpendicular e, mostrando a pressão ao redor do perfil da pá para metade do raio, para o Cenário II.

Conforme se afasta da nacele, é possível observar uma acumulação cada vez

maior dos valores de pressão em torno de um ponto de estagnação. Essa acumulação é resultado da combinação da velocidade de fluxo livre com a velocidade rotacional, levando a um aumento na pressão ao longo da face da pá à medida que se afasta da nacele.

## 5.2.2 Distribuição de Pressão nas Paredes

A Figura 5.14 apresenta a distribuição de pressão nas paredes da turbina. É possível observar a presença dos maiores valores de pressão no ponto de estagnação na parte frontal da nacele. Nas proximidades da divisão entre a parte móvel e fixa da nacele, a pressão é reduzida.

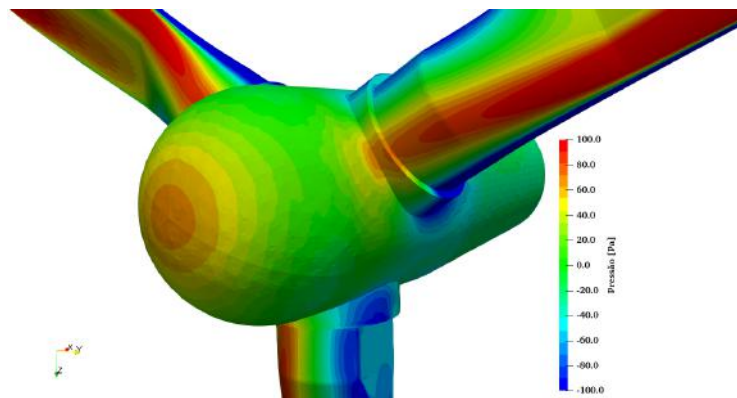


Figura 5.14: Pressão nas paredes da nacele e pás da turbina, para o Cenário II.

Além disso, a Figura 5.15 mostra o campo de pressão nas paredes da pá. Observa-se que a pressão aumenta à medida que se afasta da nacele, e uma maior área da pá é submetida a valores mais elevados de pressão. Isso ocorre devido à interação do fluido com as pás que possuem seções transversais em formato de aerofólio. Com a aplicação da rotação, a velocidade linear aumenta à medida que se aproxima da ponta da pá, e com isso os valores de pressão gerados pelos aerofólios são maiores.

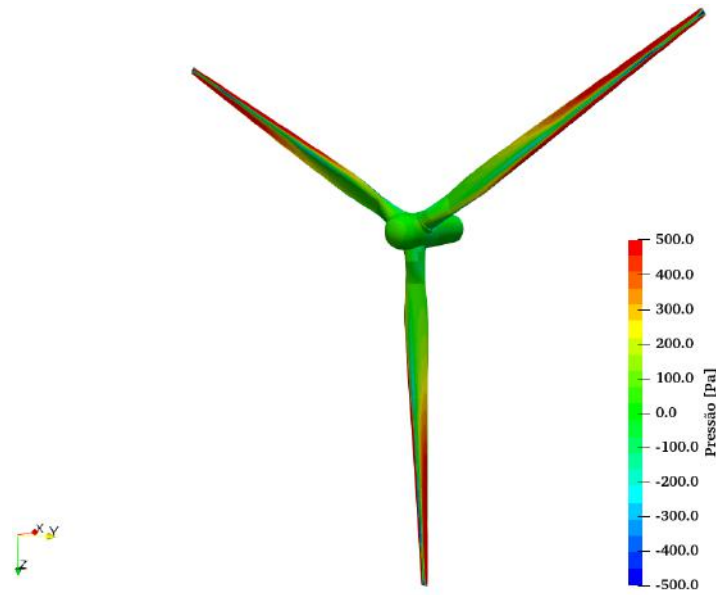


Figura 5.15: Pressão na predes das pás da turbina, para o Cenário II.

### 5.2.3 Visualização das Estruturas Turbulentas

As estruturas turbulentas presentes no escoamento podem ser vistas na Figura 5.16, onde apresentam-se isosuperfícies com valor  $Q = 0,001$  (HUNT *et al.*, 1988).

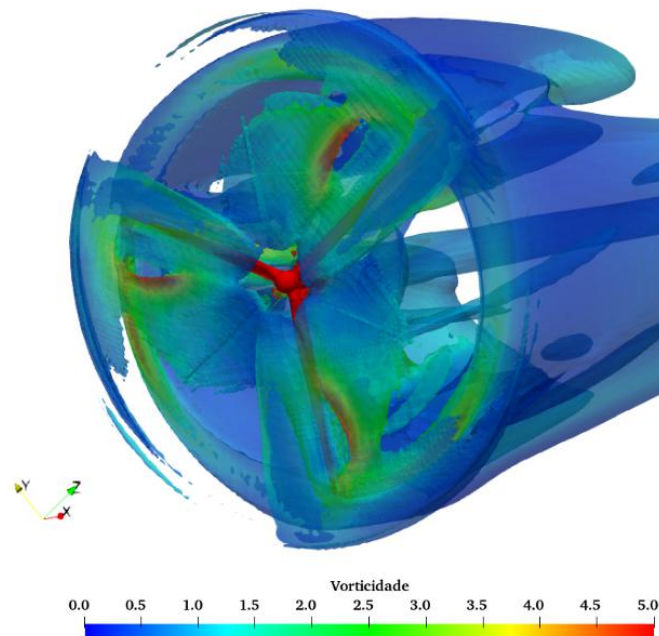


Figura 5.16: Isosuperfícies com  $Q = 0,001$ , para o Cenário II.

É possível observar os vórtices gerados nas extremidades das pás, assim como

o aumento da vorticidade. Nota-se que estes vórtices presentes na parte central do escoamento formam uma isosuperfície única representativa do vórtice raiz da turbina. Além disso, os vórtices que se das extremidades das pás propagam-se em linha reta nas células após a região do rotor.

### 5.3 Cenário III - SMI Transiente

A simulação foi executada até produzir 50 segundos simulados. Os valores médios de empuxo axial e torque para os últimos 10 segundos simulados foram de  $4,44 \times 10^5$  [N] e  $6,49 \times 10^5$  [N. m], respectivamente. Na Figuras 5.17, apresenta-se o gráfico onde as variáveis em questão estão relacionadas com o tempo simulado. Essa simulação foi finalizada em cerca de 336 horas com 94 núcleos de processamento.

