



Uma Abordagem Matemática Aplicada ao Projeto de Turbinas Hidrocinéticas e Eólicas com Difusor Utilizando a Teoria do Elemento de Pá

Déborah Aline Tavares Dias do Rio Vaz

Tese de Doutorado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Recursos Naturais da Amazônia, do Instituto de Tecnologia - ITEC, da Universidade Federal do Pará - UFPA, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Doutor(a) em Engenharia de Recursos Naturais da Amazônia.

Orientador: Prof. Dr. Jerson Rogério Pinheiro Vaz.

Belém, PA

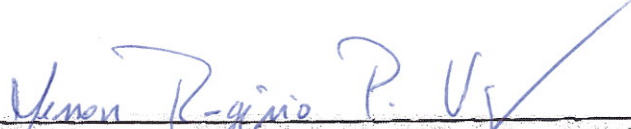
Abril de 2019

**"UMA ABORDAGEM MATEMÁTICA APLICADA AO PROJETO DE TURBINAS
HIDROCINÉTICAS E EÓLICAS COM DIFUSOR UTILIZANDO A TEORIA DO
ELEMENTO DE PÁ"**

Déborah Aline Tavares Dias do Rio Vaz

TESE SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM
ENGENHARIA DE RECURSOS NATURAIS DA AMAZÔNIA - PRODERNA/ITEC/UFPA COMO
PARTE DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA OBTENÇÃO DO GRAU DE DOUTOR EM
ENGENHARIA DE RECURSOS NATURAIS.

Aprovada por:



Prof. Dr. Jerson Rogério Pinheiro Vaz (Orientador - UFPA)



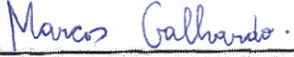
Profa. Dra. Adriane Prisco Petry (UFRGS)



Prof. Dr. Cláudio José Cavalcante Blanco (PRODERNA - UFPA)



Prof. Dr. Erb Ferreira Lins (UFPA)



Prof. Dr. Marcos André Barros Galhardo (UFPA)

Belém, PA - Brasil
30 abril de 2019

**Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP) de acordo com ISBD
Biblioteca do Instituto de Tecnologia / UFPA – Belém-PA**

V393a Vaz, Déborah Aline Tavares Dias do Rio, 1985-
Uma abordagem matemática aplicada ao projeto
de turbinas hidrocínéticas e eólicas com difusor
utilizando a teoria do elemento Pá /Déborah Aline
Tavares Dias do Rio Vaz. — 2019.
Orientador: Jerson Rogério Pinheiro Vaz
Tese (Doutorado) – Universidade Federal do Pará,
Instituto de Tecnologia, Programa de Pós-Graduação
em Engenharia de Recursos Naturais da Amazônia,
Belém, 2018.
1. Turbinas eólicas 2. Recursos naturais
renováveis 3. Energia- Fontes alternativas I. Título.

CDD 23. ed. – 621.31236

Elaborado por Maria Ivone Maia da Costa – CRB-2/768

DEDICATÓRIA

Ao meu esposo Jerson Vaz e às minhas filhas Gabriela e Graziela Vaz.

AGRADECIMENTOS

Agradeço a Deus por tudo que me concedeu ao longo desta caminhada, pois sem sua infinita misericórdia jamais teria conseguido.

Faço um agradecimento todo especial ao meu esposo e às minhas filhas a quem dedico esta tese, pelas orações, pelo companheirismo, grande apoio, auxílio e compreensão durante a realização deste trabalho, a quem por muitas vezes, dirigidos por Deus, aconselharam-me a continuar nesta jornada, mesmo em meio a problemas que puseram em risco o prosseguimento dos meus estudos.

Aos meus pais, João Rio e Hilma Rio (*in memoriam*) e à minha irmã Adriana Rio, que sempre acreditaram em mim.

Ao meu orientador Prof. Jerson Rogério Pinheiro Vaz, pelo apoio, disponibilidade em sempre a me ajudar, compartilhando seus conhecimentos nas atividades realizadas.

À ELETRONORTE através do Projeto Tucunaré.

Ao PROCAD/CAPES (Processo: 88881.200549/2018-01) pelo Projeto PROCAD-AMAZÔNIA.

Resumo da Tese apresentada ao PRODERNA/UFPA como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Doutor(a) em Ciências (D.Sc.)

UMA ABORDAGEM MATEMÁTICA APLICADA AO PROJETO DE TURBINAS
HIDROCINÉTICAS E EÓLICAS COM DIFUSOR UTILIZANDO A TEORIA DO
ELEMENTO DE PÁ

Déborah Aline Tavares Dias do Rio Vaz

Abril/2019

Orientador: Jerson Rogério Pinheiro Vaz

Área de concentração: Uso e Transformação de Recursos Naturais.

Estudos têm demonstrado que é possível aumentar significativamente a potência gerada por uma turbina quando se utiliza um difusor. Este efeito desperta interesse, pois mostra teoricamente a possibilidade de atingir um coeficiente de potência cerca de 2 vezes maior que uma turbina comum. No entanto, o efeito da eficiência do difusor não havia sido implementado até então na Teoria do Elemento de Pá (BEM), bem como a otimização de rotores eólicos e hidrocinéticos sob efeito difusor. Assim, este trabalho apresenta uma nova abordagem matemática destinada ao projeto de turbinas hidrocinéticas considerando o efeito difusor. Com base no BEM, novas expressões para o fator de indução axial e empuxo foram obtidas, nas quais tanto a eficiência quanto o carregamento gerado sobre um difusor foram considerados, além da utilização do critério do coeficiente mínimo de pressão para evitar cavitação no processo de otimização da corda de um rotor hidrocinético. Uma extensão da formulação existente na literatura para o cálculo do coeficiente de potência a casos em que a perda no difusor é considerada através da inclusão dos termos de eficiência (η_d) e razão de área (β) no balanço de energia

para turbinas ideais em dutos foi desenvolvida. Para avaliar o modelo proposto, um estudo comparativo de dois difusores diferentes (difusor cônico-flangeado e difusor lente-flangeado) foram realizados. Avaliações para turbina e difusor foram realizadas usando dados experimentais disponíveis na literatura. Resultados numéricos e teóricos foram comparados para uma turbina equipada com um difusor de eficiência 83%. A diferença relativa observada para o coeficiente de potência máximo entre o modelo proposto e um modelo de disco atuador com difusor foi de cerca de 5,3%. Para a turbina hidrocínética com difusor cônico-flangeado, a vazão mássica é cerca de 20% maior do que para uma turbina de escoamento livre, enquanto que para a turbina com difusor lente-flangeado, o aumento foi de apenas 2,4%. Além disso, para o difusor cônico-flangeado, a potência foi aumentada em 53%. Observou-se que o modelo do elemento de pá proposto com difusor obteve boa concordância com o modelo numérico, proporcionando melhores resultados em comparação com outras abordagens disponíveis na literatura. O modelo de otimização de corda proposto demonstra resultados satisfatórios em relação a prevenção da cavitação.

Palavras-chave: Turbinas Hidrocínéticas e Eólicas, Difusor, Teoria do Elemento de Pá.

Abstract of Thesis submitted to the PRODENA/UFPA in partial fulfillment of the requirements for the degree of Doctor of Science (D.Sc.)

AN APPROACH FOR THE DESIGN OF DIFFUSER-AUGMENTED HYDRO AND WIND TURBINES USING THE BLADE ELEMENT MOMENTUM

Déborah Aline Tavares Dias do Rio Vaz

April 2019

Supervisor: Jerson Rogério Pinheiro Vaz

Research Area: Utilization and Transformation of Natural Resource

It is known surrounding a turbine with diffuser may significantly increase its power. This effect has attained considerable attention as it shows theoretically the possibility of achieving a power coefficient about 2 times greater than an ordinary turbine. However, the effect of the diffuser efficiency has not been implemented into blade element momentum yet, as well as the use of minimum pressure coefficient criterion to avoid cavitation during the optimization of the hydrokinetic chord along the blade. Hence, this work presents a novel approach to design diffuser-augmented hydro turbines considering the diffuser efficiency. Based on the blade element momentum, new expressions for the axial induction factor and thrust are obtained. In addition, both efficiency and load generated on a diffuser are considered to the extension of existing formulation to determine power coefficient in cases where diffuser losses are taken into account through efficiency (η_d) and area ratio (β). To assess the proposed model, a comparative evaluation of two different diffusers (flanged conical diffuser and flanged lens diffuser) is performed. Numerical and theoretical results are compared for a shrouded turbine equipped with 83% efficiency diffuser. The relative difference observed for the

maximum power coefficient between the proposed model and an actuator disk model with diffuser is about 5.3%. For the hydro turbine with flanged conical diffuser, the mass flow rate is about 20% higher than for a bare turbine, while for the turbine with flanged lens diffuser the increase is only 2.4%. Also, for the flanged conical diffuser the power is increased by 53%. Furthermore, it is observed that the proposed blade element momentum with diffuser achieved good agreement with the numerical model, providing improved results compared to other models available in the literature. The optimization model of hydrokinetic chord shows relevant results in relation to the prevention of cavitation.

Keywords: Hydrokinetic and Wind Turbines, Diffuser, Blade Element Theory.

SUMÁRIO

CAPÍTULO 1 – INTRODUÇÃO	1
1.1. CONSIDERAÇÕES GERAIS E MOTIVAÇÃO DO TRABALHO.....	1
1.2. JUSTIFICATIVA	4
1.3. PROBLEMA E CONSIDERAÇÕES DO TRABALHO	5
1.4. OBJETIVOS	6
1.4.1. Objetivo Geral	6
1.4.2. Objetivos Específicos	6
1.5. ESTRUTURA E ORGANIZAÇÃO DO TRABALHO	6
CAPÍTULO 2 – REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	8
CAPÍTULO 3 – TEORIA DE TURBINAS COM DIFUSOR	14
CAPÍTULO 4 – MODELAGEM MATEMÁTICA PROPOSTA PARA O PROJETO DE TURBINAS HIDROcinÉTICAS COM DIFUSOR	24
4.1. TEORIA DO MOMENTUM AXIAL SOB EFEITO DE DIFUSOR	24
4.2. UMA NOVA EXPRESSÃO PARA O FATOR DE INDUÇÃO AXIAL	25
4.3. CORREÇÕES PARA A PERDA NA PONTA DA PÁ E PARA O ALTO FATOR DE INDUÇÃO AXIAL	27
4.4. OTIMIZAÇÃO DE PÁS HIDROcinÉTICAS LIVRES DE CAVITAÇÃO	29
4.4.1. Critério de cavitação	29
4.4.2. Modelo matemático para a otimização de pás	32
CAPÍTULO 5 – RESULTADOS E DISCUSSÕES	38
5.1. DESEMPENHO DO MODELO BEM APRIMORADO	38
5.2. COMPARAÇÕES ENTRE A SIMULAÇÃO CFD E O MODELO BEM APRIMORADO	44
5.3. RESULTADOS DO MODELO DE OTIMIZAÇÃO	53
5.3.1. Análise de sensibilidade do modelo	53
5.3.2. Efeito da cavitação no modelo de otimização proposto	57

