

UNIVERSIDADE FEDERAL DE ITAJUBÁ
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM
ENGENHARIA MECÂNICA

Análise de Fenômenos Hidrodinâmicos
Adversos ao Desempenho de Turbinas
Hidrocinéticas Carenadas

Thiago Junqueira Rezek

Itajubá, Junho de 2024

UNIVERSIDADE FEDERAL DE ITAJUBÁ
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM
ENGENHARIA MECÂNICA

Análise de Fenômenos Hidrodinâmicos
Adversos ao Desempenho de Turbinas
Hidrocínéticas Carenadas

Thiago Junqueira Rezek

Tese de doutorado submetida ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica como requisito parcial para obtenção do título de Doutor em Engenharia Mecânica

Área de Concentração: Térmica, Fluidos e Máquinas de Fluxo

Orientador: Prof. Dr. Ramiro Gustavo Ramirez Camacho

Coorientador: Prof. Dr. Nelson Manzanares Filho

Itajubá, Junho de 2024

UNIVERSIDADE FEDERAL DE ITAJUBÁ
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM
ENGENHARIA MECÂNICA

Análise de Fenômenos Hidrodinâmicos
Adversos ao Desempenho de Turbinas
Hidrocinéticas Carenadas

Thiago Junqueira Rezek

Tese de doutorado submetida ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica como requisito parcial para obtenção do título de Doutor em Engenharia Mecânica

Membros da Banca Examinadora:

Prof. Dr. Osvaldo Ronald Saavedra – UFMA

Prof. Dr. Jerson Rogério Pinheiro Vaz – UFPA

Prof. Dr. Waldir de Oliveira – UNIFEI

Prof. Dr. Luiz Antonio Alcântara Pereira – UNIFEI

Prof. Dr. Nelson Manzanares Filho – UNIFEI

Prof. Dr. Ramiro Gustavo Ramirez Camacho – UNIFEI

Itajubá, Junho de 2024

Dedicatória

À minha mãe, Claudete, que ao longo de toda a vida foi porto seguro de todas as minhas jornadas. Ao meu amor, Vanessa, que sempre ilumina meu caminho, mesmo nos dias mais escuros. Ao meu filho, Emanuel: no fim, é tudo por você. Por último, ao meu pai, José Marcos, que foi em vida e será, para sempre, meu paradigma de pensamento científico e honestidade intelectual.

Agradecimentos

Este trabalho consolida o resultado de uma parceria com o professor Ramiro que iniciou-se já na graduação. Ao longo de quase uma década sendo seu orientado, posso dizer que grande parte da maturidade pessoal e científica que adquiri ao longo da vida foi proporcionada direta ou indiretamente devido às oportunidades que por ele me foram concedidas. Sua amizade, disponibilidade e empreendedorismo ao lidar com o processo de orientação são coisas pelas quais serei grato por toda a vida.

O volume de informação assimilado na pós-graduação, por vezes, pode nos tornar inertes e confusos com relação a qual direção seguir para vencer determinadas etapas do trabalho. Ao chegar em algum ponto em que a saída estava difícil de enxergar, o professor Nelson me lembrava de acender a luz. Agradeço enormemente pelas esclarecedoras e produtivas consultas, após as quais o trabalho voltava a fluir. Sua coorientação teve papel fundamental durante minha pós-graduação.

Não menos importante foi o papel dos professores Waldir e Luiz Antônio, que, com didática ímpar, me forneceram bagagem para seguir jornada nos terrenos mais intrincados do mestrado e doutorado. Vejo que a sala de aula é a fundação: o lugar onde todo o cerne do conhecimento se concentra. E sou enormemente grato por ter sido ancorado em boas fundações.

Agradeço também ao amigo Eric, cuja produtiva viagem a Itajubá, com duas intensas semanas de trabalho, rendeu uma publicação contemplando estudos que serão elementos de discussão nesta tese.

Aos professores Jerson e Osvaldo, que, cada um à sua maneira, contribuíram para a execução deste trabalho.

À minha família, pelo apoio incondicional ao longo de todas as etapas da vida.

Por último, agradeço ao INEOF, ao CNPQ, à FAPEMIG e à CAPES pelo fomento ao presente trabalho.

“Do not feel absolutely certain of anything.”

Bertrand Russell

RESUMO

O presente trabalho propõe diretrizes de projeto para mitigar efeitos hidrodinâmicos indesejáveis em turbinas hidrocínéticas e eólicas dotadas de difusor. A ocorrência de descolamento de camada limite nas superfícies sólidas situadas no interior das máquinas carenadas tende a ser prejudicial ao desempenho, com frequência prejudicando a captura de massa pela máquina e, conseqüentemente, degradando a potência gerada.

Um conjunto de estudos envolvendo o projeto e simulação do desempenho de turbinas hidrocínéticas carenadas por meio do método de volumes finitos é apresentado. Nesses estudos, são discutidas as condições de ocorrência desses fenômenos hidrodinâmicos, seu impacto no desempenho do ponto de vista quantitativo e estratégias de projeto para evitá-los.

Os resultados desses estudos mostram que os fenômenos hidrodinâmicos prejudiciais ao desempenho são sensíveis ao carregamento do rotor. Além disso, os estudos permitem observar que a presença de uma folga de topo moderada, em conjunto com uma geometria de rotor com a raiz da pá descarregada e uma condição de carregamento específica são benéficas ao desempenho de turbinas hidrocínéticas com difusor.

Por fim, são apresentadas diretrizes para o projeto de turbinas carenadas com o objetivo de guiar o projetista desses equipamentos em direção a um projeto de alto desempenho.

Palavras-Chave: Turbinas Hidrocínéticas com Difusor, Turbinas Eólicas com Difusor, Descolamento de Camada Limite, Coeficiente de Potência, Difusor, Dinâmica dos Fluidos Computacional, Método dos Volumes Finitos.

ABSTRACT

This work presents design guidelines to eliminate unwanted hydrodynamic effects on diffuser augmented hydrokinetic and wind turbines. The occurrence of boundary layer separation from the solid surfaces situated inside the diffuser tends to be detrimental for performance, frequently harming the mass flow capture and, consequently, decreasing the machine's capacity to generate power.

A set of studies involving the design and CFD simulation of diffuser-augmented turbines is presented. In these studies, the conditions of occurrence of these unwanted hydrodynamic effects, their impact on performance from the quantitative point of view and design strategies to avoid them are discussed.

The results show that the harmful hydrodynamic phenomena are sensitive to rotor loading. Besides, the studies show that a moderate tip clearance, in conjunction with a rotor geometry with an unloaded blade root and a specific loading condition for the rotor are beneficial to the performance of diffuser augmented hydrokinetic turbines.

Lastly, guidelines for the design of diffuser-augmented turbines are presented with the objective to guide the designer towards a high standard configuration.

Keywords: Diffuser-Augmented Hydrokinetic Turbines, Diffuser-Augmented Wind Turbines, Boundary Layer Separation, Power Coefficient, Diffuser, Computational Fluid Dynamics, Finite Volume Method.

Sumário

| | |
|---|-----------|
| Lista de Figuras..... | IV |
| Lista de Tabelas..... | VIII |
| Simbologia..... | VIII |
| Letras Latinas..... | VIII |
| Letras Gregas..... | IX |
| Superescritos..... | X |
| Subescritos..... | X |
| Siglas..... | XI |
| CAPÍTULO 1..... | 1 |
| Introdução..... | 1 |
| 1.1 Motivação e Justificativa..... | 4 |
| 1.2 Objetivos..... | 8 |
| 1.2.1 Objetivo geral..... | 8 |
| 1.2.2 Objetivos específicos..... | 9 |
| 1.3 Organização do Trabalho..... | 9 |
| CAPÍTULO 2..... | 12 |
| Revisão de Literatura..... | 12 |
| 2.1 Revisão de Literatura..... | 12 |
| CAPÍTULO 3..... | 23 |
| Metodologia..... | 23 |
| 3.1 Teoria da Quantidade de Movimento 1D..... | 23 |
| 3.2 Princípios de Conservação e Equações de Transporte..... | 26 |

| | |
|--|-----------|
| 3.1.1 Equações para Abordagem Considerando Simetria Axial (2D)..... | 27 |
| 3.1.2 Equações para Abordagem Incluindo a Geometria do Rotor (3D)..... | 28 |
| 3.3 Método dos Volumes Finitos..... | 29 |
| 3.4 Modelagem da Turbulência..... | 31 |
| 3.4.1 Equações de Navier-Stokes com Médias de Reynolds (RANS)..... | 32 |
| 3.4.2 O Modelo κ - ω SST..... | 33 |
| CAPÍTULO 4..... | 35 |
| A Folga de Topo e o Descolamento de Camada Limite no Interior do Difusor..... | 35 |
| 4.1 Considerações Iniciais..... | 35 |
| 4.2 Estratégia de Parametrização..... | 36 |
| 4.2.1 Curvas de Bézier..... | 36 |
| 4.3 Metodologia de Otimização..... | 38 |
| 4.3.1 Geometria do Difusor..... | 38 |
| 4.3.2 Malha..... | 40 |
| 4.3.3 Simulação do Escoamento..... | 41 |
| 4.3.4 Integração de Processos..... | 43 |
| 4.4 Resultados..... | 44 |
| 4.5 Discussões..... | 52 |
| 4.6 Conclusões..... | 53 |
| CAPÍTULO 5..... | 55 |
| O Carregamento do Disco e o Descolamento de Camada Limite na Nacele..... | 55 |
| 5.1 Considerações Iniciais..... | 55 |
| 5.2 Estruturação do Problema..... | 56 |

| | |
|--|------------|
| 5.2.1 Configurações Geométricas e Critérios de Avaliação..... | 56 |
| 5.2.2 Metodologia Numérica..... | 58 |
| 5.3 Resultados..... | 61 |
| 5.4 Discussões..... | 67 |
| 5.5 Conclusões..... | 68 |
| CAPÍTULO 6..... | 70 |
| A Geometria da Raiz da Pá e o Descolamento de Camada Limite na Nacele..... | 70 |
| 6.1 Considerações Iniciais..... | 70 |
| 6.2 Teoria da Asa de Sustentação..... | 71 |
| 6.3 Procedimento de Projeto..... | 77 |
| 6.3.1 Dados Preliminares..... | 77 |
| 6.3.2 Projeto da Pá..... | 78 |
| 6.3.3 Estudo de Caso..... | 83 |
| 6.3.3.1 Projeto da Turbina..... | 83 |
| 6.3.3.2 Desempenho da Turbina..... | 90 |
| 6.3.4 Conclusões..... | 100 |
| CAPÍTULO 7..... | 102 |
| Discussões, Conclusões e Propostas de Estudos Futuros..... | 102 |
| 7.1 Discussões Acerca dos Estudos Realizados..... | 102 |
| 7.2 Conclusões..... | 109 |
| 7.3 Propostas de Estudos Futuros..... | 111 |
| REFERÊNCIAS..... | 113 |
| APÊNDICE A - <i>Simulated Annealing</i> (Recozimento Simulado)..... | 120 |
| APÊNDICE B - Critério de Independência de Malha: <i>Grid Convergence Index</i>..... | 122 |

LISTA DE FIGURAS

| | |
|---|----|
| Figura 1.1: Tipos de Turbinas Hidrocinéticas (Saini, G. e Saini, R., 2019)..... | 5 |
| Figura 1.2: Uma Turbina Hidrocinética Carenada..... | 6 |
| Figura 1.3: Grande Zona de Recirculação a Jusante de uma Turbina Carenada – Tampier et al. (2017)..... | 8 |
| Figura 2.1: Efeito do Aumento do Coeficiente de Empuxo no Desvio das Linhas de Corrente (adaptado de HANSEN, 2008)..... | 13 |
| Figura 2.2: Diferentes Geometrias de Difusores para Turbinas Agha et al. (2018)..... | 14 |
| Figura 2.3: Turbina e Difusor no conceito “Wind Lens”, apresentados por Oka et al (2015)..... | 16 |
| Figura 2.4: Escoamento através de um Perfil de Difusor Obtido por Otimização – adaptado de Khamlaj e Rumpfkeil (2018)..... | 16 |
| Figura 2.5: Desenho Esquemático de Turbina Carenada com Difusor Flangeado - adaptado de Heikal et al. (2018)..... | 17 |
| Figura 2.6: Diversos Perfis de Difusores “Wind-Lens” Avaliados em Ohya e Karasudani (2010)..... | 17 |
| Figura 2.7: Separação de Camada-limite em Difusores do tipo Cônico (a) e (c) e em Perfil Aerodinâmico (b) e (d) (NUNES et al., 2020)..... | 19 |
| Figura 2.8: Separação de Camada Limite no Cubo de uma Turbina com Difusor – Tampier et al. (2017)..... | 20 |
| Figura 2.9: Geração de Turbulência Devido ao Descolamento de Camada Limite em Turbina Carenada– Riglin et al. (2014)..... | 20 |
| Figura 2.10: Grande Zona de Baixas Velocidades a Jusante da Turbina – Wang et al (2019)..... | 21 |
| Figura 2.11: Comparação Entre Vórtices (a) Turbina sem Carenagem (b) Turbina Carenada – Barbaric e Guzovic (2020)..... | 21 |
| Figura 2.12: Região de Baixas Velocidades e Desvio das Linhas de Corrente a Jusante de Turbina com Difusor Multi-Elemento de Alto Desempenho – Hjort e Larsen (2015)..... | 22 |

| | |
|---|----|
| Figura 3.1: Volume de Controle Associado à Turbina Hidrocinética..... | 23 |
| Figura 3.2: Coeficiente de Empuxo como Função do Fator de Indução Axial (HANSEN, 2008)..... | 25 |
| Figura 4.1: Um Hidrofólio Típico e seus Pontos de Controle..... | 37 |
| Figura 4.2: Concepção Inicial do Difusor..... | 38 |
| Figura 4.3: Espaço Viável para a Geometria do Hidrofólio..... | 39 |
| Figura 4.4: Dimensões do Domínio Computacional..... | 40 |
| Figura 4.5: Malhas Similares para Diferentes Geometrias..... | 40 |
| Figura 4.6: Condições de Contorno do Domínio do Problema..... | 42 |
| Figura 4.7: Integração dos Processos Computacionais..... | 43 |
| Figura 4.8: Comparação entre o Modelo Numérico e os Dados Empíricos para uma Turbina Não-Carenada..... | 44 |
| Figura 4.9: Ilustração Esquemática do Difusor Flangeado Estudado ($h/D = 0,5$; $L/D = 1,5$; $\varphi = 4^\circ$)..... | 45 |
| Figura 4.10: Razão de Aumento de Velocidade no Eixo Central do Difusor Flangeado...45 | 45 |
| Figura 4.11: Histórico de Busca pelo Ótimo Global..... | 46 |
| Figura 4.12: Hidrofólio Ótimo..... | 47 |
| Figura 4.13: Geometria Ótima para o Difusor..... | 47 |
| Figura 4.14: Contornos de Magnitude da Velocidade para $C_T = 8/9$ | 48 |
| Figura 4.15: Folga de Topo entre o Disco Atuador e a Carenagem..... | 48 |
| Figura 4.16: Malha Não-Estruturada Utilizada para a Análise de Folga de Topo..... | 49 |
| Figura 4.17: Contornos de Magnitude de Velocidade para $C_Y = 8/9$ com folga de topo.... | 50 |
| Figura 4.18: Desempenho do Difusor Ótimo ($C_P \times C_T$)..... | 51 |
| Figura 4.19: Desempenho do Difusor Ótimo ($C_P \times C_Y$)..... | 51 |
| Figura 5.1: Seções Longitudinais das Geometrias com Simetria Axial Consideradas no Presente Estudo..... | 56 |

| | |
|---|----|
| Figura 5.2: Esboço Genérico da Geometria dos Sistemas..... | 57 |
| Figura 5.3: Dimensões e Condições de Contorno do Domínio Computacional..... | 59 |
| Figura 5.4: Malha Não-Estruturada Utilizada nas Simulações para o Hub 1..... | 59 |
| Figura 5.5: Validação do Modelo Numérico Adotado..... | 60 |
| Figura 5.6: Resultados das Simulações Numéricas Para as Diferentes Configurações... | 61 |
| Figura 5.7: Linhas de Corrente Médias para o caso Sem Nacele e Open-Center..... | 62 |
| Figura 5.8: Linhas de Corrente Médias através do <i>Hub</i> 1 (esquerda) e <i>Hub</i> 2 (direita) para Diferentes Carregamentos do Disco Atuador..... | 63 |
| Figura 5.9: Linhas de Corrente Médias através do <i>Hub</i> 3 para Diferentes Carregamentos do Disco Atuador..... | 64 |
| Figura 5.10: Linhas de Corrente Médias Próximas ao <i>Hub</i> 3 para Várias Condições de Carregamento com Ponto de Separação Marcado..... | 65 |
| Figura 5.11: Curvas de Coeficiente de Pressão em Função da Posição Axial Normalizada na Superfície da Nacele..... | 66 |
| Figura 6.1: Grade Linear Representando a Seção Anular do Rotor..... | 72 |
| Figura 6.2: Grade Linear Ilustrando o Teorema de Kutta-Joukowski..... | 76 |
| Figura 6.3: Diagrama de Cordier – Adaptado de Bohl e Elmendorf (2004)..... | 79 |
| Figura 6.4: Faixa Recomendada de Solidez para uma dada Relação de Velocidade de Ponta - Park (1981)..... | 80 |
| Figura 6.5: Dimensões Básicas da Turbina (em milímetros)..... | 84 |
| Figura 6.6: Dimensões do Domínio Computacional e Condições de Contorno..... | 85 |
| Figura 6.7: (a) Malha nas Proximidades da Turbina (b) Camadas de Prismas..... | 85 |
| Figura 6.8: (a)Carregamento ao Longo de Todo o Disco(b)Raiz do Disco Descarregada..... | 86 |
| Figura 6.9: Contornos de Velocidade para a Análise com Disco Atuador..... | 87 |
| Figura 6.10: Linhas de Corrente Cruzando o Disco..... | 87 |

| | |
|--|-----|
| Figura 6.11: Distribuição de Velocidade Axial ao Longo do Raio do Disco..... | 89 |
| Figura 6.12: Geometria Completa da Turbina Projetada..... | 90 |
| Figura 6.13: Domínio Computacional Adotado para a Análise de Desempenho da Turbina..... | 91 |
| Figura 6.14: Plano de Corte da Malha nas Proximidades da Turbina..... | 92 |
| Figura 6.15: Camadas Prismáticas na Região da Folga de Topo..... | 92 |
| Figura 6.16: Curva de Desempenho para a Turbina Carenada Projetada..... | 94 |
| Figura 6.17: Curva de Coeficiente de Empuxo para a Turbina Projetada..... | 94 |
| Figura 6.18: Contornos de Magnitude da Velocidade | 96 |
| Figura 6.19: Linhas de Corrente..... | 97 |
| Figura 6.20: Contornos de Magnitude de Velocidade sobre uma Superfície Cilíndrica através das pás..... | 98 |
| Figura 6.21: Curva de Torque da Turbina para $U_{\infty} = 2,4$ m/s..... | 99 |
| Figura 6.22: Turbinas semelhantes com diferentes carregamentos na raiz das pás..... | 99 |
| Figura 6.23: Contornos de Magnitude de Velocidade na Condição de Projeto..... | 100 |

LISTA DE TABELAS

| | |
|--|----|
| Tabela 4.1: Limites das Variáveis Geométricas..... | 39 |
| Tabela 4.2: Estudo de Independência de Malha para o Processo de Otimização..... | 41 |
| Tabela 4.3: Independência de Malha para $\Delta p = 2580,6 \text{ Pa}$ e $\Delta r/D_{th} = 2,5\%$ | 49 |
| Tabela 5.1: Dimensões Normalizadas do Difusor e Naceles para Cada Caso..... | 57 |
| Tabela 5.2: Estudo de Convergência de Malha..... | 60 |
| Tabela 6.1: Estudo de Convergência de Malha para as Simulações em 2D..... | 86 |
| Tabela 6.2: Análise Comparativa Entre os Dois Cenários de Carregamento..... | 88 |
| Tabela 6.3: Dados Preliminares para o Projeto do Rotor..... | 89 |
| Tabela 6.4: Estudo de Convergência de Malha para as Simulações em 3D..... | 92 |

SIMBOLOGIA

Letras Latinas

| | |
|-----------|-----------------------------|
| A | Área |
| a | Fator de Indução Axial |
| b | Altura Radial da Pá |
| C_a | Coefficiente de Arrasto |
| C_p | Coefficiente de Potência |
| C_l | Coefficiente de Sustentação |
| C_T | Coefficiente de Empuxo |
| c | Velocidade Absoluta |
| D | Diâmetro |
| \hat{e} | Vetor Unitário |
| F | Força |

| | |
|-----------|----------------------------------|
| g | Aceleração Gravitacional |
| l | Corda do Perfil |
| \dot{m} | Vazão em Massa |
| $N_{pá}$ | Número de Pás |
| n | Rotação |
| U | Velocidade |
| u | Velocidade Circunferencial |
| T | Força de Empuxo |
| t | Passo da Pá, Tempo |
| P | Potência |
| p | Pressão |
| Q | Vazão Volumétrica |
| Re | Número de Reynolds |
| r | Raio |
| w | Velocidade Relativa |
| Y | Trabalho Específico |
| $y_{máx}$ | Espessura Máxima do Perfil |
| y^+ | Distância Adimensional da Parede |

Letras Gregas

| | |
|----------|---|
| α | Ângulo do Escoamento Absoluto |
| β | Ângulo do Escoamento Relativo |
| Δ | Variação |
| δ | Coeficiente de Diâmetro; Ângulo de Ataque |
| k | Energia Cinética Turbulenta |

| | |
|-----------|---|
| σ | Coeficiente de Ligeireza |
| ρ | Massa Específica |
| λ | Relação de Velocidade de Ponta |
| η_h | Rendimento Hidráulico |
| Γ | Circulação |
| Ω | Razão de Solidez |
| ω | Velocidade Angular, Taxa de Dissipação Específica |
| ∇ | Operador Nabla |
| τ | Torque |
| μ | Viscosidade Dinâmica do Fluido |
| μ_t | Viscosidade Turbulenta |

Superescritos

| | |
|----------------------|----------------------------|
| \cdot | Primeira Derivada Temporal |
| $\ddot{}$ | Segunda Derivada Temporal |
| \rightarrow | Referente a um Vetor |
| \Rightarrow | Referente a um Tensor |
| $\bar{}$ | Referente à Média |

Subescritos

| | |
|------|---|
| e | Referente a externo |
| i | Referente a interno |
| m | Referente à direção meridional |
| $pá$ | Referente ao rotor |
| u | Referente à direção circunferencial |
| 3 | Referente ao escoamento na entrada do rotor axial |

- 4 Referente à entrada da pá
- 5 Referente à saída da pá
- 6 Referente ao escoamento na saída do rotor axial
- ∞ Referente à corrente livre, ou às condições médias do escoamento entre a entrada e saída da grade linear

Siglas

DFC Dinâmica dos Fluidos Computacional

RANS *Reynolds Averaged Navier-Stokes*

SIMPLE *Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations*

SST *Shear Stress Transport*

CAPÍTULO 1

Introdução

A possibilidade da utilização da energia elétrica como ferramenta foi, de maneira quase indiscutível, uma das descobertas mais importantes da história da humanidade. Quando obtida de maneira conveniente, a eletricidade pode ser vista como uma forma nobre de energia por apresentar diversas características altamente valiosas do ponto de vista energético.

A energia elétrica pode ser transformada de maneira relativamente fácil e com alta eficiência em diversas outras formas úteis de energia; É flexível, podendo suprir tanto equipamentos eletrônicos de baixa potência quanto sistemas com consumo de média e alta potência; Pode ser oferecida continuamente ao consumidor e transmitida através de longas distâncias por redes e linhas de transmissão de alta tensão.

Essas características tornaram a utilização da energia elétrica em larga escala uma das principais evoluções da sociedade durante a segunda revolução industrial. Além disso, com a terceira revolução industrial, contexto em que a automação, a computação e a robótica passaram a se fazer a cada dia mais presentes, a eletricidade passou a desempenhar papel ainda mais importante na sociedade.

Tal papel fundamental se fortaleceu de maneira ainda mais intensa com a chegada da Indústria 4.0 (quarta revolução industrial), que inseriu a sociedade em uma condição em que a tecnologia da informação, a ciência de dados e a inteligência artificial desempenham funções envolvendo tomada de decisões de alta complexidade em sistemas integrados.

Junto à quarta revolução industrial, surgiram também evoluções nas estruturas dos sistemas energéticos. Houve o desenvolvimento das redes elétricas inteligentes (*smart grids*), da geração energética de pequena escala e da participação ativa dos consumidores

nos sistemas energéticos, que passaram a não apenas consumir, mas também gerar energia de maneira descentralizada (PANDEY et al., 2023).

O consumo de energia elétrica está intimamente ligado à qualidade de vida de uma sociedade (PASTEN E SANTAMARINA, 2012). De fato, há uma causalidade bidirecional entre a qualidade de vida e o consumo de energia elétrica. Isto significa que “o consumo de energia elétrica não apenas promove desenvolvimento humano como também o desenvolvimento humano expande a demanda social por eletricidade.” (NIU et al., 2013, p. 344, traduzido). Dessa maneira, há de se observar a importância estratégica da disponibilidade abundante de energia elétrica para o desenvolvimento humano.

A energia elétrica produzida no mundo provém, em grande parte, de conversão eletromecânica obtida por meio de equipamentos que utilizam como fonte primária de energia a queima de combustíveis fósseis. É o caso de grande parte das plantas energéticas termoelétricas, que utilizam turbinas a vapor, turbinas a gás e motores de combustão interna para a geração de potência de eixo, que posteriormente é transformada em potência elétrica.

Os combustíveis fósseis são recursos escassos cuja renovação na natureza não ocorre dentro de uma escala de tempo humana. Como são provenientes da decomposição de matéria orgânica submetida a processos físico-químicos com duração de milhões de anos, sua taxa de consumo supera a capacidade de reposição desses recursos pela natureza. Por esse motivo, os combustíveis fósseis são considerados como fontes não-renováveis de energia, podendo, inclusive, esgotar-se eventualmente (BARRETO, 2018).

Outra preocupação acerca da geração termoelétrica é o fato de que a queima de combustíveis fósseis libera na atmosfera gases de efeito estufa, que contribuem para a intensificação desse fenômeno natural da atmosfera por meio da absorção da radiação de ondas longas emitidas pela terra (MITCHELL, 1989). A intensificação do efeito estufa é tida como responsável pelo processo de aquecimento global, que consiste no aumento da temperatura média da atmosfera terrestre com potencial de gerar consequências graves do ponto de vista ambiental a médio e longo prazo.

Dada a importância estratégica de uma rede de suprimento energético eficiente, frente à vulnerabilidade perante uma possível escassez de recursos não-renováveis e, ainda, considerando a necessidade de redução da emissão de gases de efeito estufa,

observa-se, na atualidade, um esforço científico e tecnológico global para o desenvolvimento de tecnologias associadas ao aproveitamento de fontes limpas e renováveis de energia.

Pode-se citar como exemplos de fontes renováveis de energia: a energia hidráulica convencional (gerada em usinas hidrelétricas de alta, média e baixa queda), as Pequenas Centrais Hidrelétricas (PCH's), a energia eólica, a energia solar fotovoltaica, a energia proveniente da queima de biomassa e biocombustíveis, as energias oceânicas e fluviais, entre outras.

Em se tratando do aproveitamento energético de fontes renováveis, o Brasil ocupa posição de destaque em contexto mundial, possuindo uma das matrizes energéticas mais limpas do mundo industrializado (PAO E FU, 2013).

A principal fonte que compõe a matriz energética brasileira é a hidráulica, tendo sido responsável, por exemplo, por 68% da energia gerada no mês de Novembro de 2023, segundo dados fornecidos pela CCEE constantes no Boletim Mensal de Monitoramento do Sistema Elétrico Brasileiro (divulgado em Dezembro de 2023).

Ainda segundo o boletim, em Novembro de 2023 as fontes renováveis de energia (hidráulica, eólica, solar e biomassa) somadas representaram 92,5% da matriz de geração de energia elétrica. Com relação à potência instalada, até esse mês as fontes renováveis correspondiam a 85,4% da capacidade instalada total de geração.

Dada essa representatividade expressiva em contexto nacional, observa-se que várias fontes renováveis de energia já possuem tecnologias para o seu aproveitamento amadurecidas. É o caso, por exemplo, do aproveitamento hidrelétrico (incluindo usinas hidrelétricas de grande porte e PCH's), da energia eólica, da energia solar fotovoltaica e da energia proveniente de biocombustíveis. Tais tecnologias já estão em um estágio de desenvolvimento que permite que sua implementação seja economicamente rentável, além de tecnicamente viável.

Em contrapartida, há linhas de pesquisa cujo objetivo é exatamente avaliar e desenvolver aproveitamentos energéticos provenientes de novas fontes, que ainda necessitam de mais desenvolvimento científico e tecnológico para que possam ser aproveitadas de maneira economicamente rentável. É o caso, por exemplo, das pesquisas envolvendo energias oceânicas e fluviais.

A energia oceânica pode ser aproveitada para geração de eletricidade por meio de diversas tecnologias. Há, por exemplo, tecnologias voltadas para o aproveitamento da energia das marés, da energia das ondas, da energia térmica do oceano e até mesmo tecnologias que fazem-se valer do gradiente de salinidade das águas para geração energética (MELIKOGLU, 2018). O aproveitamento energético das marés pode ser desenvolvido tanto por meio de usinas que utilizam reservatórios para acúmulo de água quanto através do aproveitamento da energia cinética do escoamento periódico que se dá pela alternância entre enchente e vazante.

Com relação à energia fluvial, pode-se explorar a energia cinética da correnteza dos rios, de maneira similar àquilo que é feito com a energia das marés. Nesses casos, os equipamentos aplicados para realizar a conversão de energia hidráulica em energia elétrica são as turbinas hidrocínéticas, que podem ser entendidas como sinônimos de “turbinas de corrente de água”, “turbinas de fluxo (ou corrente) livre” ou “turbinas de queda nula” (KHAN, IQBAL E QUAICOE, 2008).

Vista a abundância dos recursos hídricos no Brasil, há também, em todo o território nacional, potencial para o aproveitamento da energia cinética das águas a jusante de barragens de usinas hidrelétricas. Nesse contexto, Vaz, Lima e Lins (2023) apresentaram um estudo para avaliar quantitativamente a utilização de turbinas hidrocínéticas com difusor para aproveitamento da energia a jusante de barragens, utilizando como caso para estudo a usina de Tucuruí. Os autores chamaram a atenção para empreendimentos desse tipo, visto que o escoamento nesses casos possui densidade energética considerável, o que possibilitaria suprir a demanda energética de pequenas comunidades situadas a jusante das barragens dessas usinas.

Dada a relevância de se realizar pesquisas para viabilizar comercialmente o aproveitamento das energias oceânicas e fluviais, o presente trabalho abordará questões técnicas de projeto pertinentes ao desempenho das máquinas de fluxo que realizam a conversão da energia cinética dos cursos d'água em energia elétrica.

1.1 Motivação e Justificativa

A tecnologia de geração hidrocínética é aquela responsável por extrair a energia cinética dos cursos d'água (sejam eles provenientes de efeitos de correntes marítimas,

marés ou escoamento de rios e canais de fuga de usinas hidrelétricas) e transformá-la em energia elétrica. Os equipamentos responsáveis por realizar essa transformação energética são as turbinas hidrocínéticas.

As turbinas hidrocínéticas possuem similaridade, em termos de princípio de funcionamento, com as turbinas eólicas (KHAN, IQBAL e QUAICOE, 2008). No caso dessas turbinas, a energia potencial gravitacional não participa de maneira direta do aproveitamento energético, isto é, não há necessidade da presença de um desnível geográfico de altura (queda) para sua operação. Dessa forma, o potencial energético disponível para uma turbina hidrocínética está associado apenas à velocidade naturalmente presente da corrente livre do escoamento, o que também se aplica para as turbinas eólicas.

Os dois principais tipos de turbinas hidrocínéticas e eólicas são as turbinas de eixo horizontal e as turbinas de eixo vertical, ilustrados na Figura 1.1:

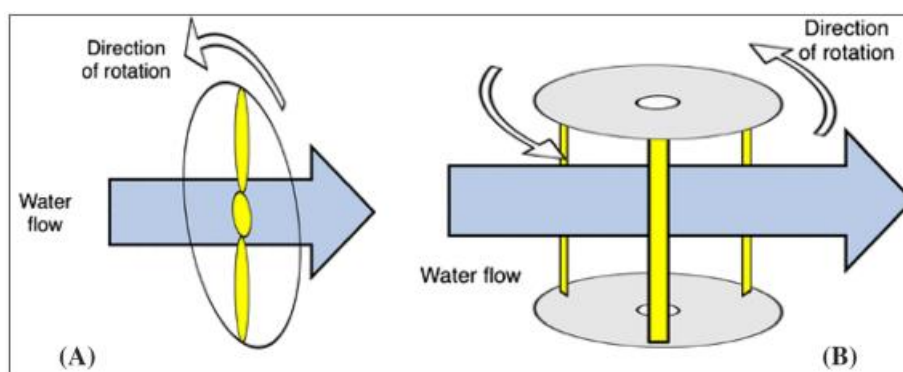


Figura 1.1: Tipos de Turbinas Hidrocínéticas. (A) Turbina de Eixo Horizontal (B) Turbina de Eixo Vertical (SAINI, G. e SAINI R., 2019)

Nas turbinas hidrocínéticas de eixo horizontal, o escoamento se dá com velocidade paralela ao eixo de rotação do rotor (máquina de fluxo axial), enquanto que nas turbinas hidrocínéticas de eixo vertical, o escoamento se dá com velocidade perpendicular ao eixo de rotação do rotor (máquina de fluxo transversal).

Com ressalvas devido aos efeitos de cavitação presentes nas turbinas hidrocínéticas por operarem com fluido de trabalho no estado líquido, a similaridade de funcionamento entre as turbinas eólicas e hidrocínéticas do ponto de vista físico permite que ambas sejam tratadas sob as mesmas considerações.

A influência dessas turbinas no escoamento pode ser modelada por meio de um disco atuador unidimensional que impõe uma queda descontínua de pressão estática no escoamento, e, dessa forma, extrai energia da corrente livre. A partir da teoria do disco atuador, Betz mostrou que a potência máxima que pode ser extraída da corrente livre corresponde a 59,3% da potência de referência associada à energia cinética do vento. Esse limite ficou conhecido como Limite de Betz.

Essa limitação, no entanto, não é oriunda de dissipações de energia (perdas, no sentido termodinâmico da palavra). É ligada ao fato de que, em se tratando de turbinas de fluxo livre (eólicas e hidrocínéticas), o salto de pressão é colocado em antagonismo à vazão que atravessa a máquina (isto é, quanto maior o salto de pressão do disco atuador, menor a vazão capturada pela máquina). O desempenho de uma turbina hidrocínética é uma solução de compromisso entre a queda de pressão e a vazão capturada pela máquina, sendo essas duas grandezas antagônicas.

Esse contexto é responsável por encorajar pesquisas com o objetivo de melhorar o desempenho e aumentar a concentração de potência dessas turbinas por meio da adição de componentes externos ao rotor. A adição de difusores às turbinas eólicas e hidrocínéticas visando esse objetivo tem sido amplamente estudada na atualidade. Turbinas eólicas e hidrocínéticas dotadas de difusor também podem ser chamadas de turbinas carenadas. A Figura 1.2 mostra o modelo sólido de uma turbina hidrocínética carenada típica.

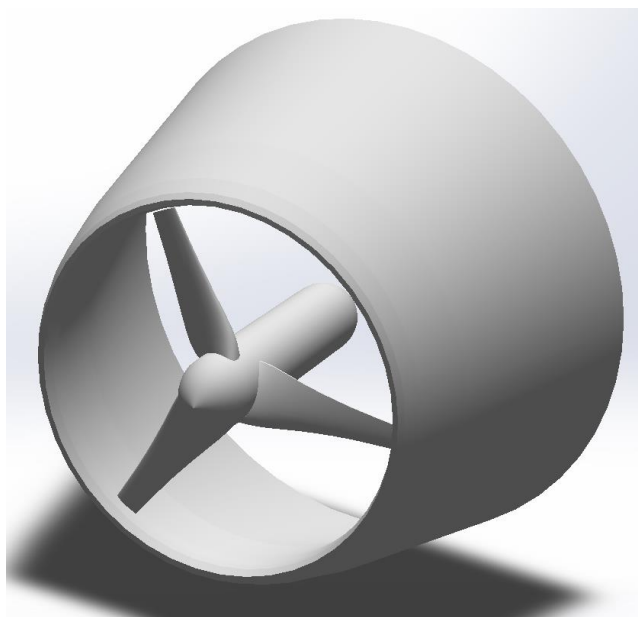


Figura 1.2: Uma Turbina Hidrocínética Carenada

A adição de uma carenagem à turbina faz com que a máquina capture maior vazão da corrente livre devido ao efeito de sucção causado pela geometria difusora. Isso permite à máquina gerar maior potência, tornando possível superar o limite de Betz (quando considerada a área do rotor ou disco atuador como referência para o cálculo do Coeficiente de Potência).

Apesar dessa questão levar a crer que turbinas carenadas sejam uma tecnologia encorajadora e promissora para o futuro das energias renováveis, poucos projetos de turbinas avaliadas experimentalmente ou em análises numéricas bem documentadas se mostraram superiores do ponto de vista de viabilidade econômica a turbinas eólicas e hidrocinéticas convencionais (sem difusor) de alto desempenho.

Uma das razões que ocasiona perda de desempenho em uma turbina carenada é o descolamento de camada limite em todas as superfícies sólidas situadas no interior da máquina. Diferentemente das turbinas sem carenagem, o interior de uma turbina carenada está sujeito a um gradiente de pressão adverso muito mais intenso devido ao próprio efeito do difusor, o que torna a camada limite nas superfícies internas do difusor e na nacele propensa aos efeitos de descolamento (GILBERT, OMAN E FOREMAN, 1978).

Quando a camada limite se descola das superfícies da nacele e da superfície interna do difusor, grandes áreas de recirculação são formadas a jusante, levando, em última instância, à perda da capacidade do difusor de capturar massa devido à degradação de seu efeito de sucção.

Isso ocorre porque a área útil de saída do difusor, responsável pela geração do efeito de sucção, se torna inutilizada devido à formação do vórtice gerado pela separação de camada limite.

Esse comportamento é ilustrado na Figura 1.3, que mostra os contornos da velocidade axial normalizada no plano longitudinal de uma turbina carenada (o rotor da turbina, cujas pás não foram cortadas pelo plano de visualização, possui aproximadamente o diâmetro da garganta do difusor) :

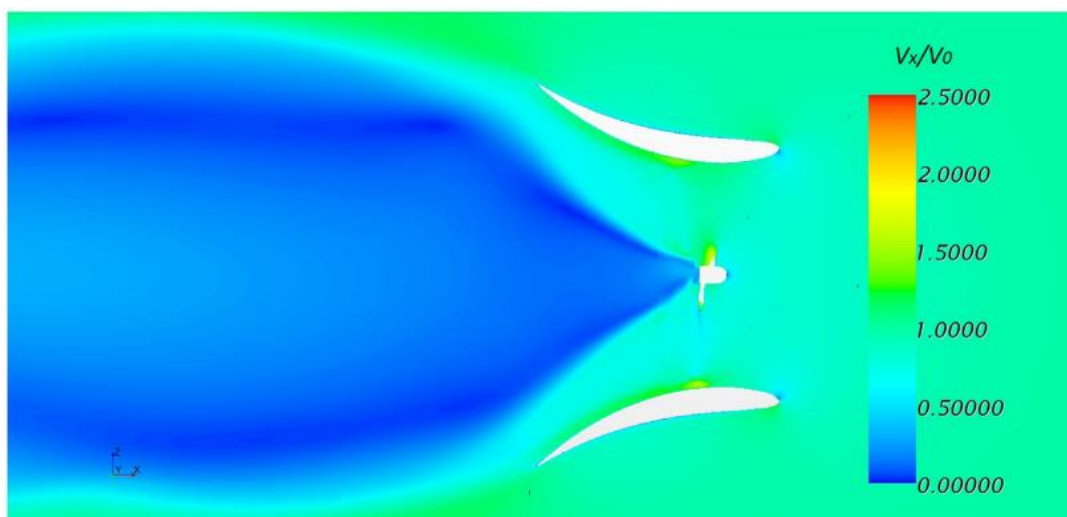


Figura 1.3: Grande Zona de Recirculação a Jusante de uma Turbina Carenada
(TAMPIER et al., 2017)

Conforme ficará mais claro ao decorrer deste trabalho, é possível reduzir ou até eliminar esse efeito nocivo causado pelo descolamento de camada limite por meio de estratégias envolvendo o projeto da máquina e a interação do rotor com as superfícies sólidas da nacele e do difusor.