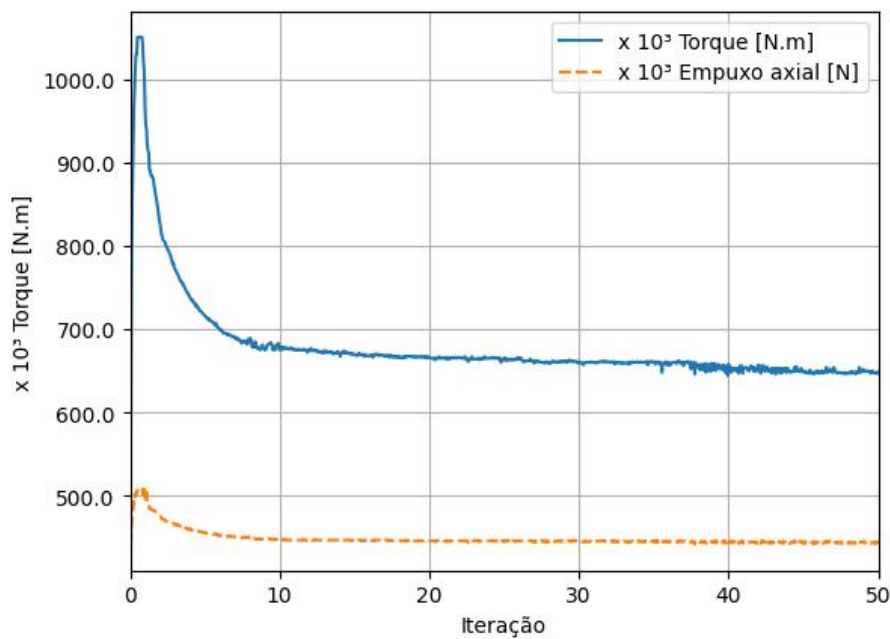


Figura 5.17: Empuxo Axial [N] e Torque [N.m] exercido na turbina , para o Cenário III.

#### 5.3.1 Campos de Velocidade e Pressão

Nesta seção, foram avaliados os campos de pressão e velocidade do escoamento, a fim de compreender como a turbina influencia o fluxo. Todas as imagens apresentadas foram obtidas no tempo de 50 segundos. Nesse instante o escoamento ao

redor da turbina já se encontra em regime permanente, representando o tempo final de simulação.

A Figura 5.18 ilustra um corte longitudinal no domínio. A partir dela, é possível observar que o campo de velocidade a jusante da turbina apresenta certa uniformidade, com valores próximos a 6 [m/s] em grande parte da região. Nota-se que esse efeito de sombra é mantido durante todo o domínio, reduzindo em raio, apenas.

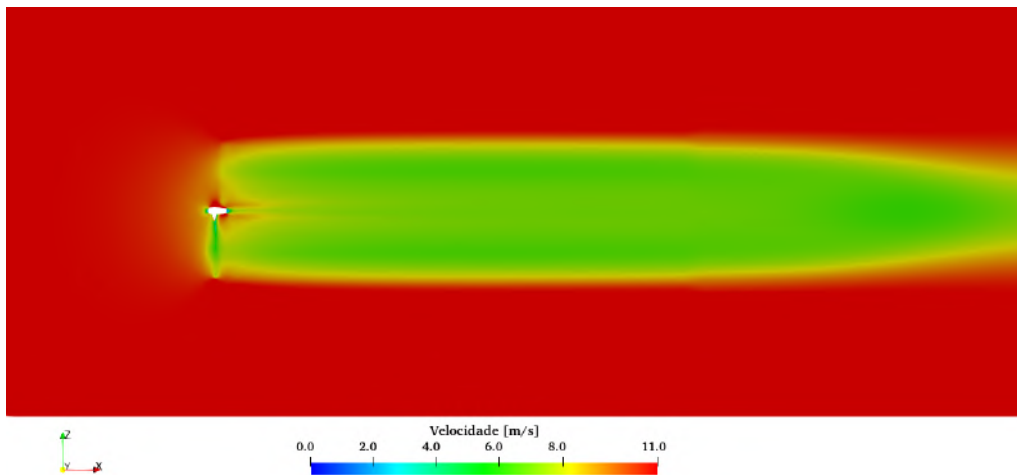


Figura 5.18: Campo de velocidade ao longo do corte longitudinal do domínio, para o Cenário III.

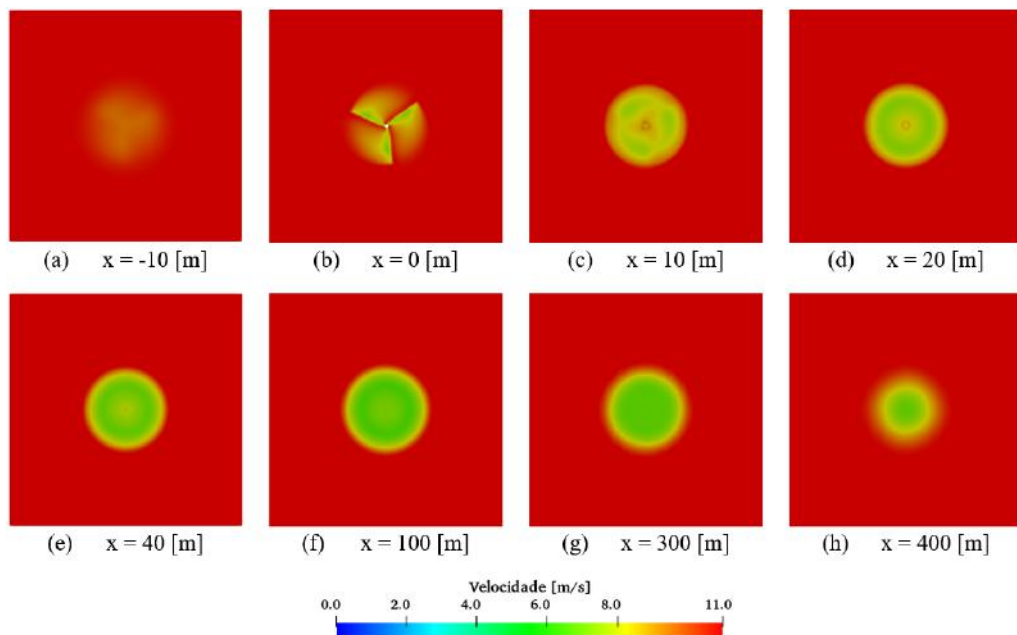


Figura 5.19: Cortes perpendiculares do campo de velocidade à direção do escoamento, para o Cenário III.

Na Figura 5.19, são apresentados cortes transversais que mostram a magnitude da velocidade em planos perpendiculares à direção do fluxo livre, ou seja, na direção  $x$ . Observa-se que a velocidade já começa a diminuir na região de 10 [m] antes da turbina. Além disso, os efeitos das três pás são visíveis até 400 [m] a jusante da turbina, após o qual a velocidade se torna cada vez mais uniforme. Também é perceptível que as regiões circulares de velocidade reduzida diminuem de tamanho à medida que se afastam da turbina.