CAPÍTULO 6 – CONCLUSÕES, LIMITAÇÕES E SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS	65
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	68

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1: Oferta Interna de Energia Elétrica por Fonte (Brasil, 2018)	1
Figura 1.2: Participação das Fontes na Capacidade Instalada (Brasil, 2018)	2
Figura 1.3: Turbina hidrocínética em túnel de água - Universidade de Southhampton (Molland <i>et al.</i> , 2007)	3
Figura 1.4: Turbina hidrocínética <i>Verdant Power</i> 35 kW (Sale <i>et al.</i> , 2009)	3
Figura 2.1: Componentes de uma turbina hidrocínética com difusor (Van Els <i>et al.</i> , 2003).....	8
Figura 2.2: Representação de uma turbina com difusor flangeado (Abe e Ohya, 2004)..	9
Figura 2.3: Efeito Venturi (Gharraee, 2015)	11
Figura 3.1: Superfície de controle ao longo de uma turbina com difusor (Silva <i>et al.</i> , 2018).....	14
Figura 4.1: Formação de cavitação em um propulsor (Franc e Michael, 2006).....	30
Figura 4.2: Ilustração para a condição de pressão estática sobre uma seção da pá de uma DAHT	32
Figura 4.3: Diagrama de velocidades para uma seção da pá (Adaptada de Vaz e Wood, 2016)	35

Figura 5.1: (a) Correção para o Coeficiente de Empuxo (Experimento obtido de Moriarty e Hansen, 2005); (b) Efeito de η_d sobre C_p	40
Figura 5.2: Razão de aumento da velocidade de escoamento do difusor em relação à posição radial (Hoopen, 2009)	42
Figura 5.3: Ilustração geométrica de FCD e FLD (Silva <i>et al.</i> , 2018)	46
Figura 5.4: Configuração do domínio computacional (Silva <i>et al.</i> , 2018)	47
Figura 5.5: Detalhamento da malha: (a) refinamento da esteira; (b) topologia da pá e do difusor; (c) tratamento na pá próximo à parede; (d) espaço entre a ponta da pá e o difusor (Silva <i>et al.</i> , 2018)	49
Figura 5.6: Velocidade Axial Normalizada em 0,1D do plano do rotor em três configurações: Turbinas com Difusores, Turbina sem Difusor e apenas os Difusores (Silva, <i>et al.</i> , 2018)	50
Figura 5.7: Razão de aumento da velocidade de escoamento do difusor, γ , em função da posição radial, r/R	51
Figura 5.8: (a) Coeficiente de potência vs. TSR para turbinas com e sem difusor. (b) Potência de saída em funções da velocidade de escoamento livre (Silva, <i>et al.</i> , 2018)	53
Figura 5.9: Efeito do coeficiente mínimo de pressão para: (a) número de cavitação (para $\gamma = 1$) e (b) razão de corda	56
Figura 5.10: Coeficiente de empuxo em função da velocidade de escoamento livre (V_0).....	56
Figura 5.11: Efeito da razão de velocidade do difusor sobre a velocidade relativa: (a) modelo sem correção devido à cavitação, e (b) modelo com correção	59
Figura 5.12: Efeito da razão de velocidade sobre (a) a corda e (b) a distribuição do ângulo de torção	61

Figura 5.13: Formas Geométricas 3D das pás hidrocínéticas projetadas, utilizando os modelos de: (a) Glauert (1963); (b) Silva *et al.* (2017); (c) Vaz e Wood (2016); (d) Presente trabalho 62

Figura 5.14: (a) Coeficiente de potência em função da razão de velocidade na ponta da pá e (b) potência de saída mecânica em função da velocidade do escoamento..... 63

LISTA DE TABELAS

Tabela 5.1: Comparação entre o presente trabalho e CFD (Hansen <i>et al.</i> , 2000)	41
Tabela 5.2: Parâmetros de projeto usados neste trabalho	42
Tabela 5.3: Comparação entre o presente trabalho com dados experimentais ($V_0 = 10 \text{ m/s}$)	43
Tabela 5.4: Diferença principal entre o presente trabalho e Rio Vaz <i>et al.</i> , 2014	44
Tabela 5.5: Razão de Fluxo de Massa no Plano do Rotor	45
Tabela 5.6: Velocidade Axial Normalizada para diferentes configurações	50
Tabela 5.7: Parâmetros para uma típica seção da pá	54
Tabela 5.8: Parâmetros de projeto usados na presente simulação (Shinomiya, 2015; Silva <i>et al.</i> 2017)	57

LISTA DE SIGLAS

BEM	<i>Blade Element Momentum</i>
CFD	<i>Computational Fluid Dynamics</i>
DAHT	<i>Diffuser-Augmented Hydro Turbine</i>
DAWT	<i>Diffuser-Augmented Wind Turbine</i>
EEL	<i>Energy Environment Laboratory</i>
FCD	<i>Flanged Conical Diffuser</i>
FLD	<i>Flanged Lens Diffuser</i>
NREL	<i>National Renewable Energy Laboratory</i>
RANS	<i>Reynolds Averaged Navier Stokes</i>
RMS	<i>Root Mean Square</i>
SST	<i>Shear Stress Transport</i>

LISTA DE SÍMBOLOS

Símbolos Arábicos

a, a' fatores de indução axial e tangencial do rotor, respectivamente

a_{opt} fator de indução axial ótimo

B número de pás

c_c, c_u cordas corrigida e não corrigida (m), respectivamente

C_D coeficiente de arrasto

C_L coeficiente de sustentação

C_t coeficiente de força tangencial

C_n coeficiente de força normal

C_P coeficiente de potência

C_p coeficiente de pressão

C_{pmin} coeficiente de pressão mínimo

C_θ velocidade angular na esteira (rad/s)

dA elemento área (m²)

dP potência elementar

D arrasto (N)

f_s fator de penalidade arbitrário

F fator de Prandtl

F_n	força normal (N)
F_t	força tangencial (N)
g	gravidade (m/s^2)
h	distância entre a superfície livre e a seção da pá (m)
H	altura submergida da turbina (m)
L	sustentação (N)
p	pressão local (Pa)
p_{atm}	pressão atmosférica (Pa)
p_v	pressão de vapor (Pa)
P	potência produzida pelo rotor (W)
$\dot{q}$	vazão através do rotor (m^3/s)
Q	taxa de transferência de calor (W)
r	posição radial no plano do rotor (m)
R	raio do rotor (m)
T	empuxo (N)
u	velocidade (m/s)
u_i	energia interna (J/kg)
V_0	velocidade de escoamento livre (m/s)
V_{CAV}	velocidade de cavitação (m/s)
w	velocidade induzida total (m/s)

W velocidade relativa (m/s)

x razão de velocidade local

Símbolos Gregos

α ângulo de ataque (rad)

α_{opt} ângulo de ataque ótimo (rad)

β razão de área

γ razão de velocidade do difusor

ε razão de velocidade

η_d eficiência do difusor

θ ângulo de torção (rad)

θ_{opt} ângulo de torção ótimo (rad)

ρ massa específica do fluido (kg/m³)

σ número de cavitação

σ_s solidez da turbina

ϕ ângulo de escoamento (rad)

Ω velocidade angular do rotor (rad/s)

CAPÍTULO 1 – INTRODUÇÃO

1.1. CONSIDERAÇÕES GERAIS E MOTIVAÇÃO DO TRABALHO

A utilização de fontes renováveis de energia que complementam a matriz energética mundial está cada vez mais expressiva, principalmente pela busca por novas fontes e tecnologias que reduzam os impactos ambientais causados pelas formas tradicionais de geração de energia elétrica.

Segundo o Balanço Energético Nacional (BEN) apresentado pelo Ministério de Minas e Energia (2018), as fontes renováveis representaram 80,4% na repartição da Oferta Interna de Energia (OIE) em 2017, sendo a fonte hidráulica a primeira mais expressiva com 65,2% (Brasil, 2018) conforme mostram as Figs.1.1 e 1.2.

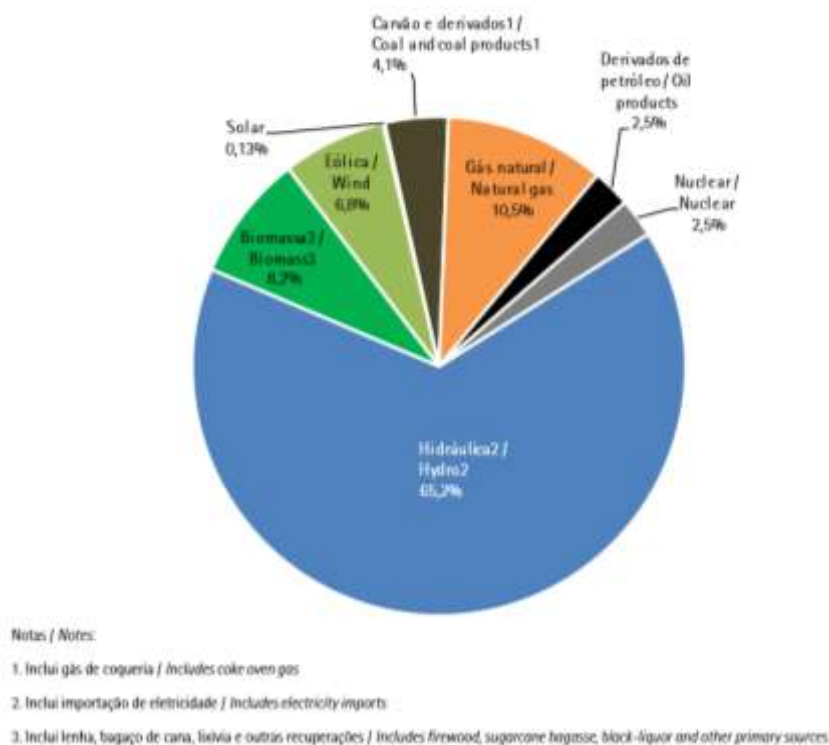


Figura 1.1: Oferta Interna de Energia Elétrica por Fonte (Brasil, 2018).