Para mitigar esse efeito, é necessário que o escoamento próximo a essas superfícies se mantenha energizado para que a camada limite se mantenha colada às superfícies sólidas do interior da máquina. O presente trabalho discutirá as condições de ocorrência dos fenômenos hidrodinâmicos adversos que geram esses efeitos prejudiciais ao desempenho e as estratégias de projeto possíveis para minimizar ou eliminar suas consequências.

1.2 Objetivos

A seguir serão destacados os objetivos do trabalho desenvolvido.

1.2.1 Objetivo geral

Estudar as condições de ocorrência dos fenômenos hidrodinâmicos envolvendo o descolamento de camada limite no interior de turbinas hidrocinéticas carenadas e determinar estratégias de projeto para minimizar ou eliminar seus efeitos nocivos ao desempenho.

1.2.2 Objetivos específicos

- Estudar qualitativamente e quantitativamente as implicações da ocorrência de descolamento de camada limite na superfície da nacele e na superfície interna do difusor com relação ao desempenho da máquina;

- Utilizar a dinâmica dos fluidos computacional pelo método dos volumes finitos para executar simulações numéricas de maneira a investigar:

- A influência da folga de topo do rotor na ocorrência do descolamento de camada limite nas paredes internas do difusor;
- A influência da posição e do formato da nacele na ocorrência do descolamento de camada limite em sua superfície;
- A influência do valor do coeficiente de empuxo do rotor na ocorrência do descolamento de camada limite na nacele;
- A influência da geometria da raiz das pás na ocorrência do descolamento de camada limite na superfície da nacele.

- A partir dos resultados das simulações computacionais realizadas, propor estratégias de projeto para minimizar ou eliminar os efeitos nocivos do descolamento de camada limite no interior de turbinas hidrocínéticas carenadas;

- Aplicar a metodologia de projeto de rotores hidrocínéticos desenvolvida em Rezek (2019) (baseada na teoria da asa de sustentação), em conjunto com estratégias propostas para minimização de efeitos hidrodinâmicos adversos ao desempenho, de maneira a projetar um rotor hidrocínético de alta solidez e alto desempenho;

- Realizar simulações numéricas de alta fidelidade pelo método de volumes finitos para determinar as características do campo de funcionamento - curva de Coeficiente de Potência (C_p) *versus* Razão de Velocidade de Ponta (λ) - da máquina hidrocínética projetada considerando as estratégias de projeto propostas;

1.3 Organização do Trabalho

O primeiro capítulo apresentou um panorama geral das condições atuais que justificam a proposta de pesquisa nos termos da demanda mundial pelo desenvolvimento

e aprimoramento de tecnologias para a geração de energia limpa e renovável. Além disso, os objetivos do presente trabalho que irá compor a tese de doutorado foram definidos.

O segundo capítulo tratará de uma revisão envolvendo estudos atuais acerca de turbinas hidrocinéticas e eólicas carenadas. Além disso, o capítulo tratará de discussões mais técnicas acerca do projeto dessas máquinas. Nesse capítulo ficará mais evidente o impacto dos efeitos de descolamento de camada limite no desempenho de turbinas carenadas.

O terceiro capítulo apresentará as bases teóricas que fundamentam as análises propostas neste trabalho. Serão detalhados os princípios de conservação, juntamente com as hipóteses simplificadoras utilizadas para o estudo dos problemas. Além disso, também serão apresentadas a metodologia de simulação numérica escolhida e a modelagem aplicada para a descrição dos fenômenos de turbulência, de maneira a documentar adequadamente as abordagens escolhidas para a realização dos estudos que compõem esta tese.

O quarto capítulo abordará um estudo de caso focado na influência da folga de topo no fenômeno de descolamento de camada limite na superfície interna do difusor. Além disso, também serão apresentadas importantes considerações de projeto referentes ao carregamento nominal do disco atuador para desempenho ótimo considerando a presença de uma folga de topo.

O quinto capítulo apresentará um estudo de natureza mais investigativa a respeito do fenômeno de descolamento de camada limite na nacele. Foi investigada a relação entre a intensidade de carregamento do rotor e a ocorrência de separação do escoamento na superfície do corpo central. Essa investigação considerou três diferentes geometrias de nacele, combinadas com uma única geometria de difusor. Para efeito de comparação, também foram avaliados o desempenho do caso idealizado (difusor com disco atuador preenchendo toda a garganta) e da configuração *open center* (configuração de turbina com orifício central, sem a presença de nacele).

O sexto capítulo tratará de um estudo que estabelece relação entre a geometria da raiz da pá e a ocorrência de descolamento de camada limite na superfície da nacele. As análises foram realizadas sobre um estudo de caso envolvendo o projeto de um rotor hidrocinético carenado, dimensionado seguindo a metodologia desenvolvida em Rezek

(2019). O estudo realizado nesse capítulo mostra que uma possível solução para o descolamento de camada limite na superfície da nacele é obtida por meio do descarregamento da raiz da pá.

Finalmente, o sétimo capítulo trará as discussões e conclusões finais que podem ser obtidas por meio da análise dos resultados dos estudos realizados, bem como apresentará propostas para estudos futuros.

CAPÍTULO 2

Revisão de Literatura

2.1 Revisão de Literatura

A adição de um difusor em uma turbina hidrocínética possibilita um aumento de desempenho do ponto de vista da capacidade de extração energética do escoamento.

Cabe, antes de prosseguir, definir sob qual métrica o desempenho de uma turbina hidrocínética é avaliado. Essa definição irá possibilitar comparações entre diferentes projetos de máquinas. A principal métrica que avalia o desempenho de turbinas hidrocínéticas e eólicas com relação à capacidade de extração de energia é o Coeficiente de Potência (C_P), dado pela Equação 2.1:

$$C_P = \frac{P}{0,5\rho A_{ref} U_\infty^3} \quad (2.1)$$

onde P é a potência, ρ é a massa específica do fluido, U_∞ é a velocidade absoluta do escoamento na corrente livre, A_{ref} é a área de referência (que é tomada usualmente como a área do disco atuador ou da garganta do difusor).

Outro coeficiente adimensional importante no estudo de turbinas hidrocínéticas e eólicas é o Coeficiente de Empuxo (C_T), dado pela Equação 2.2:

$$C_T = \frac{T}{0,5\rho A_{ref} U_\infty^2} \quad (2.2)$$

onde T é a força de empuxo axial exercida pelo disco atuador no escoamento e A_d é a área do disco.

A força de empuxo axial exercida pela turbina no escoamento, que é associada ao salto de pressão provocado pela turbina, tende a desviar as linhas de corrente que a atravessam, fazendo-a capturar menor massa. Dessa forma, a potência hidráulica, que é dependente tanto da vazão de fluido que atravessa a turbina quanto do salto de pressão criado por ela, é uma solução de compromisso entre essas duas grandezas. A Figura 2.1 ilustra esse comportamento:

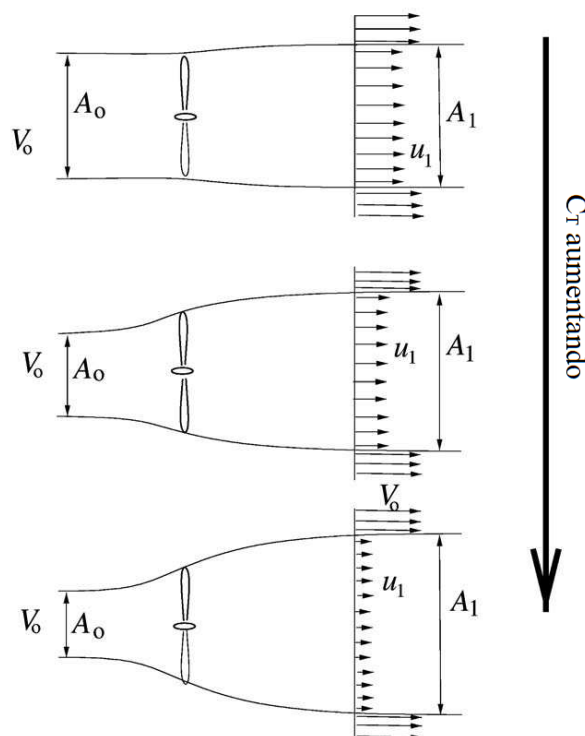


Figura 2.1: Efeito do Aumento do Coeficiente de Empuxo no Desvio das Linhas de Corrente (adaptado de HANSEN, 2008)

Sob as considerações de uma análise em regime permanente, com escoamento incompressível e desprezando os efeitos viscosos, de rotação da esteira e demais perdas, Betz mostrou que o Coeficiente de Potência máximo que pode ser atingido por um disco atuador (turbina idealizada) isolado no escoamento é de 59,3%, associado a um carregamento do disco correspondente a um Coeficiente de Empuxo de 8/9.

Com o objetivo de superar essa limitação, tem havido diversas tentativas de se adicionar difusores (ou carenagens) ao redor de rotores eólicos e hidrocínéticos com a intenção de se aumentar a vazão da máquina por meio da diminuição de pressão a jusante do rotor.

Nesse sentido, diversos estudos investigaram resultados numéricos e experimentais de aumento de desempenho devido à adição de difusores de formatos variados às máquinas. Tal efeito é mostrado em Werle e Presz (2008), que concluiu que turbinas carenadas são capazes de extrair mais energia do que turbinas sem carenagem.

Abe e Ohya (2004) e Abe et al. (2005) investigaram os campos de escoamento associados a difusores flangeados, que provêm aumento de vazão por provocarem descolamento massivo de camada limite na região externa a jusante da turbina, criando

uma queda de pressão nessa região. Outros estudos acerca dessa família de difusores são Ranjbar et al. (2018), El-Zahaby et al. (2006), Kale et al (2020) e Khamlaj e Rumpfkeil (2018).

Apesar de serem um tipo popular de difusores, Limacher et al. (2020) concluíram que difusores com flanges muito grandes na saída são sub-ótimos quando a área frontal da máquina é utilizada para a definição do Coeficiente de Potência.

Outro tipo popular de difusores são aqueles baseados em perfis hidrodinâmicos e aerodinâmicos. Esses difusores apresentam seção longitudinal com formato de aerofólios. É o caso dos difusores estudados em Bagheri-Sadeghi et al. (2018), Venters et al. (2017) e Bontempo e Manna (2016).

Além disso, alguns difusores consistem em mais de uma seção aerodinâmica, o que é uma maneira de evitar o descolamento de camada limite nas superfícies internas da carenagem. Alguns estudos contemplando esse tipo de difusores são Hjort e Larsen (2014 e 2015) e Dighe et al. (2019).

A Figura 2.2 ilustra os principais tipos de difusores aplicados a turbinas eólicas e hidrocinéticas.

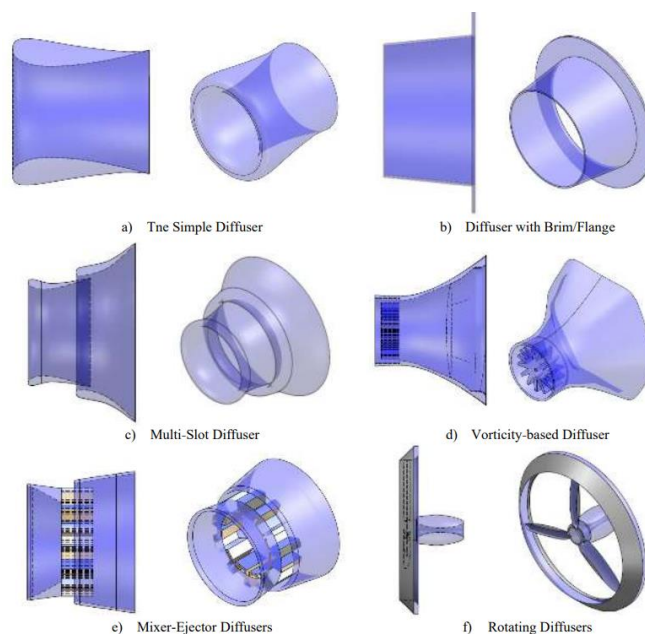


Figura 2.2: Diferentes Geometrias de Difusores para Turbinas (AGHA et al., 2018)

A possibilidade de ultrapassar o Limite de Betz quando utilizando a área frontal da máquina (área de saída do difusor) como área de referência para o cálculo do

Coefficiente de Potência ainda é controversa. Hjort e Larsen (2014) estudaram o assunto e concluíram positivamente a partir de um estudo contemplando análises numéricas de disco atuador para um difusor multi-elemento de alto desempenho.

Além disso, Oka et al. (2015) conduziram tanto análises numéricas como experimentais de uma turbina carenada nomeada “*Wind-Lens*” e alegam ter obtido experimentalmente um C_p máximo de 0,62, superando o limite de Betz para a maior área da máquina tomada como referência.

Conforme destacado no Capítulo 1, apesar de a adição de difusores às turbinas ser aparentemente promissora, os benefícios dessa tecnologia não se verificaram em um número muito grande de projetos.

De fato, uma revisão sistemática apresentada por Nunes et al. (2020) concluiu que, de uma população de 60 projetos de turbinas aumentadas por difusor, apenas em 58% a adição de um difusor provou ser uma opção melhor do ponto de vista energético do que simplesmente fabricar um rotor sem difusor de diâmetro maior com formato geometricamente semelhante.

Além disso, a revisão apresenta que, quando adota-se a área do rotor como referência para o cálculo do C_p , a população de máquinas atinge Coeficiente de Potência médio de 0,75. Já, quando adotada a área de referência como a área frontal da máquina, a média do coeficiente de potência da população cai para 0,37, o que é inferior ao desempenho obtido por máquinas sem carenagem de alto desempenho.

Isso indica que a adoção da área do rotor ou da garganta do difusor para o cálculo do Coeficiente de Potência em turbinas carenadas, apesar de usual, tende a superestimar o valor real dos benefícios do difusor. A revisão considera turbinas cujo Coeficiente de Potência normalizado pela área frontal excede 0,4 como turbinas de “alto padrão”.

Alguns projetos de turbinas de alto padrão apontadas pela revisão sistemática são as de Oka et al. (2015), Khamlaj e Rumpfkeil (2018), Heikal et al. (2018) e Ohya e Karasudani (2010) ilustradas nas Figuras 2.3 a 2.6. Elas estão baseadas em uma geometria de difusores flangeados do tipo “*Wind-Lens*”.

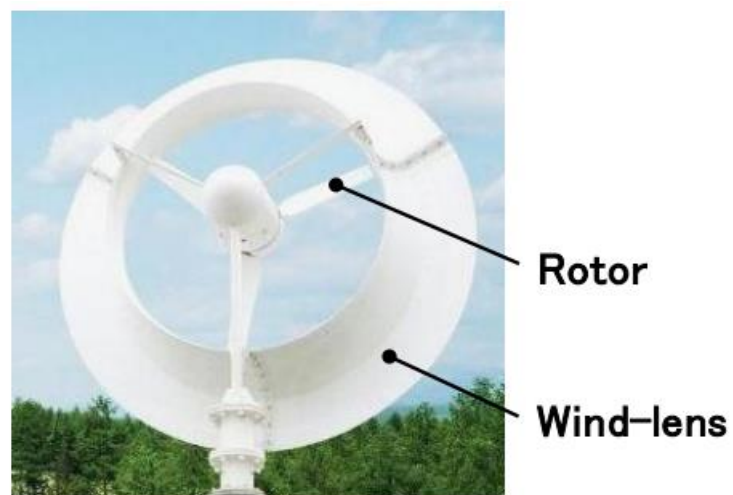


Figura 2.3: Turbina e Difusor no conceito “Wind Lens”, apresentados por Oka et al (2015)

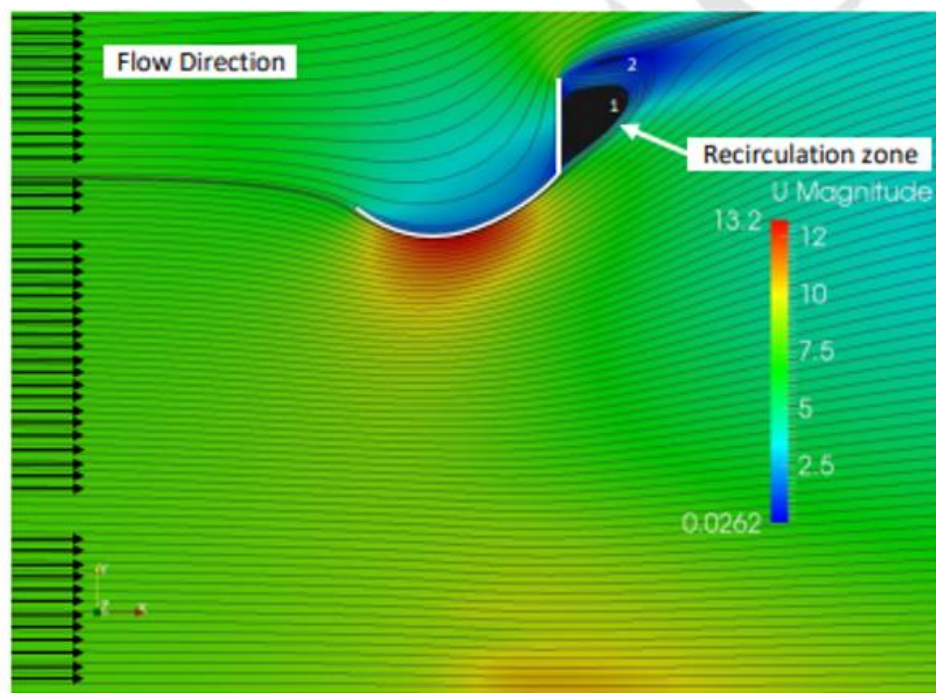


Figura 2.4: Escoamento através de um Perfil de Difusor Obtido por Otimização – adaptado de Khamlaj e Rumpfkeil (2018)

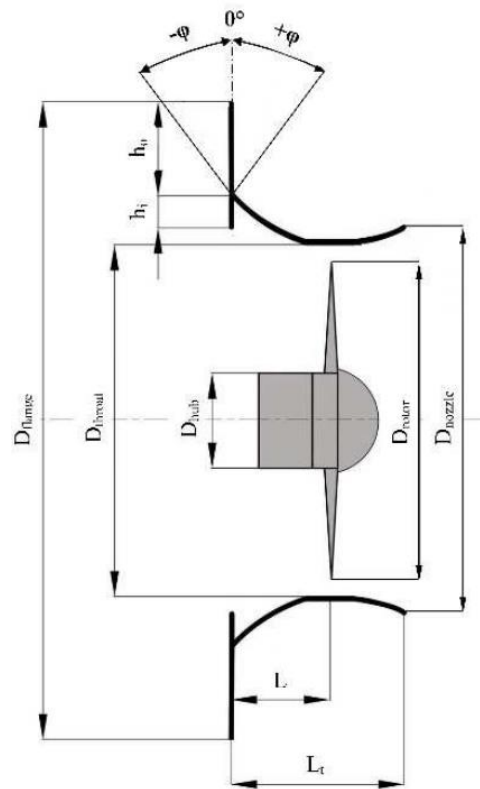


Figura 2.5: Desenho Esquemático de Turbina Carenada com Difusor Flangeado - adaptado de Heikal et al. (2018)

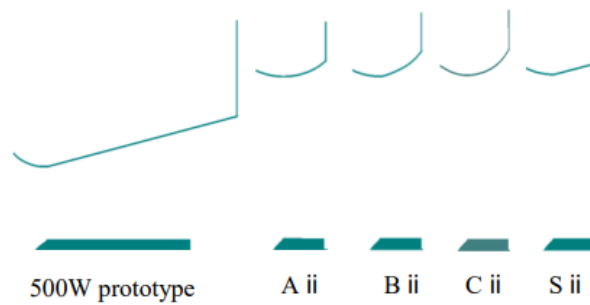


Figura 2.6: Diversos Perfis de Difusores “Wind-Lens” Avaliados em Ohya e Karasudani (2010)

Segundo a revisão sistemática, as turbinas de alto-padrão tendem a compartilhar alguns traços que levam ao alto desempenho, como, por exemplo, otimização geométrica, projeto compacto e procedimento de projeto do rotor levando em consideração a influência do difusor.

É recomendável que a própria otimização do difusor em si considere, de alguma maneira, a influência do carregamento do rotor. Jamieson (2009) concluiu que um difusor otimizado para condições de ausência do carregamento do rotor não é ótimo na presença de um disco atuador carregado em seu interior.

Esses fatos sugerem que o projeto de turbinas carenadas de alto desempenho deve ser realizado sempre considerando a interação de seus dois principais componentes: o rotor e o difusor. Isto é: o procedimento do projeto do difusor deve, de alguma maneira, contemplar a influência do carregamento do rotor no escoamento e o procedimento de projeto do rotor deve levar em consideração as condições de velocidade induzidas pela ação do difusor.

Uma das maneiras de se fazer isso é incluir o disco atuador carregado já nas análises dos campos de escoamento executadas para o processo de otimização responsável por obter a geometria do difusor.

Além disso, conforme já pontuado no Capítulo 1, a influência da nacele também cria efeitos importantes no escoamento do ponto de vista do desempenho. Isso ocorre porque, para criar o efeito de sucção que aumenta a captura de massa do escoamento livre, a carenagem precisa de uma geometria com o comportamento de difusor entre a entrada e a saída. Isto é, a captura de massa do difusor é tão maior quanto maior for a relação entre as áreas de sua saída e entrada, conforme pontuado por Jamieson (2009).

Isso significa que difusores compactos de alto desempenho necessariamente irão induzir em uma porção de sua região interna um intenso gradiente adverso de pressão, o que torna um desafio manter a camada limite colada quando o escoamento está submetido a essas condições (GILBERT, OMAN E FOREMAN, 1978). O problema se agrava ainda mais se considerarmos que turbinas carenadas são tipicamente máquinas de pequeno porte. Assim, a relação de cubo em máquinas carenadas é tipicamente maior do que em máquinas sem carenagem, fazendo com que a nacele se torne um corpo que obstrui significativamente a passagem de fluido pelo interior da máquina.

Essas características tornam quaisquer superfícies sólidas situadas na região de gradiente adverso de pressão propensas ao descolamento de camada limite. As principais superfícies sólidas presentes no interior da máquina são, além das próprias pás, a superfície interna do difusor e a superfície da nacele.

O resultado da ocorrência do descolamento de camada limite nessas superfícies é, em última instância, uma deterioração significativa do desempenho da máquina. O descolamento de camada limite induz a formação de um grande vórtice situado imediatamente a jusante da nacele que se expande a medida que se afasta dela, o que compromete a capacidade do difusor de capturar massa devido à redução de sua área útil de saída. Quando isso ocorre, a função do difusor de captura de massa se degrada e as vantagens de sua implementação na máquina em termos de desempenho se perdem.

Esse comportamento pode ser observado em vários trabalhos que tratam de análises de desempenho de turbinas carenadas por meio de simulações numéricas pelo Método dos Volumes Finitos. As Figuras 2.7 a 2.12 mostram a ocorrência desse fenômeno em diversos trabalhos.

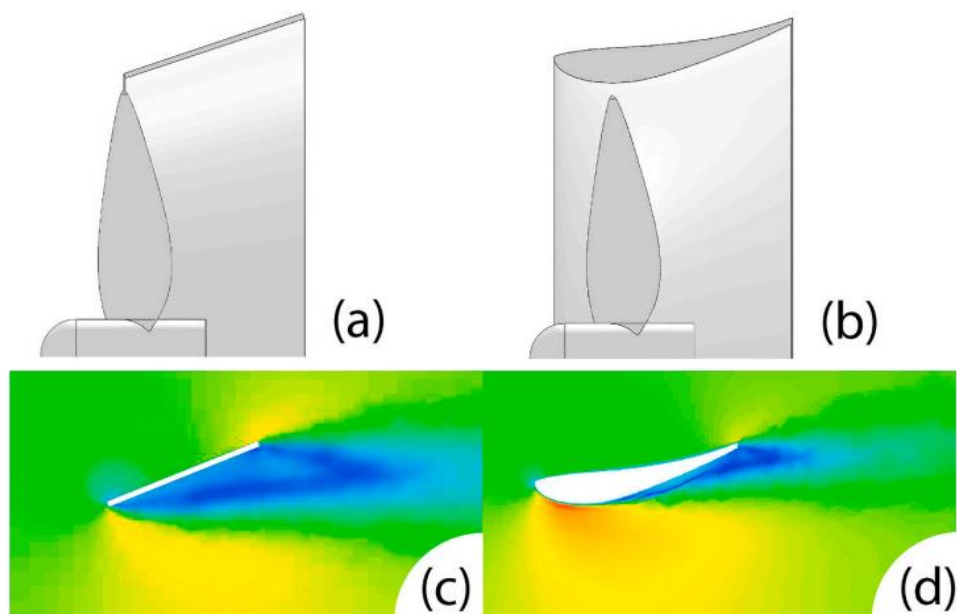


Figura 2.7: Separação de Camada-limite em Difusores do tipo Cônico (a) e (c) e em Perfil Aerodinâmico (b) e (d) (NUNES et al., 2020)

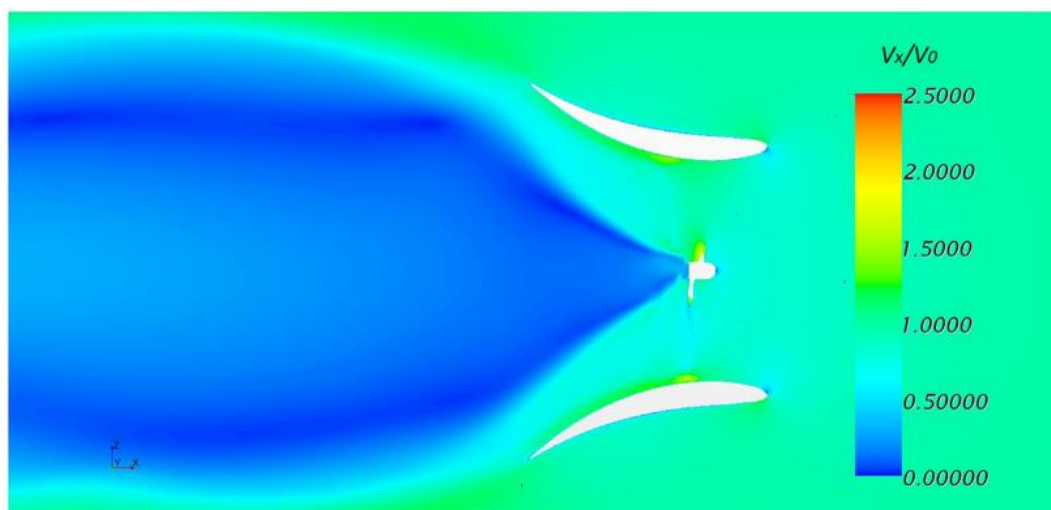


Figura 2.8: Separação de Camada Limite no Cubo de uma Turbina com Difusor (TAMPIER et al., 2017)

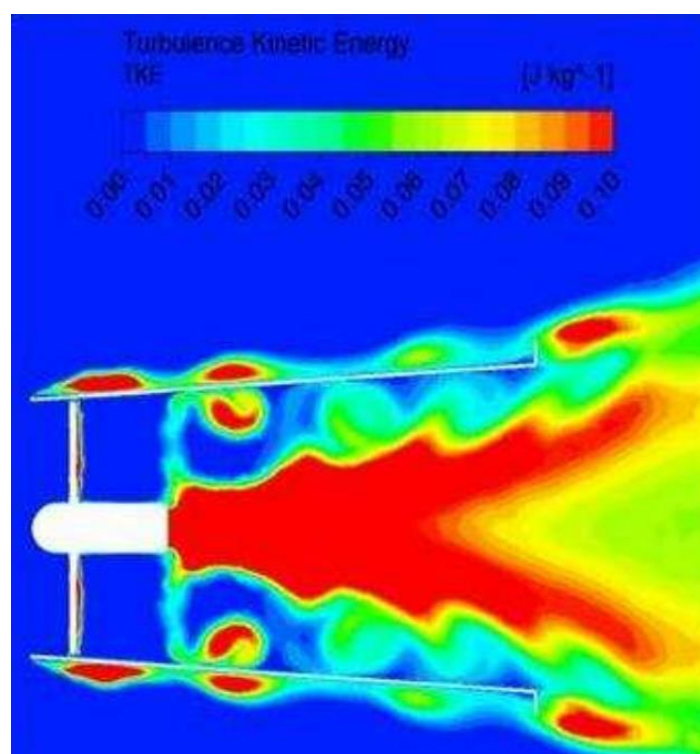


Figura 2.9: Geração de Turbulência Devido ao Descolamento de Camada Limite em Turbina Carenada (RIGLIN et al., 2014)

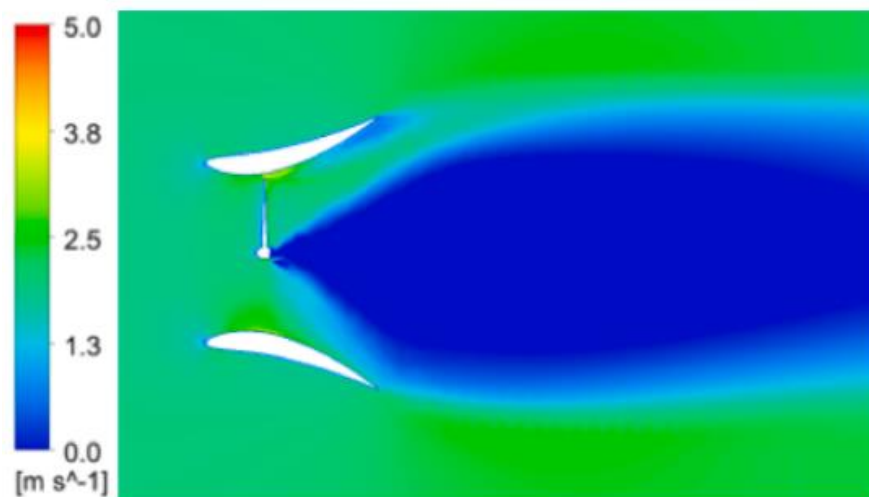


Figura 2.10: Grande Zona de Baixas Velocidades a Jusante da Turbina

(WANG et al., 2019)

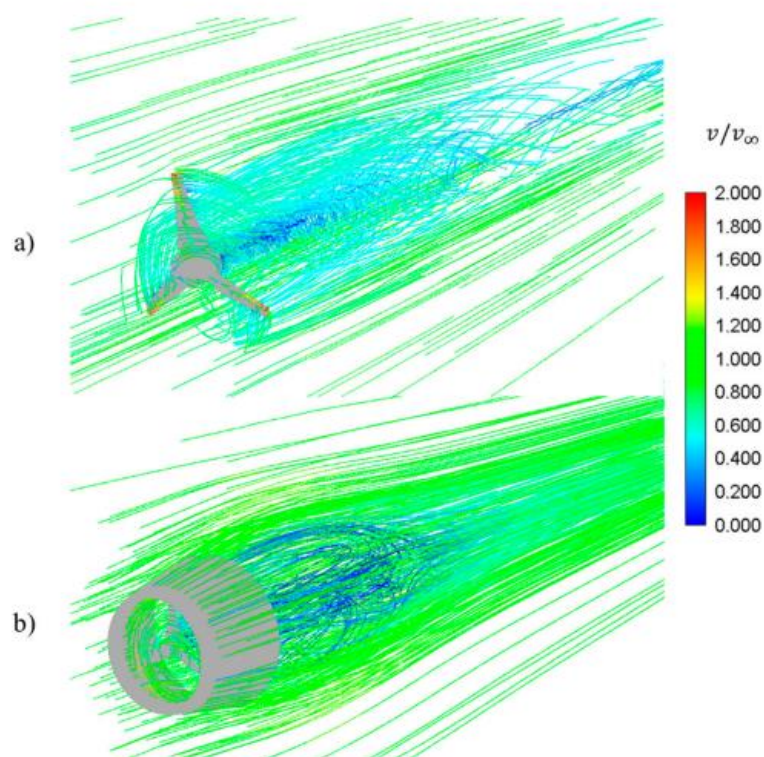


Figura 2.11: Comparação entre Vórtices a Jusante de Turbinas (BARBARIC E

GUZOVIC, 2020)

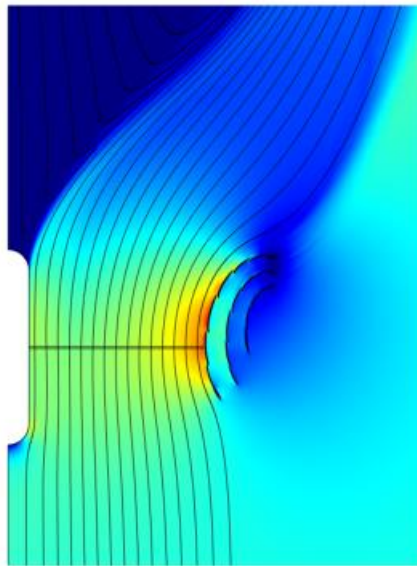


Figura 2.12: Região de Baixas Velocidades e Desvio das Linhas de Corrente a Jusante de Turbina com Difusor Multi-Elemento de Alto Desempenho (HJORT e LARSEN, 2015)

A ocorrência desse fenômeno sugere que, além de considerar a interação do conjunto do disco atuador e do difusor para as análises preliminares, também é necessário levar em consideração a geometria da nacele (ou do cubo do rotor) já nas primeiras análises para o projeto da máquina.

Caso a presença da nacele não seja levada em consideração no procedimento de projeto do difusor, o resultado de desempenho obtido por meio de simulações sem a presença do corpo da nacele no interior da máquina pode superestimar seu desempenho, levando a condições impossíveis de ser replicadas para uma máquina real que possuirá um corpo central em seu interior interagindo com os efeitos hidrodinâmicos gerados pelo difusor.

A existência dessa e de outras particularidades, que diferenciam turbinas não-carenadas de turbinas carenadas, tornam pertinente a necessidade de investigações envolvido as condições de ocorrência desses fenômenos hidrodinâmicos adversos e estratégias de projeto para minimizar seus efeitos negativos no desempenho de máquinas eólicas e hidrocinéticas carenadas.

CAPÍTULO 3

Metodologia

As análises realizadas pelo presente trabalho foram embasadas em soluções numéricas dos problemas de escoamentos através de turbinas hidrocínéticas carenadas, por meio da Dinâmica dos Fluidos Computacional. Este capítulo tratará das bases teóricas da mecânica dos fluidos que fundamentam a metodologia escolhida para realizar essas análises. Algumas das informações contidas neste capítulo são largamente difundidas em textos clássicos de mecânica dos fluidos e de projeto de turbinas eólicas, como, por exemplo, White (2011) e Hansen (2008), sendo, no entanto, indispensável apresentá-las aqui para a adequada documentação da abordagem adotada nos estudos do presente trabalho.

3.1 Teoria da Quantidade de Movimento 1D

A teoria clássica da Quantidade de Movimento 1D, amplamente disponível na literatura clássica de turbinas eólicas como Hansen (2008) e Sørensen (2016), é o ponto de partida para a análise do escoamento em uma turbina hidrocínética. Um volume de controle, definido pela entrada, saída e linhas de corrente divisórias é considerado, conforme mostrado na Figura 3.1:

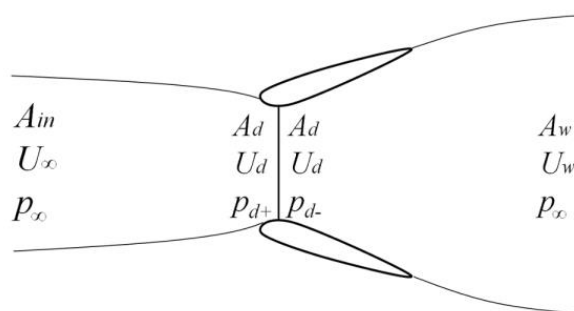


Figura 3.1: Volume de Controle Associado à Turbina Hidrocínética

O rotor é representado por um disco atuador que extrai energia do escoamento. A extração de energia é modelada por uma descontinuidade de pressão (queda) através do disco. Assume-se que a entrada e saída do volume de controle estão suficientemente distantes da máquina.

Na entrada, a pressão estática, p_∞ , e a velocidade U_∞ são as condições da corrente livre. A pressão gradualmente atinge um valor p_{d+} a medida que o escoamento se aproxima do disco atuador. Quando o fluido atravessa o disco atuador, a pressão estática cai repentinamente para o valor p_{d-} . A distribuição de velocidade se mantém contínua através do disco. A medida que o escoamento se afasta do disco, a pressão estática se recupera à condição da corrente livre às custas da pressão dinâmica na esteira, o que faz com que a velocidade caia para um valor $U_w < U_\infty$.

A magnitude da força de empuxo exercida pelo disco atuador no volume de controle é dada pela Equação (3.1):

$$T = \int_{A_d} (p_{d+} - p_{d-}) dA_d \quad (3.1)$$

Dessa maneira, como a velocidade axial é contínua ao longo da coordenada axial e a velocidade tangencial não é considerada nessa abordagem de disco atuador 1D (o disco não induz giro no escoamento), a potência hidráulica extraída pelo disco do escoamento pode ser calculada pelo produto escalar entre a força de empuxo e a velocidade do fluido integrado ao longo da superfície do disco (Equação 3.2).

$$P_h = \int_{A_d} (\vec{U}_d \cdot \vec{n}) \Delta p_d dA_d \quad (3.2)$$

Para uma turbina carenada, a velocidade axial do escoamento não pode ser considerada constante ao longo do disco atuador, pois isso seria uma má aproximação do escoamento real. A distribuição de pressão, no entanto, pode ser assumida de maneira que seu salto através do disco ($p_{d+} - p_{d-} = \Delta p_d$) seja constante, o que implica em um carregamento constante ao longo do disco. Dessa maneira, as Equações (3.1) e (3.2) podem ser simplificadas – Equações (3.3) e (3.4):

$$T = \Delta p_d \cdot A_d \quad (3.3)$$

$$P_h = \Delta p_d \cdot Q_d \quad (3.4)$$

onde Q_d denota a vazão através do disco.

Dessa maneira, os coeficientes adimensionais de potência hidráulica e de empuxo, C_{Ph} e C_T , podem ser calculados conforme as Equações (3.5) e (3.6), respectivamente:

$$C_{Ph} = \frac{P_h}{0,5\rho A_{ref}U_\infty^3} = \frac{\Delta p_d \cdot Q_d}{0,5\rho A_{ref}U_\infty^3} \quad (3.5)$$

$$C_T = \frac{T}{0,5\rho A_{ref}U_\infty^2} = \frac{\Delta p_d \cdot A_d}{0,5\rho A_{ref}U_\infty^2} \quad (3.6)$$

O Fator de Indução Axial (a) é um coeficiente adimensional, dado pela Equação (3.7), que fornece uma medida do quanto a velocidade do escoamento na seção do disco atuador é inferior à velocidade da corrente livre:

$$a = \frac{U_\infty - U_{disco}}{U_\infty} \quad (3.7)$$

A Figura 3.1 apresenta a variação do Coeficiente de Empuxo em função do Fator de Indução Axial para um disco atuador sem carenagem.