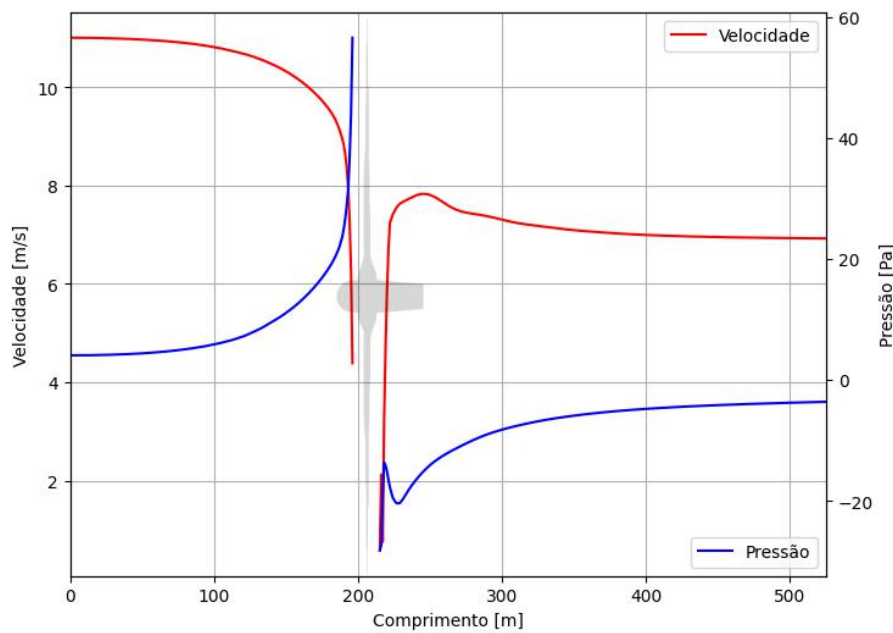


Figura 5.20: Gráfico de pressão e velocidade ao longo do comprimento do domínio, para o Cenário III.

A Figura 5.20 exibe os valores de pressão e magnitude da velocidade em uma linha que atravessa o centro da nacele. É perceptível que a magnitude da velocidade ao longo dessa linha converge para um valor próximo a 6,5 [m/s]. Além disso, pode-se notar que a pressão apresenta variações significativas após a nacele, convergindo a um valor próximo de 0 [Pa].

A Figura 5.21, apresenta a distribuição de pressão ao redor da pá. Como não há região de baixa pressão abaixo do perfil, a turbina não está em estol.

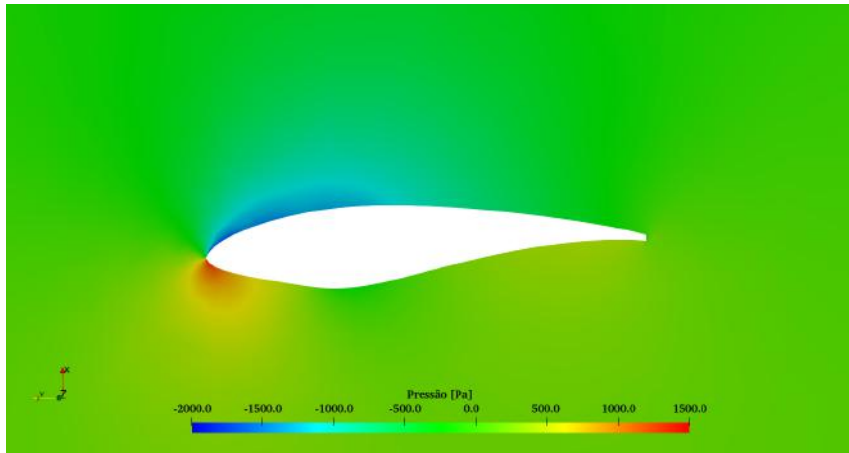


Figura 5.21: Corte perpendicular, mostrando a pressão ao redor do perfil da pá, para o Cenário III.

### 5.3.2 Distribuição de Pressão nas Paredes

A distribuição de pressão nas paredes da nacele é mostrada na Figura 5.22. Já a Figura 5.23 apresenta o campo de pressão nas paredes de uma das pás. É possível notar que, devido à rotação da pá e à velocidade linear da corrente livre, a pressão na parede é maior em áreas mais distantes da nacele.

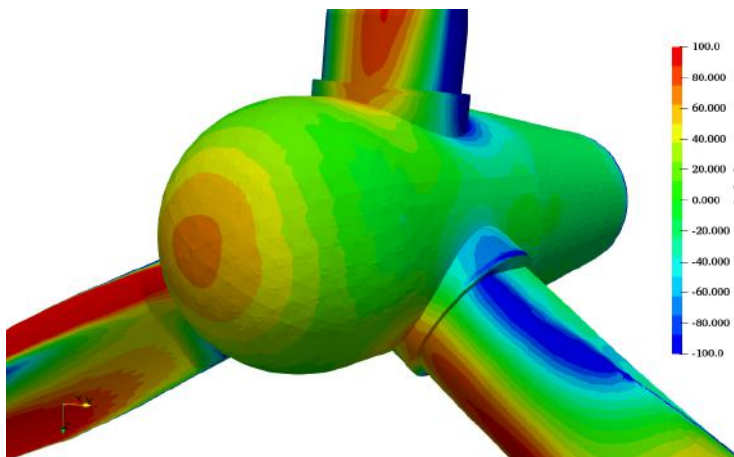


Figura 5.22: Pressão nas paredes da nacele, para o Cenário III.

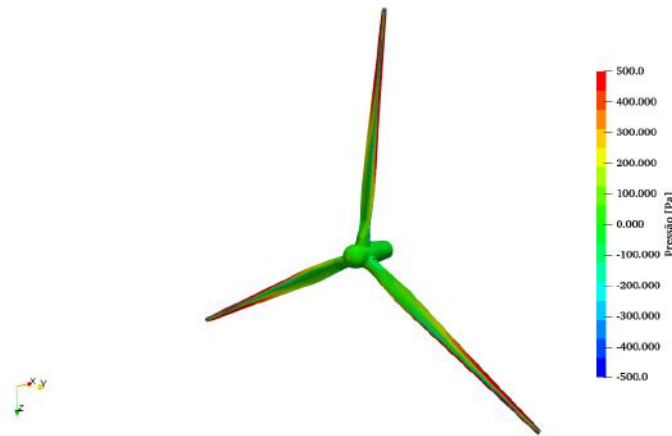


Figura 5.23: Pressão na paredes das pás da turbina, para o Cenário III.