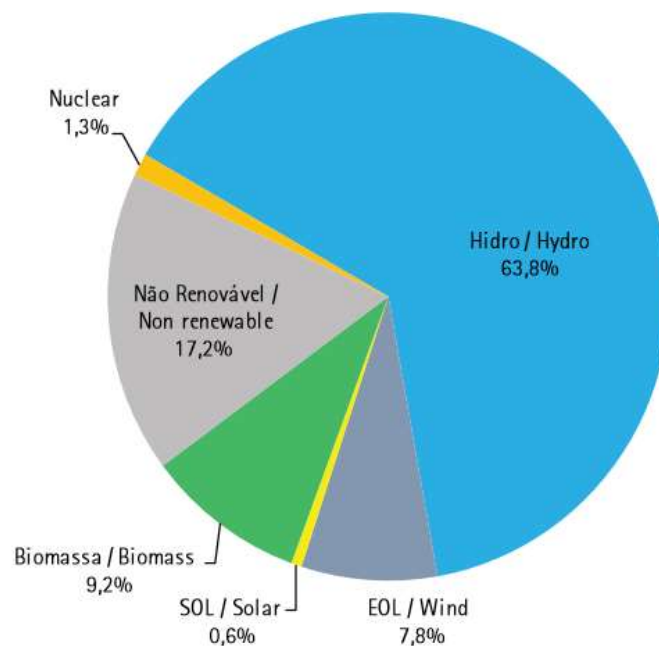


Figura 1.2: Participação das Fontes na Capacidade Instalada (Brasil, 2018).

Dentro desse contexto, o estudo da viabilidade de implantação de turbinas hidrocínéticas para a geração de energia em regiões isoladas no Brasil torna-se importante (Berlloni *et al.*, 2017), visto que tais sistemas, além da utilização de energia sustentável pelo uso de fonte renovável, contribuem para o avanço tecnológico do país. De acordo com esses estudos (Brasil, 2018, Berlloni *et al.*, 2017), diversas localidades apresentam bom potencial para a implantação de sistemas hidrocínéticos.

As turbinas hidrocínéticas (Fig. 1.3) têm sido largamente utilizadas, uma vez que representam uma potencial tecnologia para o aproveitamento da energia cinética proveniente de correntezas de rios, marés e oceanos (Fig. 1.4). Um dos motivadores do uso desta tecnologia é a ausência de barragem e de grandes construções civis. Estas turbinas podem ser classificadas quanto a disposição do eixo em: eixo horizontal e eixo vertical; e quanto à potência gerada em: pequeno, médio e grande porte. O desenvolvimento de novas metodologias de projeto de turbinas hidrocínéticas é fundamental para o aprimoramento destas tecnologias, bem como para o bom aproveitamento energético em localidades com restrições ambientais, motivando avaliações desta classe de turbinas. Sendo assim, ampliar os estudos de abordagens

matemáticas voltadas a projetos que melhorem o desempenho de tais turbinas é muito importante para o desenvolvimento sustentável do Brasil.

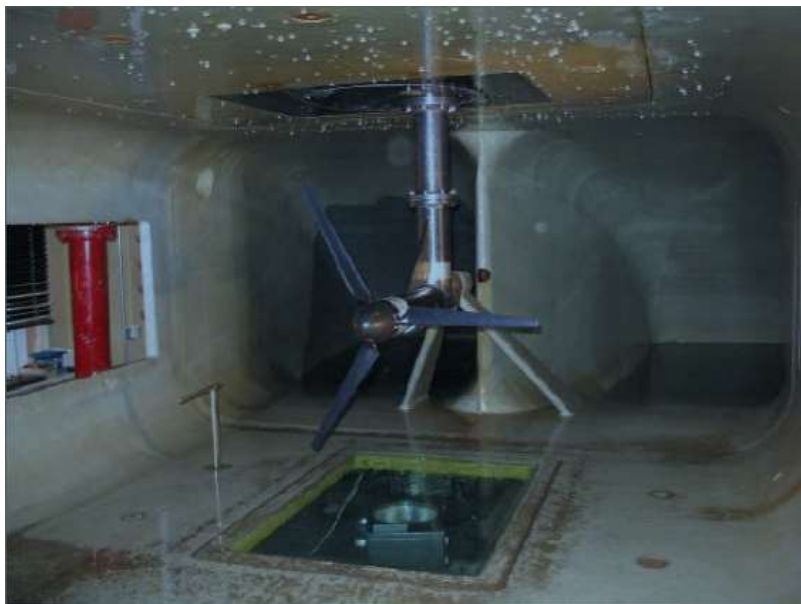


Figura 1.3: Turbina hidrocinética em túnel de água - Universidade de Southampton (Molland *et al.*, 2007).

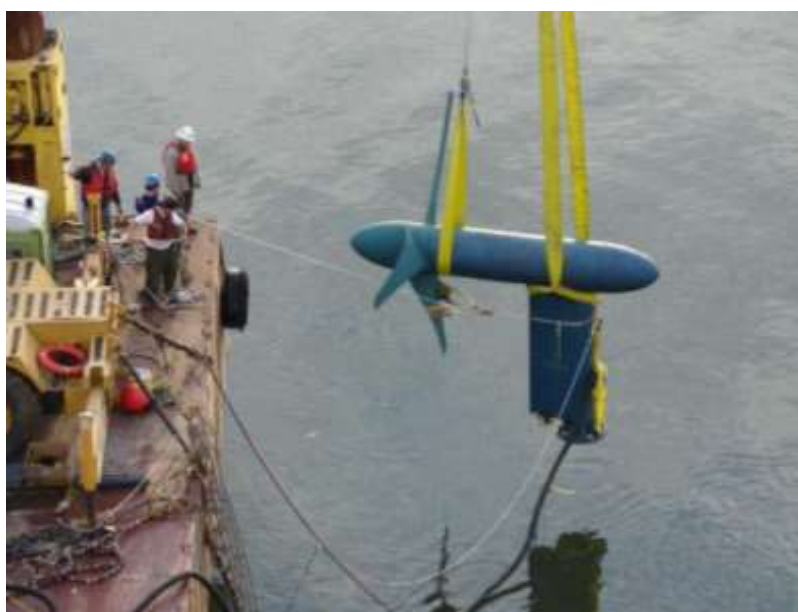


Figura 1.4: Turbina hidrocinética *Verdant Power* 35 kW (Sale *et al.*, 2009).

Portanto, no presente trabalho, será apresentada uma nova abordagem matemática destinada ao projeto de turbinas hidrocínéticas considerando o efeito da tecnologia do difusor. Com base na Teoria do Momentum do Elemento de Pá (do inglês: *Blade Element Momentum* - BEM), novas expressões para o fator de indução axial e empuxo são obtidas, nas quais tanto a eficiência quanto o empuxo gerado sobre um difusor são considerados. Para avaliar o modelo proposto, são realizados estudos comparativos de dois difusores diferentes (difusor cônico-flangeado e difusor lente-flangeado). Avaliações para turbina e difusor são realizadas usando dados experimentais.

1.2. JUSTIFICATIVA

O presente trabalho se justifica por apresentar uma nova abordagem matemática aplicada ao projeto de turbinas hidrocínéticas com difusor utilizando a teoria BEM. De acordo com os estudos sobre a viabilidade de implantação de turbinas hidrocínéticas, diversas localidades apresentam bom potencial para a implantação desses sistemas hidrocínéticos, principalmente aquelas localizadas na Região Amazônica. Blanco *et al.* (2013) mostraram que o campo de velocidade da Baía do Guajará, às margens da cidade de Belém-PA, pode atingir magnitude de correnteza de 1,60 m/s e uma profundidade maior que 10 m, mostrando que a região apresenta um potencial hídrico que pode ser aproveitado. Pesquisadores da Universidade de Brasília desenvolveram e implantaram três gerações de turbinas (Van-Els *et al.*, 2003, Brasil *et al.*, 2006, Rodrigues, 2007) com algumas inovações, como a presença de um difusor, integração do gerador ao núcleo, entre outras, gerando uma potência de saída na ordem de 1,5 kW para rios com velocidade de 2 m/s (Brasil *et al.*, 2006).

Para o caso de turbinas eólicas, localidades que apresentam baixas velocidades de vento, o uso de difusores acoplados às turbinas se faz uma alternativa bastante útil e eficiente, por isso tem sido alvo de pesquisas nos últimos anos. Os difusores são dispositivos instalados em volta da turbina que objetivam aumentar o fluxo de massa que passa através de seu rotor, elevando a extração da energia cinética contida no escoamento. O uso de difusores em turbinas tem como efeito o aumento da velocidade axial no seu plano de rotor, resultando em geral na extrapolação do limite de Betz-Joukowski. Como a potência elétrica gerada é proporcional ao cubo da velocidade incidente no rotor, um

pequeno aumento na velocidade axial acarreta em um significativo aumento na produção de energia elétrica.

1.3. PROBLEMA E CONSIDERAÇÕES DO TRABALHO

Este trabalho tem como problema principal desenvolver uma nova abordagem matemática destinada ao projeto de turbinas hidrocínéticas considerando o efeito difusor com base no BEM para que novas expressões para o fator de indução axial e empuxo sejam obtidas, nas quais tanto a eficiência quanto o carregamento gerado sobre um difusor sejam considerados, além de realizar uma extensão da formulação existente na literatura para o cálculo do coeficiente de potência a casos em que a perda no difusor através da inclusão dos termos η_d e β no balanço de energia para turbinas ideais em dutos seja obtida.

Nas simulações do modelo proposto, as seguintes considerações são utilizadas:

- Escoamento sobre o rotor ideal unidimensional, incompressível e em regime estacionário;
- Escoamento com restrição devido à presença do difusor;
- Campo de velocidade uniforme na entrada do volume de controle analisado no problema e
- Os elementos de pá do rotor são independentes, ou seja, a análise dos esforços em cada elemento independe dos demais elementos estudados.

1.4. OBJETIVOS

1.4.1. Objetivo Geral

Desenvolver uma nova abordagem matemática aplicada ao projeto de turbinas hidrocínéticas e eólicas com difusor utilizando a teoria BEM, estendendo a formulação existente na literatura para o cálculo do coeficiente de potência a casos em que a perda no difusor precisa ser considerada. Além, de uma nova abordagem de otimização de rotores hidrocinéticos livres de cavitação.

1.4.2. Objetivos Específicos

- Incluir a eficiência e o empuxo do difusor na teoria BEM;
- Desenvolver novas expressões para o fator de indução axial e o coeficiente de empuxo de uma turbina com difusor;
- Desenvolver um método de otimização de pás de turbinas hidrocínéticas e eólicas de eixo horizontal sob o efeito de difusores. No caso das hidrocínéticas, os rotores podem ser otimizados livres de cavitação.

1.5 ESTRUTURA E ORGANIZAÇÃO DO TRABALHO

O presente trabalho está organizado da seguinte forma: o capítulo 2 mostra uma revisão bibliográfica sobre as turbinas com difusores. O capítulo 3 apresenta a teoria de turbinas com difusores, mostrando as expressões para os parâmetros principais de projeto de rotores. O capítulo 4 fornece a modelagem matemática proposta neste trabalho para o projeto de turbinas hidrocínética com difusores, apresentando a teoria do momentum axial sob efeito difusor, uma nova expressão para o fator de indução axial, correções para a perda na ponta da pá e para o alto fator de indução axial e a otimização de pás

hidrocinéticas livres de cavitação. No capítulo 5, encontram-se os resultados e discussões sobre o desempenho do modelo BEM aprimorado, comparações entre a simulação CFD e o modelo BEM, além dos resultados do modelo de otimização proposto neste trabalho com análise de sensibilidade e o efeito da cavitação. O capítulo 6 apresenta as conclusões, as limitações do presente trabalho, assim como as sugestões para trabalhos futuros.