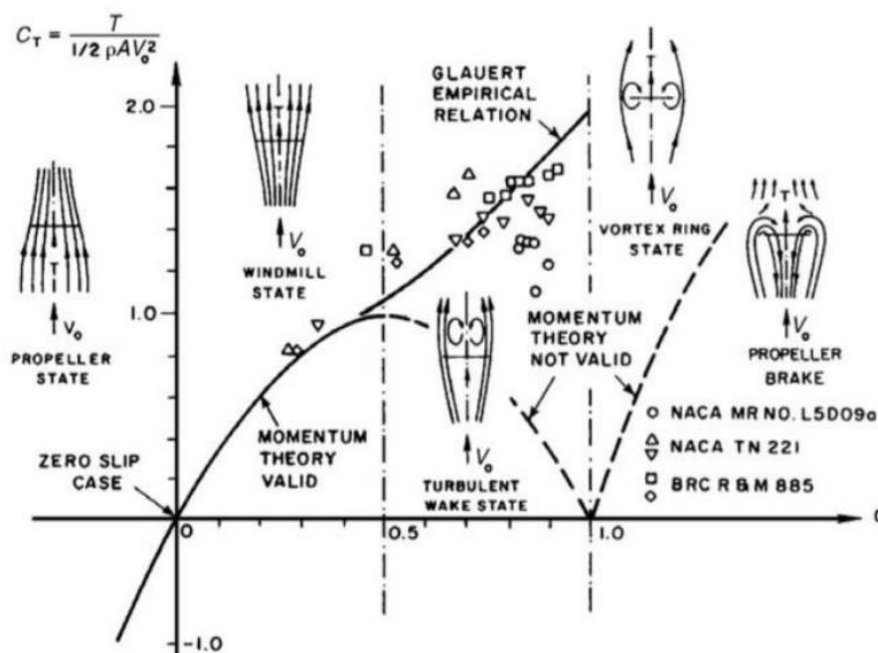


Figura 3.1: Coeficiente de Empuxo como Função do Fator de Indução Axial

(HANSEN, 2008)

Por meio da análise da Figura 3.1, é possível concluir que há uma relação crescente entre o Coeficiente de Empuxo e o Fator de Indução Axial. Isso implica na existência de um antagonismo entre a vazão que atravessa o disco atuador e seu respectivo salto de pressão, o que é característica marcante de turbinas de fluxo livre.

3.2 Princípios de Conservação e Equações de Transporte

A mecânica dos fluidos se desenvolve a partir do princípio de conservação de algumas grandezas físicas. As expressões que traduzem matematicamente os princípios de conservação da massa, quantidade de movimento e energia para o contexto da mecânica dos fluidos na abordagem diferencial são chamadas de equações de transporte (ou equações de conservação).

Vamos considerar as seguintes hipóteses, que serão aplicadas a todas as análises do presente trabalho:

- escoamento em regime permanente;
- escoamento isotérmico e incompressível ($Ma \ll 0,3$);
- fluido newtoniano com propriedades termodinâmicas constantes;
- Os efeitos da força gravitacional são desprezados nas análises;

Sob essas hipóteses, as equações de conservação da massa e da quantidade de movimento se apresentam como se segue:

- Equação de conservação da massa (equação da continuidade)

$$\nabla \cdot \vec{U} = 0 \quad (3.8)$$

- Equação de conservação da quantidade de movimento

$$\rho(\vec{U} \cdot \nabla)\vec{U} = -\nabla p + \mu \nabla^2 \vec{U} \quad (3.9)$$

Devido às hipóteses de escoamento isotérmico e incompressível, e, também, pela consideração de que as propriedades termodinâmicas do fluido são constantes, a equação de conservação da energia se encontra desacoplada das demais, de maneira que não é necessário adicioná-la ao sistema de equações diferenciais a ser resolvido. Isso torna possível, idealmente, obter a solução para o campo de escoamento trabalhando apenas com as equações de conservação da massa e da quantidade de movimento.

O presente trabalho adota duas abordagens distintas para as análises do comportamento de turbinas hidrocínéticas.

A primeira abordagem baseia-se na solução numérica do escoamento adotando a consideração de simetria axial (bidimensional), na qual os efeitos do rotor no escoamento são modelados por meio de um disco atuador.

A segunda abordagem, de maior fidelidade, é executada com a geometria do rotor modelada (3D), de maneira que os efeitos tridimensionais provocados no escoamento devido à geometria particular do rotor são capturados.

A seguir, serão apresentadas as formas sob as quais as equações de conservação se apresentam em cada uma dessas abordagens.

3.2.1 Equações para Abordagem Considerando Simetria Axial (2D)

Para o caso da abordagem considerando simetria axial, são consideradas apenas as componentes axial e radial da velocidade, não sendo, nessa abordagem, considerada a presença de giro no escoamento com relação ao eixo.

Sob a consideração de simetria axial, o problema é resolvido em coordenadas cilíndricas, sendo x a coordenada axial e r a coordenada radial. Assim, as equações de transporte apresentam-se da seguinte maneira, sendo a equação de conservação da quantidade de movimento escrita em termos das componentes x e r da velocidade (FLUENT, 2021):

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r u_r) + \frac{\partial u_x}{\partial x} = 0 \quad (3.10)$$

$$\frac{\rho}{r} \left(\frac{\partial}{\partial x} (r u_x u_x) + \frac{\partial}{\partial r} (r u_r u_x) \right) = - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x} \left[2r\mu \frac{\partial u_x}{\partial x} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r\mu \left(\frac{\partial u_x}{\partial r} + \frac{\partial u_r}{\partial x} \right) \right] \quad (3.11)$$

$$\frac{\rho}{r} \left(\frac{\partial}{\partial x} (r u_x u_r) + \frac{\partial}{\partial r} (r u_r u_r) \right) = - \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x} \left[r\mu \left(\frac{\partial u_r}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial r} \right) \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[2r\mu \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} \right) \right] - 2\mu \frac{u_r}{r^2} \quad (3.12)$$

As equações (3.10), (3.11) e (3.12) correspondem, respectivamente, à Equação (3.8), e às componentes axial e radial da igualdade vetorial dada pela Equação (3.9).

A principal vantagem desse tipo de abordagem é a redução do custo computacional, visto que é possível estudar o problema utilizando uma malha bidimensional. Contudo, devido à própria natureza da abordagem, o estudo do escoamento com a consideração de simetria axial não permite que a geometria do rotor seja incluída na análise, o que exige que os efeitos do rotor sejam modelados por meio de um disco atuador.

As limitações desse tipo de análise motivam, também, a adoção de uma abordagem do problema que proporcione maior fidelidade com relação ao escoamento real, permitindo que as análises sejam realizadas sobre um modelo que considere a geometria do rotor. Essa segunda abordagem adotada no trabalho será tratada a seguir.

3.2.2 Equações para Abordagem Considerando a Geometria do Rotor (3D)

A abordagem considerando a geometria do rotor possui maior fidelidade com relação ao escoamento real. Nessa abordagem, não é feita a simplificação de escoamento com simetria axial, isto é, o escoamento é resolvido em suas três dimensões espaciais. Isso permite que os efeitos hidrodinâmicos associados à tridimensionalidade do problema e à geometria particular do rotor da turbina sejam contemplados.

Operando sob rotação constante, as máquinas de fluxo axiais permitem que o escoamento relativo no rotor seja tratado sob a simplificação de regime permanente. Devido a esse fato, a estratégia adotada para se obter a solução numérica do escoamento nesta abordagem foi dividir o domínio fluido em dois domínios distintos: um deles sob referencial inercial (que chamaremos de domínio inercial) e o outro sob referencial não inercial (domínio do rotor, ou domínio não inercial).

Acrescentando-se ao lado esquerdo da à Equação (3.9) o termo transiente (termo da derivada parcial da velocidade com relação ao tempo), a equação de conservação da quantidade de movimento se verifica para ambos os domínios, porém aplicá-la ao domínio fluido completo iria impor a necessidade de se estudar o escoamento em regime transiente (o que é, também, uma abordagem válida, porém com custo computacional muito superior, inerente às simulações numéricas em regime transiente com malha móvel).

Para que seja possível tratar o escoamento no domínio do rotor em regime permanente, precisamos escrever a equação de conservação da quantidade de movimento em função da velocidade relativa ao domínio. O fato de o domínio do rotor possuir a característica não-inercial (pois o referencial está sob efeito de giro) implica no surgimento de acelerações aparentes, o que faz com que a equação de conservação da quantidade de movimento se apresente de maneira diferente do que aquela mostrada na Equação (3.2). Nesse caso, para o domínio do rotor, a equação da conservação da quantidade de movimento é escrita da seguinte maneira, considerando as hipóteses adotadas (FLUENT, 2021):

$$\rho[(\vec{w} \cdot \nabla)\vec{w} + (2\vec{\omega} \times \vec{w}) + (\vec{\omega} \times \vec{\omega} \times \vec{r})] = -\nabla p + \mu \nabla^2 \vec{w} \quad (3.13)$$

onde \vec{w} é a velocidade relativa, $\vec{\omega}$ é a velocidade angular do rotor e \vec{r} é a coordenada radial com relação ao eixo do rotor. O termo $(2\vec{\omega} \times \vec{w})$ trata-se da aceleração de Coriolis e o termo $(\vec{\omega} \times \vec{\omega} \times \vec{r})$ é a aceleração centrípeta (WHITE, 2011). Note que, se considerarmos $\vec{\omega} = \vec{0}$, então $\vec{w} = \vec{U}$ e a Equação (3.13) se reduz à Equação (3.9), que é a equação aplicada ao domínio inercial.

A adoção de dois referenciais distintos para o estudo do problema é muito usual em se tratando de problemas que envolvem escoamentos em turbomáquinas, tendo sido, por esse motivo, a escolha para a realização das análises do presente trabalho. Essa abordagem também é popularmente conhecida como “*frozen rotor*”.

3.3 Método dos Volumes Finitos

Pode-se chamar de dinâmica dos fluidos computacional qualquer técnica que utiliza o auxílio de computadores para realizar a análise de problemas envolvendo o movimento de fluidos por meio de simulações numéricas. Diversos métodos numéricos distintos podem ser aplicados para essa finalidade. Alguns deles são:

- Método dos Painéis;
- Método de Elementos Finitos (MEF, ou *FEM*, em inglês);
- Método de Vórtices Discretos;
- Método de Diferenças Finitas;
- Método da Fronteira Imersa;
- Método dos Volumes Finitos (MVF, ou *FVM*, em inglês), entre outros.

O Método dos Volumes Finitos é, atualmente, uma das abordagens numéricas mais populares em códigos comerciais para problemas de aplicações de engenharia.

A utilização do método dos Volumes Finitos depende das seguintes atividades de pré-processamento, executadas habitualmente pelo usuário (VERSTEEG e MALALASEKERA – 1995):

- Definição da geometria do problema (domínio computacional);
- Discretização do domínio em em um número finito de células não sobrepostas (geração da malha);
- Seleção dos fenômenos físico-químicos a ser capturados pela simulação;
- Definição das propriedades do fluido;
- Especificação das condições de contorno e iniciais apropriadas nas fronteiras do domínio computacional.

O método em si é baseado na aplicação do Teorema da Divergência de Gauss sobre as equações de transporte. A dedução a seguir pode ser encontrada em Versteeg e Malalasekera (1995).

Uma equação de transporte para uma variável genérica φ possui a seguinte forma:

$$\frac{\partial(\rho\varphi)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\vec{U}\varphi) = \nabla \cdot (\Gamma\nabla\varphi) + S_\varphi \quad (3.10)$$

onde Γ é um escalar associado ao termo difusivo da variável φ e S_φ é o termo fonte.

Integrando a equação (3.7) em um volume de controle arbitrário e utilizando o Teorema da Divergência de Gauss para transformar as integrais de volume que envolvem o operador divergente em integrais de superfície, obtemos a Equação (3.8), que representa o balanço da variável φ no volume de controle.

$$\int_{VC} \frac{\partial(\rho\varphi)}{\partial t} dV + \oint_{SC} \vec{n} \cdot (\rho\varphi\vec{U})dA = \oint_{SC} \vec{n} \cdot (\Gamma\nabla\varphi)dA + \int_{VC} S_\varphi dV \quad (3.11)$$

Esse procedimento é o ponto chave que caracteriza o método dos volumes finitos, permitindo a obtenção de equações discretizadas para cada ponto nodal da malha. Isso acaba por transformar o sistema de equações diferenciais do problema em um grande sistema de equações algébricas, que pode ser resolvido pelas técnicas habituais de solução

desses sistemas. A vantagem do MVF é que as equações cumprem, necessariamente, os princípios de conservação da variável genérica φ , que pode ser escalar ou vetorial.

3.4 Modelagem da Turbulência

As equações de Navier-Stokes, quando apresentadas na sua forma mais geral, são plenamente suficientes para descrever qualquer comportamento fluidodinâmico do escoamento, não sendo necessária a adoção de nenhum tipo de modelagem para que suas soluções contemplem os efeitos de turbulência. Essa afirmação é válida desde que não seja feita nenhuma hipótese simplificadora com o objetivo de se desprezar qualquer termo contido nas equações.

A turbulência é um fenômeno de natureza inerentemente transiente e tridimensional. Sendo assim, se desejássemos resolver o sistema de equações diferenciais parciais do problema contemplando os efeitos de turbulência sem utilizar nenhum tipo de modelagem para esse fenômeno, não nos seria permitido assumir como hipótese, por exemplo, o escoamento em regime permanente ou sua invariância com relação a qualquer uma das componentes espaciais.

Além disso, os escoamentos turbulentos possuem grande variedade de escalas, que vão desde turbilhões microscópicos até estruturas vorticosas cujo tamanho supera o comprimento característico do escoamento. Resolver numericamente as equações de Navier-Stokes sem nenhum tipo de modelagem para o fenômeno da turbulência impõe a necessidade de discretizar o domínio desde as menores escalas espaciais e temporais de turbulência (microescalas de Kolmogorov) até as maiores escalas.

Essa abordagem é chamada DNS (*Direct Numerical Simulation*), e, para a maioria dos escoamentos de interesse de engenharia, apresenta custo computacional extremamente elevado (COLEMAN e SANDBERG, 2010), proibitivo mesmo para problemas com números de Reynolds moderados (ALHAWWARY e WANG, 2019).

Dessa maneira, nos estudos numéricos, é comum que a turbulência seja contemplada por meio de abordagens que modelam seus efeitos no escoamento. A modelagem de turbulência adotada no presente trabalho é baseada nas Equações de Navier-Stokes com Médias de Reynolds (*Reynolds-Averaged Navier-Stokes: RANS*).

3.4.1 Equações de Navier-Stokes com Médias de Reynolds (RANS)

Para se obter as Equações de Navier-Stokes com Médias de Reynolds, cada variável do escoamento é decomposta na soma de uma parcela média com uma parcela de flutuação temporal. Por exemplo:

$$\varphi = \bar{\varphi} + \varphi' \quad (3.12)$$

onde φ é uma grandeza escalar qualquer (pressão, ou uma das componentes da velocidade, por exemplo), $\bar{\varphi}$ é sua média temporal e φ' é sua flutuação temporal. A partir desse ponto, vamos abolir a barra sobrescrita para nos referirmos à média, deixando subentendido que uma dada variável escrita sem nenhum símbolo sobrescrito refere-se à sua média temporal. As equações de Navier-Stokes com as hipóteses adotadas, sob essas considerações, apresentam-se da seguinte maneira (escritas em notação indicial e com convenção da soma de Einstein):

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.13)$$

$$\rho \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\rho \overline{u'_i u'_j}) \quad (3.14)$$

As Equações (3.13) e (3.14) são as chamadas Equações de Navier-Stokes com Médias de Reynolds (FLUENT, 2021), escritas para escoamento incompressível. O tensor $(-\rho \overline{u'_i u'_j})$ recebe o nome de Tensor de Reynolds e precisa ser modelado para que haja o fechamento do problema. Uma maneira popular de se modelar o Tensor de Reynolds é por meio da chamada Hipótese de Boussinesq.

A Hipótese de Boussinesq presume que as flutuações turbulentas criam efeitos dissipativos no escoamento médio (LAYTON, 2014). Os modelos de turbulência baseados na hipótese de Boussinesq são desenvolvidos no entendimento de que esses efeitos dissipativos podem ser modelados por meio de uma viscosidade turbulenta (μ_t), que se relaciona com o tensor de Reynolds por meio dos gradientes de velocidades. A Equação (3.15) descreve essa relação para escoamentos incompressíveis:

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} (\rho \kappa) \delta_{ij} \quad (3.15)$$

onde

$$\kappa = 0,5 \cdot \left[\overline{(u'_x)^2} + \overline{(u'_y)^2} + \overline{(u'_z)^2} \right] \quad (3.16)$$

é a energia cinética turbulenta e δ_{ij} é o delta de Kronecker.

O surgimento da viscosidade turbulenta como nova variável de campo impõe a necessidade de se descrever sua relação com as demais variáveis por meio de novas equações. Os modelos de turbulência baseados na Hipótese de Boussinesq são modelos matemáticos que tentam realizar essa descrição com a maior fidelidade possível à realidade e para a maior variedade de problemas.

3.4.2 O Modelo κ - ω SST

O modelo de turbulência escolhido para a execução do presente trabalho foi o modelo κ - ω SST, que utiliza a energia cinética turbulenta (κ) e sua taxa de dissipação específica (ω) para modelar a viscosidade turbulenta. Com isso, há a adição de duas equações de transporte ao sistema de equações diferenciais: uma para a energia cinética turbulenta e outra para a taxa de dissipação específica. O κ - ω SST possui alta precisão para prever escoamentos sujeitos a separação de camada limite e gradientes adversos de pressão (MENTER, 1994). Este modelo é muito popular no contexto da dinâmica dos fluidos computacional, e é amplamente utilizado em estudos envolvendo o escoamento em turbinas eólicas e hidrocinéticas, como, por exemplo, Bagheri-Sadeghi et al. (2018), Heikal et al. (2018), Dighe et al. (2019).

As equações de transporte para as variáveis κ e ω são as seguintes:

$$\frac{\partial(\rho\kappa)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho\kappa u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\kappa \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} \right) + G_\kappa - Y_\kappa \quad (3.17)$$

$$\frac{\partial(\rho\omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho\omega u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + G_\omega - Y_\omega + D_\omega \quad (3.18)$$

Nas equações (3.17) e (3.18), Γ representa a difusividade efetiva associada a cada uma das variáveis, G e Y são termos associados à geração e dissipação de cada uma das variáveis e D_ω é o termo de difusão cruzada. A viscosidade turbulenta, assim como cada um dos termos das equações de transporte para κ e ω , são modelados matematicamente

por meio de um longo equacionamento que pode ser encontrado em Menter (1994) e também no guia teórico do código comercial Fluent (2021).

Por ser um modelo de turbulência que baseia-se na solução do escoamento em todas as subcamadas da camada limite, o refinamento da malha recomendado para as regiões próximas à parede deve ser tal que o primeiro nó esteja situado no interior da subcamada viscosa, o que corresponde a uma distância adimensional da parede (y^+) de aproximadamente 1. Esse critério foi adotado como um dos requisitos para geração de malha de todas as simulações numéricas que constam no presente trabalho.

Esse capítulo apresentou as principais bases teóricas que fundamentam as análises numéricas apresentadas neste trabalho. Os capítulos a seguir tratarão dos estudos específicos que foram realizados para se analisar os fenômenos hidrodinâmicos adversos presentes no escoamento do interior de turbinas carenadas.

CAPÍTULO 4

A Folga de Topo e o Descolamento de Camada Limite no Interior do Difusor

4.1 Considerações Iniciais

Este capítulo é uma adaptação do trabalho “*Design of a Hydrokinetic Turbine Diffuser based on Optimization and Computational Fluid Dynamics*”¹, publicado na *Applied Ocean Research* (Fator de Impacto 4.3). Aqui será apresentado um estudo de caso que torna evidente os efeitos nocivos que o descolamento de camada limite na superfície interna do difusor podem gerar.

O estudo de caso foi executado sobre o procedimento de projeto de difusores para turbinas hidrocínéticas desenvolvido em Rezek (2019). O procedimento de projeto do difusor, que será brevemente apresentado, se baseia no processo de otimização de sua seção longitudinal em formato de perfil hidrodinâmico. O processo de otimização foi executado por meio do código comercial Mode FRONTIER®, utilizando o algoritmo de otimização Recozimento Simulado (*Simulated Annealing*), cujo detalhamento se encontra disponível no Apêndice A.

A geometria do difusor foi descrita por meio da parametrização de sua seção longitudinal através de curvas de Bézier. Isso permite que as coordenadas verticais dos pontos de controle das curvas de Bézier sejam tomadas como variáveis de otimização. O salto de pressão do disco atuador também é considerado como variável de otimização, e a função objetivo escolhida para problema é o Coeficiente de Potência Hidráulica (C_{Ph}) dado pela Equação (3.5), tomando como área de referência a área da garganta do difusor (A_{th}).

¹ Rezek, T.J.; Camacho, R.G.R.; Manzanares-Filho, N.; Limacher, E.J. (2021) “Design of a Hydrokinetic Turbine Diffuser Based on Optimization and Computational Fluid Dynamics”, *Applied Ocean Research*, Vol. 107, 13p.

O procedimento de otimização foi executado sem que a folga de topo entre o disco atuador e o difusor fosse considerada. Por esse motivo, a solução ótima obtida apresentou descolamento de camada limite no interior do difusor.

Em seguida, a geometria ótima foi simulada considerando diferentes valores de folga de topo, o que mostrou que a existência dessa folga é favorável ao desempenho, pois atua de maneira a suprimir o descolamento de camada limite no difusor por meio de sua energização.

Foram avaliadas, ainda, condições ótimas de carregamento do disco atuador para configurações com folga de topo não nula. Para isso, foi definido um outro coeficiente adimensional, C_Y , associado ao trabalho específico extraído pelo disco ($Y = \frac{\Delta p_d}{\rho}$) – Equação 4.1.

$$C_Y = \frac{Y}{0,5U_\infty^2} = \frac{2\Delta p_d}{\rho U_\infty^2} \quad (4.1)$$

Note que, quando a área da garganta é igual à área do disco (o que é equivalente ao caso sem folga de topo para um rotor posicionado na garganta do difusor) então $C_T = C_Y$. No entanto, quando é considerada uma folga de topo (ou se o rotor não está posicionado na mesma posição axial da garganta do difusor), então $C_T \neq C_Y$ porque $A_d \neq A_{th}$.

A importância da distinção entre esses dois coeficientes adimensionais, que estão associados ao carregamento do rotor (C_T e C_Y), ficará mais evidente ao longo deste capítulo.

4.2 Estratégia de Parametrização

4.2.1 Curvas de Bézier

Para se executar um processo de otimização, é necessário automatizar uma rotina de busca que opera sistematicamente e de maneira dirigida, procurando determinar a melhor configuração de determinado projeto. Assim, para implementar uma rotina de otimização geométrica, é necessário associar a geometria do problema a um conjunto finito de variáveis, que podem ser sistematicamente alteradas durante o processo, levando a uma alteração conveniente na geometria propriamente dita.

Neste trabalho, a estratégia para gerar a geometria foi descrever o perfil hidrodinâmico da carenagem por meio de duas curvas de Bézier (uma para o lado de sucção e outra para o lado de pressão). Esse perfil combinado a outra variável associada ao ângulo de ataque do hidrofólio definem de maneira completa a geometria do difusor.

A grande vantagem dessa estratégia é que ela permite a investigação de formatos de hidrofólios não existentes a priori, o que não restringe a busca a hidrofólios simétricos ou outra geometria obtida por códigos clássicos de geração de aerofólios ou hidrofólios.

Uma curva genérica pode ser parametrizada por meio de curvas de Bézier de grau “n” pelas seguintes expressões – Equações (4.2) e (4.3).

$$x(t) = \sum_{i=0}^n \frac{n!}{i!(n-i)!} t^i (1-t)^{n-i} X_i \quad (4.2)$$

$$y(t) = \sum_{i=0}^n \frac{n!}{i!(n-i)!} t^i (1-t)^{n-i} Y_i \quad (4.3)$$

t é um parâmetro que varia de 0 a 1 e X_i e Y_i são as coordenadas dos chamados “pontos de controle” da curva de Bézier (sempre n+1 pontos).

Apenas o primeiro e o último ponto de controle pertencem necessariamente à curva de Bézier. Uma propriedade útil da curva de Bézier é que a curva é sempre tangente à linha que conecta os dois primeiros pontos e à linha que conecta os dois últimos pontos. Isso torna fácil unir duas curvas de Bézier de maneira que a primeira derivada seja contínua ao longo da junção do bordo de ataque. A Figura 4.1 mostra um hidrofólio típico e seus pontos de controle.

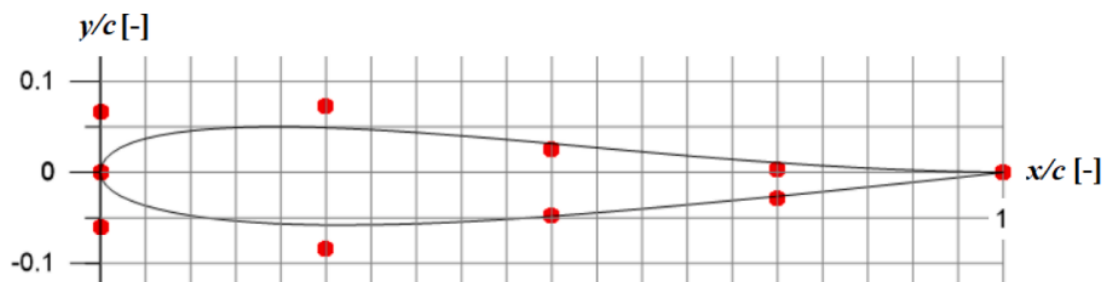


Figura 4.1: Um Hidrofólio Típico e seus Pontos de Controle

4.3 Metodologia de Otimização

4.3.1 Geometria do Difusor

Para implementar a otimização geométrica conforme discutido, é necessário definir um conjunto de restrições ao problema. As primeiras restrições se referem à concepção do difusor em si. Foi definido que a otimização geométrica seria conduzida em um difusor simples com seção longitudinal em formato de hidrofólio, que é um tipo popular de difusor. Além disso, definiu-se que a corda do hidrofólio, assim como o diâmetro da garganta do difusor mediriam ambas 1 metro, conforme mostrado na Figura 4.2:

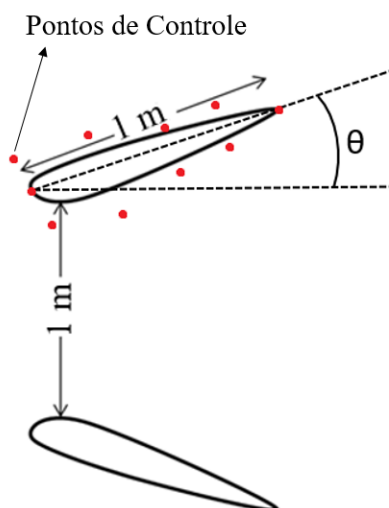


Figura 4.2: Concepção Inicial do Difusor

O formato do hidrofólio e o ângulo de ataque ficaram livres para se alterar no processo de otimização. Para isso, o hidrofólio foi descrito por meio de um par de curvas de Bézier de quinta ordem (associadas, cada uma, a 6 pontos de controle).

Além disso, os dois primeiros e os dois últimos pontos de cada curva foram fixados, permanecendo inalterados. As abscissas de cada ponto de controle também foram fixadas, de maneira igualmente espaçada conforme mostrado na Figura 3.2. As ordenadas dos quatro pontos situados entre o primeiro e o último ficaram livres para alterar o formato do hidrofólio dentro dos limites mostrados na Tabela 4.1:

Tabela 4.1: Limites das Variáveis Geométricas

| | Limites Inferiores | Limites Superiores | |
|---|--------------------|--------------------|-----------------|
| Coordenada y do Ponto de Controle (m) | 0,03 | 0,08 | Lado de Pressão |
| | 0,02 | 0,13 | |
| | 0,02 | 0,06 | |
| | 0 | 0,04 | Lado de Sucção |
| | -0,08 | -0,03 | |
| | -0,13 | -0,02 | |
| | -0,06 | -0,02 | |
| Ângulo de Ataque ($^{\circ}$) | -0,04 | 0 | |
| | 7 | 14 | |

Dessa maneira, o processo de otimização possui nove variáveis (quatro para o lado de pressão, quatro para o lado de sucção e uma associada ao ângulo de ataque). Os limites mostrados na Tabela 4.1 garantem ao hidrofólio uma liberdade de variação que vai do perfil mais delgado possível ao mais espesso (não necessariamente simétrico), ilustrados na Figura 4.3:

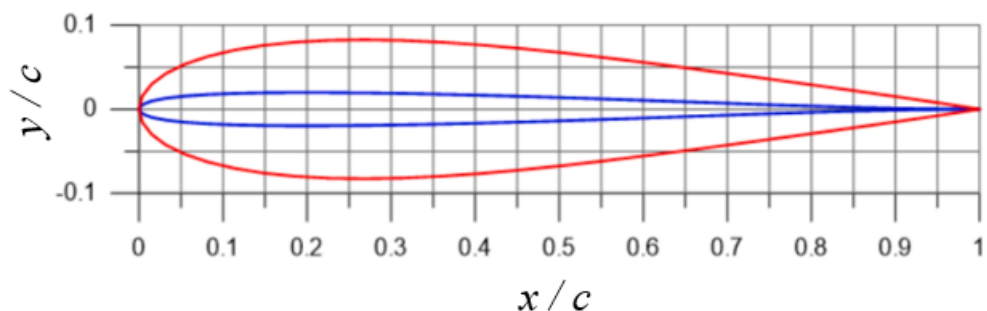


Figura 4.3: Espaço Viável para a Geometria do Hidrofólio

Assim, o hidrofólio do difusor pode assumir qualquer geometria entre as curvas azul e vermelha ilustradas acima, associada a um ângulo de ataque que pode variar de 7° a 14° . O diâmetro da garganta e a corda permanecem constantes, conforme já mencionado.

Essas restrições são uma maneira de limitar o volume de material do difusor, que é associada ao custo do equipamento. Além disso, garante que o perfil resultante não será excessivamente delgado, o que poderia criar problemas de resistência mecânica.

4.3.2 Malha

Para implementar a otimização, o procedimento de geração de malha foi automatizado por meio de um arquivo de repetição escrito em linguagem tcl/tk, que pode ser lido e executado automaticamente pelo software de geração de malha (ICEM-CFD) sem intervenção do usuário. Como as simulações consideraram condição de escoamento em simetria axial, foi possível modelar o problema utilizando um domínio 2D através do *solver* do código comercial Fluent®. As dimensões do domínio são mostradas na Figura 4.4:

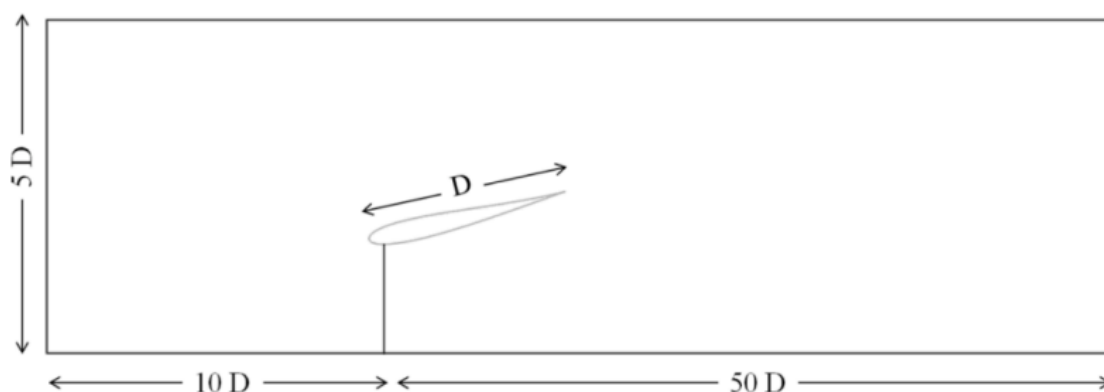


Figura 4.4: Dimensões do Domínio Computacional

A estratégia de geração de malha para o problema consistiu em uma malha estruturada 2D quadrilateral. Conforme o arquivo de repetição é lido, o programa de geração de malha cria a malha do domínio baseada sempre na mesma estrutura de blocagem, o que permite que se obtenha malhas muito similares e garante refinamento adequado nas paredes do difusor para qualquer geometria de hidrofólio, conforme ilustrado na Figura 4.5:

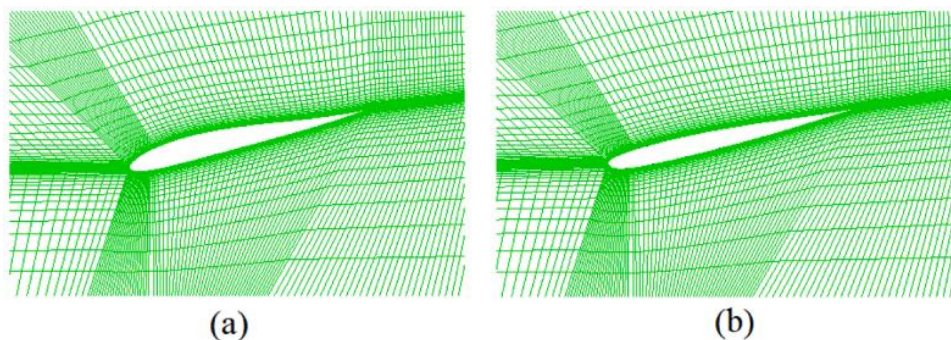


Figura 4.5: Malhas Similares para Diferentes Geometrias

O refinamento de parede mostrado na Figura 3.6 é suficiente para prover um y^+ médio de aproximadamente 1, conforme é recomendado para a aplicação do modelo de turbulência escolhido. O estudo de independência de malha, conduzido em uma geometria genérica mostrou que resultados independentes do tamanho da malha foram obtidos para o propósito do presente estudo, conforme mostrado na Tabela 2:

Tabela 4.2: Estudo de Convergência de Malha para o Processo de Otimização

| Número de Células | Vazão em Massa (kg/s) | Variação (%) |
|-------------------|-----------------------|--------------|
| 16000 | 758,37 | |
| 31000 | 744,83 | -1,79% |
| 62000 | 739,83 | -0,68% |
| 122000 | 737,62 | -0,30% |
| 247000 | 736,78 | -0,11% |

Conforme mostrado na Tabela 4.2, a vazão em massa através do disco é relativamente bem estimada com um número modesto de células, o que é bem conveniente do ponto de vista do custo computacional, já que a solução numérica do escoamento precisa ser obtida centenas ou milhares de vezes ao longo do processo de otimização.

Como se verificou que a variação da grandeza de interesse (nesse caso a vazão em massa) foi pequena com relação ao incremento do número de células, a malha com número aproximado de 31000 células foi escolhida para a execução do processo de otimização (decisão tomada em prol da velocidade de processamento das simulações numéricas dessa etapa).

4.3.3 Simulação do Escoamento

As simulações foram executadas por meio do programa comercial Ansys Fluent®. É possível criar uma rotina automatizada para conduzir o solver no processos de otimização, configurando todos os parâmetros de simulação sem a intervenção do usuário.

As simulações numéricas foram configuradas de acordo com os seguintes parâmetros:

Regime Permanente;

Espaço 2D com simetria axial

Modelo de Turbulência $\kappa\text{-}\omega$ SST

Acoplamento Pressão – Velocidade SIMPLE;

Esquemas de Discretização Espacial de Segunda Ordem;

Fluido: água ($\rho = 998,2 \text{ kg/m}^3$, $\mu = 0,001003 \text{ Pa}\cdot\text{s}$)

As condições de contorno do domínio são mostradas na Figura 4.6.



Figura 4.6: Condições de Contorno do Domínio do Problema

Um valor de 2,4 m/s foi adotado para a velocidade da corrente livre. O salto de pressão no disco atuador também foi considerado como uma variável de otimização com limites de variação de 1000 a 4000 Pa, que corresponde a uma faixa de Coeficiente de Empuxo de 0,35 a 1,4, aproximadamente.

O trabalho de Jamieson (2009) concluiu que o carregamento ótimo para uma turbina carenada corresponde a um C_T (equivalente ao C_Y do presente trabalho) de 0,89, o que é o mesmo valor correspondente a uma turbina sem carenagem. No entanto, Venters et al. (2017) encontraram valor ótimo superior a 1 para uma turbina com difusor, o que pode ser explicado pela adoção do modelo de turbulência $\kappa\text{-}\epsilon$.

A adoção do salto de pressão como variável de otimização em conjunto com a geometria permite verificar como a interação entre o rotor e o difusor direciona o processo de convergência da otimização.

Dessa maneira, o problema completo de otimização possui 10 variáveis: 9 associadas à geometria do difusor e 1 associada ao salto de pressão do disco atuador.

O número de iterações de cada simulação foi definido como 2000, pois foi verificado que esse número era suficiente para garantir que não houvesse alterações

significativas na vazão em massa do disco para cada iteração subsequente. Com esse número de iterações, os resíduos de convergência caem para valores da ordem de 10^{-5} .

4.3.4 Integração de Processos

O processo de otimização requer que a execução de vários programas, a leitura de arquivos de entrada e a avaliação da função objetivo sejam executadas de maneira automática, sistemática e dirigida. Assim, para proceder com a otimização, é necessário utilizar uma rotina responsável por integrar e conduzir esses processos. O presente trabalho aplicou o código comercial Mode FRONTIER® para a execução dessa tarefa.

O ciclo consiste em gerar uma geometria a partir das variáveis de entrada, gerar a malha para a respectiva geometria, importar a malha no *solver*, calcular a função objetivo, modificar as variáveis de projeto e repetir o processo até o valor ótimo para a função objetivo ser atingido. A Figura 4.7 ilustra essa rotina.

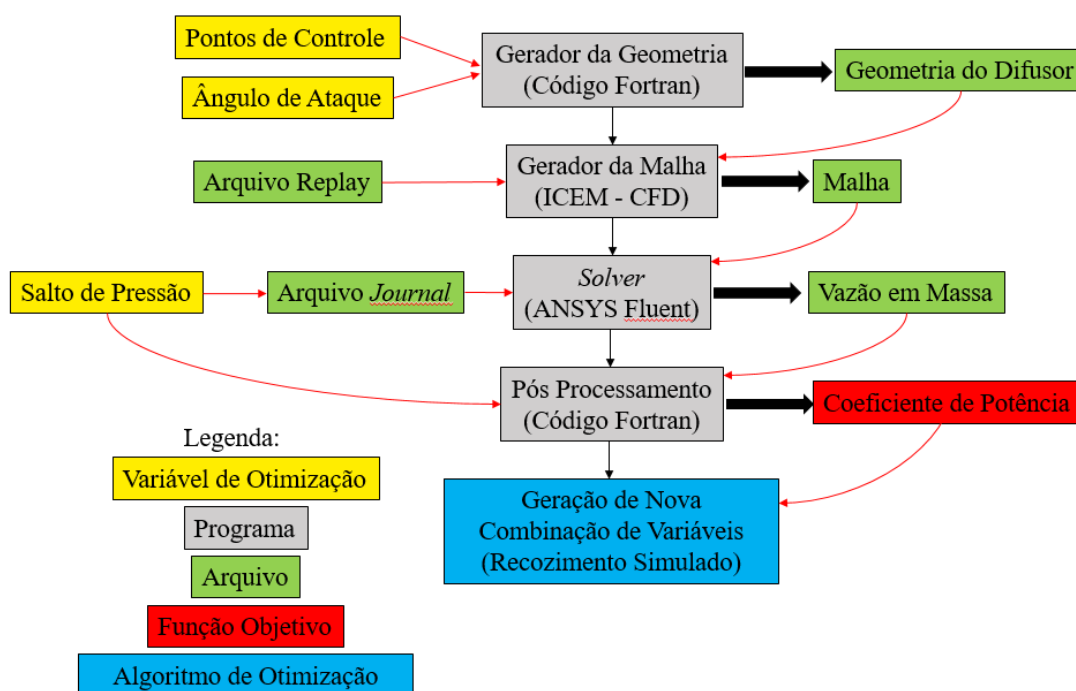


Figura 4.7: Integração dos Processos Computacionais

Na Figura 4.7, o tronco principal (caixas em cinza) representa a sequência de execução dos programas. As setas em vermelho representam as entradas e as setas em preto representam as saídas de cada processo. O algoritmo de Recozimento Simulado foi responsável por direcionar a busca pelo ótimo global no interior do espaço viável.