### 5.3.3 Visualização das Estruturas Turbulentas

A visualização das estruturas turbulentas causadas pela rotação da turbina é possível a partir da Figura 5.24. É perceptível a formação de vórtices nas pontas das pás e as regiões altamente turbulentas próximas aos bordos de fuga. Os vórtices de ponta se desprendem e criam isosuperfícies com uma forma helicoidal característica.

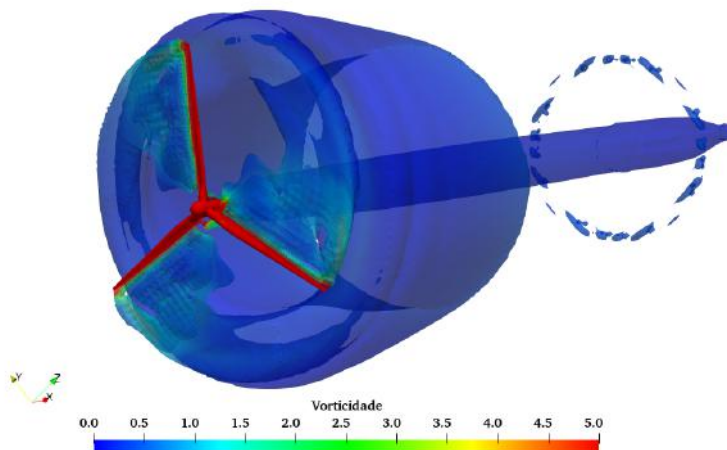


Figura 5.24: Isosuperfícies com  $Q = 0,001$ , para o Cenário III.

Observa-se que a isosuperfície gerada pela nacele se mistura com a formada pela seção da pá mais próxima da raiz, criando uma única estrutura turbulenta que se propaga longitudinalmente, o chamado vórtice raiz da turbina.



## 5.4 Comparação entre os Cenários Estacionários - I e II

À partir da Tabela 5.1 nota-se que o empuxo e o torque médio são maiores para o caso MRF, causado explicitamente pela rotação da turbina. A Figura 5.25 apresenta um gráfico comparando os valores de empuxo axial [N] e torque [N.m] exercidos na tabela para os dois cenários, para cada iteração das simulações.

Cenário	Empuxo axial [N] médio	Torque [N.m] médio
Cenário I - Estático	$1.74 \times 10^4$	$4.21 \times 10^4$
Cenário II - MRF Estacionário	$1.84 \times 10^5$	$5.32 \times 10^5$

Tabela 5.1: Comparação dos valores de empuxo e torque médio dos cenário I e II.

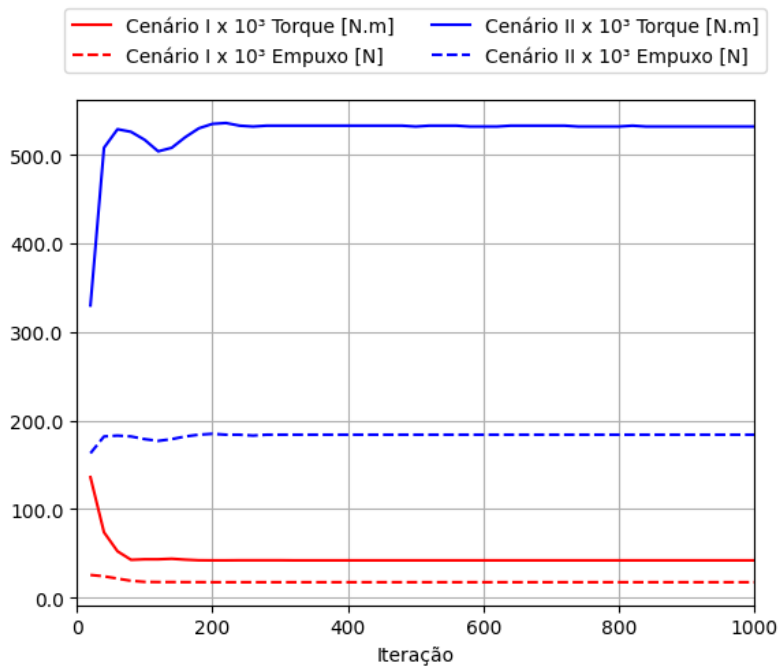


Figura 5.25: Comparação dos gráficos de empuxo axial [N] e torque [N.m] para os cenários I e II.

A rotação das pás causa uma velocidade incidente maior quando comparada com a velocidade de corrente livre. Logo, é esperado que, o ar que escoar ao redor das pás gere as forças de sustentação e de arrasto, influenciando diretamente no torque e empuxo.

As comparações entre os campos de pressão ao redor das seções transversais da pá se apresentam na Figura 5.26. Nesta figura, é clara a distribuição de pressão mais uniforme presente no cenário I. Os maiores valores de pressão para o cenário II se concentram ao redor do ponto de estagnação do perfil, enquanto nos cenário I estes valores são distribuídos ao longo de uma face da pá.

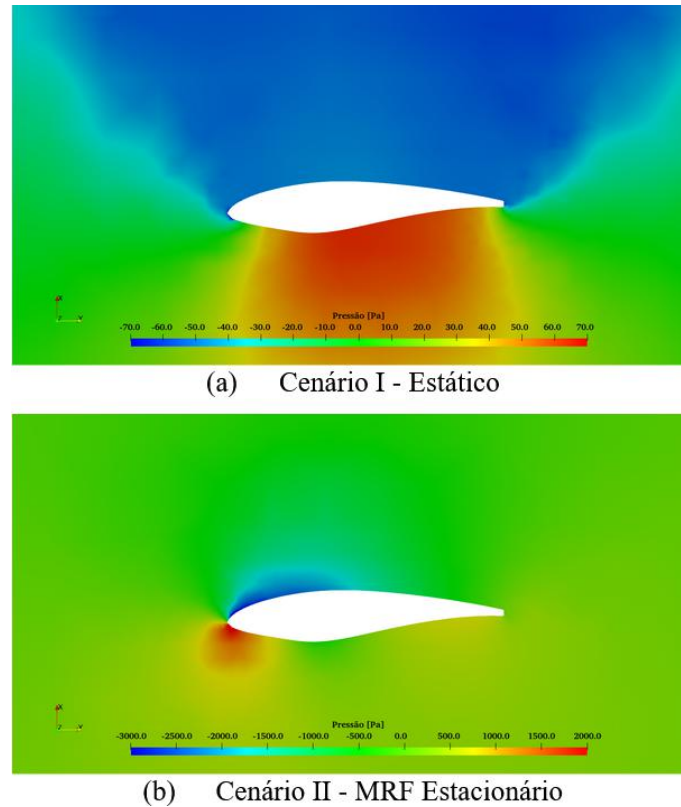


Figura 5.26: Comparação do campo de pressão ao redor dos perfis das pás entre os cenários I e II.