CAPÍTULO 2 – REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Os difusores são tecnologias que têm como principal objetivo aumentar a vazão mássica através do rotor da turbina promovendo uma maior extração da energia cinética contida no fluido, sendo interessantes às localidades que apresentam baixas velocidades de vento ou de correnteza de água. A junção do difusor e a turbina, assim como seus componentes são ilustrados na Fig. 2.1.

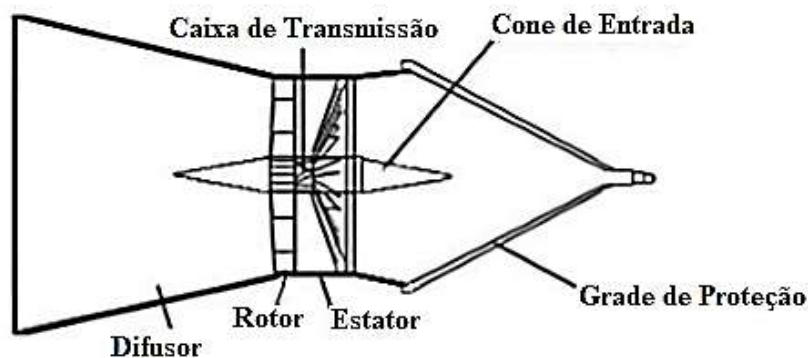


Figura 2.1: Componentes de uma turbina hidrocínética com difusor (Van-Els *et al.*, 2003).

A ideia da utilização do difusor para aumentar a vazão mássica não é recente. Betz (1926) investigou a possibilidade do aumento de potência em uma turbina eólica usando um difusor para reduzir a pressão a montante da turbina objetivando o aumento da vazão mássica. Posteriormente, diversos pesquisadores prosseguiram com essa investigação, dentre eles: Lilley e Rainbird (1956), Iwasaki (1953), Igra (1976, 1981), Gilbert *et al.* (1978), Fletcher (1981) e Abe *et al.* (2005).

No que tange o estudo da influência da geometria do difusor na eficiência do rotor, Lilley e Rainbird (1956) mostraram que uma turbina com difusor pode produzir duas vezes mais potência quando comparada a turbinas sem difusores com o mesmo diâmetro

de rotor, sugerindo que com a presença de um *flap* (elemento semelhante aos utilizados em aeronaves para o controle da sustentação aerodinâmica das asas) no plano de saída do difusor poderia amenizar o problema da separação do escoamento, ocorrido em função do aumento do ângulo de abertura do difusor.

Fletcher (1981) indicou que a utilização de perfis aerodinâmicos de elevado coeficiente de sustentação em difusores não melhoraria a eficiência de uma turbina, concluindo também que, dependendo da razão de área e do número de Reynolds, as turbinas dotadas de difusor seriam capazes de gerar uma potência de saída de 2 a 4 vezes maior que de turbinas sem difusor com a mesma área de rotor.

Abe *et al.* (2005) propuseram o uso de um difusor constituído de uma região cônica, de um flange em forma de anel na saída do difusor (Fig. 2.2), objetivando criar uma zona de baixa pressão, e de um pequeno bocal localizado na entrada do difusor, com o intuito de melhorar a captura do escoamento incidente, sendo assim, o coeficiente de potência da turbina em questão era 4 vezes maior comparado às turbinas sem difusores.

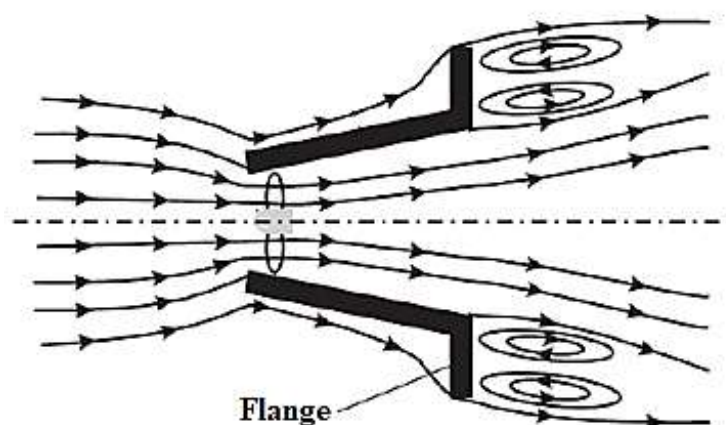


Figura 2.2: Representação de uma turbina com difusor flangeado (Abe e Ohya, 2004).

Ohya *et al.* (2008) realizaram um importante trabalho experimental e computacional, respectivamente, tanto em difusores flangeados (Abe e Ohya, 2004) como

em difusores lente-flangeado (Ohya e Karasudani, 2010). O flange produz uma queda de pressão mais alta atrás do rotor, o que melhora o desempenho da turbina pela ação de uma zona de recirculação criada pelo flange.

Hu e Wang (2015) mediram a influência de um difusor flangeado em uma turbina eólica. Os seus resultados experimentais revelaram que a velocidade de rotação e o carregamento sobre as pás são maiores do que as turbinas sem um difusor flangeado. Abe e Ohya (2004) fizeram uma investigação numérica e experimental de DAWTs com flanges, sugerindo que o coeficiente de empuxo para o melhor desempenho de um difusor flangeado é consideravelmente menor do que para uma turbina eólica sem difusor. Além disso, avaliou-se evitar a separação da camada de limite e manter um alto coeficiente de recuperação de pressão, para dar alto desempenho. Para tal, Ohya e Karasudani (2010) desenvolveram uma turbina com difusor lente-flangeado. A potência gerada pela turbina foi aumentada de um fator entre 2 e 5 acima de uma turbina sem difusor com o mesmo diâmetro da pá e velocidade do vento. Isso ocorreu porque regiões de baixa pressão, devido a uma forte formação de vórtice atrás do difusor, aumenta a vazão mássica através das pás. Estes aspectos destacam a importância do desenvolvimento de modelos capazes de otimizar DAWTs (Lubitz e Shomer, 2014).

Análises teóricas baseadas na Teoria do Momentum Unidimensional foram feitas por De Vries (1979), van Bussel (1999, 2007) e Jamieson (2009). A primeira análise em CFD foi feita por Hansen *et al.* (2000) e mais tarde seguida por Phillips (2003) em sua tese de doutorado, onde comparou as análises em CFD com resultados experimentais. Novas ideias para o projeto de turbinas com difusores surgiram com Werle e Presz (2008, 2009) e posteriormente trabalhos incluindo CFD e modelos de vórtice assim como o projeto de difusores foram feitos por Hjort e Larsen (2014).

O estudo do projeto hidrodinâmico de DAHTs (do inglês: *Diffuser-Augmented Hydro Turbines*) é muito importante para melhorar as tecnologias de turbinas, já que são relevantes a razão da área do difusor e a eficiência para o aumento do coeficiente de potência do sistema. DAHTs utilizam o efeito Venturi (Fig. 2.3), reduzindo a pressão do fluido a jusante e aumentando a velocidade axial através de uma contração. A contração está localizada na “garganta” do difusor onde o rotor é colocado. Turbinas com difusores também têm a vantagem de permitir que o rotor comece a girar em velocidades mais baixas do que as de escoamento (turbinas sem difusor), porque ocorre uma maior

diferença de pressão entre a entrada e a saída do difusor, promovendo o aumento da velocidade dentro dele e, por conseguinte, um acréscimo na eficiência da turbina. Estas características implicam numa maior produção de energia de sistemas DAHTs (Ramos e Iglesias, 2013) com um potencial significativo de redução de custos de energia (Vazquez e Iglesias, 2015).

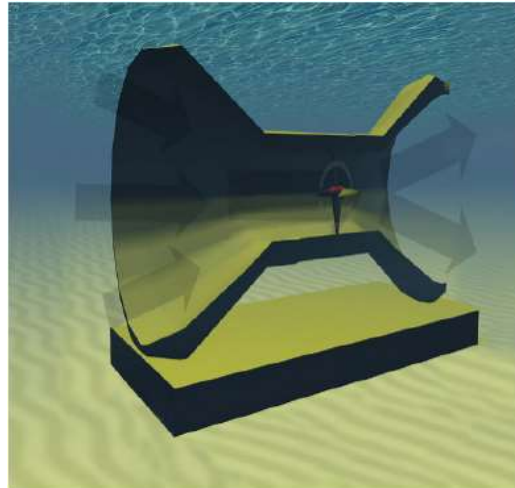


Figura 2.3: Efeito Venturi (Gharraee, 2015).

Diversos trabalhos sobre turbinas maré motrizes estão presentes na literatura. A fim de se fazer uma revisão dos principais estudos, alguns trabalhos são apresentados em sequência. Gaden e Bibeau (2010) desenvolveram um estudo numérico para investigar o uso de difusores para melhorar o desempenho e a viabilidade de turbinas hidráulicas, relatando que a potência pode aumentar por um fator de 3,1. Mehmood *et al.* (2012) exploraram várias formas baseadas em aerofólios tipo NACA e observaram um aumento significativo da velocidade na “garganta” do difusor.

A adição de um difusor a uma turbina hidrocínética de eixo horizontal é uma das poucas maneiras em que a produção de energia pode ser aumentada de forma econômica, conforme observado por Al-Sulaiman e Yilbas (2015). Há uma extensa literatura sobre o desempenho de turbinas eólicas com difusor DAWTs (do inglês: *Diffuser-Augmented*

Wind Turbines). No entanto, para o caso de turbinas hidrocinéticas poucos são os trabalhos.

Embora o presente trabalho lide com DAHTs, a abordagem matemática vem da teoria da turbina eólica com difusor (DAWT) e, portanto, trabalhos adicionais sobre DAWTs precisam ser considerados. Por exemplo, Shahsavarifard *et al.* (2013) desenvolveram uma análise experimental de dois difusores com diferentes geometrias, alcançando coeficiente de potência máximo de 0,84, muito além do limite de Betz-Joukowski, demonstrando o potencial de turbinas com difusores. Utilizando a teoria da Dinâmica dos Fluidos Computacional CFD (do inglês: *Computation Fluid Dynamics*) e o momentum axial em 1D, Hansen *et al.* (2000) demonstraram que o aumento de potência das turbinas com difusores é proporcional ao aumento da vazão mássica através das pás da turbina. Rio Vaz *et al.* (2014) desenvolveram uma abordagem inovadora para a análise de desempenho de DAWTs com base na Teoria BEM, na qual uma análise unidimensional semi-empírica mais geral foi realizada, estendendo a correção de Glauert, a fim de evitar os altos valores do fator de indução axial. Além disso, Vaz e Wood (2016) implementaram um algoritmo para otimizar o comprimento da corda da pá e as distribuições do ângulo de torção de uma turbina eólica com difusor, melhorando a geometria do rotor aerodinamicamente.