4.4 Resultados

Para validar a abordagem numérica do problema, o primeiro passo foi simular um disco atuador sem carenagem com diferentes condições de carregamento, computar os resultados do Coeficiente de Empuxo em função do Fator de Indução Axial (a) e comparar com os dados experimentais de Lock et al. (1926):

Para o cálculo do Fator de Indução Axial, considerou-se U_{disco} como a velocidade média ponderada pela área no disco atuador, definida da mesma maneira que em Rajan e Ponta (2018). Os resultados dessa análise são mostrados na Figura 4.8:

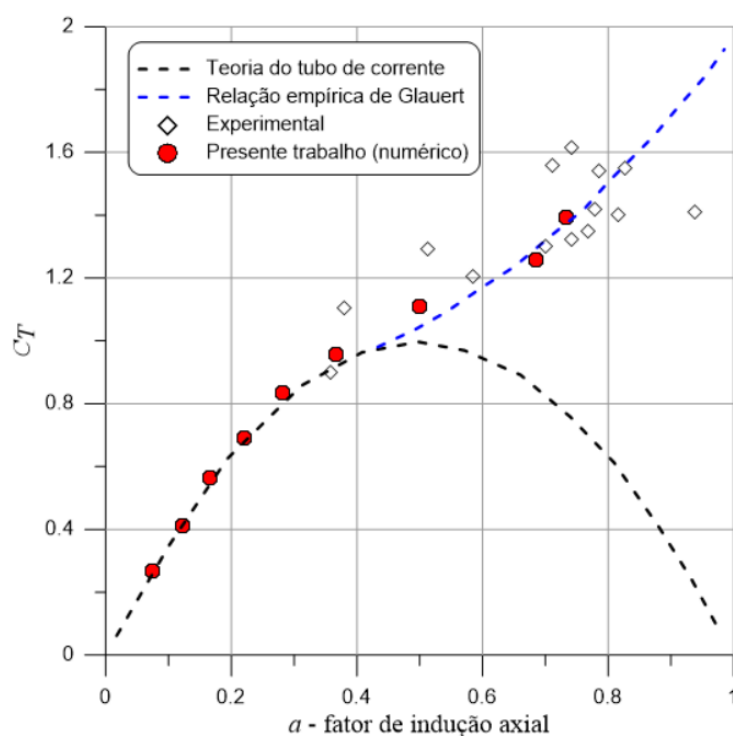


Figura 4.8: Comparação entre o Modelo Numérico e os Dados Empíricos para uma Turbina Não-Carenada

A seguir, um modelo de difusor foi simulado pelo modelo numérico com o objetivo de determinar a distribuição de sua razão de aumento de velocidade na linha do eixo central e comparar os resultados com os resultados experimentais de Ohya et al. (2008). A Figura 4.9 mostra uma ilustração do difusor flangeado utilizado para essa validação. Os resultados da simulação são mostrados na Figura 4.10.

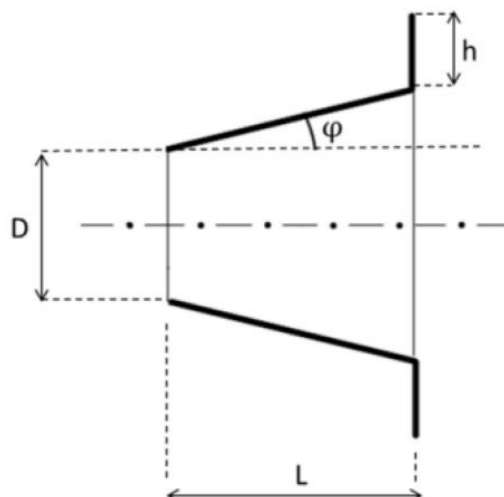


Figura 4.9: Ilustração Esquemática do Difusor Flangeado Estudado ($h/D = 0,5$; $L/D = 1,5$; $\varphi = 4^\circ$)

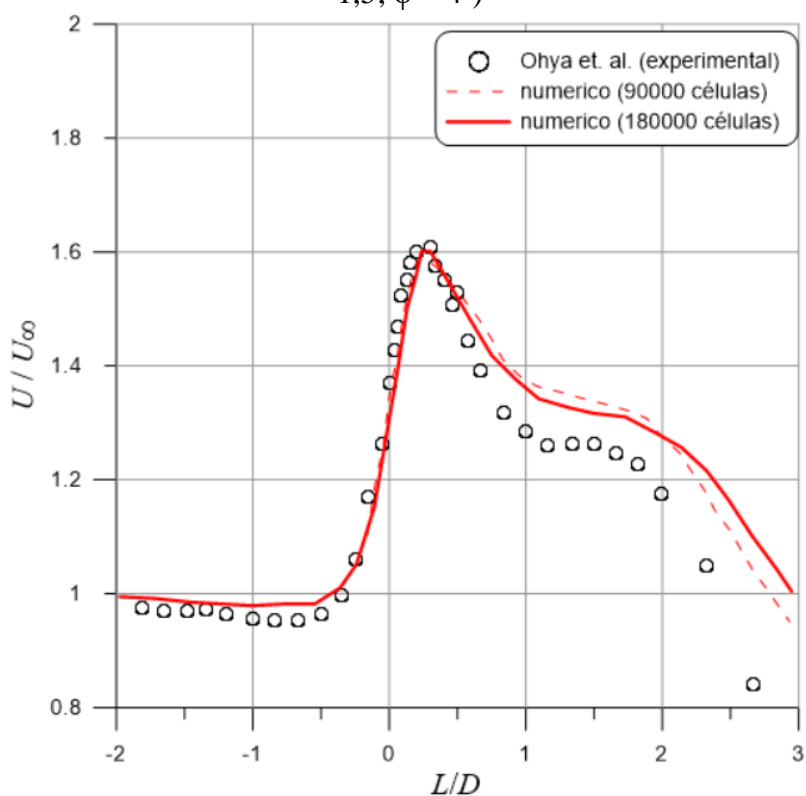


Figura 4.10: Razão de Aumento de Velocidade no Eixo Central do Difusor Flangeado

A Figura 4.10 mostra que o modelo numérico prevê de maneira precisa a máxima razão de aumento de velocidade e a posição de sua ocorrência no interior do difusor, porém tende a superestimar a velocidade a jusante. Essa mesma tendência é observada nos resultados numéricos de Abe e Ohya (2004) e Leloudas et al. (2020), possivelmente associada às hipóteses simplificadoras adotadas para a modelagem do problema.

Apesar dessas discrepâncias a jusante do ponto de máximo, a tendência do escoamento é suficientemente bem prevista pelo modelo de maneira a garantir confiança nos resultados da presente investigação.

Com relação aos resultados da otimização, um total de 1200 indivíduos foram gerados. A Figura 4.11 mostra a evolução do processo de otimização.

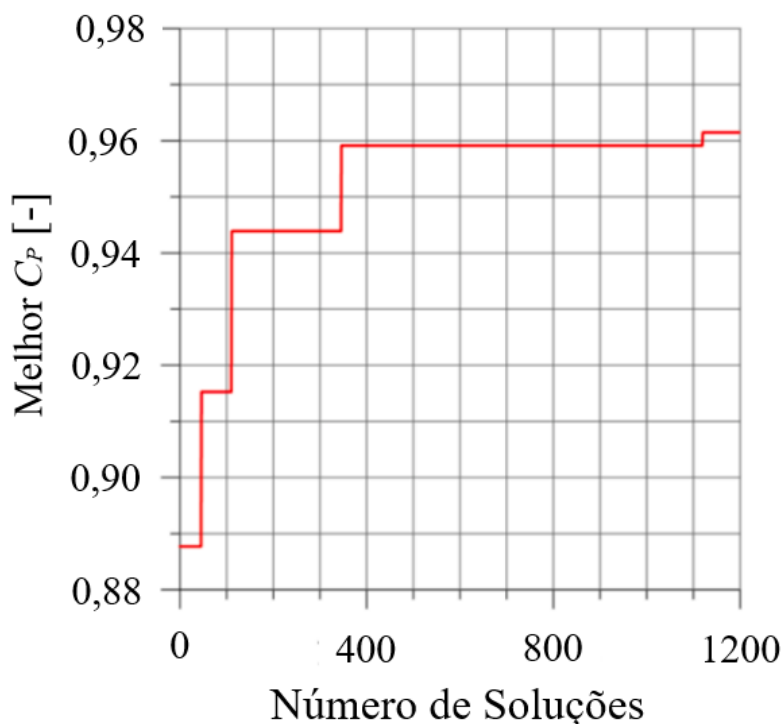


Figura 4.11: Histórico de Busca pelo Ótimo Global

Conforme mostrado na Figura 4.11, o projeto ótimo foi obtido na iteração de número 1120 e entrega um Coeficiente de Potência Hidráulica de 96,15%. Pode-se notar que uma solução viável quase ótima foi obtida na 350ª iteração, o que indica que o processo de otimização estava quase concluído até aquele ponto e poderia ter sido interrompido poupando cerca de 2/3 do esforço computacional. Além disso, o pequeno incremento na função objetivo ao final do processo mostra as qualidades do Recozimento Simulado referentes ao refinamento da solução.

O valor encontrado para a variável de salto de pressão do disco foi de 2580,6 Pa, o que corresponde a um Coeficiente de Empuxo de aproximadamente 0,8977. Convém lembrar que a faixa de variação de salto de pressão foi estabelecida entre 1000 Pa e 4000 Pa, representando uma faixa de C_T de 0,347 a 1,391. Dada essa larga faixa, o processo de

otimização atingiu um valor ótimo para a variável de salto de pressão notavelmente próxima do valor de 8/9 previsto por Jamieson (2009).

As Figuras 4.12 e 4.13 mostram a geometria obtida para o hidrofólio ótimo e o projeto ótimo de difusor obtido.

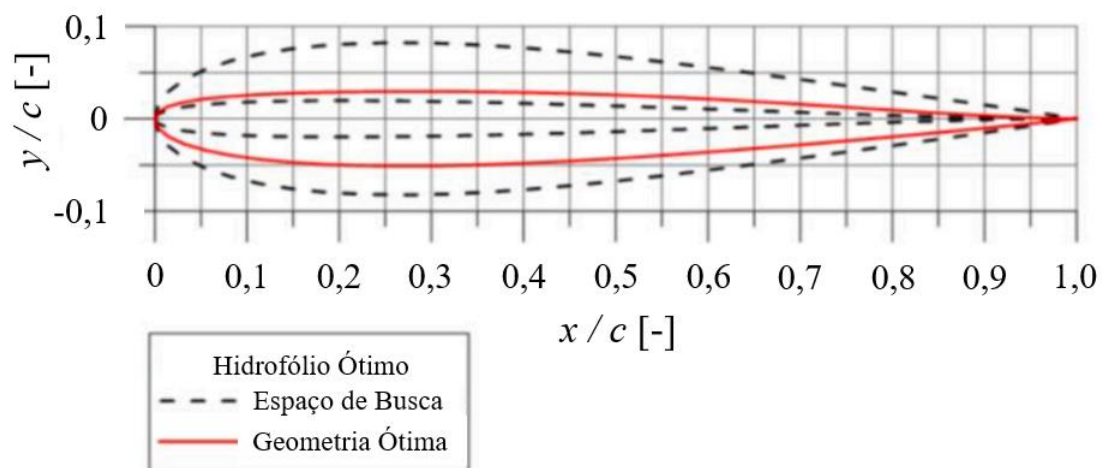


Figura 4.12: Hidrofólio Ótimo

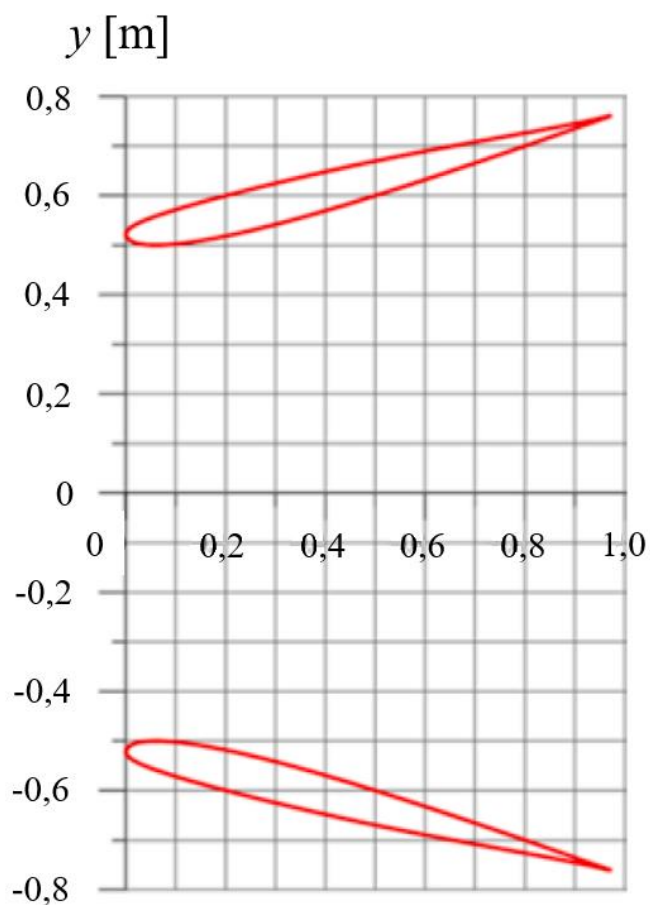


Figura 4.13: Geometria Ótima para o Difusor

Conforme mostrado na Figura 4.13, o difusor ótimo possui um ângulo de ataque elevado ($13,92^\circ$), próximo ao limite superior de variação estabelecido para essa variável. Este elevado ângulo de ataque é responsável pela existência de separação de camada limite em uma região interna do difusor, conforme pode ser observado na Figura 4.14:

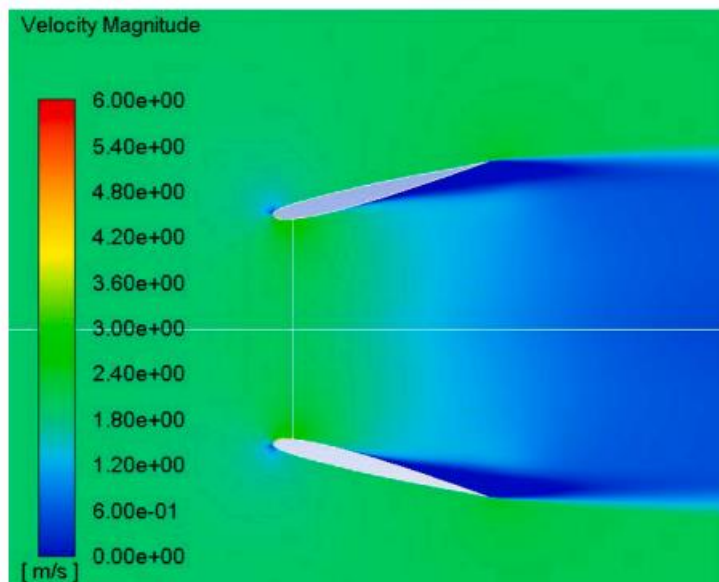


Figura 4.14: Contornos de Magnitude da Velocidade para $C_T = 8/9$

Isso ocorreu porque as simulações conduzidas durante o processo de otimização não consideraram uma folga de topo entre o disco atuador e o difusor. Para a solução ótima, outras análises utilizando a Dinâmica dos Fluidos Computacional foram conduzidas, considerando diversos valores de folga de topo ($\Delta r / D_{th}$) entre o disco e a carenagem, conforme mostrado na Figura 4.15.

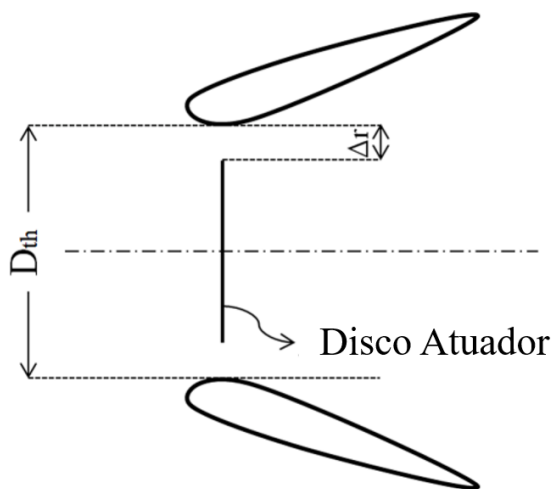


Figura 4.15: Folga de Topo entre o Disco Atuador e a Carenagem

Estas simulações foram executadas por meio de malha triangular não-estruturada com camadas prismáticas nas proximidades das paredes (Figura 4.16). As malhas possuem um y^+ médio de aproximadamente 1 e os resultados apresentados possuem independência de malha, conforme pode ser observado na Tabela 4.3:

Tabela 4.3: Convergência de Malha para $\Delta p = 2580,6$ Pa e $\Delta r/D_{th} = 2,5\%$

| Número de Células | Vazão em Massa Através do Disco | Varição (%) |
|-------------------|---------------------------------|-------------|
| ≈ 34000 | 2492,3 | - |
| ≈ 58000 | 2460 | -1,30% |
| ≈ 105000 | 2423,8 | -1,47% |
| ≈ 200000 | 2412,2 | -0,48% |

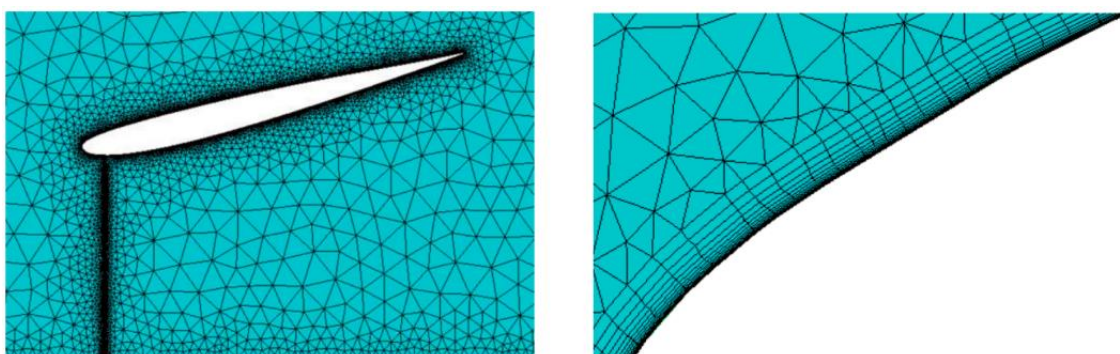


Figura 4.16: Malha Não-Estruturada Utilizada para a Análise de Folga de Topo

Os resultados mostram que, para todas as folgas de topo consideradas, houve um efeito benéfico de prevenir o descolamento de camada limite na superfície interna no difusor causado pela presença de um pequeno espaço entre o disco atuador e o difusor.

A Figura 4.17 mostra os contornos de magnitude de velocidade para os valores estudados de folga de topo. Esses resultados correspondem ao mesmo salto de pressão ao longo do disco ($C_Y = 8/9$). O C_T para cada caso varia, pois as áreas dos discos são diferentes para cada valor de folga de topo - ver Equações (1.2) e (4.1).

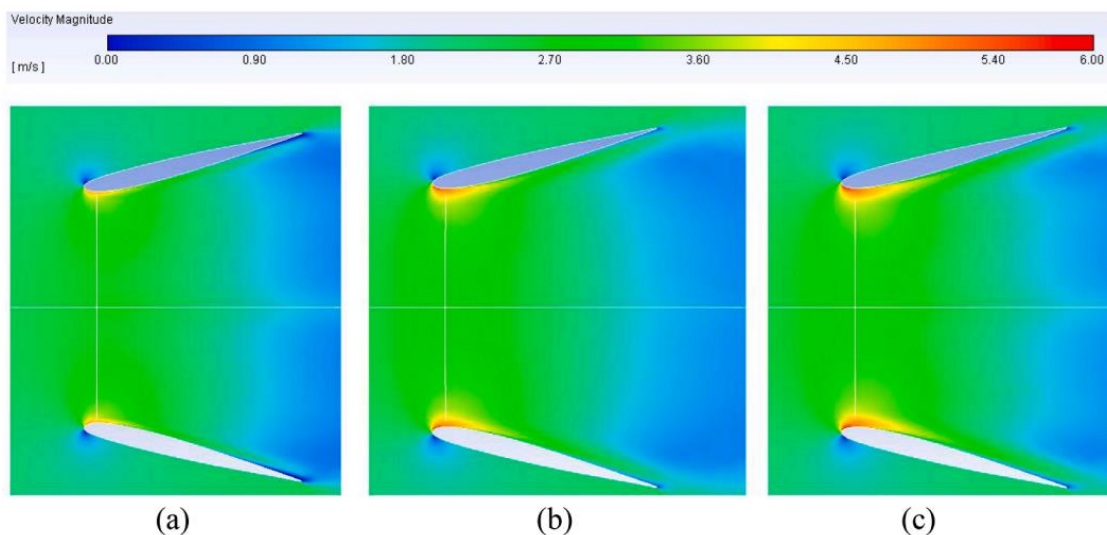


Figura 4.17: Contornos de Magnitude de Velocidade para $C_Y = 8/9$ com folga de topo

(a) $\Delta r / D_{th} = 1,25\%$ (b) $\Delta r / D_{th} = 2,5\%$ (c) $\Delta r / D_{th} = 3,75\%$

A Figura 4.17 mostra que a folga de topo permite que parte do fluido ultrapasse o disco atuador sem perder energia, o que cria um mecanismo de energização de camada limite que evita sua separação da superfície do difusor.

Esse efeito tende a aumentar o Coeficiente de Potência, pois aumenta a captura de massa provida pelo difusor. O projeto ótimo foi, por fim, simulado sob diversas condições de carregamento do disco, com e sem os efeitos de folga de topo, de maneira a obter sua curva de C_{Ph} vs. C_T e C_{Ph} vs. C_Y para cada caso. Os resultados dessas simulações são exibidos nas Figuras 4.18 e 4.19. A área de referência para o cálculo dos coeficientes é a área da garganta do difusor.

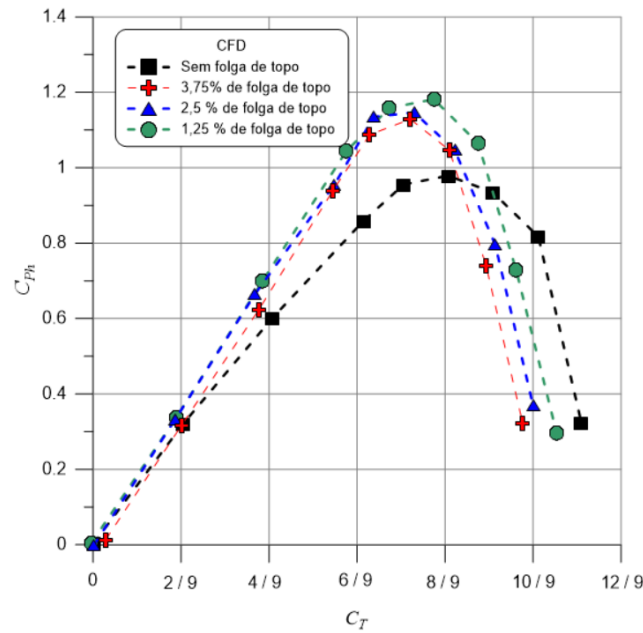


Figura 4.18: Desempenho do Difusor Ótimo (C_{Ph} x C_T)

A Figura 4.18 mostra claramente que, com exceção do caso em que nenhuma folga de topo foi considerada, o C_{Ph} ótimo não foi, de fato, obtido para um valor de C_T de 8/9. Em vez disso, para valores cada vez maiores de folga de topo, o valor de C_T ótimo é cada vez menor. Isso sugere que a tentativa de manter uma força de empuxo constante na garganta do difusor (associada a um C_T de 8/9) para um disco atuador menor do que o diâmetro da garganta não conduz ao desempenho ótimo.

Agora, vamos considerar as curvas de C_{Ph} vs. C_Y (Figura 4.19).

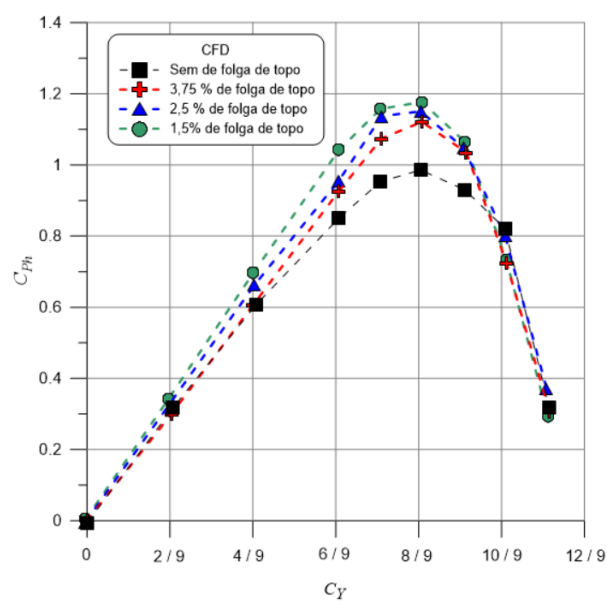


Figura 4.19: Desempenho do Difusor Ótimo (C_{Ph} x C_Y)

Os resultados obtidos mostram que, para todos os valores de folga de topo investigados, incluindo o valor em que nenhuma folga de topo foi considerada, o Coeficiente de Potência Hidráulica máximo é obtido com um valor de C_Y de 8/9. Esses resultados sugerem que um disco atuador operando em condição de desempenho ótimo deve extrair um trabalho específico do escoamento associado a uma fração de 8/9 da energia cinética da corrente livre, independentemente da força de empuxo exercida pelo disco no interior do difusor.

4.5 Discussões

O processo de otimização gerou 1200 soluções e encontrou para a solução de número 1120 a melhor configuração, capaz de entregar um Coeficiente de Potência Hidráulica de 98%, sem o efeito de folga de topo e 118% quando uma folga de topo de 1,25% é considerada entre o disco atuador e o difusor – ambas para um C_Y de 8/9.

Uma grande vantagem da descrição geométrica por curvas de Bézier é a liberdade de controle e investigação de formatos não pré-existentes para a solução ótima em um espaço viável com fácil implementação. Quanto mais pontos são adicionados à descrição da geometria, mais detalhado e sutil pode ser o controle geométrico do formato do hidrofólio.

O perfil ótimo obtido é um hidrofólio assimétrico com concavidade voltada para fora do difusor, e o ângulo ótimo de ataque do perfil resultou próximo ao limite superior estabelecido no espaço viável, o que cria uma região de descolamento de camada limite no interior do difusor quando não há a presença de folga de topo, conforme mostrado na Figura 4.14.

Quando é adicionada uma folga de topo, parte do escoamento ultrapassa o disco atuador sem lhe transferir energia. Essa porção do escoamento mantém a camada limite energizada, impedindo seu descolamento e, em última instância, aumentando o desempenho de captura de massa do difusor, levando a um Coeficiente de Potência mais elevado mesmo que parte do fluido não seja capturada pelo disco em si.

Os resultados obtidos considerando uma folga de topo entre o disco atuador e o difusor mostraram que a melhor configuração foi obtida para a menor folga de topo. Isso sugere que a folga entre o rotor e o difusor de uma turbina real deve ser apenas suficiente

para garantir que não ocorra separação de camada limite severa na superfície do difusor por meio de sua energização, especialmente quando considerando rotores de alta solidez.

Outra maneira de prevenir o descolamento de camada limite no interior do difusor é projetar difusores multi-elemento, conforme estudados nos trabalhos de Hjort e Larsen (2014, 2015) e Dighe et al. (2019), que utilizam uma parcela do escoamento externo à máquina para energizar a camada limite no interior do difusor. A metodologia apresentada neste trabalho também pode ser aplicada a esse tipo de difusores desde que sejam realizadas algumas adaptações para essa finalidade.

As simulações executadas para estimar o carregamento ótimo do disco com vários valores de folga de topo mostraram que, dada uma condição fixa de corrente livre, não há, aparentemente, valor específico de força de empuxo a ser exercida no interior do difusor que leva a um desempenho ótimo. Em vez disso, o salto de pressão do disco atuador deve ser equivalente a uma fração de 8/9 da pressão dinâmica da corrente livre. Esse valor foi alcançado quase exatamente pelo algoritmo de Recozimento Simulado no processo de otimização, dadas as qualidades dessa técnica para refinar a busca localmente.

Dadas essas considerações, os resultados obtidos concordam bem com os obtidos por Bagheri-Sadeghi et al. (2018) e Jamieson (2009), sugerindo que o carregamento ótimo do disco atuador de uma turbina carenada é, de fato, de aproximadamente 8/9 da pressão dinâmica mesmo quando efeitos de turbulência e viscosidade são considerados.

4.6 Conclusões

A metodologia de otimização apresentada nesse primeiro artigo se baseia na integração de processos computacionais para executar numerosas simulações numéricas de disco atuador com simetria axial em regime permanente do campo de escoamento através de turbinas aumentadas por difusor, contemplando efeitos de viscosidade e turbulência. As seguintes conclusões podem ser obtidas:

- A modelagem do difusor por meio de curvas de Bézier mostrou numerosas características positivas, como controle preciso da geometria e a possibilidade de investigar várias formas não pré-existentes de hidrofólios. Além disso, pode ser estendida facilmente a difusores multi-elemento;

- A geometria ótima obtida para o hidrofólio revelou-se um perfil assimétrico com linha de curvatura côncava para fora;

- O projeto ótimo de difusor foi obtido com alto ângulo de ataque, o que ocasionou uma região de separação de camada limite em seu interior quando nenhuma folga de topo foi considerada. Este efeito poderia ter sido facilmente evitado se a concepção inicial do difusor contemplasse geometrias multi-elemento, que forneceriam mecanismos para energizar a camada limite;

- O algoritmo de Recozimento Simulado encontrou um valor ótimo para o Coeficiente de Empuxo de 0,8977, o que difere do valor de 8/9 previsto por Jamieson (2009) menos de 1%. Isso mostra que a metodologia desenvolvida é capaz de estimar o valor ótimo para as variáveis do problema com grande precisão, dada a proximidade do carregamento ótimo obtido com o valor teórico;

- A curva de desempenho para o difusor ótimo suporta a conclusão anterior, mostrando que o Coeficiente de Empuxo ótimo para a turbina carenada é, de fato, 8/9 quando nenhuma folga de topo é considerada. Isso sugere que o resultado de Jamieson (2009) é válido mesmo quando efeitos de viscosidade e turbulência são considerados;

- Uma folga de topo pequena, mas não-nula, entre o rotor e o difusor deve ser benéfica do ponto de vista de desempenho, pois fornece um mecanismo de energização de camada limite que previne seu descolamento das paredes do difusor;

- A análise considerando folgas de topo mostrou que o carregamento ótimo para o disco atuador no interior do difusor é associado a uma fração de aproximadamente 8/9 da pressão dinâmica da corrente livre, para todos os casos simulados. O projeto do rotor deve, portanto, focar em criar um salto de pressão associado a essa proporção da pressão dinâmica, independente da força de empuxo;

- O difusor ótimo obtido pela presente metodologia é capaz de entregar um Coeficiente de Potência Hidráulica de aproximadamente 118%, baseado na área da garganta do difusor.

CAPÍTULO 5

O Carregamento do Disco e o Descolamento de Camada Limite na Nacele

5.1 Considerações Iniciais

O estudo que baseia este capítulo possui uma natureza mais investigativa, desta vez abordando o fenômeno de descolamento de camada limite na nacele. O interesse deste estudo foi avaliar a relação entre o carregamento do disco atuador e a ocorrência de separação de camada limite na superfície do corpo central.

Além disso, procurou-se quantificar o prejuízo ao desempenho causado por esse fenômeno e propor uma solução de projeto para mitigar esse efeito adverso. Para realizar essa investigação, foram estudadas diferentes geometrias de nacele, combinadas com uma única geometria de difusor flangeado composto de seções cônicas e cilíndricas.

Essas geometrias de nacele foram comparadas com o caso idealizado (disco atuador preenchendo toda a garganta do difusor) e com a configuração *open center*, na qual a turbina é configurada de maneira a possuir um orifício central, sem a presença de nacele no interior do difusor.

Esse estudo, realizado em colaboração com pesquisadores Universidade de Princeton e da Universidade Federal do Pará (UFPA), gerou um artigo científico intitulado “*On Rotor Hub Design for Shrouded Hydrokinetic Turbines*”², publicado na *Ocean Engineering* (Fator de Impacto 4.6), do qual este capítulo é uma adaptação.

As análises foram realizadas por meio de simulações numéricas utilizando o método dos volumes finitos. O problema foi estudado considerando simetria axial, com o rotor modelado por meio de disco atuador 1D. Dessa maneira, este estudo seguiu a mesma abordagem bidimensional (2D), do estudo apresentado no Capítulo 4, que apresenta custo computacional reduzido.

²Limacher, E. J.; Rezek, T. J.; Camacho, R. G. R.; Vaz, J. R. P. (2021) “On Rotor Hub Design for Shrouded Hydrokinetic Turbines”, *Ocean Engineering*, Vol. 240, 10p.

Os resultados mostram que o fenômeno de descolamento de camada limite apresenta intensa sensibilidade com relação ao carregamento do disco atuador, causando prejuízo inaceitável de desempenho em condições fora do ponto de projeto. Além disso, os resultados mostram que posicionar a nacele na região de gradiente favorável de pressão evita o descolamento de camada limite em todo o campo de operação da máquina.

5.2 Estruturação do Problema

5.2.1 Configurações Geométricas e Critérios de Avaliação

Neste estudo, foram consideradas máquinas com cinco configurações distintas. A Figura 5.1 mostra as seções longitudinais dos cinco sistemas considerados. A geometria do difusor é constante para todos os cinco sistemas.

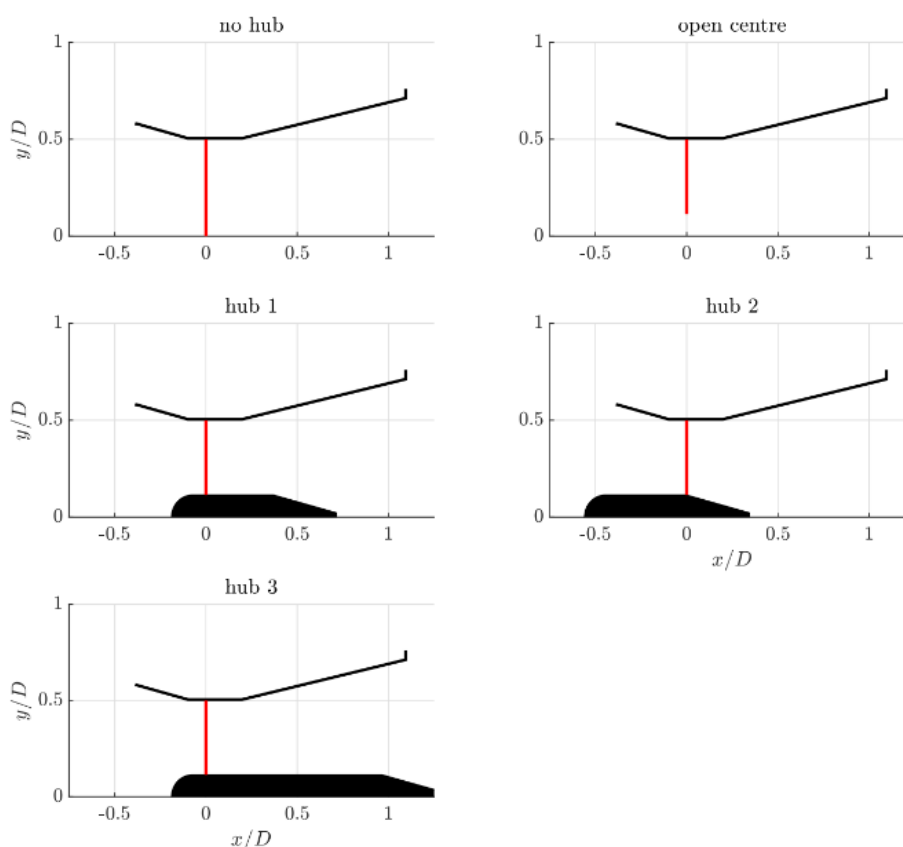


Figura 5.1: Seções Longitudinais das Geometrias com Simetria Axial Consideradas no Presente Estudo

O caso sem a presença da nacele contempla um disco atuador que ocupa a garganta completa do difusor. O caso com abertura central possui um orifício central de diâmetro D_h . As três demais naceles possuem, todas, o mesmo diâmetro, também igual a D_h . Os

comprimentos das naceles variam entre os modelos 1 e 3. Os modelos 1 e 2 possuem as mesmas proporções, apenas defasados em sua posição axial relativa ao disco atuador.

A Figura 5.2 em conjunto com a Tabela 5.1 exibem as dimensões principais dos sistemas considerados. O diâmetro do disco $D = 2,1$ m e a velocidade da corrente livre $U_\infty = 2,5$ m/s são constantes para todos os casos.

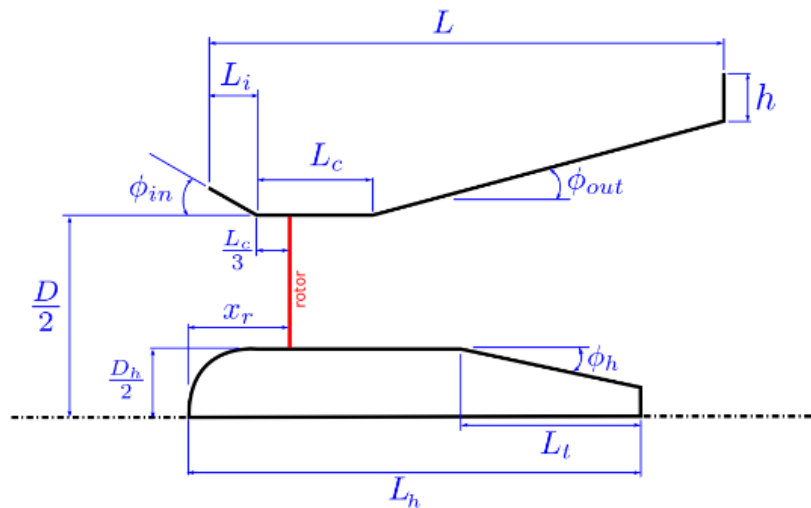


Figura 5.2: Esboço Genérico da Geometria dos Sistemas

Tabela 5.1: Dimensões Normalizadas do Difusor e Naceles para Cada Caso

| Modelo | Hub 1 | Hub 2 | Hub 3 | Difusor |
|--------------|-------|-------|-------|---------|
| D_h/D | 0,228 | 0,228 | 0,228 | - |
| L_h/D | 0,903 | 0,903 | 1,5 | - |
| L_t/D | 0,343 | 0,343 | 0,343 | - |
| ϕ_h | 15° | 15° | 15° | - |
| x_r/D | 0,188 | 0,560 | 0,188 | - |
| L_i/D | - | - | - | 0,287 |
| L_c/D | - | - | - | 0,297 |
| L/D | - | - | - | 1,49 |
| h/D | - | - | - | 0,05 |
| ϕ_{in} | - | - | - | 15° |
| ϕ_{out} | - | - | - | 3° |

O Empuxo Axial é calculado por meio da Equação (5.1).

$$T = \frac{\pi}{4} (D^2 - D_h^2) \Delta p \quad (5.1)$$

Note que, para um valor dado de C_T , o salto de pressão para a geometria sem nacele é inferior ao salto de pressão das demais geometrias, devido à área maior do disco.

As grandezas de interesse para a comparação dos sistemas são a vazão em massa normalizada através do disco, \dot{m}^* , e o Coeficiente de Potência.

A vazão em massa é calculada por meio dos resultados do solver pela integração da velocidade axial sobre a área do disco – Equação (5.2).

$$\dot{m} = 2\pi\rho \int_{D_h/2}^{D/2} ur dr \quad (5.2)$$

onde r é a coordenada radial. A vazão em massa é normalizada de acordo com a Equação (5.3):

$$\dot{m}^* = \frac{\dot{m}}{\frac{\pi}{4}(D^2 - D_h^2)\rho U_\infty} \quad (5.3)$$

Para o caso do disco sobre toda a área da garganta do difusor, $D_h = 0$. A potência extraída por cada fatia anular do disco é o produto da vazão em massa pelo trabalho específico, isto é, $P = \dot{m} \frac{\Delta p}{\rho}$.