A Figura 5.27 apresenta a comparação entre as isosuperfícies de valor  $Q = 0,01$  a fim de demonstrar a comparação entre estruturas turbulentas causadas pela turbina em ambos os cenários. A partir dela, é observado que no cenário II, ocorre a formação de vórtices à partir da ponta das pás, bem como a partir da raiz das pás. Além disso, em ambos os casos ocorre a formação de uma estrutura turbulenta alongada após a nacele. Já no caso estático, as estruturas formadas a partir das pás são diferentes, sendo neste caso com maiores valores de vorticidade e englobando maior volume devido aos vórtices causados pela incidência frontal do fluido nas pás.

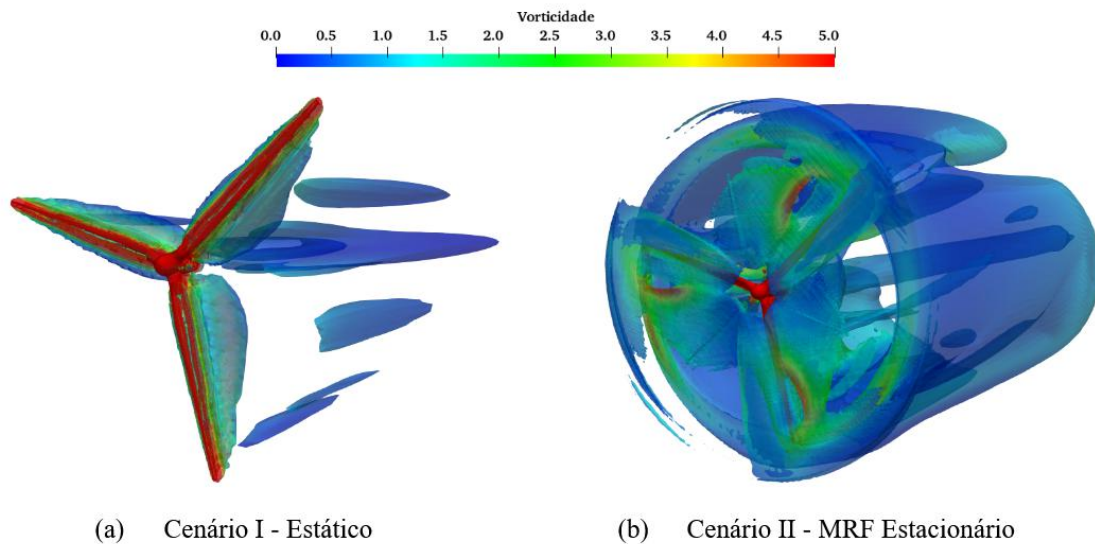


Figura 5.27: Comparação de isosuperfícies  $Q = 0,001$  entre os cenários I e II.

## 5.5 Comparação entre os Cenários com Rotação - II e III

### 5.5.1 Empuxo Axial e Torque

Na Tabela 5.2 são apresentados os valores médios de torque obtidos para os dois cenários. Para critério de comparação, toma-se de referência os valores de operação teóricos descritos pelo modelo da turbina (RINKER e DYKES, 2018).

Cenário	Torque [N.m] Médio	Erro Relativo
Cenário II - MRF Estacionário	$5,32 \times 10^5$	22,52%
Cenário III - SMI Transiente	$6,49 \times 10^5$	5,43%
RINKER e DYKES (2018)	$6,87 \times 10^5$	-

Tabela 5.2: Comparação entre valores de torque médio entra a simulação e o valor nominal fornecido por RINKER e DYKES (2018).

## 5.5.2 Campos de Velocidade

A partir da Figura 5.28 é possível compreender melhor como a metodologia de modelagem da rotação do rotor afeta o escoamento ao seu redor. Nela são apresentados os cortes longitudinais no domínio, apresentados no capítulo 5.

Para a metodologia MRF, a desaceleração causada pelo escoamento ao redor das pás é um efeito mais localizado, enquanto para a metodologia SMI, esta região de desaceleração é mais uniforme. O mesmo pode ser observado ao se comparar as Figuras 5.11 e 5.19.

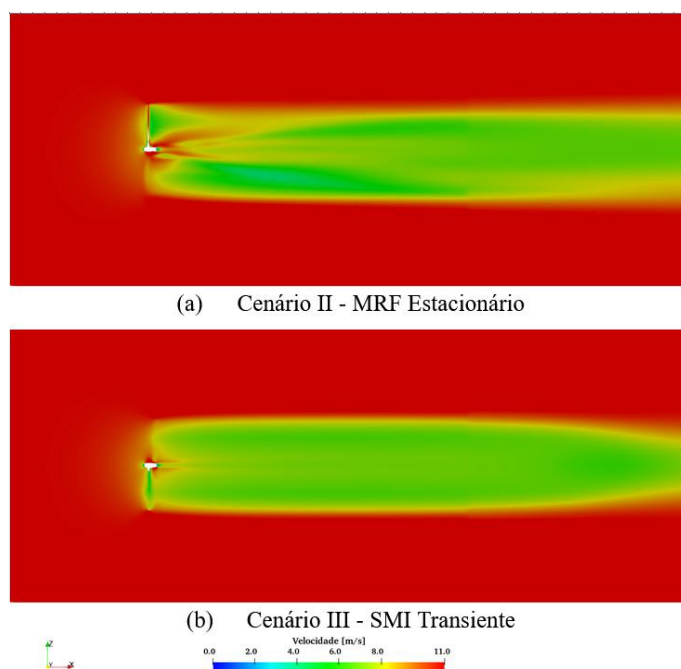


Figura 5.28: Comparação da velocidade ao longo do corte longitudinal no domínio para os cenários II e III.

Esse efeito é causado pela aplicação de rotação apenas nas células da região do rotor, na modelagem MRF. Assim, nestes casos, como a pá não se desloca, os efeitos de rotação da pá sempre afetam a mesma região do escoamento. Já para a modelagem SMI, devido à efetiva rotação das superfícies representantes da parte móvel da turbina, a posição das pás é modificada ao longo da simulação, resultando nos seus efeitos propagados por diferentes regiões do escoamento.

Nota-se também que a desaceleração após a nacele forma uma região mais estreita de velocidade reduzida no caso da modelagem SMI, em comparação com a metodologia MRF, que abrange uma porção maior do domínio.