Ressalta-se que em todas as citações anteriores sobre DAWT, a eficiência do difusor não foi implementada na Teoria BEM, sendo a principal motivação da presente tese. Sendo assim, neste trabalho propõe-se uma nova abordagem para o projeto de DAHTs, inserindo o efeito da eficiência do difusor no modelo BEM. Novas expressões para o fator de indução axial e empuxo são obtidas, objetivando avaliar o desempenho das DAHTs. Uma formulação para a correção do fator de indução axial também é proposta. As comparações são feitas usando dados experimentais obtidos da literatura e um estudo utilizando CFD para dois difusores diferentes: difusor cônico-flangeado (*Flanged Lens Diffuser* - FCD) e difusor lente-flangeado (*Flanged Conical Diffuser* - FLD), (Silva *et al.* 2018).

Para garantir resultados com melhor exatidão, uma validação usando apenas a turbina de escoamento livre e um difusor vazio é apresentada. Neste caso, são utilizados dados experimentais da turbina NREL PHASE VI (2001) e do difusor flangeado proposto por Abe e Ohya (2005), respectivamente. Ressalta-se que o BEM precisa considerar a

influência da eficiência do difusor para prever com exatidão o desempenho da DAHT. Em outras palavras, se o BEM não considerar a eficiência do difusor, o coeficiente de potência da turbina pode ser superestimado.

Nos últimos anos, as turbinas com difusores têm se tornado uma alternativa promissora para a geração de energia elétrica, principalmente porque a tecnologia do difusor melhora o desempenho da turbina. Tais turbinas, em geral, não requerem grandes áreas inundadas ou estruturas civis complexas (Belloni *et al.*, 2017), contribuindo de forma expressiva para reduzir impactos ambientais.

CAPÍTULO 3 - TEORIA DAS TURBINAS COM DIFUSOR

Considerando a superfície de controle mostrada na Fig. 3.1 e utilizando as mesmas notações de turbinas sem difusores isto é, o domínio de interesse é dividido em seções identificadas por subscritos, onde 0 refere-se à região não perturbada, 1 é imediatamente antes da turbina, 2 é imediatamente depois, 3 é a saída do difusor e 4 está à jusante. O disco atuador é colocado entre as seções 1 e 2. Na saída do difusor, a velocidade axial é V_3 e a pressão é p_3 . Devido à pressão criada pela presença do difusor, o fluxo expande após a saída do mesmo. Para simplificar, considera-se o rotor da turbina localizado próximo a entrada do difusor e, conseqüentemente, todas as perdas estão localizadas à jusante da turbina. Portanto, devido à parede do difusor, a força de reação (empuxo) T_d agirá sobre o difusor com conseqüente perda de pressão devido ao atrito e possível separação na camada limite. Assim, a variação de pressão, ΔH_d , também fará parte da análise.

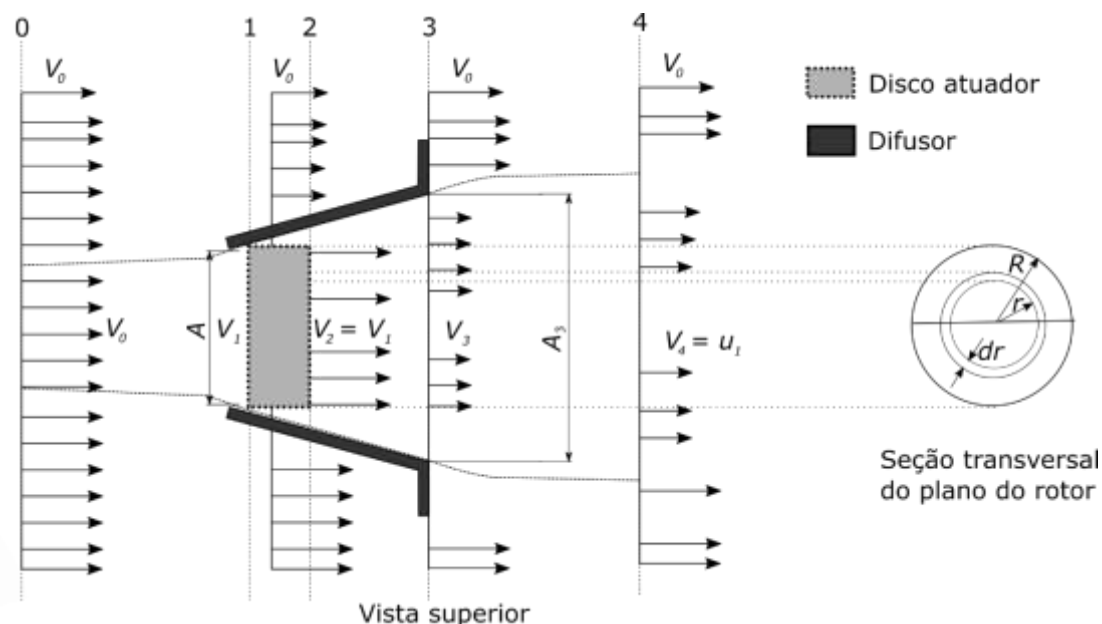


Figura 3.1: Superfície de controle ao longo de uma turbina com difusor (Silva *et al.*, 2018).

Aplicando a Equação da Conservação de Energia na forma integral ao longo da superfície de controle contendo as paredes do difusor, a jusante e a montante,

$$P + Q + \iint_{sc} \left(u_i + \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2} u^2 \right) = 0 \quad (3.1)$$

em que P é a potência produzida pelo rotor, Q é a taxa de transferência de calor adicionada a superfície de controle, u_i é a energia interna, a qual é considerada nula na presente abordagem. Neste caso, a taxa de transferência de calor adicionada pelo difusor é:

$$Q = \dot{q} \Delta H_d \quad (3.2)$$

Substituindo a Eq. (3.2) em Eq. (3.1) e aplicando-a à superfície de controle da Fig. 3.1, obtém-se:

$$\dot{q} \frac{1}{2} \rho (V_0^2 - V_4^2) = P + \dot{q} \Delta H_d \quad (3.3)$$

onde $\dot{q} = AV_2$ é a vazão através do rotor. Rearranjando a Eq. (3.3), a potência pode ser obtida por:

$$P = \frac{1}{2} \rho V_2 A \left[V_0^2 - V_4^2 - 2 \frac{\Delta H_d}{\rho} \right] \quad (3.4)$$

Assumindo que a perda de pressão só ocorre na parte de expansão do difusor, isto é, do plano do rotor até a saída do difusor, a equação de energia é dada por:

$$\Delta H_d = (p_2 + \frac{1}{2} \rho V_2^2) - (p_3 + \frac{1}{2} \rho V_3^2) \quad (3.5)$$

onde p_2 representa a pressão imediatamente atrás da turbina. Introduzindo a eficiência do difusor como:

$$\eta_d = \frac{p_3 - p_2}{\frac{1}{2} \rho (V_2^2 - V_3^2)} \quad (3.6)$$

A perda da pressão através do difusor pode ser dada por:

$$\Delta H_d = (1 - \eta_d) [\frac{1}{2} \rho V_2^2 - \frac{1}{2} \rho V_3^2] \quad (3.7)$$

Inserindo a Eq. (3.7) na Eq. (3.4), obtém-se:

$$P = \frac{1}{2} \rho V_2 A [V_0^2 - V_4^2 - (1 - \eta_d)(V_2^2 - V_3^2)] \quad (3.8)$$

De acordo com a Equação da Conservação de Massa para escoamento incompressível, tem-se:

$$AV_2 = A_3V_3 \Rightarrow V_3 = \frac{A}{A_3}V_2 = \beta V_2, \quad (3.9)$$

onde $\beta = A/A_3$.

Introduzindo o coeficiente de potência $C_p = \frac{P}{1/2\rho AV_0^3}$, e inserindo a razão de área β , tem-se:

$$C_p = \varepsilon_1[1 - \varepsilon_4^2 - (1 - \eta_d)(1 - \beta^2)\varepsilon_1^2] \quad (3.10)$$

onde $\varepsilon_1 = V_1/V_0 = V_2/V_0$ e $\varepsilon_4 = V_4/V_0$. Esta é a expressão final para o coeficiente de potência do rotor de uma turbina com difusor. Nota-se que todas as variáveis de velocidade se tornaram adimensionais com a velocidade de escoamento livre. Como a equação contém mais variáveis, não há fechamento simples, como no caso de um rotor de operação livre. As perdas, quantificadas por η_d necessitam ser determinadas a partir de experimentos e não existe uma relação simples entre a velocidade axial no plano do rotor e a esteira longe. Isto contrasta com o rotor de operação livre, em que a Teoria do Momentum Unidimensional diz que a indução no plano do rotor é metade daquela que está na esteira longe. Em muitos casos, é conveniente desconsiderar a velocidade na esteira longe, introduzindo um coeficiente de pressão de retorno, isto é conseguido aplicando o princípio da conservação de energia na superfície de controle mostrada na Fig. 3.1, que é obtido através da equação de Bernoulli (Sorensen, 2016) desde a saída do difusor até a esteira longe,

$$p_3 + 1/2 \rho V_3^2 = p_0 + 1/2 \rho V_4^2 \quad (3.11)$$

Na forma adimensional, a Eq. (3.11) reduz-se a:

$$\varepsilon_1^2 = \varepsilon_3^2 + \frac{p_3 - p_0}{1/2\rho V_0^2} \quad (3.12)$$

onde $\varepsilon_3 = V_3/V_0$. Definindo um coeficiente de recuperação de pressão ou coeficiente de pressão de retorno como $C_{p,3} = \frac{p_3 - p_0}{1/2\rho V_0^2}$ e inserindo a Eq. (3.12) na Eq.(3.10), sabendo-se que $\varepsilon_3 = \beta\varepsilon_1$, obtém-se:

$$C_P = \varepsilon_1 \{1 - C_{p,3} + [\eta_d(1 - \beta^2) - 1]\varepsilon_1^2\} \quad (3.13)$$

Obviamente, não há diferença principal entre Eq. (3.13) e Eq. (3.10), mas como uma aproximação, de acordo com Sorensen (2016) pode-se supor que próximo do ótimo, o coeficiente de pressão e o difusor não dependem fortemente da vazão mássica. No caso, a condição ótima de operação pode ser encontrada diferenciando-se a Eq. (3.13) em relação a ε_1 , tomando $C_{p,3}$ e η_d como constantes e considerando o resultado igual a zero. A partir disso, tem-se:

$$\frac{dC_P}{d\varepsilon_1} = 0 \Rightarrow 1 - C_{p,3} + 3\varepsilon_1^2[\eta_d(1 - \beta^2) - 1] = 0 \Rightarrow \varepsilon_1 = \sqrt{\frac{1 - C_{p,3}}{3[1 - \eta_d(1 - \beta^2)]}} \quad (3.14)$$

Inserindo a Eq. (3.14) em (3.13), o coeficiente máximo de potência do rotor é dado por:

$$C_{P,max} = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{1 - C_{p,3}}{3[1 - \eta_d(1 - \beta^2)]}} [1 - C_{p,3}] \quad (3.15)$$

Como o empuxo é obtido através da divisão da potência produzida pela velocidade local, o coeficiente de empuxo é dado por:

$$C_T = \frac{2}{3} [1 - C_{p,3}] \quad (3.16)$$

É interessante notar que, para um rotor com difusor em operação otimizada, o empuxo atuando no rotor depende apenas do valor da pressão de retorno. As Eqs. (3.14) - (3.16) requerem conhecimento experimental para quantificar os valores reais do desempenho ótimo do rotor.