Assim, o Coeficiente de Potência Hidráulica pode ser convenientemente calculado como:

$$C_{ph} = \dot{m}^* \cdot C_T \quad (5.4)$$

5.2.2 Metodologia Numérica

Simulações em Dinâmica dos Fluidos Computacional foram aplicadas utilizando o Método dos Volumes Finitos. O problema foi modelado como em regime permanente, incompressível, turbulento e com simetria axial no código comercial ANSYS Fluent®.

O rotor foi modelado por meio de um disco atuador, que extrai potência gerando uma descontinuidade de pressão estática (queda) quando o fluido o atravessa. Como a velocidade no disco permanece contínua (a abordagem em disco atuador 1D não considera a indução de giro no escoamento), a queda de pressão estática corresponde, também à queda de pressão total. Esse salto de pressão foi assumido como constante a longo do raio.

A Figura 5.3 mostra as dimensões do domínio em relação à garganta do difusor com as condições de contorno adotadas

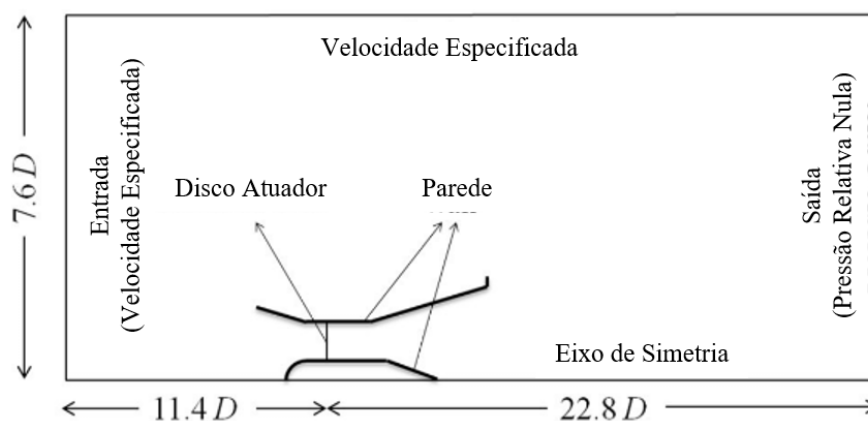


Figura 5.3: Dimensões e Condições de Contorno do Domínio Computacional

O critério de refinamento próximo à parede conforme a exigência já discutida para o modelo de turbulência foi atendido para todos os casos, sendo que o pior caso apresentou valor máximo de $y^+ \approx 2,2$. A estratégia de geração de malha consistiu em uma malha não-estruturada triangular com camadas quadrilaterais na região da camada limite para garantir o refinamento necessário. A Figura 5.4 mostra a malha do domínio e os detalhes de refinamento em regiões próximas à parede.

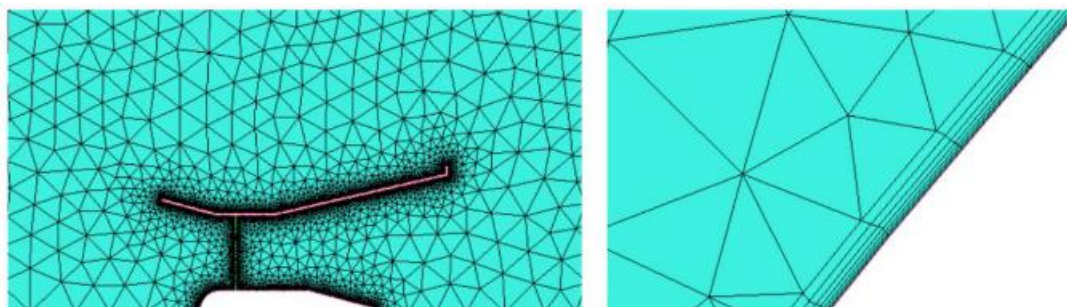


Figura 5.4: Malha Não-Estruturada Utilizada nas Simulações para o *Hub 1*

Estudos de convergência de malha foram executados para garantir que os resultados são independentes do nível de discretização do domínio. A vazão em massa através do difusor foi utilizada como critério de convergência, e quatro malhas com refinamento crescente foram testadas para o caso sem nacele com coeficiente de empuxo $C_T = 0,889$. A Tabela 5.2 apresenta esses resultados, mostrando variação entre malhas subsequentes inferiores a 3%, o que é suficientemente preciso para elucidar tendências de interesse.

Tabela 5.2: Estudo de Convergência de Malha

| Malha | N° Células | \dot{m}^* | % diferença |
|-------|------------|-------------|-------------|
| 1 | 69280 | 1,441 | - |
| 2 | 96476 | 1,446 | 0,30% |
| 3 | 154225 | 1,407 | -2,70% |
| 4 | 211317 | 1,433 | 1,90% |

Decidiu-se utilizar o nível de refinamento inerente à malha 3 para os propósitos do estudo. A influência do tamanho do domínio também foi investigada. Cinco domínios com tamanhos diferentes (comprimento entre a entrada e saída e altura do domínio) - variando entre 80% e 120% do tamanho de referência foram avaliados. A diferença de resultado para a vazão em massa do menor dos domínios para o maior deles foi inferior a 1%, o que indica que o tamanho de referência do domínio é suficiente para as investigações do presente trabalho.

A vazão em massa através do disco foi o parâmetro de interesse escolhido para julgar a convergência numérica da solução. Para todos os casos, as iterações correram até que não se observasse variação significativa desse parâmetro para cada iteração subsequente ($< 0,1\%$ de variação entre iterações). Os resíduos de todas as equações de transporte caíram assintoticamente para valores da ordem de 10^{-5} nessa condição. A validação do modelo numérico procedeu de maneira análoga ao apresentado na Seção 4.4, simulando o escoamento através de um disco atuador sem a presença do difusor e comparando com os resultados constantes na literatura. A malha para esse caso (a) e os resultados da validação (b) são exibidos na Figura 5.5.

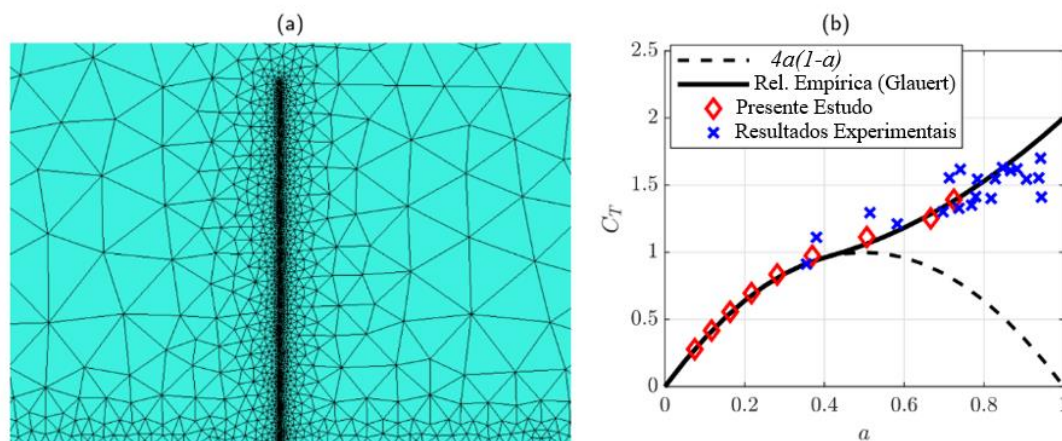


Figura 5.5: Validação do Modelo Numérico Adotado

A Figura 5.5 (b) mostra que a relação entre o Coeficiente de Empuxo e o fator de indução axial médio (a) para o disco atuador sem difusor tem boa concordância com a relação empírica de Glauert e com resultados experimentais clássicos, conferindo credibilidade adicional à metodologia numérica empregada.

5.3 Resultados

\dot{m}^* e C_P foram plotados com relação ao C_T nas Figuras 5.6 (a) e (b). O C_T associado ao maior C_P (que será referido como C_T ótimo) é de 0,889 para os casos sem a nacele e *open-center*, o que está em concordância com trabalhos teóricos anteriores - Van Bussel, (2007); Jamieson (2008) e em concordância com o difusor de flange pequeno de Limacher et al. (2020).

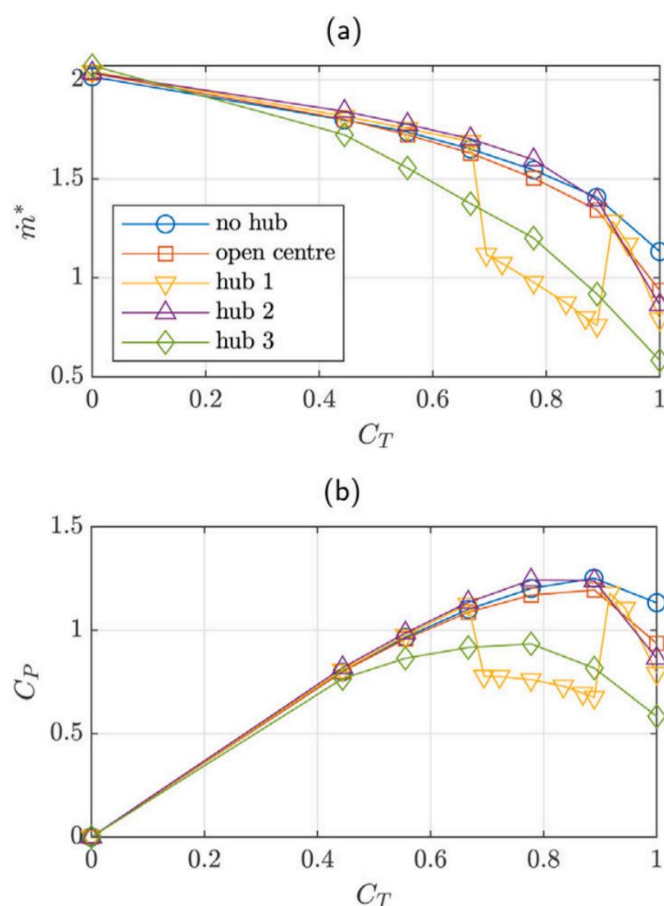


Figura 5.6: Resultados das Simulações Numéricas Para as Diferentes Configurações

O desempenho do caso *open-center* é similar ao caso em que o disco atuador preenche toda a garganta do difusor, com apenas uma leve queda na vazão capturada pelo

disco e na potência devido à parcela do escoamento que ultrapassa o disco atuador pelo centro, sem transferir energia.

As linhas de corrente médias também se comportam de maneira qualitativamente similar para esses casos para todos os valores de C_T , conforme pode observar-se na Figura 5.7. Uma leve separação de camada limite se verifica na superfície interna do difusor próxima à saída para os dois casos em condição de carregamento nulo do rotor ($C_T = 0$). À medida que o carregamento aumenta, essa separação desaparece devido à tendência de expansão da esteira (VENTERS et al., 2018).

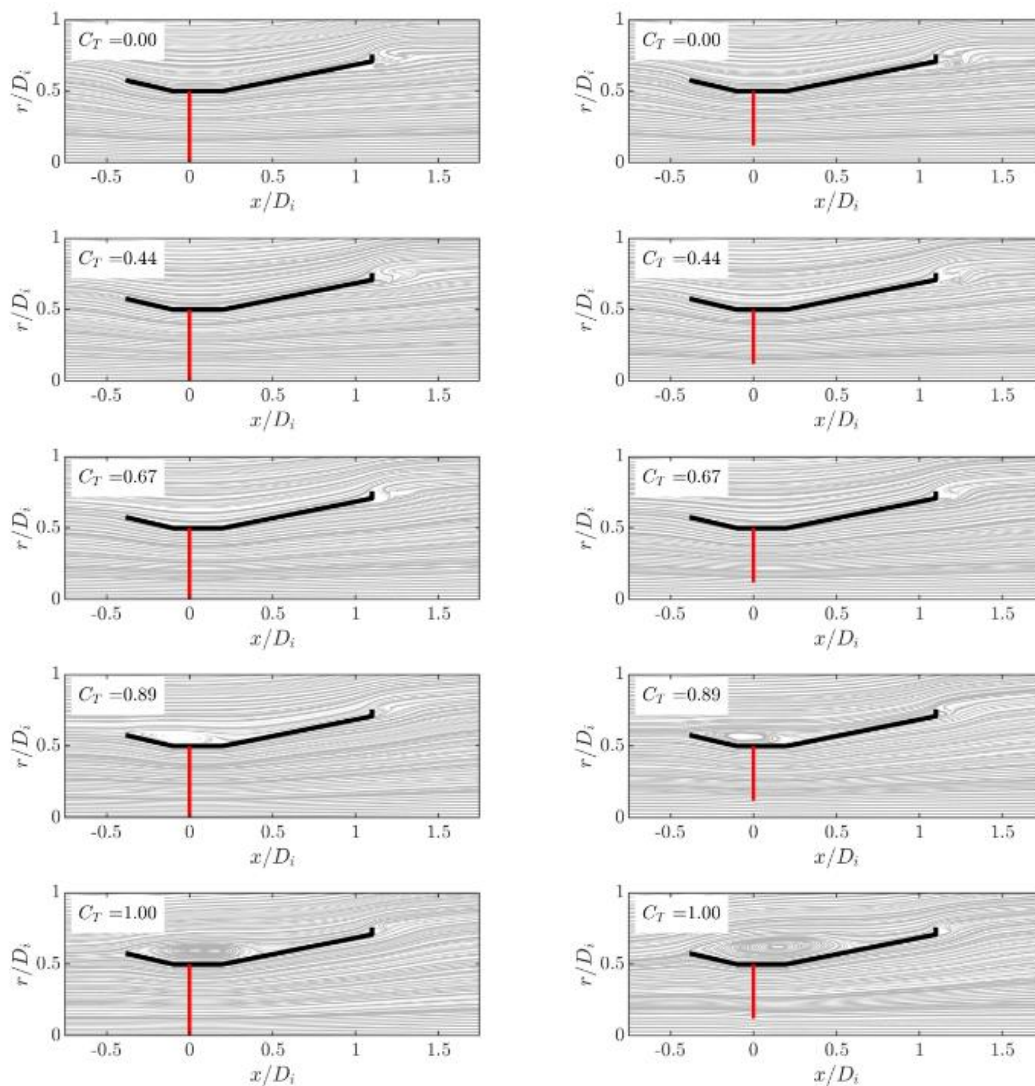


Figura 5.7: Linhas de Corrente Médias para o caso Sem Nacele e Open-Center

A manifestação do descolamento de camada limite na superfície da nacele é acompanhada de um decréscimo acentuado em \dot{m}^* e no C_P para o *hub* 1. Na faixa de $C_T = 0,69$ a $0,92$, o escoamento permanece separado, com o ponto de separação fixado na seção de transição entre a porção cilíndrica e cônica da nacele. A camada limite volta a colar quando o C_T aumenta além dessa faixa, conforme mostrado na região inferior esquerda da Figura 3.28. Com $C_T = 0,889$, a separação causa uma queda de desempenho de 41% para o *hub* 1 quando comparado ao caso sem nacele.

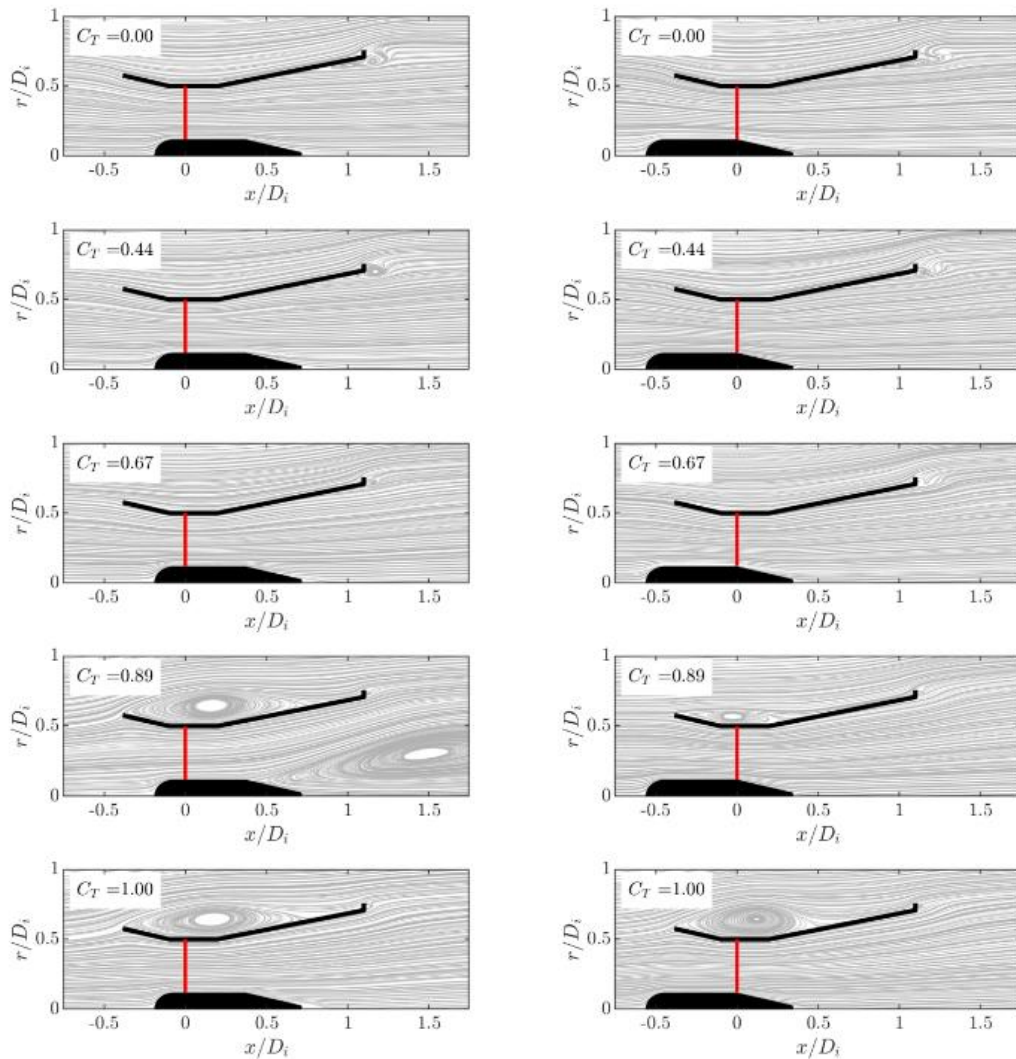


Figura 5.8: Linhas de Corrente Médias através do *Hub* 1 (esquerda) e *Hub* 2 (direita) para Diferentes Carregamentos do Disco Atuador

Como o ponto de separação para a faixa intermediária de C_T permaneceu fixo ao início da seção cônica, decidiu-se investigar o comportamento no *hub* 3, mais longo, para o qual a transição da seção cilíndrica para a seção cônica ocorre mais a jusante, próxima

à saída do difusor. A separação de camada limite persistiu, contudo, para uma faixa ainda maior de carregamento para o *hub* 3, conforme pode ser observado na Figura 5.9.

O início do descolamento ocorre em uma condição de C_T inferior a 0,44 para o *hub* 3, conforme mostrado na Figura 3.29, e o escoamento não volta a colar absolutamente para carregamentos mais altos. Por esse motivo, não se observa descontinuidade na curva de desempenho da Figura 3.26 (b), porém o desempenho é ruim ao longo de toda a curva.

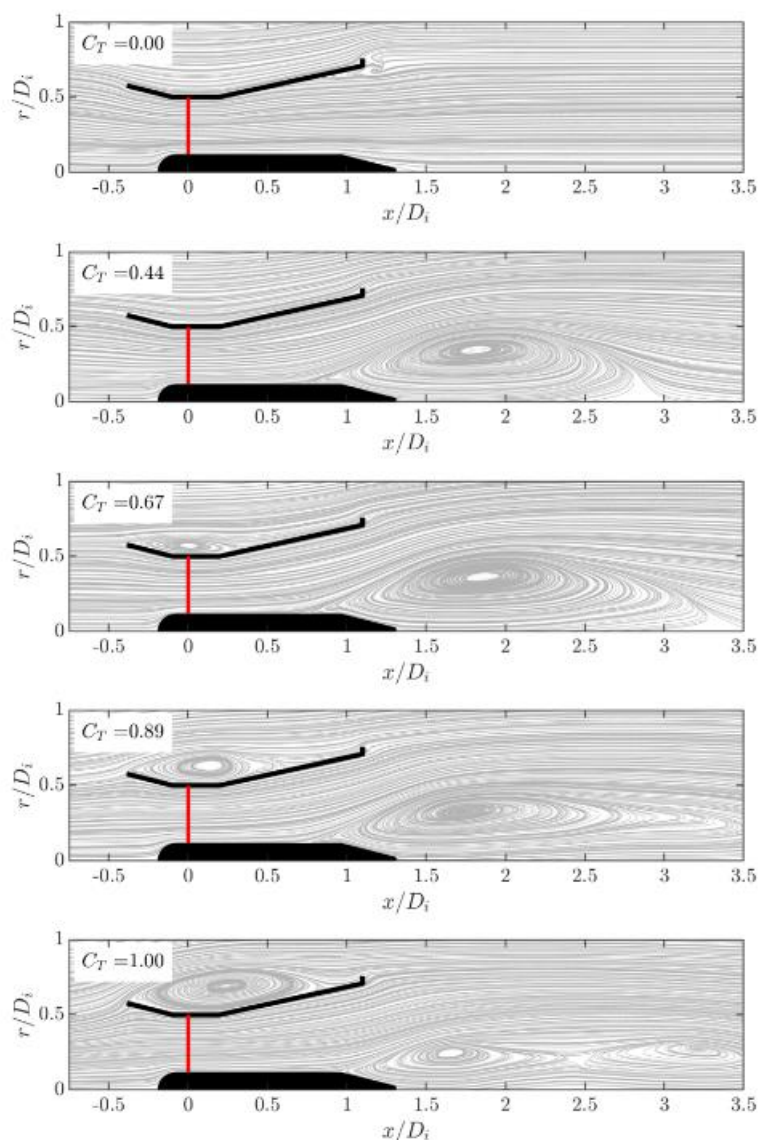


Figura 5.9: Linhas de Corrente Médias através do *Hub* 3 para Diferentes Carregamentos do Disco Atuador

As Figuras 5.8 e 5.9 mostram que, na ocorrência do descolamento de camada limite na nacele, uma grande região de recirculação que ocupa porção substancial da saída

do difusor é gerada. Essa observação é consistente com os resultados de simulações tridimensionais de turbinas carenadas de Tampier et al. (2017) e Barbaric e Guzovic (2020), confirmando que não é um resultado induzido pelos resultados numéricos da metodologia 2D aqui aplicada.

Consistente entre os resultados do *hub* 1 e *hub* 3 é a tendência do ponto de separação permanecer fixo enquanto $C_T \leq 0,889$ e tender a se mover para jusante quando $C_T > 0,889$. O ponto de separação foi estimado visualmente das figuras de linhas de corrente e sua localização foi marcada nas linhas de corrente próximas à nacele para diferentes carregamentos na Figura 5.10.

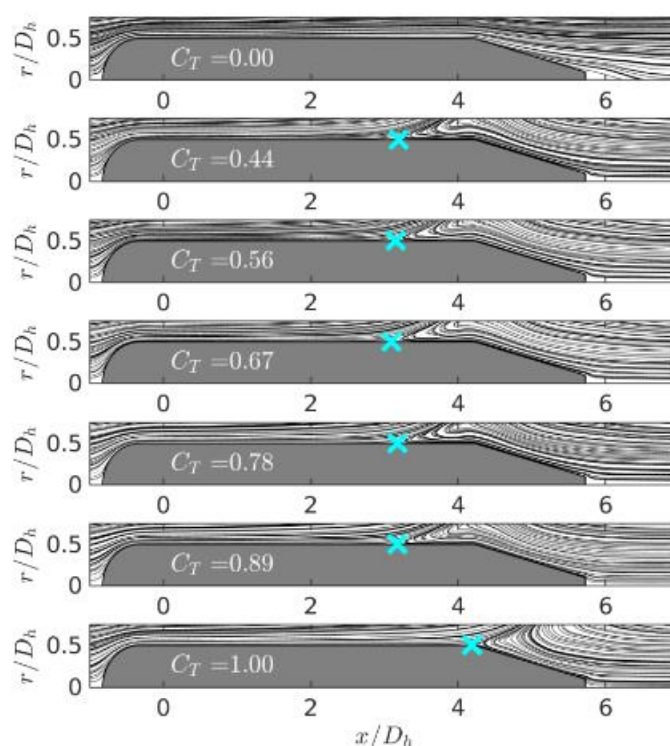


Figura 5.10: Linhas de Corrente Médias Próximas ao *hub* 3 para Várias Condições de Carregamento com Ponto de Separação Marcado

Não é imediatamente claro o porquê do ponto de separação permanecer fixado enquanto $C_T < 0,889$ e tender a se deslocar a jusante ao aumentar o C_T a partir desse ponto, porém parece improvável que esse padrão seja quebrado por coincidência próximo ao carregamento ótimo teórico de $C_T = 0,889$.

Sem uma explicação física clara, são apresentadas curvas de Coeficiente de Pressão (p^*) ao longo da superfície da nacele para delinear três regimes de operação distintos considerando carregamento leve, moderado e alto do disco atuador. Como a

separação de camada limite é governada por um equilíbrio entre a inércia da camada limite e o gradiente de pressão, normalizaremos a pressão por meio da Equação (5.5).

$$p^* = \frac{p-p_0}{0,5\rho\bar{U}^2} \quad (5.5)$$

onde p_0 é a pressão estática imediatamente após o disco e \bar{U} é a velocidade média na superfície do disco ponderada pela área. Essa parece ser a normalização apropriada, devido ao colapso das curvas de p^* para o regime de carregamento moderado, conforme mostrado na Figura 3.31.

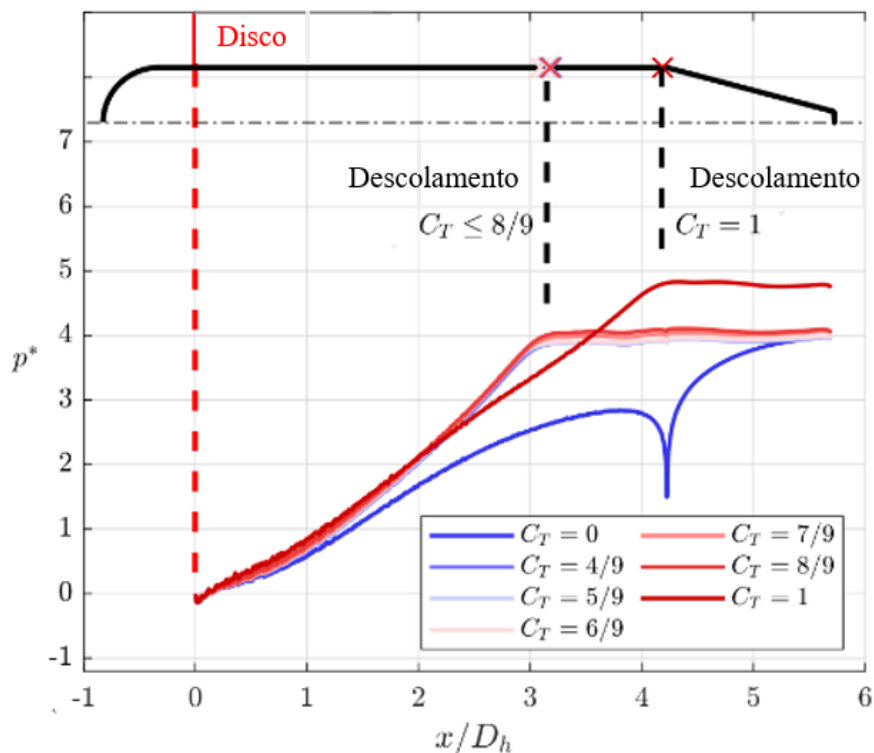


Figura 5.11: Curvas de Coeficiente de Pressão em Função da Posição Axial Normalizada na Superfície da Nacele

Os resultados para os *Hubs* 1 e 3 sugerem que a separação se dá primariamente devido à geometria do difusor, e não à geometria da nacele em si (pelo menos no que se refere a seu comprimento axial). Ainda, seria recomendável mover a nacele para uma região em que o difusor induza uma condição de gradiente favorável de pressão, conforme feito para o Hub 2.

A Figura 5.8 compara o escoamento ao redor dos *hubs* 1 e 2, e a separação de camada limite na nacele é, de fato, evitada quando se move a geometria a montante, no interior da seção cônica convergente. A região de recirculação externa à carenagem

também é menor para esse caso. Outras modificações de projeto podem, inclusive, eliminar essa separação externa conduzindo a desempenho igual ou superior a medida em que reduziriam a força de empuxo axial total do sistema.

5.4 Discussões

Conforme esperado, a separação do escoamento no corpo central da máquina é prejudicial ao desempenho. Um prejuízo de 44% no C_P foi observado entre o *hub 1* e o caso *open-center* com um carregamento correspondente a $C_T = 0,889$, que é o carregamento ótimo para o segundo caso.

Para o diâmetro do orifício central considerado, a configuração *open-center* desempenha de maneira similar ao caso sem *hub* com disco completo ao longo da garganta do difusor na faixa de carregamento até $C_T = 8/9$, com penalidade de 17% observada quando $C_T = 1$ mas apenas 4,6% de penalidade quando $C_T = 0,889$. Dada essa pequena penalidade em condição de carregamento ótimo, pode ser recomendável evitar a presença da nacele para eliminar a possibilidade de descolamento de camada limite em sua superfície.

O protótipo comercial da OpenHydro, divulgado no *website* da EMEC (*European Marine Energy Center*), apresentou a abordagem *open-center*. Tal configuração, no entanto, requer que a integração do trem de potência e o gerador ocorra no interior da carenagem, o que aumenta os custos de fabricação e requisitos homem-hora de engenharia.

No presente programa de pesquisa, focado em geração de pequeno porte para comunidades isoladas, é desejável limitar a complexidade técnica em favor da utilização de equipamentos de geração elétrica “de prateleira”, que vão, em geral, necessitar de uma nacele central para montagem e possível selagem. Felizmente, quando é possível manter a camada limite colada à nacele (conforme alcançado pelo *hub 2*), um desempenho similar ao caso *open-center* foi observado.

Para manter a camada limite colada, os presentes resultados sugerem que a nacele deve ser posicionada onde a geometria do difusor induza gradientes de pressão favoráveis. Na prática, isso vai, de maneira geral, significar que a nacele deve ser posicionada a montante do rotor, o que contraria o que é usual para rotores sem carenagem. Uma desvantagem desse posicionamento a montante seria a sensibilidade ao alinhamento do

escoamento com a máquina; o escoamento tende a se separar atrás de um corpo longo posicionado a montante ao rotor quando o escoamento incidente não é paralelo ao eixo do sistema. Nesse caso, o desempenho do rotor dentro da esteira sofreria.

Para turbinas hidrocínéticas operando no interior de rios, a direção do escoamento é altamente previsível e possivelmente essa desvantagem não seria um problema sério. Em contrapartida, no caso de aplicações envolvendo o aproveitamento de energia das marés e de correntes oceânicas, ou mesmo considerando turbinas eólicas, esse problema passa a ser muito mais significativo.

O efeito do diâmetro da nacele não foi considerado no presente trabalho, com a relação de cubo fixada em $(D_h / D) \leq 0,228$ para todos os casos. Espera-se que as orientações de projeto fornecidas podem ser razoavelmente mantidas para naceles com esse diâmetro ou menores, porém investigações futuras são recomendadas para se estabelecer limites superiores para o diâmetro do cubo.

A pequena penalidade no desempenho encontrada para o *hub 2* sugere que o difusor pode ser otimizado de maneira independente da geometria da nacele desde que a separação de camada limite seja evitada.

5.5 Conclusões

O efeito de um corpo central (nacele) no desempenho de turbinas hidrocínéticas carenadas foi investigado utilizando simulações RANS com simetria axial, com um disco atuador utilizado para representar o rotor. Esta abordagem bem estabelecida de baixo custo elucida tendências de desempenho para extrair diretrizes gerais relevantes para uma faixa ampla de projetos de rotores específicos. Três geometrias de naceles e dois sistemas sem a presença da nacele (um deles com disco atuador preenchendo toda a garganta do difusor e outro com a configuração *open-center*) foram considerados.

Assim como a separação na superfície interna do difusor é sabidamente prejudicial ao desempenho, a separação na superfície da nacele se mostrou responsável por uma redução de aproximadamente 46% no desempenho da máquina com relação ao caso sem nacele. No entanto, enquanto o aumento do empuxo do rotor atenua de maneira conhecida a separação de camada limite no interior do difusor, a relação entre o carregamento do rotor e o descolamento na superfície da nacele se mostrou mais complexa.

Aumentar o carregamento do rotor em condições de carregamento leve ou moderado promove separação de camada limite na nacele. Contudo, continuar elevando o carregamento do rotor após o carregamento ótimo teórico de $8/9$ tende a fazer o ponto de separação se mover a jusante, eventualmente reconduzindo o sistema à condição de camada limite colada em condições de alto empuxo conforme observado para a geometria de nacele mais curta investigada (*hub 1*).

A sensibilidade dramática do desempenho com relação à aderência da camada limite à superfície da nacele causada pela condição de carregamento do disco atuador é indesejável, criando a uma condição inaceitável de perda de desempenho quando fora do ponto de projeto. Por esse motivo, a preferência por configurações *open-center* é justificável em algumas situações, visto que essa configuração mostrou apenas uma pequena perda de desempenho quando comparada ao caso em que o disco atuador preenche toda a garganta do difusor.

Contudo, quando uma configuração com nacele central é preferível perante outras configurações, esta deveria ser posicionada inteiramente em regiões de gradiente favorável ou neutro de pressão (seções convergentes ou cilíndricas) para evitar a separação do escoamento. Isso requer, frequentemente, por restrições de espaço, que a nacele seja posicionada a montante do rotor, contrariamente àquilo que é convencional para turbinas sem carenagem.

Quando essa configuração foi testada, o desempenho ficou de acordo com o desempenho observado no caso *open-center* ao longo de todas as condições de carregamento. Espera-se que essa concordância seja observada para relações de cubo iguais ou inferiores às estudadas ($0,228$ do diâmetro do rotor) quando aplicadas a difusores com razão de áreas entre garganta e saída similares à estudada no presente trabalho ($0,44$).

CAPÍTULO 6

A Geometria da Raiz da Pá e o Descolamento de Camada Limite na Nacele

6.1 Considerações Iniciais

O estudo apresentado no Capítulo 5 mostrou que o fenômeno de descolamento de camada limite na superfície da nacele é sensível à intensidade de carregamento do disco atuador. O posicionamento da nacele na região de gradiente favorável de pressão foi apresentado como uma possível solução para se evitar esse fenômeno. No entanto, conforme pontuado no próprio Capítulo 5, existem situações em que essa solução pode não ser conveniente, principalmente para aplicações nas quais a direção preferencial do escoamento não é muito bem estabelecida.

O capítulo que se seguirá é uma adaptação do artigo científico “*A Novel Methodology for the Design of Diffuser-Augmented Hydrokinetic Rotors*”³, publicado na *Renewable Energy* (Fator de Impacto 9.0). Aqui, será apresentada uma outra proposta de solução para o fenômeno de descolamento de camada limite na nacele: será mostrado que o descarregamento da raiz da pá promove um efeito de energização de camada limite que favorece sua aderência. Esse efeito é similar ao que ocorre quando é respeitada uma folga de topo mínima para se evitar o descolamento de camada limite na superfície do difusor (assunto discutido no Capítulo 4).

As análises deste capítulo foram executadas sobre um estudo de caso de projeto de rotor de turbina hidrocínética carenada. A metodologia adotada para o projeto do rotor, que será apresentada brevemente neste capítulo, foi baseada no procedimento desenvolvido em Rezek (2019), que aplica a teoria da asa de sustentação para o projeto do rotor. Agora, porém, implementou-se um avanço: em vez de considerar a componente meridional constante ao longo do raio do rotor, o procedimento de projeto foi executado considerando a variação dessa componente ao longo da coordenada radial. O perfil de

³ Rezek, T. J.; Camacho, R. G. R.; Manzanares-Filho, N. (2023) “A Novel Methodology for the Design of Diffuser-Augmented Hydrokinetic Rotors”. *Renewable Energy*, Vol. 210, pp. 524-539.

distribuição da componente meridional foi obtido por meio de análise de disco atuador, etapa responsável por obter os dados preliminares para o projeto do rotor.

Dessa forma, o estudo deste capítulo conta com duas abordagens distintas para a simulação do desempenho da turbina: a etapa de pré-projeto, utilizada para obter os dados de entrada para o projeto do rotor, foi executada considerando escoamento com simetria axial e rotor representado por meio de disco atuador (abordagem detalhada na seção 3.2.1). Já a etapa de simulação do desempenho da máquina completa foi executada sob abordagem tridimensional (detalhada na seção 3.2.2), de maior fidelidade, que considera os efeitos da geometria particular do rotor projetado.

6.2 Teoria da Asa de Sustentação

O procedimento de projeto aqui proposto é baseado na Teoria da Asa de Sustentação aplicada ao projeto de turbomáquinas de fluxo axial, cuja dedução pode ser encontrada na literatura clássica de turbomáquinas - por exemplo, Bran e Souza (1969) e Pfleiderer e Petermann (1979). A análise a seguir negligencia os efeitos viscosos. Cada seção anular do rotor é representada por uma grade linear infinita de aerofólios, conforme mostrado na Figura 6.1.

Na Figura 6.1, l é o comprimento da corda e t é o passo da pá. Os índices 3 e 6 estão associados às seções axiais posicionadas respectivamente antes e após o rotor. Os índices 1 e 2 são normalmente associados às seções antes e após um estator posicionado a montante do rotor da turbina, que não será considerado neste trabalho. No entanto, devemos usar esta convenção para manter a consistência da nomenclatura usual das turbomáquinas hidráulicas segundo a escola alemã (Betz, Pfleiderer, etc...).

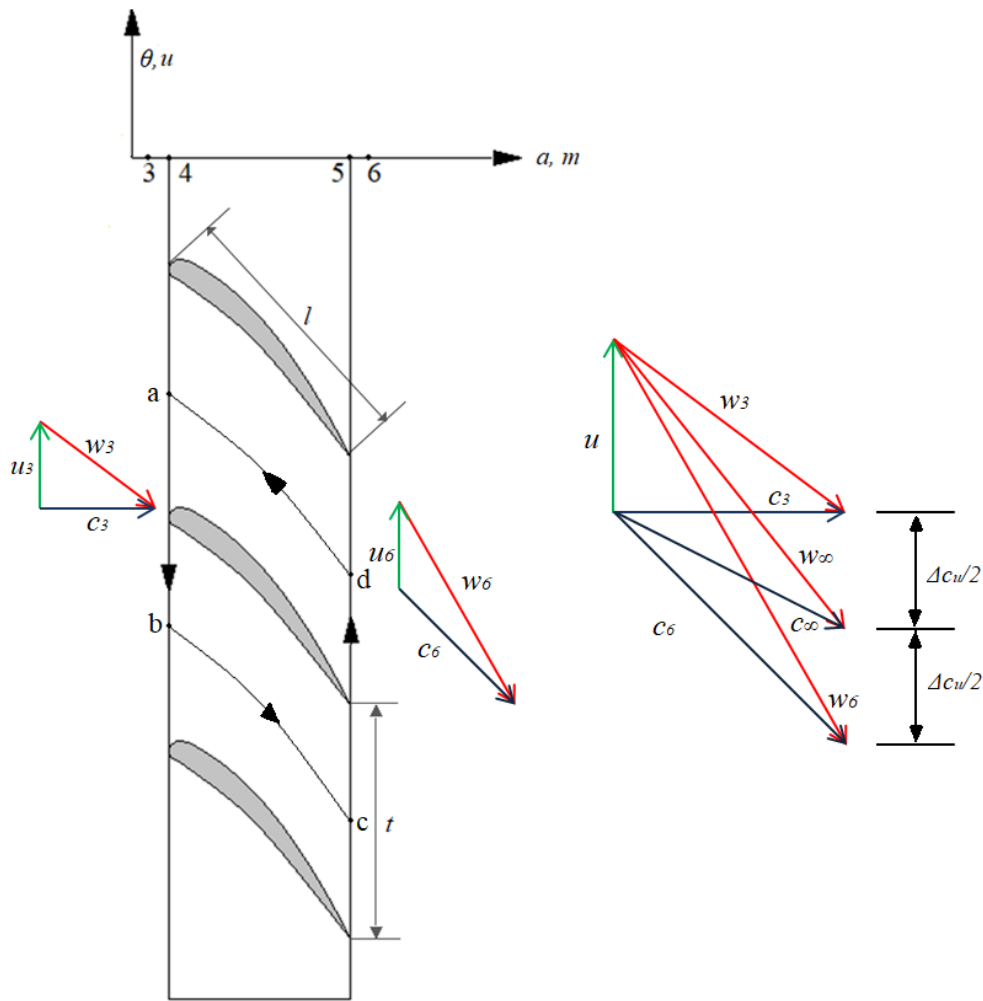


Figura 6.1: Grade Linear Representando a Seção Anular do Rotor

O índice u (ou θ) representa a direção tangencial e o índice a (ou m) representa a direção axial. \vec{c}_3 e \vec{c}_6 são as velocidades absolutas do escoamento, \vec{u}_3 e \vec{u}_6 são as velocidades tangenciais e \vec{w}_3 e \vec{w}_6 são as velocidades relativas no volume de controle não inercial.