### 5.5.3 Estruturas Turbulentas

A partir da Figura 5.29, pode-se avaliar o comportamento do fluido na esteira da turbina para as diferentes modelagens de rotação. Primeiramente, é notável que há uma grande diferença entre as formas das estruturas turbulentas entre as duas metodologias abordadas.

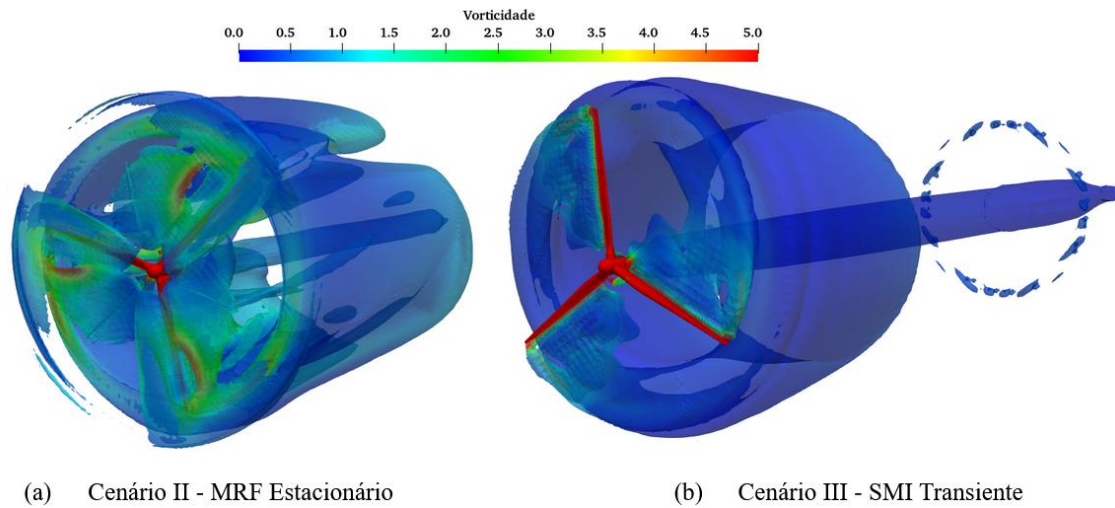


Figura 5.29: Comparação das estruturas turbulentas representadas por isosuperfícies com valor  $Q = 0,001$  para os cenários II e III.

Após a criação dos vórtices pela ponta das pás, eles se propagam tangencialmente ao rotor e, em seguida, longitudinalmente no domínio, são mais localizadas para o cenário MRF, em relação ao SMI.

Ao analisar a região próxima à nacele do escoamento, observa-se que, no cenário com SMI, as estruturas turbulentas formam uma isosuperfície robusta em formato helicoidal logo após a turbina, estendendo por uma região maior após a nacele. Em contrapartida, no caso da modelagem MRF, essas estruturas não se propagam tão extensivamente.

# Capítulo 6

## Conclusões

Através da metodologia descrita neste estudo, foi possível descrever as diferenças de modelagem para simulações de turbinas eólicas. As conclusões retiradas nessa pesquisa são validas para uma turbina NREL WindPACT 1.5 MW (RINKER e DYKES, 2018), para as condições de operação descritas de velocidade de vento constante de 11 [m/s], com a rotação 20,463 [rpm].

Para de captura de efeitos transientes, a simulação SMI capturou bem os efeitos de transiência em comparação à simulação MRF. É claro que a modelagem MRF apresenta efeitos de modelagem da turbina ao comparar-se com a simulação estacionária estática, porém não captura apropriadamente os efeitos transientes como a simulação SMI. Esse resultado é esperado como descrito na Seção 1.2.

Em relação à acurácia de resultados, foi comparado os valores de torque obtidos neste estudo com os valores nominais fornecidos por RINKER e DYKES (2018), onde foi observado um erro relativo de 22,52 % para a abordagem MRF, e de 5,43% para a abordagem SMI. Além disso, é possível notar diferenças nos campos de velocidade e pressão quando se compara a simulação MRF com o cenário estático do cenário I, evidenciando os efeitos da modelagem de rotação.

Assim, para a turbina simulada e cenários onde a variável de interesse é o torque exercido na turbina em um escoamento estacionário, é possível adotar a abordagem MRF considerando um erro relativo da ordem de 22,52 %. Porém, para cenários onde é necessário a captura de fenômenos de natureza transiente, se faz necessário o uso da modelagem SMI para a obtenção de resultados que sejam representantes da física aplicada ao problema.

## 6.1 Sugestões de Trabalhos Futuros

Para estudos futuros, sugere-se investigar outros cenários de velocidade do vento e rotação usando a turbina WindPact 1.5 MW. Isso permitiria examinar o impacto da velocidade angular da turbina nos erros relativos das abordagens MRF e SMI. Além disso, seria interessante explorar cenários com variações na velocidade do vento e modelagens SMI em que a rotação da turbina é determinada pela força exercida, ao invés de uma velocidade angular fixa definida. Uma análise mais abrangente poderia permitir o uso de simulações MRF com fatores de correção para as variáveis de interesse, uma vez que essa modelagem demanda menos recursos computacionais em comparação com uma simulação SMI.

# Referências Bibliográficas

- RINKER, J., DYKES, K. *WindPACT Reference Wind Turbines*. Relatório Técnico NREL/TP-5000-67667, National Renewable Energy Laboratory, Golden, CO, 2018. Disponível em: <<https://www.nrel.gov/docs/fy18osti/67667.pdf>>.
- SIDDIQUI, M. S., OTHERS. “Numerical investigation of modeling frameworks and geometric approximations on NREL 5 MW wind turbine”, *Renewable Energy*, v. 132, pp. 1058–1075, 2019.
- LANZAFAME, R., MAURO, S., MESSINA, M. “Wind turbine cfd modeling using a correlation-based transitional model”, *Renewable Energy*, 2013.
- ABDELRAHMAN, M., OTHERS. “The cfd performance analysis for horizontal axis wind turbine with different blade shapes and tower effect”. In: *2015 16th International Scientific Conference on Electric Power Engineering (EPE)*, pp. 754–759. IEEE, 2015.
- GIAHI, M. H., DEHKORDI, A. J. “Investigating the influence of dimensional scaling on aerodynamic characteristics of wind turbine using CFD simulation”, *Renewable Energy*, v. 97, pp. 162–168, 2016.
- PINTO, M., FRANZINI, G., SIMOS, A. “A CFD analysis of NREL’s 5MW wind turbine in full and model scales”, *Journal of Ocean Engineering and Marine Energy*, v. 6, n. 2, pp. 211–220, 2020.
- EWEA. “The Economics of Wind Energy”. 2009. Disponível em: <<https://books.google.com.br/books?id=3Uv5PEJYwvMC&lpg=PA8&ots=kSnyak-eJ5&dq=EWEA%2C%202009&lr&pg=PA1#v=onepage&q=EWEA,%202009&f=false>>.  
Acesso em 09 de março de 2023.