Uma simplificação adicional é minimizar as perdas difusivas, $\Delta H_d = 0$, correspondendo ao ajuste da eficiência do difusor à unidade, isto é, $\eta_d = 1$. Aplicando agora a Equação de Bernoulli a montante e a jusante distante do rotor obtém-se:

$$\Delta p = \frac{1}{2} \rho (V_0^2 - V_4^2), \quad (3.17)$$

onde $\Delta p = T/A$ é o salto de pressão sobre o rotor e T é o empuxo atuando no rotor. Aplicando a Equação de Conservação da Quantidade de Movimento sobre o plano do rotor a montante e a jusante, tem-se:

$$T + T_d = \rho V_2 A (V_0 - V_4) \quad (3.18)$$

onde T_d é a força de reação agindo sobre o difusor. Combinando as Eqs. (3.17) e (3.18), obtém-se:

$$V_2 = \frac{T}{\rho A(V_0 - V_4)} \left[1 + \frac{T_d}{T} \right] = 1/2 (V_0 + V_4) \left[1 + \frac{T_d}{T} \right] \quad (3.19)$$

Adimensionalizando a Eq. (3.19) tem-se:

$$\varepsilon_1 = 1/2 (1 + \varepsilon_4) \left[1 + \frac{T_d}{T} \right] \quad (3.20)$$

A Eq. (3.20) mostra que o aumento na vazão mássica é diretamente proporcional à força atuante no difusor. É interessante que essa equação seja idêntica à equação derivada para o fluxo dentro de um volume de controle composto por duas superfícies de fluxo. De fato, os dois casos de fluxo são idênticos. No caso de um difusor, o fluxo é limitado por paredes sólidas, enquanto o fluxo localmente na esteira de uma turbina operada livremente é restringido por duas superfícies de fluxo. Para um fluxo invíscido, contudo, não há diferença principal entre uma parede sólida e uma superfície de fluxo. Como consequência, a equação que rege a eficiência de uma turbina com difusor é exatamente igual àquelas usadas para determinar o fluxo localmente para uma turbina em operação.

Inserindo a Eq. (3.20) na Eq. (3.10) e assumindo $\eta_d = 1$, obtém-se:

$$C_p = 1/2(1 + \varepsilon_4) (1 - \varepsilon_4^2) \left[1 + \frac{T_d}{T} \right]. \quad (3.21)$$

e

$$C_T = 1 - \varepsilon_4^2 \quad (3.22)$$

Comparando as Eqs. (3.20) e (3.22) com equações similares ao caso de um rotor de operação livre (sem difusor), é visto que, para uma dada velocidade de esteira, a queda de pressão é a mesma, enquanto o aumento na potência para o rotor com difusor é devido a um aumento na vazão mássica. Considerando que T_d/T é independente da velocidade na esteira distante, o valor ótimo do coeficiente de potência pode ser determinado com ε_4 como o único parâmetro independente. Diferenciando a Eq. (3.21) com relação a ε_4 e definindo o resultado igual a zero, obtêm-se que $\varepsilon_4 = 1/3$. Inserindo este valor na Eq. (3.21), resulta em:

$$C_{P,max} = \frac{16}{27} \left[1 + \frac{T_d}{T} \right] \quad (3.23)$$

O coeficiente de empuxo correspondente atinge um valor constante, $C_T = 8/9$. Este resultado foi obtido tanto por Bussel (2007) quanto por Jamieson (2009) utilizando diferentes abordagens. Van Bussel introduziu um coeficiente de pressão de retorno e um fator de interferência para derivá-lo, enquanto Jamieson introduziu um plano de referência, onde ele assumiu a indução como sendo metade do que estava na esteira mais distante. Para Sorensen (2016) não há necessidade de introduzir nenhuma variável auxiliar, como pode ser visto nas Eqs. (3.17) - (3.23). Deve-se mencionar, no entanto, que a derivação se baseia na suposição de que é um difusor ideal, ou seja, não há perdas no difusor, e a razão entre a força de reação e o empuxo em condições ótimas não é muito dependente da velocidade na esteira.

Uma abordagem simplificada alternativa é assumir que o coeficiente de pressão de retorno não depende da vazão mássica quando o rotor está na sua melhor operação. Então, da Eq. (3.13), ainda assumindo $\eta_d = 1$, tem-se:

$$C_P = \varepsilon_1 [1 - C_{p,3} - \beta^2 \varepsilon_1^2] \quad (3.24)$$

e uma análise com ε_1 como variável independente resulta que o coeficiente de potência máximo é obtido por:

$$\varepsilon_1 = \sqrt{\frac{1 - C_{p,3}}{3\beta^2}} \quad (3.25)$$

Isto mostra que:

$$C_{P,max} = \frac{2}{3\sqrt{3}\beta} (1 - C_{p,3}) \sqrt{1 - C_{p,3}} \quad (3.26)$$

com o coeficiente de empuxo correspondente:

$$C_T = \frac{2}{3} (1 - C_{p,3}) \quad (3.27)$$

Assumindo agora que tanto o coeficiente de pressão de retorno, quanto a razão T_d/T são independentes da vazão mássica quando o rotor está operando no seu ponto ótimo, pode-se combinar a restrição $C_T = 8/9$ com a Eq. (3.25) para obter $C_{p,3} = -1/3$ e portanto:

$$C_{P,max} = \frac{16}{27} \left(\frac{A_3}{A} \right), \quad (3.28)$$

Este resultado mostra que o limite de Betz-Joukowski para um rotor com difusor aumenta linearmente em função da razão da área de saída. É importante enfatizar que as Eqs. (3.17) - (3.28) são baseadas em um difusor livre de perdas e em várias suposições simplificadas que não foram verificadas, tais como: (i) escoamento sobre o rotor ideal unidimensional, incompressível e em regime estacionário; (ii) escoamento com restrição devido à presença do difusor; (iii) campo de velocidade uniforme na entrada do volume de controle analisado no problema. Portanto, as conclusões sobre essas equações são apenas indicativas e válidas para difusores com expansão limitada.

CAPÍTULO 4 – MODELAGEM MATEMÁTICA PROPOSTA PARA O PROJETO DE TURBINAS HIDROcinÉTICAS COM DIFUSOR

4.1. TEORIA DO MOMENTUM AXIAL SOB EFEITO DE DIFUSOR

A Teoria do Momentum Axial sob efeito difusor considera uma turbina como um disco atuador ideal com um perfil de velocidade uniforme. O fluxo é tomado sem atrito e não há componente de velocidade tangencial. Para considerar um difusor com perdas, utiliza-se uma metodologia equivalente a que é usada em dutos (Phillips *et al.*, 2003; Sorensen, 2016). Como mostrado na Fig. 3.1 e, de acordo com Phillips (2003), o coeficiente de potência neste caso é dado pela Eq. (3.10), demonstrado no capítulo anterior. Como também descrito por Sørensen (2016), o empuxo correspondente pode ser obtido dividindo a potência produzida pela velocidade local no plano do rotor. Então, aplicando o balanço de energia através da Eq. (3.3) na superfície de controle mostrado na Fig. 3.1 para $P = V_2 T$, obtém-se:

$$V_2 T = \dot{q} \frac{1}{2} \rho (V_0^2 - V_4^2) - \dot{q} \Delta H_d \quad (4.1)$$

onde T é o empuxo no rotor. Consequentemente, C_T torna-se:

$$C_T = \frac{T}{\frac{1}{2} \rho A V_0^2} = 1 - \varepsilon_4^2 - (1 - \eta_d)(1 - \beta^2) \varepsilon_1^2. \quad (4.2)$$

Conforme discutido por Rio Vaz *et al.* (2014), C_p depende da velocidade na esteira distante, V_4 , que é assumido como sendo $(1 - 2a)V_0$, onde a é o fator de indução axial no plano do rotor, dado pela teoria do disco atuador clássica. Em outras palavras, a mesma condição para a velocidade axial na esteira de uma turbina ideal sem difusor é considerada no escoamento depois da saída do difusor. A razão de velocidade no interior do difusor sem a turbina ($\gamma = V_1^*/V_0$) é definida como a razão entre a velocidade máxima de escoamento axial no difusor e a velocidade do escoamento não perturbado V_0 . Assim, a velocidade aproximando-se do disco torna-se $V_1 = V_2 = \gamma(1 - a)V_0$ e $\varepsilon_1 = \gamma(1 - a)$. Sob estas definições, resultam, respectivamente, em:

$$C_p = \gamma(1 - a)[4a(1 - a) - \gamma^2(1 - a)^2(1 - \eta_d)(1 - \beta^2)] \quad (4.3)$$

e

$$C_T = 4a(1 - a) - \gamma^2(1 - a)^2(1 - \eta_d)(1 - \beta^2) \quad (4.4)$$

Claramente, se $\eta_d = 1$ nas Eqs. (4.3) e (4.4), C_p e C_T reduzem-se as expressões obtidas por Rio Vaz *et al.* (2014). Aplicando o balanço de energia como é feito na teoria do disco atuador, o coeficiente de empuxo é obtido de $C_p = \varepsilon_1 C_T$, concordando com os estudos desenvolvidos por Hansen *et al.* (2000).