As componentes em cada direção serão representadas pelo índice subscrito (ou seja, c_{u3} é a componente tangencial da velocidade absoluta imediatamente antes do rotor e assim por diante).

A Figura 6.1 também mostra os triângulos de velocidade em cada seção, que devem satisfazer a seguinte igualdade vetorial - Equação (6.1):

$$\vec{c} = \vec{u} + \vec{w} \quad (6.1)$$

O escoamento se aproxima da grade linear de aerofólios com velocidade relativa \vec{w}_3 e é desviado pelas pás, saindo da grade com velocidade relativa \vec{w}_6 . A força de sustentação \vec{F}_l gera uma circulação Γ ao redor de cada aerofólio - Equação (6.2).

$$\Gamma = \oint_{abcd} \vec{w} \cdot \vec{ds} \quad (6.2)$$

Devido ao efeito periódico de grade, as integrais de linha sobre os segmentos \overline{bc} e \overline{da} anulam-se mutuamente. Assim, a circulação em torno do aerofólio é

$$\Gamma = \int_{ab} \vec{w} \cdot \vec{ds} + \int_{cd} \vec{w} \cdot \vec{ds} = tw_{u3} - tw_{u6} = t(\Delta w_u) \quad (6.3)$$

Como $\Delta w_u = \Delta c_u$ (Figura 47), a circulação pode ser calculada pela seguinte equação – Equação (6.4):

$$\Gamma = t(\Delta c_u) \quad (6.4)$$

É conveniente definir o vetor velocidade relativa média (\vec{w}_∞) conforme o seguinte:

$$\vec{w}_\infty = \frac{\vec{w}_3 + \vec{w}_6}{2} \quad (6.5)$$

As componentes axial (a) e tangencial (u) da força exercida sobre o fluido podem ser determinadas aplicando a conservação da quantidade de movimento na forma integral ao volume de controle $abcda$ - Equação (6.6):

$$\vec{F}_{ext} + \int_{VC} -\vec{a}_{appar} dm = \frac{\partial}{\partial t} \int_{VC} \vec{w} dm + \oint_{SC} \vec{w} dm \quad (6.6)$$

A análise é baseada em uma condição de regime permanente para o escoamento relativo. Portanto, o termo associado à derivada parcial temporal na Equação (6.6) é nulo.

Além disso, para um rotor de turbomáquina puramente axial, as componentes da aceleração aparente (\vec{a}_{app}) são nulas para as direções tangencial e axial. Assim, as componentes de força externa nas direções axial e tangencial podem ser obtidas pelas Equações (6.7) e (6.8):

$$F_{ext,u} = \int_{SC} w_u d\dot{m} = -\dot{m}\Delta c_u \quad (6.7)$$

$$F_{ext,a} = \int_{SC} w_a d\dot{m} = 0 \quad (6.8)$$

Na direção tangencial, a força externa é exercida pela pá. Combinando as Equações (6.7) e (6.4), nessa direção, a força de reação do fluido sobre a pá é:

$$F_{pá,u} = \dot{m}\Delta c_u = b\rho w_{m\infty} t \Delta c_u = \Gamma b \rho w_{\infty} \sin(\beta_{\infty}) \quad (6.9)$$

onde b é a envergadura e β_{∞} é o ângulo entre \vec{w}_{∞} e a direção tangencial.

Na direção axial, a força externa resulta da interação da pá com a diferença de pressão estática entre a entrada e a saída do rotor:

$$F_{pá,a} = (p_3 - p_6)tb \quad (6.10)$$

Podemos obter a diferença de pressão em termos das velocidades relativas aplicando a Equação de Bernoulli para o rotor (Equação 6.11):

$$p_3 - p_6 = \frac{\rho}{2} (w_6^2 - w_3^2) \quad (6.11)$$

Como $w_{a3} = w_{a6}$, podemos reescrever a Equação (6.11) como a Equação (6.12)

$$p_3 - p_6 = \rho (w_{u6} - w_{u3}) w_{u\infty} \quad (6.12)$$

Combinando a Equação (6.12) e a Equação (6.10), a força axial exercida pela pá pode ser escrita em termos da circulação Γ :

$$F_{pá,a} = b\rho w_\infty \Gamma \cos \beta_\infty \quad (6.13)$$

Portanto, sob as hipóteses assumidas, a força exercida pelo fluido sobre a pá de um rotor axial pode ser escrita conforme a Equação (6.14):

$$\vec{F}_{pá} = \vec{F}_{pá,u} + \vec{F}_{pá,a} = b\rho w_\infty \Gamma (\cos \beta_\infty \hat{e}_a + \sin \beta_\infty \hat{e}_\theta) \quad (6.14)$$

Onde \hat{e}_a e \hat{e}_θ são os vetores unitários alinhados com cada uma das direções correspondentes. É fácil observar que a magnitude desta força é igual a $b\rho w_\infty \Gamma$ - basta notar que $\vec{F}_{pá} \cdot \vec{F}_{pá} = |\vec{F}_{pá}|^2 = (b\rho w_\infty \Gamma)^2$ - e sua direção é perpendicular ao vetor velocidade média relativa, \vec{w}_∞ , pois $\vec{w}_\infty \cdot \vec{F}_{pá} = 0$.

Esta dedução corresponde ao Teorema de Kutta-Joukowski quando aplicado para uma grade linear axial. Foi útil definir o vetor velocidade relativa média, \vec{w}_∞ , no início, porque ele desempenha o papel de velocidade incidente em um escoamento de asa de sustentação para os aerofólios distribuídos em uma grade linear. Esta teoria nos permite calcular o ângulo de torção para uma dada geometria de aerofólio na seção do rotor da turbina:

$$\beta = \beta_\infty - \delta \quad (6.15)$$

onde β é o ângulo de torção e δ é o ângulo de ataque. A Figura 6.2 ilustra o resultado do teorema.

Para selecionar a geometria do aerofólio e determinar o ângulo de ataque, é conveniente utilizar os coeficientes adimensionais de sustentação e arrasto (Equações 6.16 e 6.17).

$$C_l = \frac{F_l/b}{\frac{1}{2}\rho w_\infty^2 l} \quad (6.16)$$

$$C_d = \frac{F_d/b}{\frac{1}{2}\rho w_\infty^2 l} \quad (6.17)$$

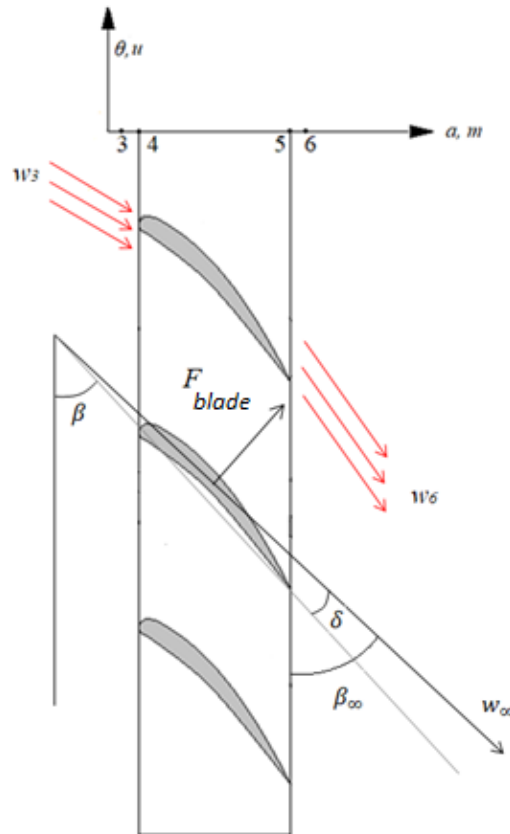


Figura 6.2: Grade Linear Ilustrando o Teorema de Kutta-Joukowski

Um projeto de pá eficiente deve apresentar $F_l \gg F_d$, na busca de que os efeitos dissipativos sejam os menores possíveis. Por essa razão, a seleção do aerofólio e seu ângulo de ataque associado deve visar possuir uma baixa razão de escorregamento ($C_d/C_l < 0,05$).

Considerando que $F_{pá} \approx F_l$ e combinando as Equações (6.16), (6.4) e (6.14), podemos finalmente obter a Equação (6.18), que serve como base de cálculo para o projeto de rotores axiais de turbomáquinas através da Teoria da Asa de Sustentação:

$$C_l \frac{l}{t} = 2 \frac{\Delta c_u}{w_\infty} \quad (6.18)$$

Dessa maneira, a Equação (6.18) relaciona os dados provenientes dos triângulos de velocidade (Δc_u e w_∞), as características geométricas das estações do rotor (l e t) e a características adimensionais dos perfil aerodinâmicos escolhidos (C_l).

Vale ressaltar que o passo da pá (t), considerado na análise, aparece na Equação (6.18). Portanto, o processo de projeto baseado no presente método considera a influência de todas as pás no escoamento, o que é tipicamente diferente do método clássico da teoria da Quantidade de Movimento de Elemento da Pá (*Blade-Element Momentum*) para projetar rotores de turbinas eólicas e hidrocinéticas.

A teoria aqui apresentada pode ser mais adequada para projetar pequenas turbinas carenadas com maior solidez do rotor e relação de cubo. Como o passo das pás tende a ser menor nessas máquinas, a influência das pás umas nas outras pode não ser desprezível nesses casos.

6.3 Procedimento de Projeto

6.3.1 Dados Preliminares

Para projetar adequadamente o rotor de uma turbina com difusor, a influência do difusor no escoamento deve ser levada em consideração. Antes de conduzir o processo de projeto do rotor, o projetista deve possuir vários dados do desempenho do difusor com base em uma análise preliminar de disco atuador.

Esses dados podem ser obtidos por uma variedade de metodologias e devem considerar uma análise do difusor carregado e a geometria do cubo para prever com precisão a vazão e a distribuição de velocidade axial na seção do rotor para uma determinada queda de pressão na condição de projeto. A queda de pressão total está associada ao Coeficiente de Empuxo.

Jamieson (2009) concluiu que a condição de carregamento ideal para uma turbina convencional deve ser a mesma para uma turbina com difusor (C_T ideal = 8/9). O estudo apresentado no Capítulo 4 avaliou a condição de carga ótima para um difusor em forma de aerofólio considerando a folga de topo entre o disco e o difusor e concluiu que a melhor condição de queda de pressão corresponde a 8/9 da pressão total na corrente livre. As condições acima são equivalentes quando nenhuma folga entre o disco do atuador e o difusor é considerada.

No entanto, outros trabalhos como Foreman et al. (1978), Bagheri-Sadeghi et al. (2018) e Venters et al. (2017) apresentam diferentes valores de carregamento ótimo, o que sugere que a condição ótima pode depender da geometria do difusor.

Como o escoamento tende a acelerar próximo ao bordo de ataque do difusor, a distribuição de velocidade axial não pode ser considerada uniforme ao longo da coordenada radial de uma turbina com difusor e, por esse motivo, o perfil de velocidade axial deve ser calculado com precisão para conduzir um projeto adequado do rotor. É assim que a influência do difusor será levada em consideração no processo de cálculo.

Dadas essas considerações, os dados preliminares necessários para iniciar o projeto do rotor são:

- A velocidade da corrente livre (U_∞);
- A vazão (Q);
- A queda de pressão total (Δp_t);
- A distribuição da componente axial da velocidade absoluta na seção do rotor (c_{m3});
- O diâmetro do rotor (D_e);
- O diâmetro do cubo (D_i).

6.3.2 Projeto da Pá

Para iniciar o projeto da pá a partir dos dados preliminares, o primeiro passo é definir a velocidade de rotação da turbina (n). Os dados preliminares são suficientes para o cálculo de um coeficiente adimensional: o Coeficiente de Diâmetro (δ^*), dado pela Equação 6.19 (Bohl e Elmendorf, 2004):

$$\delta^* = 1,054 \frac{Y^{0,25}}{Q^{0,5}} D_e \quad (6.19)$$

onde $Y = \frac{\Delta p_t}{\rho}$ é o trabalho específico da turbina (incluindo as perdas de energia). Outro coeficiente adimensional importante para turbomáquinas é o Coeficiente de Ligeireza (σ), definido pela Equação (6.20) (Bohl e Elmendorf, 2004):

$$\sigma^* = 2,108 \frac{Q^{0.5}}{Y^{0.75}} n \quad (6.20)$$

O Diagrama de Cordier (Figura 6.3) é baseado em dados empíricos de turbomáquinas de alto desempenho. O diagrama mostra que o Coeficiente de Diâmetro se relaciona inversamente com o Coeficiente de Ligeireza para máquinas de alta eficiência. De posse do Coeficiente de Diâmetro da turbina, o projetista pode adotar um Coeficiente de Ligeireza associado para o rotor e definir a velocidade de rotação da máquina através da Equação (6.21):

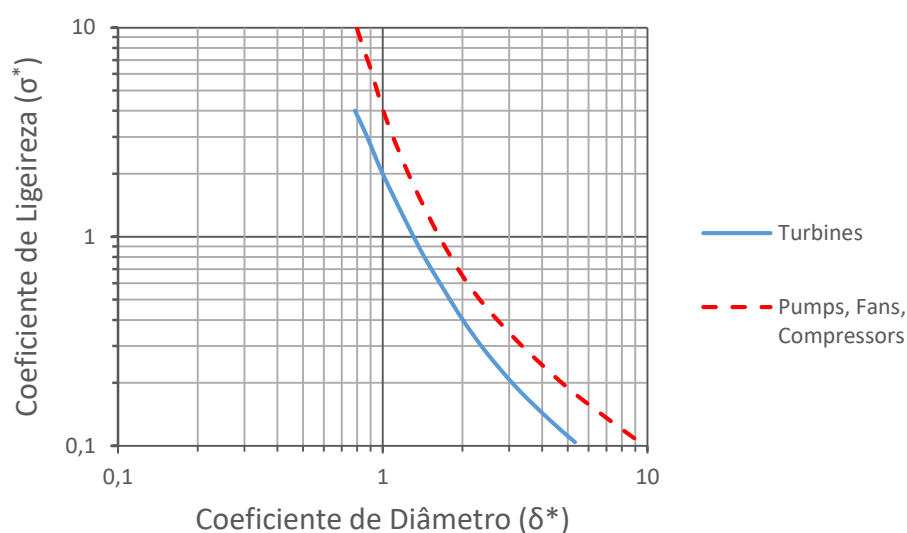


Figura 6.3: Diagrama de Cordier – Adaptado de Bohl e Elmendorf (2004)

$$n = \frac{\sigma^* Y^{0.75}}{2,107 Q^{0.5}} [rps]$$

(6.21)

A seguir, a Equação (6.22) pode ser usada para definir a relação de velocidade de ponta (λ) de projeto:

$$\lambda = \frac{\pi D_e n}{U_\infty} \quad (6.22)$$

Para definir o número de pás, o diagrama da Figura 6.4 pode ser útil:

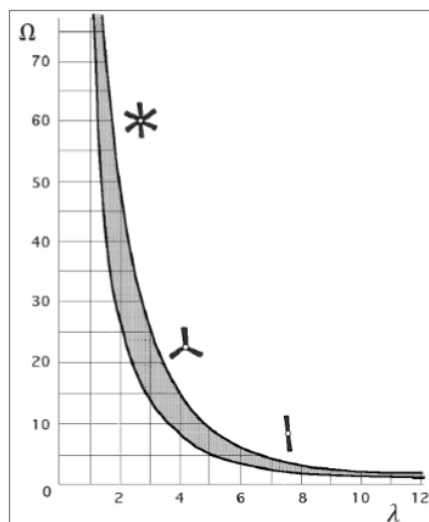


Figura 6.4: Faixa Recomendada de Solidez para uma dada Relação de Velocidade de Ponta (Park, 1981)

O projetista deve ter em mente que as Figuras 6.3 e 6.4 são orientações para auxiliar o processo de projeto, mas não é necessário seguir esses diagramas de maneira estrita.

Por exemplo, pode-se estar disposto a sacrificar uma pequena porcentagem do Coeficiente de Potência para obter uma velocidade de partida mais baixa para a turbina. Isso pode ser feito adotando-se uma solidez maior que a recomendada. Essas decisões dizem respeito à equipe de projeto e devem ser avaliadas considerando outras variáveis que não serão abordadas aqui.

Além disso, as Figuras 6.3 e 6.4 não foram desenvolvidas especificamente para turbinas com difusor, o que pode enfraquecer suas recomendações. A ausência de diagramas gerais de projeto para turbinas aumentadas por difusor é um assunto que pode gerar inteiramente uma nova linha de pesquisa. As orientações fornecidas pelos diagramas acima são, no entanto, úteis e capazes de gerar bons resultados.

O próximo passo é realizar a seleção dos perfis da pá e especificar seus ângulos de torção associados. A pá deve ser dividida em N estações radiais. O índice “ k ” refere-se à k -ésima estação da pá. O procedimento de cálculo é mostrado a seguir:

a) Diâmetro da Estação, D_k

$$D_k = D_i + \left[\left(\frac{k-1}{N-1} \right) \cdot (D_e - D_i) \right], 2 \leq k \leq N \quad (6.23)$$

b) Velocidade tangencial na estação, u_k

$$u_k = \pi D_k n \quad (6.24)$$

Para calcular o trabalho específico do rotor (Y_{rotor}), é necessária uma estimativa preliminar da eficiência hidráulica do rotor (η_h)

c) Componente tangencial da velocidade absoluta na saída da estação, $c_{u6,k} = \Delta c_{u,k}$:

$$\Delta c_{u,k} = \frac{Y_{rotor}}{u_k} = \frac{Y - Y_{perdas}}{u_k} = \frac{\eta_h Y}{u_k} \quad (6.25)$$

d) Ângulo de velocidade absoluta na saída do rotor na seção, $\alpha_{6,k}$:

$$\alpha_{6,k}(\text{°}) = 180 - \tan^{-1} \left(\frac{c_{a,k}}{c_{u6,k}} \right) \quad (6.26)$$

(Lembre-se que a distribuição para a componente axial da velocidade absoluta ao longo do raio - $c_{a,k}$ - deve ser obtida previamente pela análise preliminar de disco atuador).

e) Velocidade Relativa Média na estação, $w_{\infty,k}$:

$$w_{\infty,k} = \sqrt{\left(u_k + \frac{\Delta c_{u,k}}{2} \right)^2 + c_{a,k}^2} \quad (6.27)$$

f) Ângulo entre a velocidade relativa média e a velocidade tangencial na estação, $\beta_{\infty,k}$:

$$\beta_{\infty,k} = \text{sen}^{-1} \left(\frac{c_{m,k}}{w_{\infty,k}} \right) \quad (6.28)$$

g) O passo na estação, t_k :

$$t = \frac{\pi D_k}{N_{pás}} \quad (6.29)$$

- h) A seguir, a corda do perfil (l) deve ser adotada para se calcular a relação corda-passo, $(l/t)_k$:

$$\left(\frac{l}{t}\right)_k = \frac{l_k}{t_k} \quad (6.30)$$

- i) O Número de Reynolds na estação, Re_k :

$$Re_k = \frac{\rho w_{\infty} l_k}{\mu} \quad (6.31)$$

- j) O Coeficiente de Sustentação na estação, $C_{l,k}$

$$C_{l,k} = \frac{2\Delta c_{u,k} t_k}{w_{\infty,k} l_k} \quad (6.32)$$

Agora, é necessário selecionar o perfil-base para a estação. Devem ser buscados perfis de baixa razão de escorregamento para o Coeficiente de Sustentação necessário, a fim de minimizar perdas no rotor. Em seguida, um valor máximo para a espessura do perfil aerodinâmico ($y_{máx}$) precisa ser especificado. A coordenada y da curva do perfil base deve, então, ser multiplicada por um coeficiente de afinamento, que modifica a geometria do perfil base para que $y \leq y_{máx}$ para cada ponto da curva. Então, a espessura relativa ($y_{máx}/l_k$) pode ser calculada. Esse procedimento visa garantir que a ponta da pá seja mais esbelta que a raiz, o que é importante para garantir a resistência mecânica da raiz da pá quando submetida aos carregamentos hidrodinâmicos.

- k) Após a escolha do perfil base, a seguinte aproximação linear pode ser aplicada para obter a nova curva de sustentação para o perfil modificado:

$$C_l = C_l\left(\frac{y_{máx}}{l}, \delta\right) \approx a\delta + b\frac{y_{máx}}{l} \quad (6.33)$$

- l) As constantes a e b podem ser obtidas pelos diagramas de sustentação do perfil base, desde que sejam conhecidas suas características geométricas. Por exemplo, para o perfil base NACA 1408, $a = 0,1036$ e $b = 1,1505$. Usando esta aproximação, o Ângulo de Ataque (δ) pode ser obtido:

$$\delta_k = \frac{C_{l,k} - b \frac{y_{máx,k}}{l_k}}{a} \quad (6.34)$$

Finalmente, após obter o ângulo de ataque e a geometria da seção da pá, pode-se calcular o ângulo de torção:

m) O ângulo de torção na estação, $\beta_{\infty,k}$:

$$\beta_k = \beta_{\infty,k} - \delta_k \quad (6.35)$$

Uma vantagem do método proposto é que não há necessidade de resolver nenhuma equação de forma iterativa, pois todos os parâmetros de interesse para o projeto do rotor são dados explicitamente pelas Equações (6.23) a (6.35).

6.3.3 Estudo de Caso

6.3.3.1 Projeto da Turbina

No presente trabalho, uma simulação numérica de baixo custo, utilizando o Método dos Volumes Finitos com simetria axial (2D), foi executada para obter os dados associados ao desempenho do difusor carregado. Um disco atuador na garganta do difusor foi responsável por simular o carregamento do rotor nesta fase.

A geometria da carenagem aqui considerada é um difusor em forma de aerofólio desenvolvido por um processo de otimização apresentado em Rezek et al. (2021). Os trabalhos de Bagheri-Sadeghi et al. (2018), Venters et al. (2017) e Leloudas et al. (2020) também apresentam metodologias baseadas em Dinâmica dos Fluidos Computacional para o projeto de difusores de alto desempenho em forma de aerofólio.

A Figura 6.5 mostra as dimensões básicas do difusor, cubo e disco considerados para esta avaliação preliminar de desempenho.

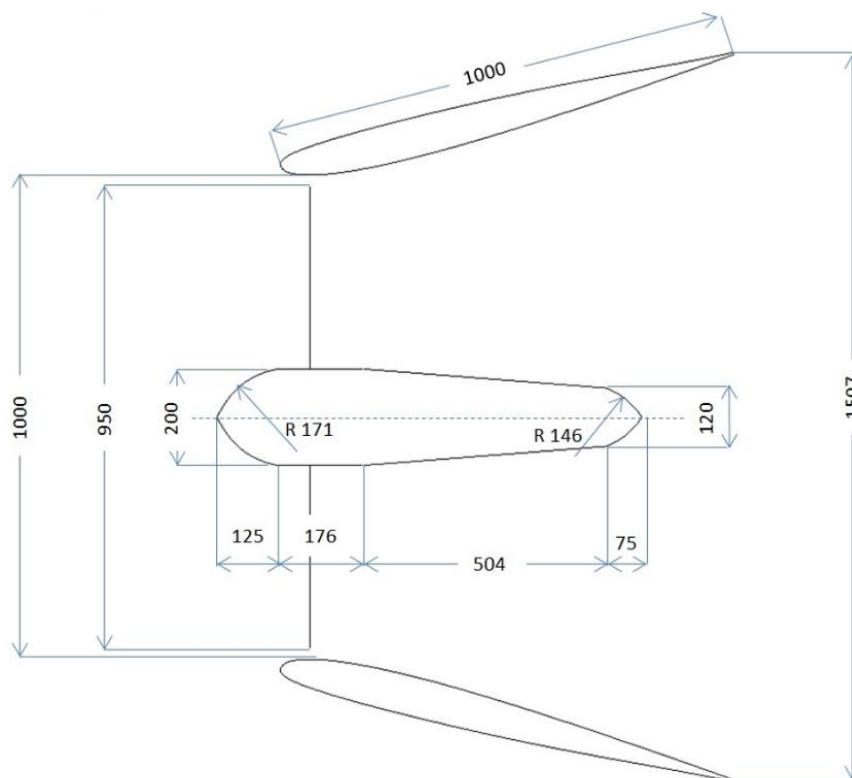


Figura 6.5: Dimensões Básicas da Turbina (em milímetros)

Uma velocidade de corrente livre de 2,4 m/s e uma queda de pressão no disco de 2555 Pa (correspondente a 8/9 da pressão dinâmica da corrente livre) foram adotadas como condições de projeto para a turbina.

Também assumiu-se que a operação da turbina ocorrerá em uma profundidade razoável, de forma que a influência da interface de superfície livre entre a água e o ar possa ser desprezada. Uma vez que estamos simplesmente interessados em obter um perfil de velocidade aproximado para o cálculo do rotor, podemos negligenciar outros efeitos tridimensionais que estão presentes no escoamento real para que seja possível modelar o escoamento em uma condição axissimétrica.

Isso possibilita a utilização de uma malha 2d para a discretização do domínio, resultando em um baixo custo computacional. A Figura 6.6 mostra as dimensões do domínio e as condições de contorno adotadas para esta análise.

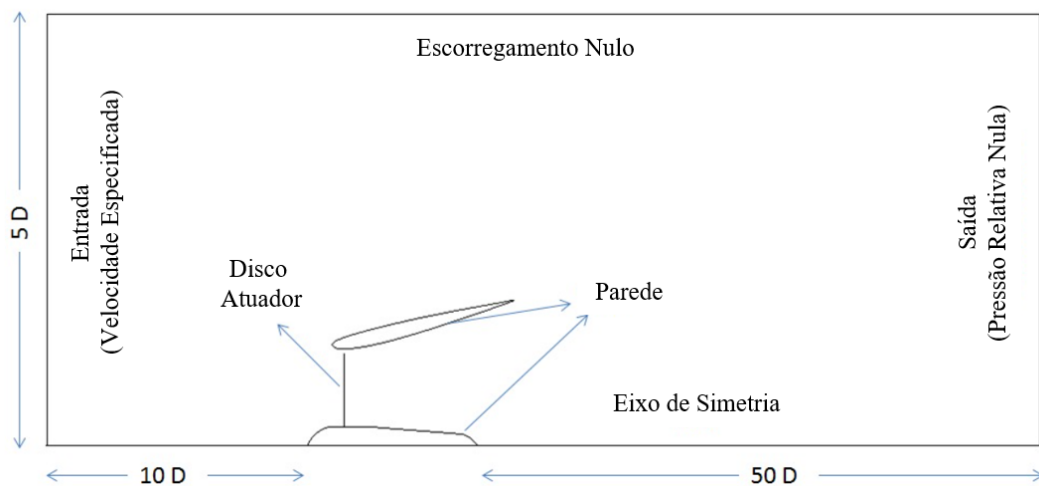


Figura 6.6: Dimensões do Domínio Computacional e Condições de Contorno

A discretização do domínio consistiu em uma malha triangular não estruturada com 12 camadas quadrilaterais (prismas) para refinar as regiões próximas à parede, conforme mostrado na Figura 6.7.

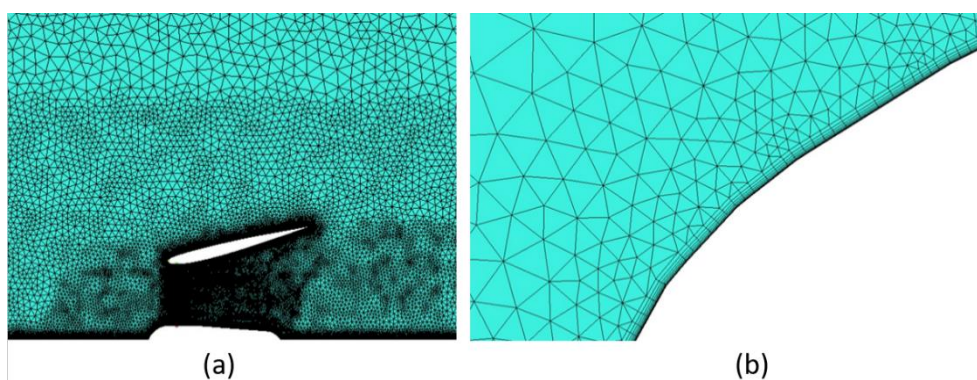


Figura 6.7: (a) Malha nas Proximidades da Turbina (b) Camadas de Prismas

Para executar o estudo de convergência de malha, três malhas (grossa, média e fina) foram consideradas. O Coeficiente de Potência tendo como referência a área de saída do difusor foi definido como parâmetro de interesse para esta avaliação. Os resultados do estudo de convergência de malha (cujo critério pode ser consultado no Apêndice B) são mostrados na Tabela 6.1.

Tabela 6.1: Estudo de Convergência de Malha para as Simulações em 2D

| Malha | Número de Células | $C_{Ph,Saída}$ | \hat{p} | GCI | $\frac{r^{\hat{p}} GCI_{21}}{GCI_{32}}$ |
|------------|-------------------|----------------|-----------|--------|---|
| 3 (grossa) | ≈ 150000 | 0,4857 | 1,92 | - | 1,014 |
| 2 (média) | ≈ 230000 | 0,4813 | | 0,0239 | |
| 1 (fina) | ≈ 402000 | 0,4778 | | 0,0142 | |

Dois casos foram avaliados nesta primeira análise de disco atuador axissimétrica. O primeiro caso (a) considerou um carregamento uniforme ao longo de todo o raio do disco, enquanto o segundo caso (b) considerou uma folga entre o cubo e a parte carregada do disco, conforme ilustrado na Figura 6.8:

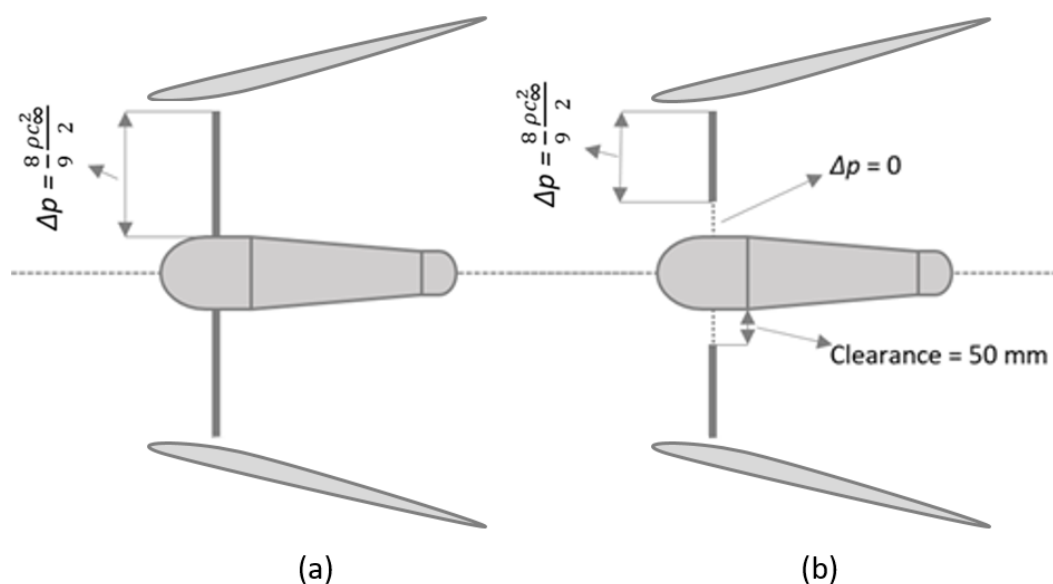


Figura 6.8 (a) Carregamento ao Longo de Todo o Disco (b) Raiz do Disco Descarregada

Embora isso possa parecer um pequeno detalhe, o comportamento do escoamento e o desempenho da turbina são drasticamente diferentes entre os dois casos, conforme mostrado na Figura 6.9.

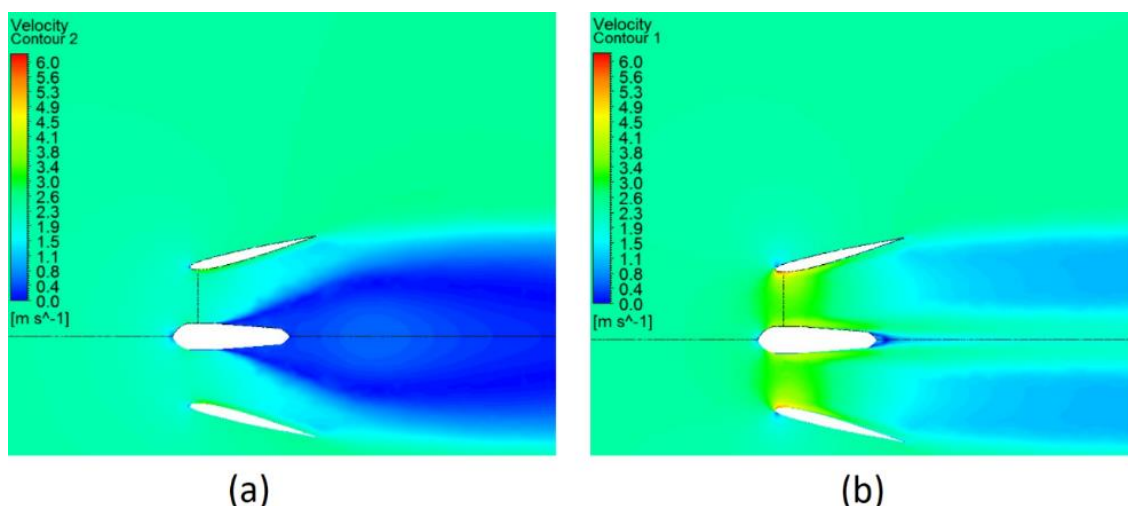


Figura 6.9: Contornos de Velocidade para a Análise com Disco Atuador

(a) Carregamento em Todo o Disco (b) Raiz do Disco Descarregada

A Figura 6.9 (a) mostra uma grande região de águas mortas na esteira causada pela separação do escoamento na superfície da nacele. Este fenômeno é fortemente prejudicial para o desempenho da turbina, uma vez que diminui a capacidade do difusor de capturar massa da corrente livre. Deixar a raiz da pá descarregada, conforme mostrado na Figura 6.9 (b), pode corrigir esse efeito, permitindo que uma camada energizada de fluido ultrapasse o disco atuador sem lhe ceder energia, evitando a separação. A separação do escoamento pode ser melhor observada pelas linhas de corrente que cruzam o disco, mostradas na Figura 6.10:

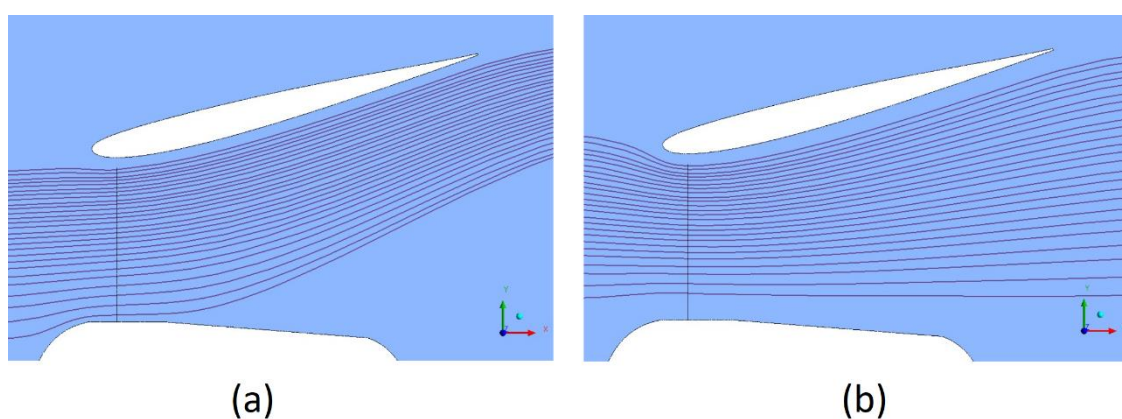


Figura 6.10: Linhas de Corrente Cruzando o Disco

(a) Carregamento em Todo o Disco (b) Raiz do Disco Descarregada

Embora deixar a raiz da pá descarregada desperdice uma parcela da vazão em massa (uma vez que uma camada de fluido não transfere energia para o disco), os benefícios de manter a camada limite colada à superfície do cubo superam as perdas em termos de desempenho. Além disso, a folga entre o cubo e a parte carregada do disco pode ser tratada como uma variável de otimização para maximizar a potência extraída, embora isso não tenha sido uma preocupação do presente estudo.

A Tabela 6.2 mostra o contraste de desempenho entre os dois cenários do ponto de vista quantitativo.

Tabela 6.2: Análise Comparativa Entre os Dois Cenários de Carregamento

| | Vazão em Massa Através do Disco Carregado [kg/s] | Vazão em Massa Através do Difusor [kg/s] | Potência [W] | $C_{Ph,Saída}$ [-] | $C_{Ph,Garganta}$ [-] | Aumento de desempenho |
|----------------------------------|--|--|--------------|--------------------|-----------------------|-----------------------|
| Carregamento em Todo o Disco (a) | 1433,0 | 1659,2 | 3668 | 0,30 | 0,69 | - |
| Raiz Descarregada (b) | 2314,2 | 2834,4 | 5923 | 0,48 | 1,12 | 61% |

Esta análise comparativa mostra que, para este projeto de difusor específico, deixar um espaço entre a pá do rotor e o cubo pode fornecer um benefício de desempenho significativo quando comparado a uma pá convencional conectada diretamente ao cubo. Esse fato foi levado em consideração para conceber o projeto preliminar do rotor.

Os resultados da análise do disco atuador axissimétrico para o caso (b) também fornecem os dados preliminares necessários para o projeto do rotor. O perfil de velocidade axial resultante ao longo do raio do disco pode ser bem descrito por uma função polinomial de terceiro grau para este difusor específico. A Figura 6.11 mostra o resultado numérico (pontos) e a função polinomial (linha contínua) utilizada para descrever o conjunto de dados.