- SURYA, S., MOHIT, S. “Dynamic Models for Wind Turbines and Wind Power Plants”, *U.S. Department of Energy: Office of Scientific and Technical Information*, 2011.
- JASAK, H. “Error analysis and estimation for the finite volume method with applications to fluid flows.” 1996.
- OPENFOAM. *OpenFOAM - The Open Source CFD Toolbox - User Guide*, 2.3.0 ed. OpenFOAM Foundation, fev. 2014.
- HOLZMANN, T. *Mathematics, Numerics, Derivations and OpenFOAM*. Holzmann CFD, 2019.
- DAME, U. “Momentum Theory.” 2021. Disponível em: <[https://www3.nd.edu/~tcorke/w.WindTurbineCourse/Aerodynamics\\_Presentation.pdf](https://www3.nd.edu/~tcorke/w.WindTurbineCourse/Aerodynamics_Presentation.pdf)>. Acesso em 13 de março de 2023.
- MORIARTY, P. J., H. A. C. *AeroDyn theory manual.*, 2005.
- LOWRY, J. *Wind Turbine Technology: Fundamental Concepts of Wind Turbine Engineering*. Springer, 2017.
- J. F. MANWELL, J. G. MCGOWAN, A. L. R. *Wind Energy Explained: Theory, Design and Application*. Wiley, 2009.
- HAUKE, G. *An Introduction to Fluid Mechanics and Transport Phenomena (Fluid Mechanics and Its Applications)*. Springer, 10 2008.
- FERZIGER, J. H., PERIC, M. *Computational Methods for Fluid Dynamics*. Springer, 2013.
- J. BARDINA, J. FERZIGER, W. R. “Improved subgrid-scale models for large-eddy simulation”, *AIAA*, 1980.
- REYNOLDS, O. “On the dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination of the criterion”, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. (A.)*, v. 186, pp. 123–164, 1895.
- WILCOX, D. *Turbulence modeling for CFD*. 2006.

- SCHMITT, F. “About Boussinesq’s turbulent viscosity hypothesis: historical remarks and a direct evaluation of its validity”, *Comptes Rendus-Mecanique*, 2007.
- POPE, S. B. *Turbulent Flows*. Cambridge University Press, 2000.
- LAUNDER, B., SPALDING, D. “The numerical computation of turbulent flows”, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 1974.
- MENTER, F., KUNTZ, M., LANGTRY, R. “Ten years of industrial experience with the SST turbulence model”, *Heat and Mass Transfer*, v. 4, 01 2003.
- BETZ, A. “Wind Energy and its Exploitation by Windmills”, *Göttingen: Vandenhoeck und Ruprecht*, 1926.
- GLAUERT, H. “Windmills and fans”, *Aerodynamic theory, vol. 3*, 1935.
- SPERA, D. A. *Wind Turbine Technology: Fundamental Concepts of Wind Turbine Engineering*. ASME Press, 2009.
- VERSTEEG, H. K., MALALASEKERA, W. *An introduction to computational fluid dynamics: the finite volume method*. Pearson Education, 2011.
- MUZAFERIJA, S. *Adaptive finite volume method for flow prediction using unstructured meshes and multigrid approach*. 1994.
- HIRSCH, C. *Numerical computation of internal and external flows*. Elsevier Butterworth-Heinemann, 2010.
- INCROPERA, F., LAVINE, A., BERGMAN, T., et al. *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*. Wiley and Sons, 2014.
- BIRD, R., STEWART, W., LIGHTFOOT, E. *Transport Phenomena*. John Wiley and Sons Inc, 1960.
- VIGNOLI, B. A. D. L. “O que é o software OpenFOAM”. 07 2021. Disponível em: <<https://www.wikki.com.br/post/o-que-e-o-software-openfoam>>.
- JONKMAN, J. M., BUHL, M. L., OTHERS. *FAST user’s guide*. Relatório Técnico NREL/EL-500-38230, National Renewable Energy Laboratory Golden, CO, USA, 2005.

- BAZILEVS, Y., OTHERS. “3D simulation of wind turbine rotors at full scale. Part I: Geometry modeling and aerodynamics”, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, v. 65, n. 1-3, pp. 207–235, 2011.
- JAFARI, S., KOSASIH, B. “Flow analysis of shrouded small wind turbine with a simple frustum diffuser with computational fluid dynamics simulations”, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, v. 125, pp. 102–110, 2014.
- MALCOLM, D. J., HANSEN, A. C. *WindPACT Turbine Rotor Design, Specific Rating Study, Period of Performance: June 29, 2000 – March 1, 2003*. Relatório Técnico NREL/SR-500-34794. NREL/SR-500-32495, National Renewable Energy Laboratory (NREL), Golden, CO (US), 2003. Disponível em: <<https://www.nrel.gov/docs/fy04osti/34794.pdf>>.
- OPENCFD. *OpenFOAM: User Guide v2012*, 2012. Disponível em: <<https://www.openfoam.com/documentation/guides/v2112/doc/>>.
- FIATES, J., VIANNA, S. S. “Numerical modelling of gas dispersion using OpenFOAM”, *Process Safety and Environmental Protection*, v. 104, pp. 277–293, 2016. ISSN: 0957-5820. doi: <https://doi.org/10.1016/j.psep.2016.09.011>. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0957582016302105>>.
- LE FOUEST, S., MULLENERS, K. “The dynamic stall dilemma for vertical-axis wind turbines”, *Renewable Energy*, v. 198, pp. 505–520, 2022. ISSN: 0960-1481. doi: <https://doi.org/10.1016/j.renene.2022.07.071>. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0960148122010722>>.
- HUNT, J., WRAY, A., MOIN, P. “Eddies, streams, and convergence zones in turbulent flows”. In: *Studying Turbulence Using Numerical Simulation Databases, 2. Proceedings of the 1988 Summer Program*, Moffett Field, CA, United States, 12 1988. NASA Ames Research Center.
- KATZ, A., SANKARAN, V. “Mesh quality effects on the accuracy of CFD solutions on unstructured meshes”, *Journal of Computational Physics*, v. 230, n. 20, pp. 7670–7686, 2011. ISSN: 0021-9991. doi: <https://doi.org/10.1016/j.jcp.2011>.