4.2. UMA NOVA EXPRESSÃO PARA O FATOR DE INDUÇÃO AXIAL

Para incluir o efeito difusor no BEM, a influência da razão de área, a eficiência do difusor e a razão de velocidade no interior do difusor sem a turbina devem ser

consideradas pelo modelo. Portanto, o ângulo de escoamento (ϕ) é definido como $\tan \phi = \gamma \frac{(1-a)V_0}{(1+a')\Omega r}$ (Vaz e Wood, 2016). O coeficiente de empuxo é expresso como:

$$C_T = \gamma^2 (1-a)^2 \frac{\sigma_s C_n}{\sin^2 \phi} \quad (4.5)$$

onde $\sigma_s = Bc/2\pi r$ é a solidez. Combinando as Eqs. (4.4) e (4.5), a nova formulação para o fator de indução axial resulta em:

$$\frac{a}{1-a} = \frac{\gamma^2}{4} \left[\frac{\sigma_s C_n}{\sin^2 \phi} + (1 - \eta_d)(1 - \beta^2) \right] \quad (4.6)$$

O fator de indução tangencial é dado por $\frac{a'_1}{1+a'_1} = \frac{\sigma_s C_t}{4 \sin \phi \cos \phi}$ (Rio Vaz *et al.*, 2014). Observa-se que o fator de indução axial, a , depende de η_d , γ e β . Além disso, a Eq. (4.6) reduz-se para aquela desenvolvida por Rio Vaz *et al.* (2014) para $\eta_d = 1$. Incorporando o Momento Axial no BEM, garante-se um modelo extensível a DAHT, permitindo na prática uma variação radial da razão de velocidade no interior do difusor sem a turbina, γ , tornando a abordagem menos complexa. Entretanto, ressalta-se que tal variação precisa ser mais investigada, uma vez que parece modificar a hipótese clássica do BEM sobre a iteração entre duas seções de pás consecutivas, o que não é objeto do presente trabalho.

4.3. CORREÇÕES PARA A PERDA NA PONTA DA PÁ E PARA O ALTO FATOR DE INDUÇÃO AXIAL

O fator de perda de Prandtl (F) corresponde a razão entre a circulação total das pás e a circulação de um rotor com um número infinito de pás. Esta correção é necessária para garantir que a teoria do momentum axial simples seja aplicada a turbinas com um número finito de pás, tornando-a uma ferramenta importante quando associada à teoria do elemento de pá. Isto é, a união da teoria do momentum axial simples com a teoria do elemento de pá dá origem a um dos modelos mais utilizados no projeto de turbinas de eixo horizontal, o modelo BEM. Cálculos utilizando o BEM feitos com o fator de Prandtl têm boa concordância com a teoria do vórtice de esteira livre e com dados experimentais como descrito por Vaz e Wood (2016) e Silva *et al.* (2017). No entanto, duas observações importantes devem ser feitas. Em primeiro, assume-se que o difusor induz um escoamento axial circunferencialmente uniforme, mas sem indução azimutal através do rotor. Este escoamento axial deve reduzir a perda na ponta da pá, bem como a proximidade da ponta da pá à parede do difusor, de uma maneira que não é possível incorporar o fator de Prandtl como definido acima. Em segundo lugar, devem haver diferentes fatores de perda de ponta de pá para os movimentos axial e circunferencial do rotor, os quais ainda não foram observados na literatura para o caso de turbinas com difusor. Sendo assim, este trabalho considera a formulação de Prandtl como um expediente até que um modelo melhor seja desenvolvido. O fator de Prandtl é definido como:

$$F = \frac{2}{\pi} \cos^{-1}(e^{-f}) \quad (4.7)$$

em que,

$$f = \frac{B}{2} \frac{R-r}{r \sin \varphi} \quad (4.8)$$

A correção para altos valores do fator de indução axial é necessária porque a teoria do momentum axial não é concordante com dados experimentais quando o fator de indução axial é maior que $1/3$ ($a > 1/3$), exigindo correções na teoria. Glauert (1963) propôs que uma relação empírica, baseada em dados experimentais fosse adicionada ao modelo BEM a fim de se corrigir o coeficiente de empuxo da turbina. A expressão proposta por Glauert (1963) é dada pela Eq. (4.9). Alguns detalhes sobre derivações e posterior análise da Eq. (4.9) podem ser encontrados na literatura clássica como Spera (1994), Wilson e Walker (1984) e Lock *et al.* (1926).

$$C_T = \begin{cases} 4a(1-a)F; & a \leq \frac{1}{3} \\ 4a \left[1 - \frac{a}{4}(5-3a) \right] F; & a > \frac{1}{3} \end{cases} \quad (4.9)$$

No presente trabalho, uma correção para o coeficiente de empuxo é proposta para $a > 1/3$, incluindo o efeito da eficiência do difusor, η_d , e a razão de área, β . É válido ressaltar que, a Eq. (4.10) proposta aqui é baseada na Eq. (4.9) de Glauert (1963) para turbinas sem difusor. Portanto, a Eq. (4.10) é uma extensão da Eq. (4.9), onde os parâmetros correspondentes a eficiência do difusor e a razão de área são incluídas na equação do coeficiente de empuxo. Resultados e discussões sobre a Eq. (4.10) são mostrados na seção 5 deste trabalho.

$$C_T = \begin{cases} [4a(1-a) - \varepsilon^2(1-\eta_d)(1-\beta^2)]F; & a \leq \frac{1}{3} \\ \left\{ 4a \left[1 - \frac{a}{4}(5-3a) \right] - \varepsilon^2(1-\eta_d)(1-\beta^2) \right\} F; & a > \frac{1}{3} \end{cases} \quad (4.10)$$

As novas formulações para $a > 1/3$ podem ser calculadas combinando as Eqs. (4.5) e (4.10), resultando em

$$\left\{ \begin{array}{l} a = \frac{K}{1+K}; \\ 3a^3 - (5 + 4K)a^2 + (4 + 8K)a - 4K = 0; \end{array} \right. \quad \left. \begin{array}{l} a \leq \frac{1}{3} \\ a > \frac{1}{3} \end{array} \right\} \quad (4.11)$$

onde K é responsável pelas informações sobre a eficiência do difusor e geometria da turbina, que é dado por:

$$K = \frac{\gamma^2}{4} \left[\frac{\sigma C_n}{F \sin^2 \phi} + (1 - \eta_d)(1 - \beta^2) \right] \quad (4.12)$$

4.4. OTIMIZAÇÃO DE PÁS HIDROcinÉTICAS LIVRES DE CAVITAÇÃO

4.4.1. Critério de cavitação

Segundo Adhikari *et al.* (2016), a cavitação é um fenômeno de fluxo comum na maioria das turbinas hidráulicas e pode causar vibração, danos na superfície da pá e perda de desempenho. Portanto, este é um fenômeno importante a ser considerado em turbinas hidrocinéticas. A Fig. 4.1 mostra a formação de cavitação de um propulsor estudado por Franc e Michel (2006), cujas bolhas de vapor podem promover erosão na superfície da pá.



Figura 4.1: Formação de cavitação em um propulsor (Franc e Michael, 2006).

Sendo assim, à medida que o difusor aumenta a velocidade axial do escoamento no plano do rotor, é necessário incluir uma restrição para evitar a cavitação no projeto de turbinas hidrocinéticas. O critério mais utilizado para minimizar ou evitar a cavitação em turbinas hidráulicas relaciona o número de cavitação (σ) com o coeficiente de pressão mínimo (c_{pmin}) através da Eq. (4.13):

$$c_{pmin} + \sigma \geq 0 \quad (4.13)$$

onde c_{pmin} é o valor mínimo do coeficiente de pressão c_p , definido por:

$$c_p = \frac{p - p_{atm}}{\frac{1}{2}\rho W^2} \quad (4.14)$$

onde ρ é a massa específica, p e p_{atm} são as pressões locais e atmosféricas, respectivamente, e W a velocidade relativa da água em cada seção da pá, definida por Vaz e Wood (2016) como:

$$W = \sqrt{[\gamma V_o(1 - a)]^2 + [\Omega r(1 + a')]^2}. \quad (4.15)$$

O parâmetro γ é a razão de velocidade no interior do difusor sem a turbina e é responsável por modificar o valor axial da velocidade no rotor. A velocidade do escoamento livre corresponde a V_o . Os parâmetros a e a' são os fatores axiais e tangenciais de indução, respectivamente, enquanto Ω e r são a velocidade angular e a posição radial da turbina. A formulação para o número de cavitação σ é (Shinomiya, 2015):

$$\sigma = \frac{p_{atm} + \rho g H - p_v}{\frac{1}{2} \rho W^2} \quad (4.16)$$

onde g é a aceleração gravitacional, H é a distância submersa da turbina e p_v é a pressão de vapor da água. Substituindo a Eq. (4.16) em (4.13), obtém-se a condição $V_{CAV} \geq W$, onde a velocidade de cavitação é dada por:

$$V_{CAV} = \sqrt{\frac{p_{atm} + \rho g H - p_v}{-\frac{1}{2} \rho c_{pmin}}} \quad (4.17)$$

Como coeficiente de pressão mínimo, c_{pmin} , é sempre menor que zero, então a Eq. (4.17) sempre apresentará valores reais.

Observa-se que a cavitação pode ser evitada se a velocidade relativa em cada seção da pá for menor que a velocidade de cavitação local (Fig. 4.2). Essa condição é fundamental para a metodologia de otimização descrita abaixo em que o comprimento da corda é corrigido em cada seção quando $V_{CAV} < W$.

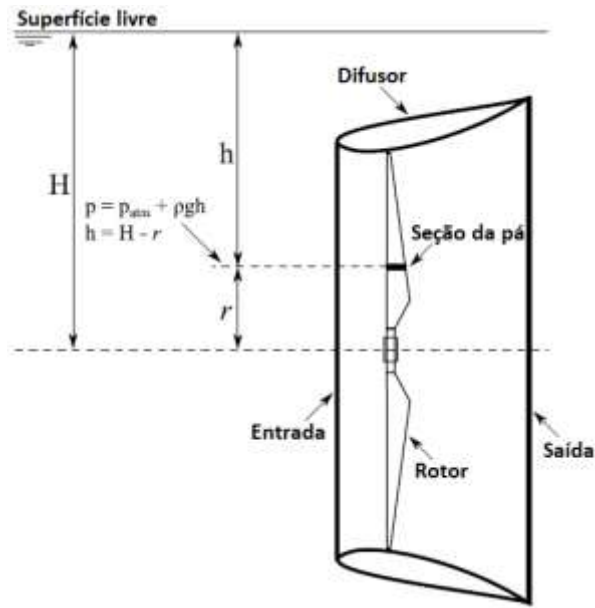


Figura 4.2: Ilustração para a condição de pressão estática sobre uma seção da pá de uma DAHT.

4.4.2. Modelo matemático para a otimização de pás

As expressões ótimas para turbinas com difusores vêm das equações do momentum com velocidades de rotação no escoamento (Fletcher, 1981; Phillips, 2003; Sorensen, 2016). Segundo Rio Vaz *et al.* (2014), para turbinas modernas é necessário considerar o efeito do fator de indução tangencial, a' . O torque elementar pode ser obtido diretamente da equação de momentum aplicada a um volume de controle infinitesimal de área $dA = 2\pi dr$, como mostrado na Fig. 3.1.

$$dM = \rho V_1 C_\theta r^2 dA = 2\rho a' \gamma (1 - a) V_0 \Omega r^2 dA \quad (4.18)$$

onde r é o raio, $C_\theta = 2\Omega a'$ é a velocidade angular na esteira, Ω velocidade angular do rotor. O coeficiente de torque é:

$$C_M = \frac{dM}{\frac{1}{2}\rho V_0^2 dA} = \frac{4a\gamma(1-a)\Omega r^2}{V_0} \quad (4.19)$$

A potência elementar é dada por:

$$dP = \Omega dM = 2\rho a' \gamma (1 - a) V_0 \Omega^2 r^2 dA \quad (4.20)$$

Ao integrar a Eq. (4.20) através do rotor, o coeficiente de potência é dado por (Vaz e Wood, 2016; Rio *et al.*, 2014):

$$C_P = \frac{8}{\lambda^2} \int_0^\lambda \gamma a' (1 - a) x^3 dx \quad (4.21)$$

onde $x = \Omega r / V_0$ e $\lambda = \Omega R / V_0$ são a razão de velocidade local e a razão de velocidade na ponta da pá, respectivamente. A Eq. (4.21) será usada para otimizar o fator de indução axial, a , posteriormente.