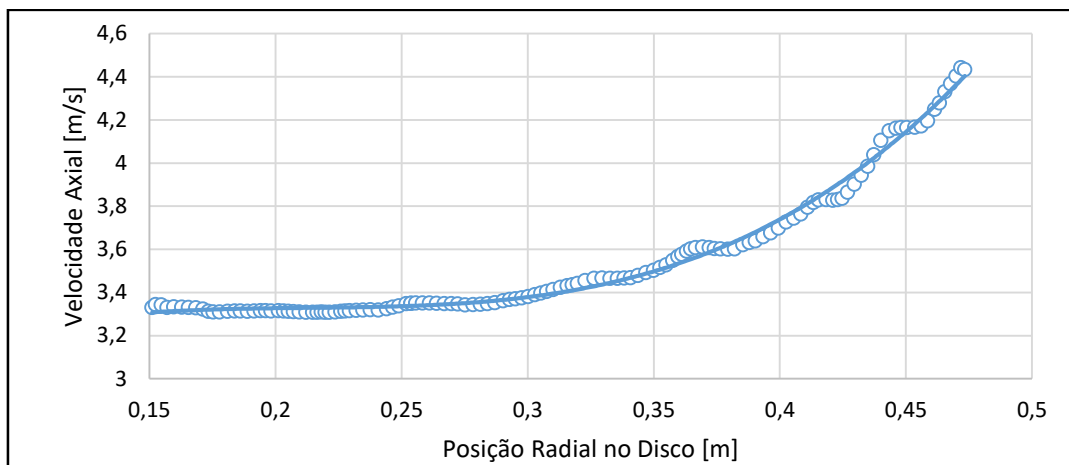


Figura 6.11: Distribuição de Velocidade Axial ao Longo do Raio do Disco

A função polinomial que fornece uma boa aproximação para a distribuição da velocidade axial é dada na Equação (6.36):

$$c_{m3}(r) = 58,946r^3 - 37,614r^2 + 8,1204r + 2,7361 \quad 0,15 \leq r \leq 0,475 \quad (6.36)$$

Os dados preliminares obtidos por meio da simulação numérica são mostrados na Tabela 3.8:

Tabela 6.2: Dados Preliminares para o Projeto do Rotor

| U_∞ [m/s] | Q [m ³ /s] | Δp_t [Pa] | $c_{m3}(r)$ | D_e [m] | D_i [m] | Folga na Raiz [m] |
|------------------|-------------------------|-------------------|-------------|-----------|-----------|-------------------|
| 2,4 | 2,84 | 2555 | Eq. 6.36 | 0,95 | 0,2 | 0,05 |

Com base nos dados preliminares exibidos na Tabela 8, o projeto da pá seguiu a sequência de cálculo apresentada na Seção 6.3.2. No presente trabalho, optou-se por um rotor de alta solidez para que o torque da turbina fosse maior, permitindo obter uma baixa velocidade de partida. Por esta razão, um coeficiente de ligeireza $\sigma^* = 3$ e o número de pás $N_{pás} = 6$ foram adotados. Com isso, a relação de velocidade de ponta de projeto foi determinada como $\lambda = 2,13$. As pás foram segmentadas em 6 estações radiais para o procedimento de projeto. O aerofólio NACA 1408 foi escolhido como aerofólio base para a pá por apresentar baixos coeficientes de arrasto para a faixa desejada de coeficientes de sustentação resultantes do cálculo.

A geometria do rotor foi modelada no gerador de malha ICEM CFD para permitir a análise numérica 3D da geometria completa da turbina pelo Método dos Volumes Finitos. A geometria completa da turbina é mostrada na Figura 6.12.

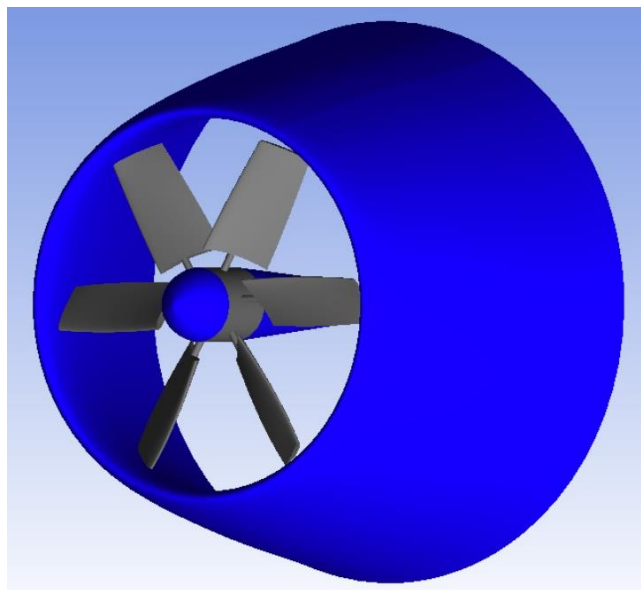


Figura 6.12: Geometria Completa da Turbina Projetada

Para avaliar a consistência da metodologia de projeto apresentada, a geometria preliminar da pá não foi submetida a nenhuma técnica de otimização para melhorar o desempenho. Caso contrário, não ficaria claro se os resultados de desempenho são uma consequência da teoria de projeto apropriada ou simplesmente uma conquista bem-sucedida de um processo de otimização para encontrar uma geometria ideal para as condições particulares dadas.

Os estudos de da Silva et al. (2012), Castilho et al. (2016), Dias e Camacho (2022), Gautier et al. (2022) e Vaz, Okulov e Wood (2021) apresentam técnicas que podem ser implementadas para otimizar uma geometria preliminar para melhorar ainda mais o desempenho da turbina. Soares et al. (2022) apresentou uma estratégia numérica que visa reduzir o custo computacional de tais simulações.

Os resultados das simulações numéricas considerando toda a geometria da turbina serão apresentados a seguir.

6.3.3.2 Desempenho da Turbina

O desempenho da turbina pode ser avaliado por meio de simulações utilizando a Dinâmica dos Fluidos Computacional para resolver numericamente as equações diferenciais relacionadas aos princípios de conservação da massa e quantidade de movimento, agora considerando abordagem 3D com a geometria do rotor já modelada.

A Figura 6.13 ilustra as dimensões do domínio, as condições de contorno adotadas e os referenciais. Uma velocidade de corrente livre de 2,4 m/s foi definida na entrada do domínio. Os resultados da simulação numérica considerando toda a geometria da turbina são apresentados a seguir.

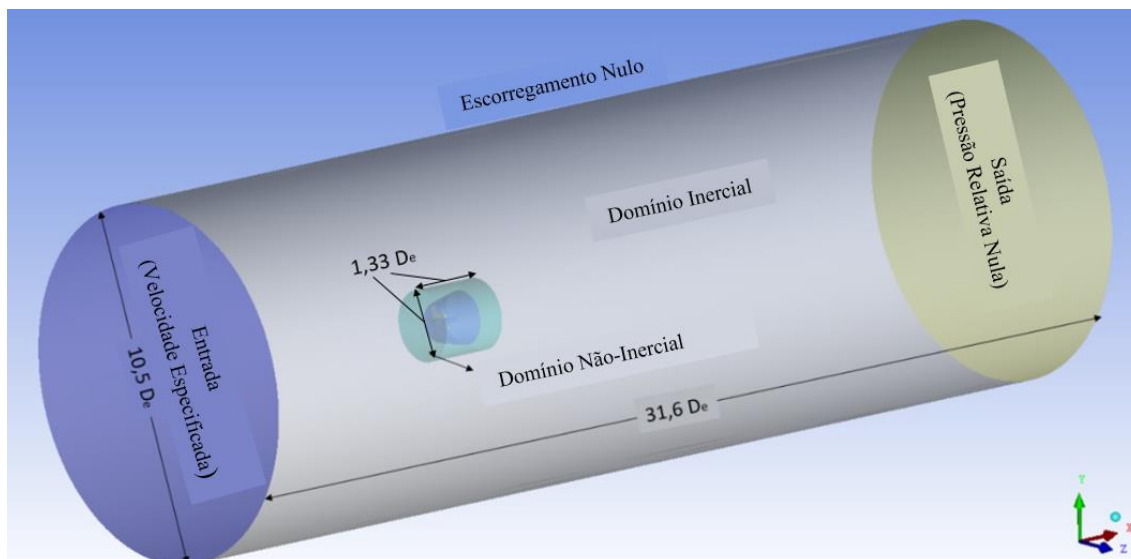


Figura 6.13: Domínio Computacional Adotado para a Análise de Desempenho da Turbina

A discretização do domínio consistiu em uma malha tetraédrica não estruturada com 12 camadas de prismas, fornecendo uma média de $y^+ \approx 1$ nas regiões da camada limite. As Figuras 6.14 e 6.15 mostram a malha e o refinamento da camada limite.

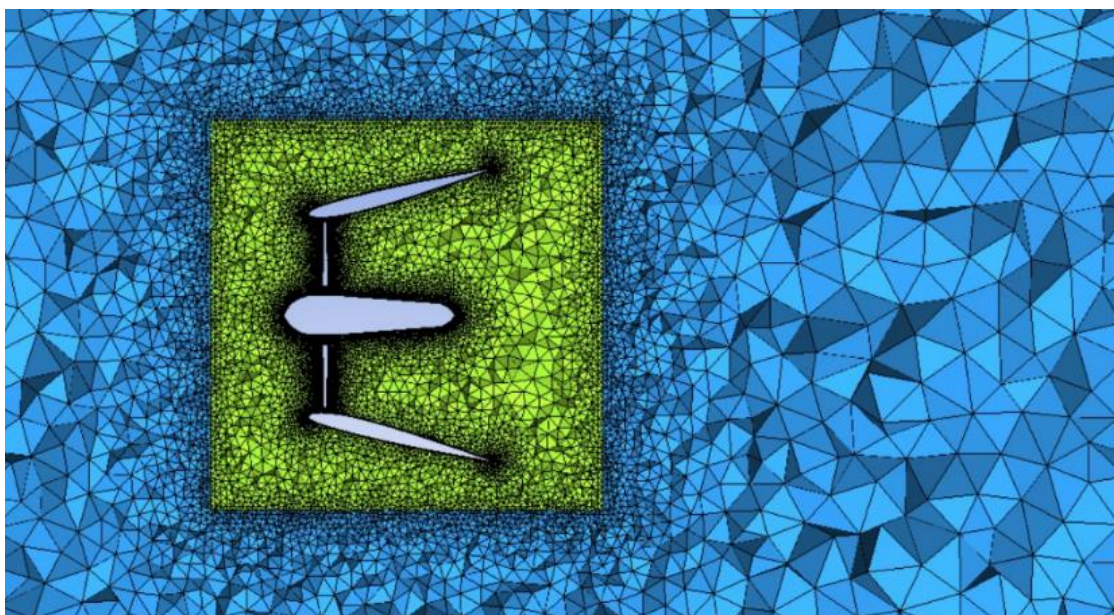


Figura 6.14: Plano de Corte da Malha nas Proximidades da Turbina

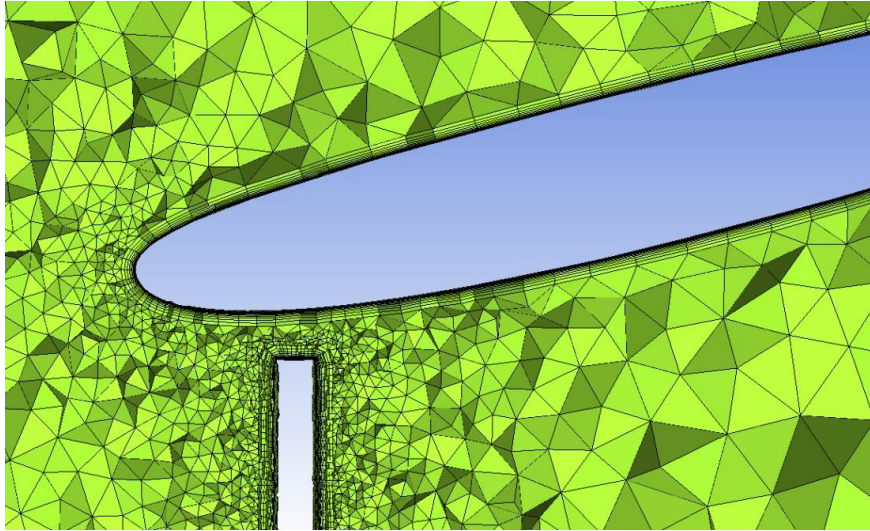


Figura 6.15: Camadas Prismáticas na Região da Folga de Topo

O estudo de convergência da malha para a análise 3D, considerando o critério GCI, são mostrados na Tabela 6.4

Tabela 6.4: Estudo de Convergência de Malha para as Simulações em 3D

| Malha | Número de Células | $C_{p,saída}$ $n = 100 \text{ rpm}$ | p | GCI | $\frac{r^{\hat{p}} GCI_{21}}{GCI_{32}}$ |
|------------|--------------------|--|------|--------|---|
| 3 (grossa) | ≈ 5970000 | 0,4194 | 1,58 | - | 1,0076 |
| 2 (média) | ≈ 9020000 | 0,4163 | | 0,0388 | |
| 1 (fina) | ≈ 14160000 | 0,4136 | | 0,0308 | |

A malha fina foi escolhida para realizar todas as análises numéricas a fim de proporcionar maior precisão aos resultados. Para a análise 3d completa, o C_{Pe} (Coeficiente de Potência de Eixo) e C_T podem ser calculados pelas Equações 6.37 e 6.38:

$$C_{Pe} = \frac{P_e}{0,5\rho c_{\infty}^3 A_{ref}} = \frac{\tau \cdot \omega}{0,5\rho c_{\infty}^3 A_{ref}} \quad (6.37)$$

$$C_T = \frac{T}{0,5\rho c_{\infty}^2 A_{ref}} \quad (6.38)$$

onde τ é o torque do rotor, obtido pela integração numérica do momento das forças de pressão e das forças viscosas ao longo das superfícies da pá e da raiz em relação ao eixo da turbina, ω é a velocidade angular do referencial não inercial (velocidade angular do rotor) e T é a força de empuxo axial integrada ao longo do cubo, raiz e pá.

Os resultados serão apresentados considerando tanto a garganta do difusor quanto a área de saída como parâmetros de referência para o cálculo dos coeficientes adimensionais, a fim de facilitar comparações entre o presente trabalho e a literatura disponível atualmente.

Para obter numericamente o desempenho da turbina ao longo das condições de projeto e fora do projeto, a velocidade da corrente livre foi fixada em 2,4 m/s e a velocidade angular do rotor foi alterada, criando diferentes condições de relação de velocidade de ponta. Os resultados desta análise numérica são mostrados nas Figuras 6.16 e 6.17.

A Figura 6.16 mostra que a turbina atinge seu desempenho máximo entregando um $C_{Pe,Saída} = 0,415$ ($C_{Pe,Garganta} = 0,905$) precisamente na condição de projeto de $\lambda = 2,13$. Este é o resultado de validação mais importante para a metodologia de projeto proposta, pois indica que o procedimento de cálculo fornece uma previsão adequada do valor da relação velocidade-ponta na condição de desempenho ideal para o rotor projetado (a precisão dessa previsão é fruto, também, de escolhas fortuitas para σ^* e para a estimativa de η_h).

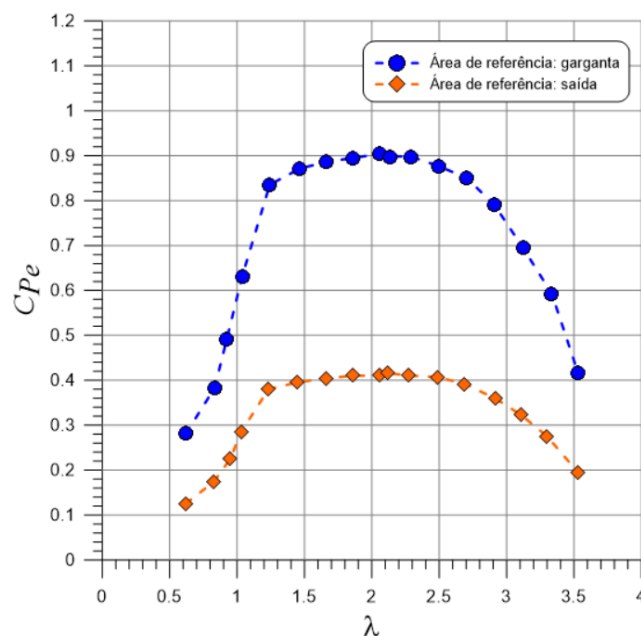


Figura 6.16: Curva de Desempenho para a Turbina Carenada Projetada

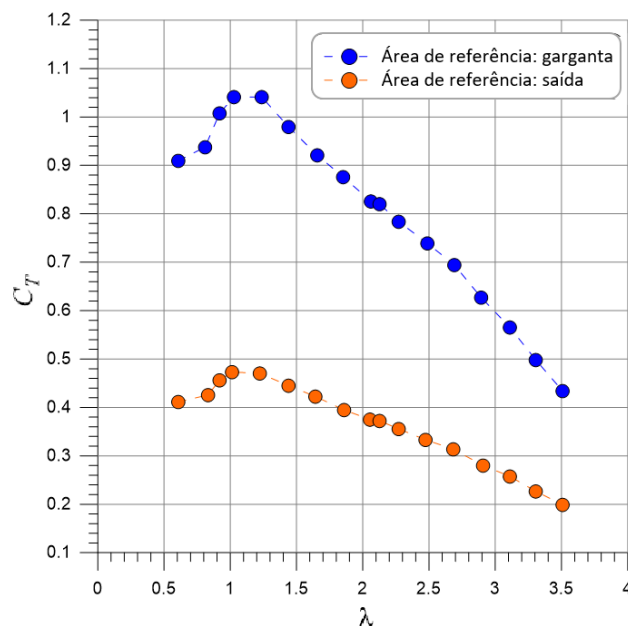


Figura 6.17: Curva de Coeficiente de Empuxo para a Turbina Projetada

A Figura 6.17 mostra que o empuxo da turbina para a condição ótima corresponde a um $C_{T,Garganta} = 0,82$. A análise simplificada do disco atuador apresentada em Rezek et al. (2021) - que não modelou a geometria do cubo - previu uma condição ótima de $C_T \approx 0,8$ para a folga da ponta de 2,5% considerada no projeto atual do rotor (ver Figura 4.18).

Considerando que a teoria do disco do atuador 1D é uma simplificação da influência do rotor no escoamento, o resultado 3D, incluindo a geometria completa da turbina, obteve um empuxo ótimo dentro do difusor notavelmente próximo da previsão simplificada de disco do atuador. Os contornos da magnitude da velocidade no plano médio da turbina para diferentes condições de operação são mostrados na Figura 6.18.

O torque da turbina é gerado pela deflexão do escoamento induzida pela geometria do rotor, que faz com que o escoamento gire. Nas taxas de velocidade de ponta mais baixas, essa deflexão tende a ser maior, o que pode levar ao estol da pá e induzir a formação de vórtices dentro do difusor. A não-uniformidade da distribuição de velocidade na Figura 6.18 (a) pode ser explicada por esta condição de estol da pá. Nas taxas de velocidade de ponta mais altas, o escoamento sai com pouco giro, fornecendo baixa potência ao rotor devido à pequena deflexão pelas pás. A condição ideal está em um ponto intermediário entre essas condições. As Figuras 6.19 e 6.20 ilustram esse comportamento.

A Figura 6.19 mostra a ocorrência do estol da pá, que ocorre para condições de baixa relação velocidade de ponta, causando uma queda na potência da turbina. Em velocidades angulares menores, o escoamento colide com o perfil da pá, que perde sua capacidade de gerar força de sustentação, à semelhança do que ocorre com um aerofólio submetido a um escoamento de alto ângulo de ataque. Nessas condições, o torque do rotor diminui drasticamente, conforme mostrado na Figura 6.20.

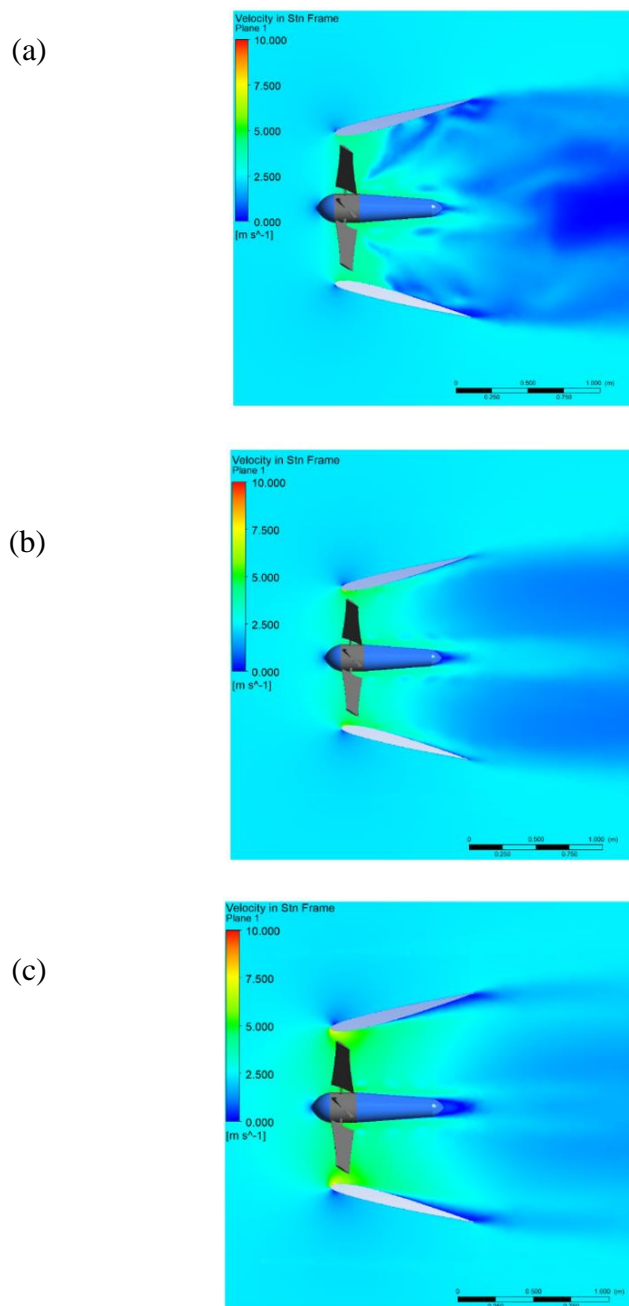


Figura 6.18: Contornos de Magnitude da Velocidade (a) $\lambda = 0,62$ (b) $\lambda = 2,13$ –

Condição de Projeto (c) $\lambda = 3,52$

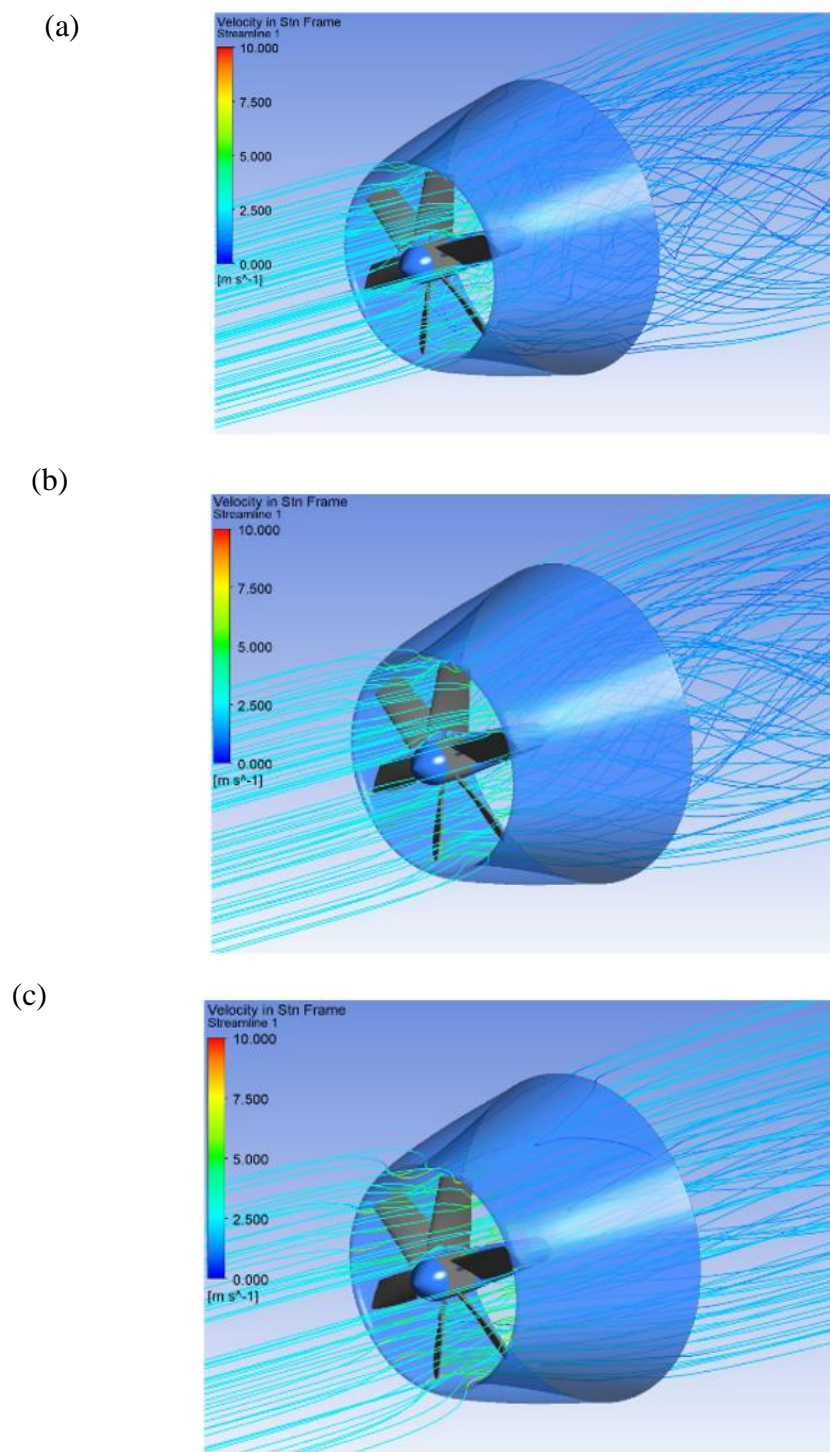


Figura 6.19: Linhas de Corrente (a) $\lambda = 0,62$ (b) $\lambda = 2,13$ – Condição de Projeto
(c) $\lambda = 3,52$

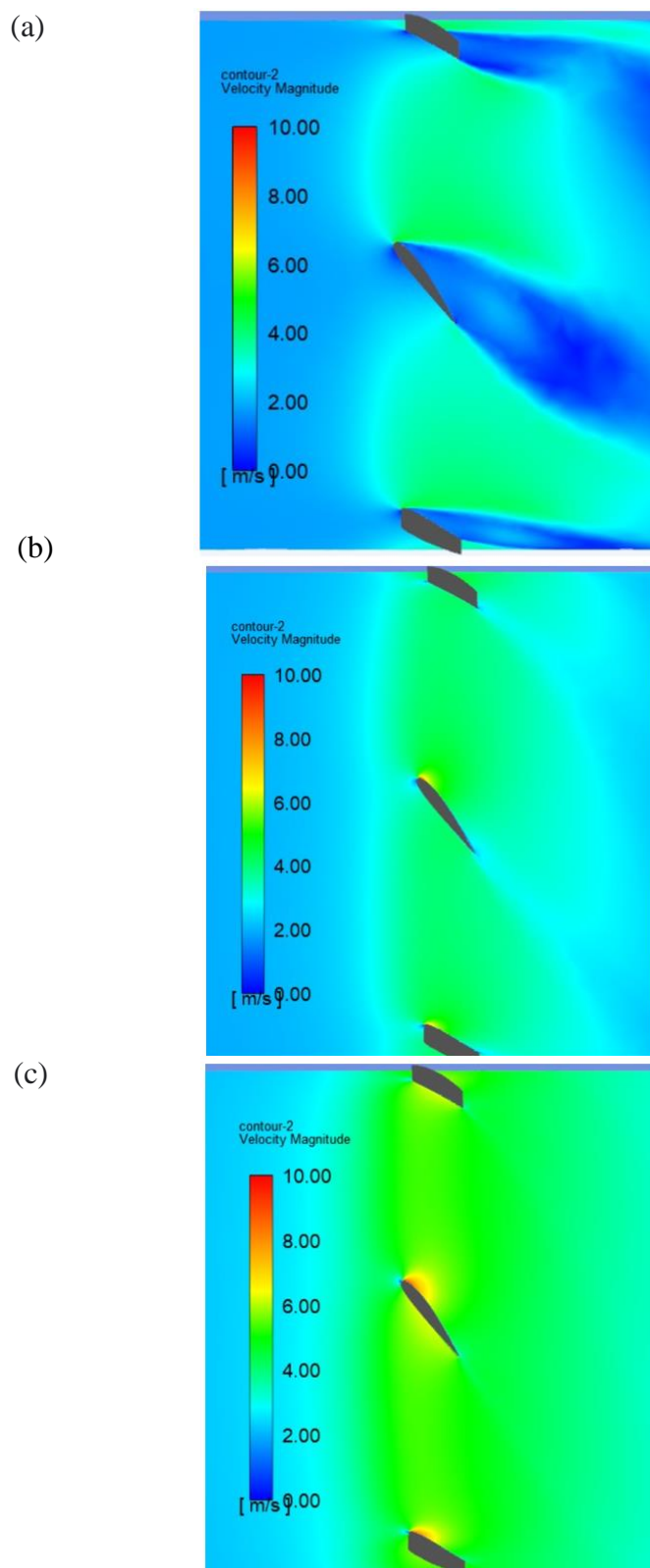


Figura 6.20: Contornos de Magnitude de Velocidade sobre uma Superfície Cilíndrica através das pás

(a) $\lambda = 0,62$ – Estol (b) $\lambda = 2,13$ – Condição de projeto (c) $\lambda = 3,52$

A Figura 6.20 mostra a ocorrência do estol da pá, que ocorre para condições de baixa relação velocidade de ponta, causando uma queda na potência da turbina. Em velocidades angulares menores, o escoamento colide com o perfil da pá, que perde sua capacidade de gerar força de sustentação, à semelhança do que ocorre com um aerofólio submetido a um escoamento de alto ângulo de ataque. Nessas condições, o torque do rotor diminui drasticamente, conforme mostrado na Figura 6.21.

Esse comportamento físico pode ser usado para limitar a potência da turbina em condições em que a velocidade da corrente livre é muito grande.

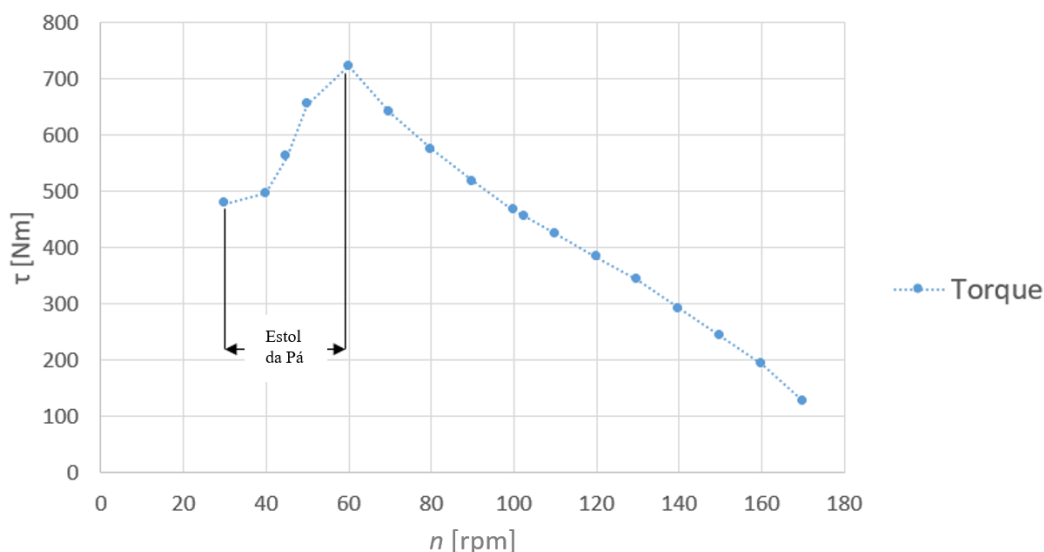


Figura 6.21: Curva de Torque da Turbina para $U_\infty = 2,4$ m/s

Um último resultado importante é a comparação entre o modelo de turbina apresentado, que apresenta pás com raiz descarregada, com um modelo similar com as pás carregadas até o cubo. Para fazer essa comparação, um rotor semelhante foi modelado e simulado numericamente, mostrado na Figura 6.22:

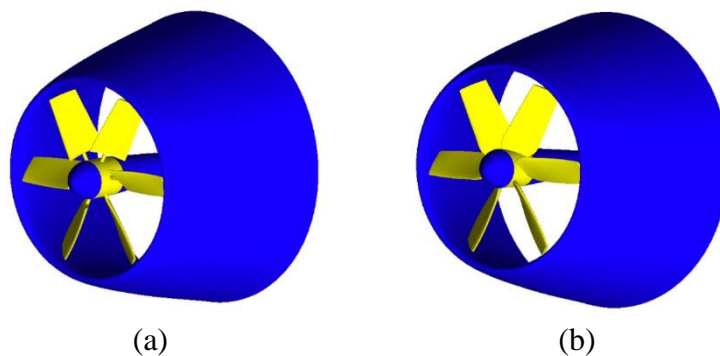


Figura 6.22: Turbinas semelhantes com diferentes carregamentos na raiz das pás

(a) Raiz da pá descarregada (b) Raiz da pá carregada

A geometria de ambas as turbinas é idêntica, com exceção da raiz da pá. Uma simulação 3D completa foi executada para o caso com raiz carregada com um refinamento de malha semelhante ao refinamento médio para as simulações 3D. A Figura 6.23 mostra o campo de magnitude de velocidade para cada turbina na condição de operação de projeto.

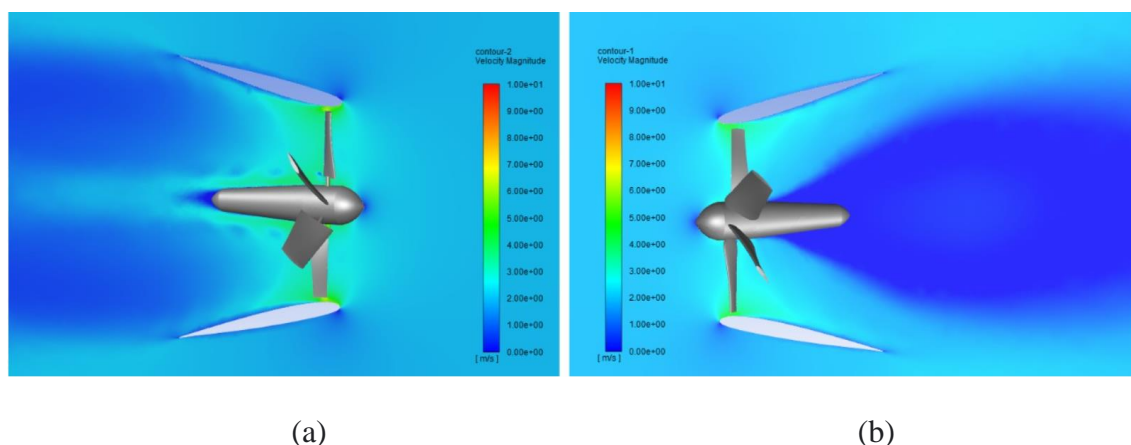


Figura 6.23: Contornos de Magnitude de Velocidade na Condição de Projeto ($\lambda = 2,13$)

(a) Raiz da Pá Descarregada - $C_{P,saída} = 0,415$

(b) Raiz da Pá Carregada - $C_{P,saída} = 0,176$

A Figura 6.23 mostra claramente que, conforme previsto pelas simulações do disco do atuador 2D, para o caso da raiz da pá carregada (Figura 68 b), a camada limite se separa da geometria da nacele, criando um grande vórtice a jusante. Isso se mostra muito prejudicial para o desempenho da turbina, conforme indicado pela queda significativa no Coeficiente de Potência.

6.3.4 Conclusões

Uma nova metodologia para o projeto de rotores aumentados por difusor foi apresentada. Ela se baseia na avaliação do desempenho do difusor pela obtenção de dados preliminares através da análise em Dinâmica dos Fluidos Computacional de disco atuador de baixo custo, seguido por um processo de projeto da geometria do rotor que representa cada seção radial do rotor como uma grade axial infinita. Este procedimento leva em consideração a influência de cada pá no escoamento.

Simulações em três dimensões bem documentadas considerando a geometria completa da turbina mostram que a metodologia é consistente ao demonstrar que o Coeficiente de Potência de pico ocorre precisamente na condição de projeto pré-estabelecida. Além disso, a condição de carregamento dentro do difusor foi bem prevista por análises simplificadas apresentadas em estudos anteriores. Estes são resultados importantes, que ajudam a validar o presente estudo e a metodologia proposta. Além disso, os resultados mostram que, embora seja uma grande simplificação, a teoria do disco atuador 1D pode prever várias características de operação em condições reais para turbinas carenadas. Modelos de discos atuadores mais complexos também podem ser úteis para estudar as interações de esteira entre várias turbinas sem a necessidade de modelar toda a geometria do rotor, conforme estudado por Santos et al. (2021).

Também foi apresentada uma solução para a separação de camada limite que ocorre na superfície da nacele em vários projetos de turbinas com difusor. A simulação de disco atuador de baixo custo demonstrou que esse fenômeno é bastante prejudicial para o desempenho da turbina. A estratégia de manter a raiz da pá descarregada para permitir que uma camada energizada de fluido ultrapasse as pás comprovou superar esse problema em toda a faixa de operação. Portanto, deixar a raiz da pá descarregada pode contribuir significativamente para o aumento de desempenho em turbinas com difusor.

A aplicação da metodologia apresentada obteve um projeto de rotor de alto padrão, entregando um coeficiente de potência de pico de 0,415 normalizado pela maior área da seção transversal do difusor (ou 0,905 quando normalizado pela área da garganta). As principais limitações da análise numérica utilizada na metodologia estão associadas ao fato de que ela se baseia em simulações monofásicas em regime permanente e, portanto, efeitos transientes intensos e cavitação, que podem estar presentes em condições reais de operação, não podem ser previstos.

Ainda há margem para melhorias, tendo em vista que a geometria final não foi submetida a nenhum processo de otimização. Portanto, a metodologia apresentada pode ser considerada uma maneira eficiente de obtenção projetos preliminares de rotores de alto desempenho para turbinas com difusor. Um modelo em escala da turbina aqui apresentada foi fabricado e será avaliado experimentalmente no canal instrumentado na Universidade Federal de Itajubá. Um trabalho de pesquisa futuro investigará e analisará os resultados experimentais para o projeto proposto.

CAPÍTULO 7

Discussões, Conclusões e Propostas de Estudos Futuros

7.1 Discussões Acerca dos Estudos Realizados

O presente trabalho apresentou um conjunto de três estudos abordando o fenômeno de descolamento de camada limite em turbinas hidrocínéticas carenadas.

O primeiro estudo, apresentado no Capítulo 4, tratou do desenvolvimento de uma metodologia de projeto de difusores de alto desempenho para turbinas carenadas. A metodologia consiste na otimização por meio da integração de processos computacionais de geração de geometria, geração de malha e solução do campo de escoamento. O processo de otimização foi guiado pelo algoritmo de Recozimento Simulado e mostrou ser capaz de conduzir a um projeto de difusor de alto desempenho que obtém, em análises de disco atuador, Coeficiente de Potência de cerca de 1,18.

Discussões relevantes a respeito dos efeitos da folga de topo no desempenho da máquina também foram abordadas. Já neste primeiro trabalho, começou a ficar clara a influência negativa que o descolamento de camada limite em qualquer superfície sólida no interior do difusor promove no desempenho.

Nas turbinas hidráulicas convencionais, em geral, é desejável que a fabricação seja precisa para se obter a menor folga de topo possível para que as perdas causadas pelos vórtices formados nas pontas das pás sejam, também, as menores possíveis. Nas turbinas hidrocínéticas, por outro lado, permitir que parte do fluido ultrapasse o rotor sem lhe ceder energia tem um efeito benéfico que promove a aderência da camada limite na superfície do difusor, permitindo sua operação em condição de desempenho pleno. Esse efeito benéfico também foi observado no trabalho de Hansen, Sørensen e Flay (2000).

Isso vem do fato de que, em se tratando de turbinas hidrocínéticas e eólicas, um certo equilíbrio entre duas grandezas antagônicas – a vazão e o trabalho específico (associado ao salto de pressão) se torna determinante para o desempenho. Isto é: sacrificar uma parcela da energia (deixando parte do escoamento atravessar livremente o rotor) com

o objetivo de manter uma camada limite colada conduz a uma vazão em massa maior (porque permite que o difusor opere plenamente) e, conseqüentemente, a um melhor desempenho da máquina. É evidente que, nesse caso, o trabalho específico (em Joules por quilograma) efetivamente aproveitado pela máquina é menor, pois parte da massa de fluido não transfere qualquer energia ao rotor. No entanto, em termos de potência, que é a grandeza de interesse de fato, o balanço é positivo.