06.023. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0021999111003871>>.

GERSTEN, K. *Boundary Layer Theory*. [S.l.], McGraw-Hill, 2000.

# Apêndice A

## Estudos de Malha

### A.1 Convergência de Malha

Com o fim da obtenção de uma melhor garantia do resultado computacional, foi realizado um estudo de convergência de malha, como feito por KATZ e SANKARAN (2011). A partir da malha apresentada na seção 4.3, aqui denominada de Malha I, abaixou-se o nível de refino global progressivamente para a geração das malhas Malha II e Malha III. Para esse estudo foi usado as mesmas configurações comuns apresentada no capítulo 4, com as configurações especificadas para o cenário II, apresentada na Seção 4.5.

A Figura A.1 apresenta um gráfico mostrando os resultados do estudo, feitos utilizando um caso estacionário, com as configurações apresentadas para o Cenário I, apresentado em 4.4. A Tabela A.1 apresenta numericamente esses resultados para a última iteração.

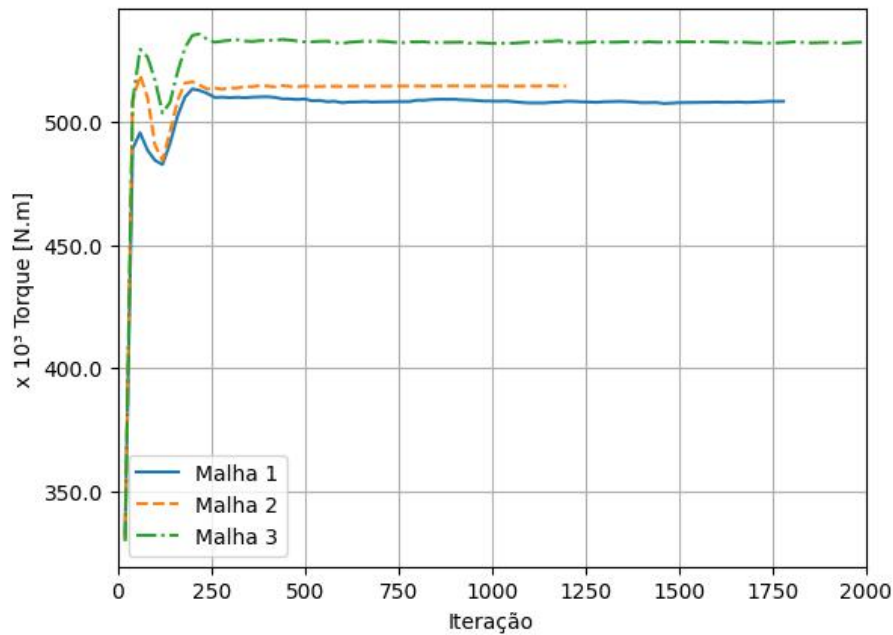


Figura A.1: Gráfico do valor de torque [N.m] por iteração para as três malhas apresentadas.

Versão da Malha	Quantidade de células	Mudança relativa do tamanho de malha	Torque Médio [N.m]	Mudança relativa do Torque Médio
Malha I	6.802.176	-	532406,94	-
Malha II	5.324.819	21,72%	514479,29	3,37%
Malha III	4.146.641	39,04%	508426,50	4,50%

Tabela A.1: Resultados do estudo de convergência de malha efetuado.

É possível concluir que, da malha Malha II para a Malha I, houve um aumento de 21,72 % no número de elementos, o que levou a uma discrepância de 3,37% no torque ao longo das três pás. Dessa forma, considerando que gerar uma nova malha ainda mais refinada iria aumentar demasiadamente seu custo computacional, sem afetar significativamente os resultados de interesse, optou-se por finalizar a convergência de malha na versão Malha I.

## A.2 Estudo de $yPlus$

Em relação à adequação da malha para a modelagem RANS, a Tabela A.2 apresenta os valores de  $yPlus$  médio e máximo para as paredes de cada uma das malhas,

obtidas a partir do mesmo cenário descrito. A Figura A.2 apresenta graficamente o campo de  $yPlus$  para as pás. Nestas condições, em toda a superfície do domínio, as três malhas apresentaram valores de  $yPlus$  dentro do intervalo adequado,  $y+ < 300$ . Sendo assim, dada a definição da grandeza  $yPlus$  (GERSTEN, 2000), considera-se que para as vazões e viscosidades dos cenários estudados, o critério de  $yPlus$  é atendido.

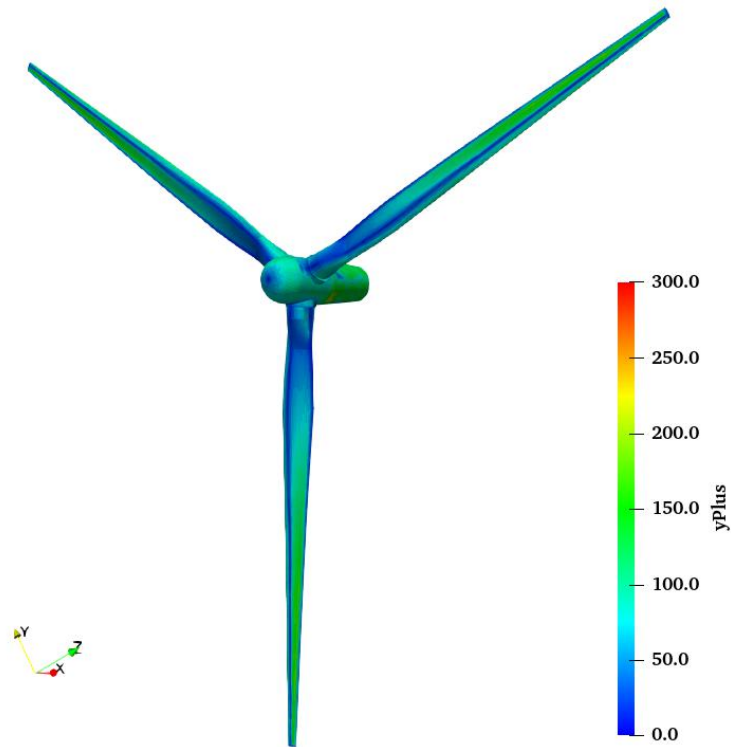


Figura A.2: Campo de  $yPlus$  para a região da nacele e pás.

Superfície	$yPlus$ Médio	$yPlus$ Máximo
Pás	64,79	297,77
Nacele Frontal	73,14	192,25
Nacele Traseira	124,05	251,35

Tabela A.2: Valores médios e máximos de  $yPlus$  em cada superfície de interesse.