Do ponto de vista termodinâmico, o rotor mais eficiente é aquele cuja operação conduz às menores *perdas* possíveis. Considerando essa análise, é interessante que, quase paradoxalmente, em se tratando de turbinas eólicas e hidrocínéticas, *o rotor mais eficiente não é, necessariamente, aquele que conduz ao melhor desempenho.*

Uma outra maneira de se evitar os efeitos do descolamento de camada limite nas paredes internas do difusor é utilizar geometrias de difusor multi-elemento, conforme documentado nos trabalhos de Dighe et al. (2019) e Hjort e Larsen (2014, 2015). Essa abordagem permitiria adotar folgas de topo menores, porém ao custo de se aumentar a complexidade do projeto (e, possivelmente, o custo de fabricação) do difusor.

O estudo apresentado no Capítulo 4 também discute condições de carregamento ótimo para o disco atuador. Nesse trabalho, definiu-se um coeficiente adimensional (C_Y), obtido por meio da adimensionalização do trabalho específico do disco. Sua fórmula de cálculo se assemelha à fórmula do Coeficiente de Empuxo, porém esses dois coeficientes são diferentes em sua concepção (um deles está relacionado ao trabalho específico e outro à força de empuxo exercida pelo disco atuador).

Por meio da análise das Figuras 4.18 e 4.19, é possível perceber que, da maneira em que esses coeficientes foram definidos no trabalho, os pontos de máximo C_p para as diferentes folgas de topo não colapsam em um valor único de C_T , porém colapsam, para todas as curvas, em um valor de $C_Y = 8/9$. É prematuro afirmar a validade dessa observação para qualquer máquina, porém, se esse comportamento puder ser generalizado (ou se, pelo menos, abranger um conjunto de máquinas que satisfaçam determinadas configurações específicas), esse achado fornecerá informações importantes do ponto de vista de projeto.

Apesar disso parecer um mero detalhe referente à definição dos coeficientes, o resultado obtido no trabalho sugere ao projetista que o rotor não deve ser projetado com

o objetivo de exercer um valor determinado de força de empuxo axial no interior do difusor, e sim que a geometria deve ser tal que esteja associada a uma variação de pressão total igual a $8/9$ da pressão dinâmica do escoamento na corrente livre.

O segundo estudo, apresentado no Capítulo 5, trata especificamente de investigações referentes ao descolamento de camada limite na superfície da nacele. Nesse trabalho, verificou-se que o fenômeno é sensível ao carregamento do rotor e que leva a uma queda de desempenho inaceitável em condições de operação fora do ponto de projeto.

Além disso, observou-se que o fenômeno ocorre de maneira pouco intuitiva: sem o carregamento do rotor, a camada limite permanece colada à nacele para todos os casos. À medida que aumenta-se o empuxo do rotor, a camada limite tende a se descolar, criando uma grande região de recirculação a jusante da nacele. No entanto, continuar aumentando o carregamento do rotor para além de $C_T = 8/9$ pode conduzir novamente à aderência total da camada limite à superfície ou prolongá-la, o que foi evidenciado pelos resultados obtidos para o *hub* 1 (em que a camada limite colou-se novamente) *hub* 3 (em que o ponto de descolamento se moveu para jusante) – ver Figuras 5.8 e 5.9.

Ainda que não tenham sido fornecidas explicações físicas para o comportamento pouco intuitivo desse fenômeno, é possível que a tendência da camada limite voltar a permanecer colada em condições de carregamento mais elevado esteja ligada a questões associadas à turbulência. Em condições mais intensas de carregamento do disco atuador, a esteira formada a jusante tende a se tornar turbulenta (ver Figura 3.1). A turbulência, como um fenômeno de natureza difusiva, poderia levar a uma tendência maior de mistura das camadas de fluido e atrasar o ponto de descolamento, à semelhança daquilo que ocorre ao se adicionar geradores de vórtices nas asas de um avião.

O estudo também obteve outra informação valiosa do ponto de vista de projeto das máquinas carenadas: manter o conjunto do rotor e nacele na região de gradiente favorável ou neutro de pressão (seções convergentes ou cilíndricas) tende a mitigar o efeito de descolamento de camada limite nessas superfícies.

Isso requer que o conjunto da nacele seja posicionado a montante do rotor, que é tipicamente a região em que o escoamento se acelera, apresentando gradiente de pressão favorável, em turbinas carenadas. Isso é contrário àquilo que é comum no projeto de

turbinas eólicas e hidrocínéticas convencionais, que geralmente apresentam a nacele montada a jusante do rotor.

O posicionamento da nacele a montante do rotor cria, no entanto, o inconveniente de sujeitar sua operação à esteira formada pela incidência do escoamento oblíquo sobre a nacele caso a máquina não esteja alinhada adequadamente com a direção do escoamento.

Conforme destacado no estudo, isso tende a ser um problema pequeno em se tratando de turbinas aplicadas para o aproveitamento energético fluvial e de canais de fuga de usinas, onde a direção preferencial do escoamento é altamente previsível. Em aproveitamentos envolvendo a energia de correntes marítimas, ou, mais criticamente, no caso das turbinas eólicas, isso pode ser um problema maior, visto que, nessas condições, a direção predominante do escoamento pode variar significativamente.

O terceiro estudo, apresentado no Capítulo 6, tratou de uma metodologia de projeto de rotores de turbinas hidrocínéticas carenadas. A metodologia baseou-se na aplicação da Teoria da Asa de Sustentação para o projeto de rotores axiais. Para que isso seja possível, é necessário fornecer dados preliminares que possibilitem o cálculo da geometria das pás do rotor axial. Esses dados preliminares foram obtidos por meio de simulações com disco atuador unidimensional, considerando simetria axial e utilizando a Dinâmica dos Fluidos Computacional, conforme desenvolvido em Rezek (2019). Houve, porém, uma evolução: o projeto do rotor levou em consideração a variação radial da componente meridional, o que não havia sido feito no trabalho anterior.

O modelo de disco atuador utilizado é o mais simples possível, no qual a queda de energia do escoamento é modelada por meio de uma descontinuidade na pressão estática que ocorre exatamente sobre o disco. O modelo adotado não contempla, por exemplo, a indução de velocidade circunferencial no domínio. Há modelos, como o modelo de Joukowsky, que incorporam a indução de velocidade circunferencial pelo disco, gerando uma distribuição radial de velocidade que assume a forma de vórtice livre na esteira. Sørensen e Van Kuik (2011) mostram que este modelo leva a inconsistências físicas para baixas relações de velocidade de ponta, que podem ser corrigidas.

Ainda, Vaz, Okulov e Wood (2021) pontuam que a consideração de número finito de pás modifica os fatores de indução nas proximidades das pás com relação à média do tubo de corrente, propondo funções de correção para turbinas com difusor.

Cabe argumentar que a simulação baseada no modelo de disco atuador simplificado teve o objetivo de, dada a velocidade da corrente e o salto de pressão (associado ao trabalho específico), obter uma aproximação da distribuição da componente meridional.

Apesar de simples e passível de correções para refinar o resultado aproximado, o modelo de disco atuador adotado no presente trabalho cumpriu bem sua função, que é a de permitir a obtenção de dados preliminares aproximados do escoamento na seção do rotor para que seja possível dar início ao projeto hidrodinâmico das pás.

Para um projeto de rotor baseado na teoria da asa de sustentação, conhecendo-se a componente meridional, o trabalho específico e a velocidade circunferencial de cada estação, é possível definir a geometria da pá. Considerando que os resultados mostraram boa previsão da relação de velocidade de ponta ótima e do respectivo coeficiente de empuxo, apresentando concordância satisfatória entre a simulação simplificada e a simulação 3d de alta fidelidade, pode-se argumentar que essa abordagem simplificada foi plenamente aceitável para o contexto de obtenção de um projeto preliminar (que pode ser entendido como uma solução inicial para um processo de otimização com objetivo de buscar uma configuração com desempenho ótimo).

Antes de prosseguir com a discussão a respeito do terceiro trabalho, convém conceituar brevemente o conceito de equilíbrio radial. A Equação de Navier-Stokes (Equação da Conservação da Quantidade de Movimento) na direção radial é conhecida, também, por Equação de Equilíbrio Radial (ANGULO et al., 2022). Em condição de equilíbrio radial, a componente radial da velocidade é nula (isto é, o escoamento projetado na seção meridional é puramente axial). Além disso, considerando um escoamento em regime permanente, desprezando-se as forças viscosas e as forças de campo e assumindo simetria axial, é possível deduzir a Equação 7.1 (ALBUQUERQUE, 2006):

$$\frac{c_u^2}{r} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \quad (7.1)$$

Adotando-se condição de vórtice livre, aplicando a equação de Bernoulli para o rotor em conjunto com a Equação de Euler para as turbomáquinas, é possível concluir as seguintes implicações, sendo $Y_{pá} = \eta_h Y$ o trabalho específico do rotor (ANGULO et al., 2022):

$$c_m = c_a = \text{constante} \leftrightarrow Y = \text{constante} \rightarrow rc_u = \text{constante} \quad (7.2)$$

O lado direito da implicação (7.2) mostra que, sob trabalho específico constante, a distribuição da componente circunferencial da velocidade absoluta deve seguir equilíbrio radial de vórtice potencial. Além disso, essa condição implica, também, sob as hipóteses assumidas, que a componente meridional ($c_m = c_a$) deve ser constante ao longo do raio.

Há, portanto, um fato curioso: o salto de pressão do disco (e, portanto, o trabalho específico), fornecido como condição de contorno às simulações de disco atuador, foi imposto como constante ao longo de todo o disco. Examinando a Figura 6.11, percebe-se que o resultado numérico do perfil de velocidade axial ao longo do raio do disco não resultou constante, conforme era esperado pela implicação (7.2). Até cerca de 80% da altura da pá, observa-se um perfil de velocidades aproximadamente uniforme, porém ao longo dos 20% finais observa-se uma aceleração do escoamento (conforme é, de fato, observado comumente em turbinas carenadas).

A partir da inconsistência entre o perfil de velocidade axial obtido pela simulação numérica e o perfil previsto por meio da implicação (7.2), surge uma pergunta pertinente: qual solução está correta? Talvez a resposta mais adequada para essa pergunta seria que *ambas as soluções estão corretas*.

Vejamos: ambos os perfis de velocidade provêm da solução das Equações da Conservação da Quantidade de Movimento, porém a partir de hipóteses simplificadoras e metodologias de solução distintas.

Um dos perfis é um resultado numérico de um modelo que contempla os efeitos de viscosidade e de uma possível componente radial não-nula, porém despreza o giro do escoamento induzido pelo carregamento do rotor (visto que a teoria de disco atuador 1D não contempla o giro induzido no escoamento).

O segundo perfil provém de um resultado analítico que contempla a indução de giro no escoamento, porém despreza os efeitos viscosos e possíveis componentes radiais não-nulas ao longo de todas as estações das pás. Além disso, o perfil uniforme da distribuição da componente meridional ao longo do raio só se verifica na prática caso um distribuidor posicionado a montante do rotor da turbina assegure a formação de um vórtice potencial no recinto compreendido entre as pás do estator e do rotor

(ALBUQUERQUE, 2006; BRAN E SOUZA, 1969). Como a turbina projetada não possui estator posicionado anteriormente ao rotor, é possível que a hipótese de trabalho específico constante não implique, rigorosamente, na distribuição uniforme da componente meridional no rotor ao longo de seu raio.

Tendo em vista que ambos os resultados provêm de soluções das Equações da Conservação da Quantidade de Movimento, a pergunta mais adequada a se fazer é: qual desses dois resultados fornece uma melhor aproximação para o escoamento real dentro do contexto estudado? Ou, ainda, qual das duas considerações conduz a um projeto de rotor axial para turbinas carenadas de melhor desempenho?

Essa pergunta poderia ser respondida apenas por meio da comparação de dois projetos distintos de rotores: cada um deles tomando uma das condições como dado de entrada para a realização dos cálculos da geometria das pás.

O terceiro estudo propõe, também, outra solução para o problema envolvendo o descolamento de camada limite na superfície da nacele. A solução é semelhante àquela adotada no Capítulo 4 para manter a camada limite nas paredes internas do difusor energizada: permitir que uma camada de fluido atravessasse o rotor sem lhe ceder energia. Nesse caso, a raiz da pá foi substituída por uma pequena haste cilíndrica, o que mostrou um ganho de desempenho de mais de 100% com relação à turbina com rotor completamente carregado (ver Figura 6.22).

Dessa maneira, o terceiro estudo apresentou uma metodologia de projeto de rotores de turbinas hidrocínéticas carenadas de alto padrão, baseada em uma teoria que não é aplicada usualmente para o projeto dessas máquinas, mas que pode vir a fornecer resultados promissores, principalmente considerando o projeto de turbinas com maior número de pás e menor relação de velocidade de ponta.

A partir dos estudos realizados, tendo observado o comportamento do escoamento ao interagir com os componentes da máquina sob influência de gradiente de pressão adverso, não seria inadequado extrapolar as conclusões obtidas com relação à superfície interna do difusor e à nacele para todos os demais componentes presentes no interior da máquina.

Além do difusor, do rotor e da nacele, os principais componentes que não foram abordados nos estudos apresentados no presente trabalho são as estruturas de suporte da

nacele (estatores). De fato, um trabalho recente de Du et al. (2023), aborda especificamente esse tema, isto é, a influência das estruturas de suporte no desempenho de turbinas hidrocínéticas carenadas. Os resultados obtidos pelos autores estão em plena concordância com aquilo que foi observado ao longo do desenvolvimento dos presentes estudos: os autores concluíram que as estruturas de suporte devem possuir elevada razão de aspecto (razão entre comprimento e espessura), ser posicionadas a uma distância razoável e a montante do rotor (região de gradiente favorável ou neutro de pressão).

7.2 Conclusões

A partir dos estudos realizados, é possível concluir em favor das seguintes recomendações para se obter projetos de turbinas hidrocínéticas (ou eólicas) carenadas de alto desempenho:

- Com relação ao descolamento de camada limite nas superfícies internas do difusor:
 - É interessante que haja uma folga de topo pequena, porém significativa, entre o rotor e o difusor, permitindo que uma camada de fluido ultrapasse o rotor sem ceder-lhe energia. A folga de topo deve possibilitar que o escoamento se mantenha colado à parede interna do difusor por efeito de energização de camada limite;
 - A recomendação anterior não é absolutamente necessária caso se adote um projeto de difusor que aplique outra estratégia de energização de camada limite eficaz (por exemplo, a adoção de um projeto de difusor multi-elemento).
- Com relação ao carregamento de projeto do rotor:
 - O salto de pressão de projeto do rotor deve ser de aproximadamente 8/9 da pressão dinâmica do escoamento na corrente livre (mesmo considerando efeitos viscosos e de turbulência). Esse foi um resultado notável, que se repetiu em todos os estudos publicados, estando em concordância com os resultados clássicos obtidos por Van Bussel (2007) e Jamieson (2009) e replicados em

Bagheri-Sadeghi (2018), que utilizou a mesma abordagem para a simulação numérica do escoamento que foi utilizada no presente trabalho.

- Com relação ao descolamento de camada limite da nacele:
 - A nacele deve ser, preferencialmente, posicionada em regiões de gradiente favorável de pressão (regiões do escoamento com características de injetor), devendo-se evitar posicioná-la em seções divergentes;

 - Caso seja necessário o posicionamento da nacele em região de gradiente adverso de pressão (para o caso de aplicações em que a direção preferencial do escoamento não possui previsibilidade razoável), recomenda-se que as estações das pás do rotor próximas ao cubo sejam descarregadas (isto é, não extraiam energia do escoamento);

 - A configuração de máquina do tipo *open-center*, apesar de mais complexa e possivelmente de maior custo, tende a obter um aproveitamento energético muito próximo do caso idealizado em que o disco atuador preenche toda a garganta do difusor, podendo ser promissora a depender do cenário de aplicação.

- Com relação às estruturas de suporte da nacele:
 - Assim como qualquer outro componente que apresente superfícies sólidas projetadas para o interior da máquina, devem ser posicionadas em regiões de gradiente favorável de pressão, preferencialmente a montante do rotor;

 - Conforme observado por Du et al. (2023), devem ser posicionadas a uma distância razoável do rotor e possuir características de corpo esbelto, de maneira a não obstruir de maneira significativa o escoamento incidente e minimizar o impacto negativo da esteira gerada pela presença desses componentes com relação ao rotor da máquina.

7.3 Propostas de Estudos Futuros

Por meio da análise dos trabalhos publicados, é possível concluir que os efeitos de descolamento de camada limite nas superfícies internas do difusor e da nacele são prejudiciais ao desempenho das turbinas carenadas.

Em se tratando do descolamento de camada limite na superfície interna do difusor, verificou-se que a existência de uma folga de topo significativa é benéfica ao desempenho da máquina por permitir que o escoamento permaneça aderido à superfície do difusor.

Com relação à separação do escoamento na superfície da nacele, os trabalhos desenvolvidos até o presente momento obtiveram duas soluções para esse inconveniente:

- Posicionar o conjunto da nacele nas regiões de gradiente favorável ou neutro de pressão;
- Descarregar completamente a raiz da pá, criando, na prática, uma folga entre a pá e o cubo do rotor. Dessa maneira, a pá se conecta ao cubo por meio de uma pequena haste cilíndrica.

A proposta dos estudos futuros é tentar solucionar esse problema também de uma terceira maneira: por meio da alteração do perfil de carregamento do rotor ao longo do raio da pá. Desse modo, o objetivo é conseguir o efeito de energização da camada limite por meio de um carregamento não-uniforme no rotor, utilizando uma distribuição de equilíbrio radial otimizada ao longo do raio da pá.

Isso permitiria obter os benefícios causados por uma camada limite completamente colada enquanto reduziria a vazão desperdiçada de fluido que atravessaria o rotor sem lhe ceder energia. Dessa maneira, seria possível trabalhar com um difusor simples com folgas de topo menores e manter, também, a raiz da pá levemente carregada para que a camada de fluido que anteriormente não cedia energia ao rotor passe a lhe ceder uma pequena parcela de sua energia disponível.

Para isso, é necessário realizar um estudo de otimização semelhante àquele executado no primeiro trabalho apresentado no Capítulo 3, porém agora tratando o perfil de carregamento do rotor como o objeto a ser otimizado e projetar o rotor axial a partir desse novo perfil de carregamento obtido pelo processo de otimização.

REFERÊNCIAS

Abe, K., Ohya, Y., (2004). “An Investigaton of Flow Fields around Flanged Diffusers using CFD”. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 315–330.

Abe, K., Nishida, M., Sakurai, A., Ohya, Y., Kihara, H., Wada, E., Sato, K., (2005). “Experimental and Numerical Investigations of Flow Fields Behind a Small Wind Turbine With a Flanged Diffuser”. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 951–970.

Agha, A.; Chaudhry, H. N.; Wang, F. (2018). “Diffuser Augmented Wind Turbine (DAWT) Technologies: A Review”. *International Journal of Renewable Energy Research*, Vol. 8, No 3, 1369 – 1385

Albuquerque, R. B. F. (2006). “Projeto de Turbinas Hidráulicas Axiais com Parametrização da Geometria, Equação de Equilíbrio Radial e Técnicas de Otimização”, Dissertação de mestrado em Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Itajubá, Itajubá, MG, Brasil, 94 p.

Alhawwary, M.; Wang, Z. J. (2019.) “On the mesh resolution of industrial LES based on the DNS of flow over the T106C turbine”. *Advances in Aerodynamics*, Springer, 18p.

Angulo, T. M. A., Camacho, R. G. R., de Oliveira, W., da Silva, E. R., del Rio, G. E. N. (2022). “Free and Non-Free Vortex Design for Axial Fans with Circumferential Sweep through CFD Techniques”. *Journal of Applied Fluid Mechanics*, Vol. 15, pp 1017-1034.

Bagheri-Sadeghi, N., Helenbrook, B.T., Visser, K.D., (2018). “Ducted Wind Turbine Optimization and Sensitivity to Rotor Position”. *Wind Energy Science* 221–229.

Baker, N., Kelly, G., O'Sullivan, P.D. (2019). “A grid convergence index study of mesh style effect on the accuracy of the numerical results for an indoor airflow profile”, *International Journal of Ventilation*

Barbarić, M.; Guzović, Z. (2020) “Investigation of the Possibilities to Improve Hydrodynamic Performances of Micro-Hydrokinetic Turbines”. *Energies*, 13, 4560.

Barreto, R. A. (2018). “Fossil fuels, alternative energy and economic growth. Economic Modelling”, 75, 196-220.

Bohl, W., Elmendorf, W. (2004), “Strömungsmaschinen 1”, Vogel Industrie Medien GmbH & Co. KG Würzburg.

Boletim de Monitoramento do Sistema Elétrico – Dezembro de 2023. Disponível no site: <https://www.gov.br/mme/pt-br/assuntos/secretarias/secretaria-nacional-energia-eletrica/publicacoes/boletim-de-monitoramento-do-sistema-eletrico/2023/boletim-de-monitoramento-do-sistema-eletrico-dezembro-2023.pdf/view> . Acesso em 04/04/2024.

Bourhis, M., Pereira, M., Ravelet, F., & Dobrev, I., (2022). “Innovative design method and experimental investigation of a small-scale and very low tip-speed ratio wind turbine”. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 130, 110504.

Bontempo, R., Manna, M., (2016). “Effects of the Duct Thrust on the Performance of Ducted Wind Turbines”. *Energy* 274–287.

Bran, R., de Souza, Z. (1969). “Máquinas de Fluxo – Turbinas, Bombas e Ventiladores”. Ao Livro Técnico S.A., 262 p.

Castilho, L., Camacho, R.G.R. & da Silva, E.R. (2016). “Optimized design of linear cascades for turbomachinery applications”. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering* 38, 813–825

Coleman, G. N.; Sandberg, R. D. "A Primer on Direct Numerical Simulation of Turbulence – Methods, Procedures and Guidelines", Aerodynamics & Flight Mechanics Research Group School of Engineering Sciences, University of Southampton, SO17 1BJ, UK, 2010.

Cosner, R. R., Oberkampf, W. L., Rumsey, C. L., Rahaim, C. P., & Shih, T. (2006). “AIAA Committee on standard for computational fluid dynamics: Status and plans”. 44th Aerospace Science Meeting and Exhibit, Nevada.

da Silva, E.R., Manzanares-Filho, N., Camacho, R. G. R. (2012) “Metamodelling approach using radial basis functions, stochastic search algorithm and CFD – application to blade cascade design”, *Int. J. Math. Model. Numer. Optim.* 3 (1/2) (2012) 82.

Dias, M.M.G., Camacho, R.G.R. (2022). “Optimization of NREL phase VI wind turbine by introducing blade sweep, using CFD integrated with genetic algorithms”. *J Braz. Soc. Mech. Sci. Eng.* 44, 52.

Dighe, V.V., Avallone, F., Igra, O., Van Bussel, G., (2019). “Multi-Element Ducts for Ducted Wind Turbines: A Numerical Study”. *Wind Energy Science* 439–449.

Du, X., Yuan, P., Tan, J., Si, X., Liu, Y., Wang, S., Lang, X. (2023). “Effects of Support Structure on the Performance of a Diffuser-Augmented Hydrokinetic Turbine”. *Ocean Engineering*, 11 p.

Eglese, R.W., (1990). “Simulated Annealing: A tool for Operational Research”. *European Journal of Operational Research* 46, 271–281.

El-Zahaby, A.M., Kabeel, A.E., Elsayed, S.S., Obiaa, M.F., (2006). “CFD Analysis of Flow Fields for Shrouded Wind Turbine’s Diffuser Model with Different Flange Angles”. *Alexandria Engineering Journal*.

Fluent Theory Guide (2021), ANSYS, inc.

Gautier, N. J. D., Manzanares-Filho, N., da Silva, E. R. S., Ramirez. (2022).” Multi-objective optimization algorithm assisted by metamodels with applications in aerodynamics problems”. *Appl. Soft Comput.* 117, C

Gilbert, B. L., Oman, R. A., & Foreman, K. M. (1978). “Fluid dynamics of diffuser-augmented wind turbines”. *Journal of Energy*, 2(6), 368–374.

Hansen, M. O. L. (2008) “Aerodynamics of wind turbines”, 2 ed., Earthscan, London, 181 p.

Hansen, M. O. L., Sørensen, N. N., Flay, R. (2000). “Effect of Placing a Diffuser around a Wind Turbine”. *Wind Energy*. 3. 207 - 213.

Heikal Hasim A, Osayed SM, Abu-Elyazeed M, Mohamed AA, Nawar A, Attai Youssef A, Maged MS, Mohamed S. (2018). “On the actual power coefficient by theoretical developing of the diffuser flange of wind-lens turbine”. *Renewable Energy*; 125:295–305.

Henderson, D., Jacobson, S.H., Johnson, A.W. (2003). “The Theory and Practice of Simulated Annealing”. *Handbook of Metaheuristics* 287–319.

Hjort, S., Larsen, H., (2014). “A Multi-Element Diffuser Augmented Wind Turbine”. *Energies* 7, 3256–3281.

Hjort, S., Larsen, H. (2015). “Rotor Design for Diffuser Augmented Wind Turbines”. *Energies*, 8(10), 10736–10774.

Ismail, B. C. (2008). “Procedure for estimation and reporting of discretization error CFD applications”. *Journal of Fluids Engineering*, 130, 1–7.

Jamieson, P.M., (2009). “Beating Betz: Energy Extraction Limits in a Uniform Flow Field”. *Journal of Solar Energy Engineering*.

Jeong, I.-K., Lee, J, -J. (1996). “Adaptive Simulated Annealing Genetic Algorithm for System Identification”. *Engineering Applications of Artificial Intelligence* 9 (5), 523–532.

Kale, S.A., Gunjal, Y.R., Jadhav, S.P., Tanksale, A.N., (2020). “CFD Analysis for Optimization of Diffuser for A Micro Wind Turbine”, *IEEE International Conference on Energy Efficient Technologies for Sustainability*, 10th and 12th of April 2013. Nagercoil.

Khamlaj, T.A., Rumpfkeil, M.P., (2018). “Analysis and Optimization of Ducted Wind Turbines”. *Energy* 1234–1252.

Khan, M. J., Iqbal, M. T., & Quaicoe, J. E. (2008). “River current energy conversion systems: Progress, prospects and challenges”. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 12(8), 2177–2193

Layton, W. J. (2014). “The 1877 Boussinesq Conjecture: Turbulent Fluctuations Are Dissipative On The Mean Flow”, *Technical Report, TR-MATH, Pittsburg University*.

Leloudas, S.N., Lygidakis, G.N., Eskantar, A.I., Nikolos, I.K., (2020). “A robust Methodology for the Design Optimization of Diffuser Augmented Wind Turbine Shrouds”. *Renewable Energy* 150, 722–742.

Limacher, E.J., da Silva, P.O.C., Barbosa, P.E.S., Vaz, J.R.P., (2020). “Large Exit Flanges in Diffuser-Augmented Turbines lead to Sub-Optimal Performance”. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*.

Limacher, E. J.; Rezek, T. J.; Camacho, R. G. R.; Vaz, J. R. P. (2021) “On Rotor Hub Design for Shrouded Hydrokinetic Turbines”, *Ocean Engineering*, Vol. 240, 10p.

Lock, C.N.H., Bateman, H., Townend, H., (1926) “An extension of the vortex theory of airscrews with applications to airscrews of small pitch, including experimental results”, *Aeronaut. Res. Council R & M 1014*

Menter, F.R., (1994). “Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications”. *AIAA Journal* 32, 1598–1605.

Melikoglu, M. (2018). “Current status and future of ocean energy sources: A global review”. *Ocean Engineering*, 148, 563–573.

Mitchell, J. F. B. (1989). “The “Greenhouse” effect and climate change”. *Reviews of Geophysics*, 27(1), 115-139.

Niu, S., Jia, Y., Wang, W., He, R., Hu, L., & Liu, Y. (2013). “Electricity consumption and human development level: A comparative analysis based on panel data for 50 countries”. *International Journal of Electrical Power & Energy Systems*, 53, 338–347.

Nunes, M. M., Brasil Junior, A. C. P., & Oliveira, T. F. (2020). “Systematic review of diffuser-augmented horizontal-axis turbines”. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 133, 110075.

Ohya, Y.; Karasudani, T. (2010) “A Shrouded Wind Turbine Generating High Output Power with Wind-lens Technology”. *Energies*, 3, 634-649.

Ohya, Y., Karasudani, T., Sakurai, A., Abe, K., Inoue, M., (2008). “Development of a Shrouded Wind Turbine with a Flanged Diffuser”. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 524–539.

Oka, N.; Furukawa, M.; Yamada, K.; Oka, A.; Kurokawa, Y. (2015) Aerodynamic performances and flow fields of pareto optimal solutions in an aerodynamic design of a wind-lens turbine”. In: *ASME turbo expo 2015: turbine technical conference and exposition, GT 2015*, vol. 9. Fukuoka, Japan: Department of Mechanical Engineering, Kyushu University; 2015 [American Society of Mechanical Engineers (ASME)].

Pandey, V.; Sircar, A; Bist, N; Solanki, K; Yadav, K. (2023). “Accelerating the renewable energy sector through Industry 4.0: Optimization opportunities in the digital revolution”, *International Journal of Innovation Studies*, Volume 7, pp. 171-188

Pao, H.-T., Fu, H.-C. (2013). “Renewable energy, non-renewable energy and economic growth in Brazil”. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 25, 381–392.

Park, J. “The Wind Power Book”. Palo Alto, USA, Cheshire Books, 1981.

Pasten, C., Santamarina, J. C. (2012). “Energy and Quality of Life”. *Energy Policy* 49 468-476.

Pfleiderer, C., Petermann, H., (1979) “Máquinas de Fluxo”, Livros Técnicos e Científicos.

Ranjbar, M.H., Nasrazadani, S.A., Gharali, K. (2018). “Optimization of a Flanged DAWT Using a CFD Actuator Disc Method”. *Recent Advances in Mathematical and Statistical Methods* 219–228

Rezek, T. J. (2019). “Metodologia de Projeto Hidrodinâmico de Turbinas Hidrocinéticas Carenadas Baseada na Otimização e Simulação em Dinâmica dos Fluidos Computacional”. *Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Itajubá*.

Rezek, T.J.; Camacho, R.G.R.; Manzanares-Filho, N.; Limacher, E.J. (2021) “Design of a Hydrokinetic Turbine Diffuser Based on Optimization and Computational Fluid Dynamics”, *Applied Ocean Research*, Vol. 107, 13p.

Rezek, T. J.; Camacho, R. G. R.; Manzanares-Filho, N. (2023) “A Novel Methodology for the Design of Diffuser Augmented Hydrokinetic Rotors”. *Renewable Energy*, Vol. 210, pp. 524-539.

Riglin, J; Schleicher, W; Oztekin, A. (2014). “Diffuser optimization for a micro-hydrokinetic turbine”. *ASME International Mechanical Engineering Congress and Exposition*. Vol. 46545. American Society of Mechanical Engineers.

Roache, P. J. (1998). “Verification and Validation in Computational Science and Engineering”, Hermosa Publishers, Albuquerque.

Saini, G.; Saini, R. P. (2019). “A review on technology, configurations, and performance of cross-flow hydrokinetic turbines”. *International Journal of Energy Research*, er.4625–.

Santos, I. F. S. dos, Camacho, R. G. R., & Tiago Filho, G. L. (2021). “Study of the wake characteristics and turbines configuration of a hydrokinetic farm in an Amazonian river using experimental data and CFD tools”. *Journal of Cleaner Production*, 299, 126881.

Silva, E. R. D., Filho, N. M., & Camacho, R. G. R. (2012). “Metamodelling approach using radial basis functions, stochastic search algorithm and CFD – application to blade cascade design”. *International Journal of Mathematical Modelling and Numerical Optimisation*, 3(1/2), 82.

Soares, L. L.F., Manzares-Filho, N., Camacho, R.G.R. (2022). “Velocity decomposition approach for steady incompressible flow around multiple bodies”, *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, Volume 94, 60-77.

Sørensen, J.N. (2016). “General Momentum Theory for Horizontal Axis Wind Turbines”. Springer.

Sørensen, J.N., Van Kuik, G. A. M. (2011) “General momentum theory for wind turbines at low tip speed ratios”. *Wind Energy*, 14. pp. 821-839

Steffen Jr., C. J., Reddy, D., Zaman, K. (1995). “Analysis of flowfield from a rectangular nozzle with delta tabs”. *Fluid Dynamics Conference, NASA Lewis Research Center, Cleveland, Ohio, USA*.

Schwer, L. E. (2008). “Is your mesh refined enough? Estimating discretization error using GCI”. *LS-DYNA Forum, Bamberg, DYNAmore*.

Talbi, E.-G., Muntean, T. (1993). “Hill-Climbing, Simulated Annealing and Genetic Algorithms: A Comparative Study and Application to the Mapping Problem”. *Proceedings of the Twenty-sixth Hawaii International Conference on System Sciences*.

Tampier, G., Troncoso, C., & Zilic, F., (2017). Numerical analysis of a diffuser-augmented hydrokinetic turbine. *Ocean Engineering*, 145, 138–147.

Van Bussel, G. J. W. (2007). “The Science of Making More Torque from Wind: Diffuser Experiments and Theory Revisited”, *J. Phys. Conf. Ser.*, 75

Vaz, J. R. P., Okulov, V. L., Wood, D. H. (2021). “Finite Blade Functions and Blade Element Optimization for Diffuser-augmented Wind Turbines”. *Renewable Energy*.

Vaz, J.R.P.; de Lima, A.K.F.; Lins, E.F. (2023) “Assessment of a Diffuser-Augmented Hydrokinetic Turbine Designed for Harnessing the Flow Energy Downstream of Dams”. *Sustainability*, 15, 7671.

Venters, R., Helenbrook, B.T., Visser, K.D, (2017). “Ducted Wind Turbine Optimization”. *Journal of Solar Energy*.

Versteeg, H. K.; Malalasekera, W., (1995). “An Introduction to Computational Fluid Dynamics - The Finite Volume Method”. Longman Scientific and Technical.

Wang, W. Q., Song, K., & Yan, Y., (2019). “Influence of interaction between the diffuser and rotor on energy harvesting performance of a micro-diffuser-augmented hydrokinetic turbine”. *Ocean Engineering*, 189, 106293.

Werle, M., Presz, W., (2008). “Ducted wind/water turbines and propellers revisited”. *Propuls. Power* 24, 1146–1150.

White, F. M. (2011). “Fluid Mechanics”, 7th Edition. McGraw-Hill series in mechanical engineering.

APÊNDICE A - *Simulated Annealing* (Recozimento Simulado)

Atualmente existem muitas técnicas de otimização disponíveis para direcionar a busca para o ótimo global de uma função desejada. Algumas delas são a *Hill Climbing* (Subida de Encosta), os Algoritmos Genéticos, os Algoritmos de Enxames de Partículas e o *Simulated Annealing* (Recozimento Simulado). O Recozimento Simulado é um algoritmo capaz de obter soluções de otimização global bem refinadas e, por esse motivo, foi a escolha deste trabalho, apesar de ser consideravelmente lento (JEONG e LEE, 1995; TALBI e MUNTEAN, 1993).

A técnica consiste em um algoritmo de busca local que aplica transformações aleatórias locais e aceita as soluções com base em um critério estocástico. Esta natureza estocástica permite que o algoritmo aceite soluções que piorem a função objetivo, o que permite que o direcionamento de busca escape de ótimos locais. A probabilidade de aceitação de tais soluções é relacionada a um parâmetro chamado “Temperatura”, que é alto no início do processo e diminui à medida que o processo avança.

O algoritmo a seguir representa os passos do algoritmo de otimização para um problema de minimização. No código, t_k representa a temperatura do k -ésimo nível ($t_k > 0$ para todo k e $\lim_{k \rightarrow \infty} t_k = 0$) (EGLESE, 1994; HENDERSON et al., 2003).

- Escolha uma solução inicial X dentro do espaço viável
- Atribua $i = 0$
- Determine um roteiro de resfriamento t_i
- Atribua a temperatura inicial $t_0 > 0$
- Escolha um roteiro de repetição M_i , que define o número de iterações executadas a cada temperatura;
- Repita
 - Atribua ao contador $m = 0$
 - Repita
 - Gere uma solução X' na vizinhança de X
 - Se $f(X') \leq F(X)$, $X \leftarrow X'$

-Caso contrário, se $\text{random}[0,1) \leq e^{-\left(\frac{f(x')-f(x)}{t_k}\right)}$, $X \leftarrow X'$

- $m = m+1$

-Até $m = M_i$

- $i = i+1$

- Até que o critério de parada seja atingido

Henderson et al. (2003) apresentaram uma revisão a respeito desse algoritmo de otimização, que contém informações a respeito de sua história, convergência e diretrizes para implementação do Recozimento Simulado.

APÊNDICE B - Critério de Independência de Malha: *Grid Convergence Index*

O critério de independência de malha Grid Convergence Index (GCI), apresentado por Roache (1998), se baseia na aplicação da extrapolação de Richardson para quantificar os erros de discretização. O método tem sido aplicado e estudado em vários trabalhos que abordam métodos numéricos para resolver problemas de engenharia, como Steffen et al. (1995), Schwer (2008) e Baker et al. (2019) e é recomendado pela AIAA (Cosner et al., 2006) e ASME (Ismail, 2008).

Um estudo de convergência de malha baseado no método GCI pode ser realizado pela avaliação dos resultados de três malhas diferentes: fina (1), média (2) e grossa (3). A razão de refinamento r entre as malhas i e j depende do número de células (N) e da dimensionalidade d do problema (2D ou 3D) (Roache, 1998):

$$r_{ij} = \left(\frac{N_i}{N_j} \right)^{\frac{1}{d}} \quad (1)$$

A ordem teórica de convergência (p) é determinada pelo esquema numérico utilizado para resolver as equações. Por exemplo, um esquema numérico de segunda ordem tem uma ordem de convergência teórica $p = 2$. A ordem de convergência observada \hat{p} da função de interesse (f) pode ser calculada pelas Equações (2) e (3) (Schwer, 2008):

$$s = \text{sign} \left(\frac{f_3 - f_2}{f_2 - f_1} \right) \quad (2)$$

$$\hat{p} = \frac{\left| \ln \left| \frac{f_3 - f_2}{f_2 - f_1} \right| + \ln \left(\frac{r_{21}^{\hat{p}} - s}{r_{32}^{\hat{p}} - s} \right) \right|}{\ln(r_{21})} \quad (3)$$

A Equação 3.36 pode ser resolvida iterativamente para obter \hat{p} por iteração de ponto fixo. Quando uma taxa de refinamento constante entre todas as malhas é usada e se o processo de convergência for monotônico, a ordem de convergência observada pode ser calculada explicitamente pela Equação 4:

$$\hat{p} = \frac{\ln\left(\frac{f_3-f_2}{f_2-f_1}\right)}{\ln(r)} \quad (4)$$

Se $\hat{p} \approx p$, a solução pode ser considerada dentro do intervalo assintótico. É comum, entretanto, que as não linearidades do problema, qualidade da malha, modelagem de turbulência e outros fatores afetem a ordem de convergência observada de forma que $\hat{p} < p$. O GCI, calculado pela Equação (5), pode estimar o erro de discretização contido na solução:

$$GCI_{ij} = F_s \frac{e_{ij}}{r_{ij}^{\hat{p}} - 1} \quad (5)$$

$$e_{ij} = \left| \frac{f_i - f_j}{f_j} \right| \quad (6)$$

$F_s = 1,25$ é um fator de segurança comumente aplicado quando se considera três malhas para o estudo de convergência da malha. Um GCI próximo de zero entre a malha fina e média indica que a solução está dentro do intervalo assintótico. Isso também pode ser verificado checando se $GCI_{32} \approx r^{\hat{p}} GCI_{21}$.

A extrapolação de Richardson (f^*), calculada pela Equação (7), pode fornecer uma estimativa da solução numérica totalmente convergida (Schwer, 2008):

$$f_{21}^* = \frac{r_{21}^{\hat{p}} f_1 - f_2}{r_{21}^{\hat{p}} - 1} \quad (7)$$