Assim, a principal contribuição desta seção é combinar as abordagens de otimização recentemente desenvolvidas por Silva *et al.* (2017) e por Vaz e Wood (2016). O primeiro apresentou uma boa formulação para evitar a cavitação em pás hidrocínéticas,

no entanto, é aplicado somente para turbinas hidrocínéticas sem difusor. O segundo demonstrou uma equação de otimização de pá muito interessante, mas funciona apenas para turbinas com difusor sem a previsão de cavitação. Portanto, a contribuição do difusor é incorporada no BEM usando o diagrama do triângulo de velocidades mostrado na Fig. 4.3. A velocidade do escoamento na seção da pá é dada por $\gamma(1 - a)V_0$. Os coeficientes das forças normal e tangencial em qualquer local de uma pá são definidos como no BEM para uma turbina sem difusor. O procedimento de otimização proposto aqui para a distribuição das cordas não corrigidas devido ao fenômeno de cavitação, c_u é realizado da mesma forma que em Vaz e Wood (2016), para o qual:

$$c_u = \frac{8\pi r a' F \sin \phi \cos \phi}{(1+a')BC_t} \quad (4.22)$$

onde B é o número de pás, $C_t = C_L \sin \phi - C_D \cos \phi$ é o coeficiente de força tangencial, C_L e C_D são, respectivamente, os coeficientes de sustentação e arrasto do aerofólio que compreende o elemento. O ângulo de fluxo, ϕ , é obtido a partir do diagrama de velocidades mostrado na Fig. 4.2 como:

$$\tan \phi = \gamma \frac{(1-a)V_0}{(1+a')\Omega r} \quad (4.23)$$

O efeito difusor ocorre somente através de γ na Eq. (4.23). O fator de perda de ponta de Prandtl, F (Hibbs e Radkey, 1981) trata de valores de F menores que 1, utiliza a correção de Glauert (1935) no cálculo do coeficiente de empuxo C_T e é usado na Eq. (4.22), definida como a razão entre a circulação total limitada das pás e a circulação de um rotor com um número infinito de pás (Vaz e Wood, 2016; Wald, 2006; Favacho *et al.* 2016; Branlard, 2013).

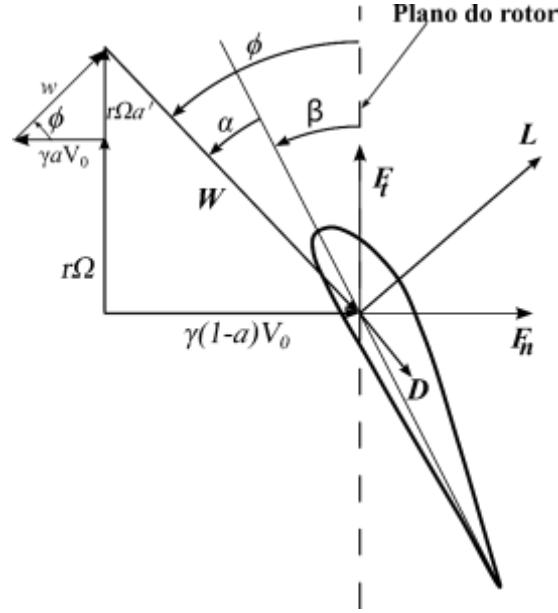


Figura 4.3: Diagrama de velocidades para uma seção da pá (Adaptada de Vaz e Wood, 2016).

Para incluir a correção a fim de obter uma pá de turbina ideal livre de cavitação, utiliza-se a Eq. (4.24) (Silva *et al.*, 2017):

$$c_c = c_u \left[\frac{W}{(1-f_S)V_{CAV}} \right]^2 \quad (4.24)$$

onde f_S é um fator de penalidade arbitrário definido no intervalo $0 \leq f_S < 1$ acima do elemento de pá para o cálculo do comprimento da corda (Silva *et al.*, 2017). Ressalta-se que f_S é utilizado apenas para garantir que a velocidade de cavitação seja pequena. No entanto, um estudo mais detalhado sobre o impacto de f_S no modelo de otimização é necessário, não sendo objeto de estudo do presente trabalho. O projeto ideal para uma pá hidrocínética sob efeito difusor é obtido através do método de otimização determinístico, a qual maximiza a função objetivo, que, neste caso, é o coeficiente de potência da turbina, através do termo $\gamma a'(1 - a)$ da Eq. (4.21), resultando em:

$$16a_{opt}^3 - 24a_{opt}^2 + \left[9 - 3\left(\frac{x}{\gamma}\right)^2\right]a_{opt} + \left(\frac{x}{\gamma}\right)^2 - 1 = 0 \quad (4.25)$$

A Eq. (4.25) é válida somente se os ângulos de ataque locais estiverem abaixo do *stall*, em que a e a' não sejam dependentes, uma vez que, de acordo com a teoria do escoamento potencial, a força é perpendicular à velocidade local vista pela pá (Wood, 2015; Hansen, 2008). Além disso, é importante ressaltar que o presente procedimento de otimização é válido para $\lambda > 1$ aproximadamente, e mais detalhes a respeito pode ser encontrado em Vaz e Wood (2016). A relação ideal entre a e a' torna-se:

$$a'_{opt} = (1 - 3a_{opt})/(4a_{opt} - 1). \quad (4.26)$$

A Eq. (4.26) é semelhante a obtida por Glauert (1963) para turbinas sem difusor. Isso ocorre porque nesta abordagem o efeito difusor é considerado apenas na direção axial através do parâmetro γ .

Algoritmo do Modelo de Otimização utilizado no Presente Trabalho.

Atribuir inicialmente os valores para a_{opt} e a'_{opt} . Neste trabalho, $a_{opt} = 1/3$ e $a'_{opt} = 0$;

Para $i = 1$ tem-se N_s (Número de seções), fazer

Enquanto $error > TOL$, fazer

$iter = iter + 1$;

Calcular ϕ_{opt} , usando a Eq. (4.23);

Calcular $C_n = C_L(a_{opt}) \cos \phi_{opt} + C_D(a_{opt}) \sin \phi_{opt}$ e

$C_t = C_L(a_{opt}) \sin \phi_{opt} - C_D(a_{opt}) \cos \phi_{opt}$. Respectivamente,
onde a_{opt} é obtido para o máximo C_L/C_D ;

Calcular W , usando a Eq. (4.15);

Calcular $c_{u,opt}$, usando a Eq. (4.22) e $\beta_{opt} = \phi_{opt} - \alpha_{opt}$;

Calcular V_{CAV} , usando a Eq. (4.17);

Se $W > V_{CAV}$, então:

Calcular $c_{c,opt}$, usando a Eq. (4.24);

Fim se.

Calcular novo a_{opt} , usando a Eq. (4.25) e novo a'_{opt} usando a Eq. (4.26);

Calcular o $error = |\phi_{opt}^{iter+1} - \phi_{opt}^{iter}|$.

Fim Enquanto.

Fim Para.

Calcular a geometria da pá através da $c_{c,opt}$ e do β_{opt} .

CAPÍTULO 5 – RESULTADOS E DISCUSSÕES

5.1. DESEMPENHO DO MODELO BEM APRIMORADO

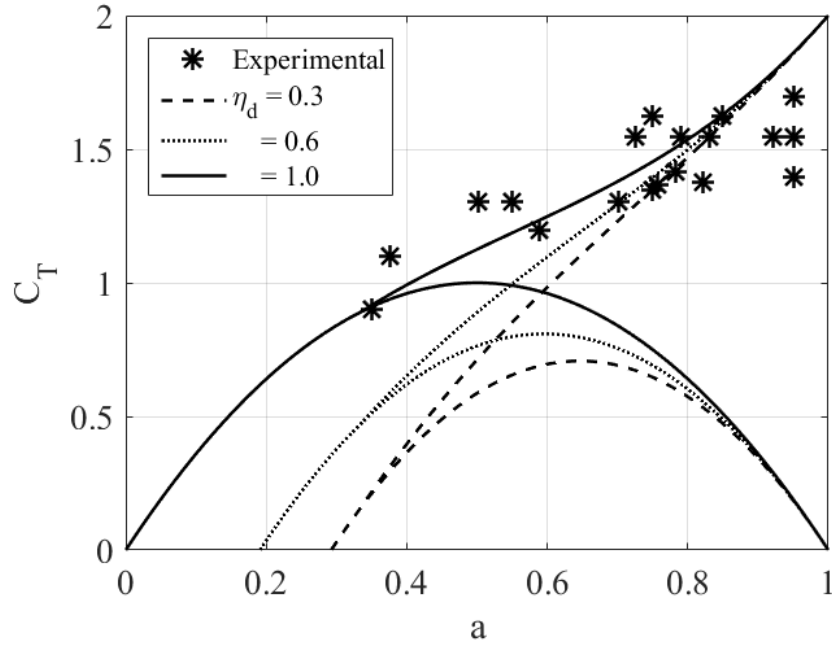
De acordo com Laws e Epps (2016), as turbinas de fluxo axial se baseiam nos mesmos princípios que as asas de aviões, hélices de propulsores e turbinas eólicas. Neste caso, a sustentação da pá de uma turbina é composta por seções transversais hidrodinâmicas, conforme descrito ao longo do capítulo 4. Portanto, devido às dificuldades em encontrar trabalhos com dados da geometria do difusor detalhados, empuxo e coeficiente de potência para DAHTs na literatura, o uso de dados disponíveis para a teoria de turbinas eólicas torna-se aceitável, até porque todos os parâmetros de projeto são adimensionais. Assim, nesta seção, o modelo BEM aprimorado é comparado usando quatro referências principais.

A primeira referência trata sobre os dados experimentais clássicos obtidos por Moriarty e Hansen (2005) para uma turbina sem difusor. Nesta referência, Moriarty e Hansen utilizaram em seu trabalho os dados experimentais de Glauert (1926) que desenvolveu uma correção no coeficiente de empuxo do rotor baseado em medições experimentais de rotores de helicópteros com grandes velocidades induzidas. A segunda corresponde a modelagem CFD desenvolvida por Hansen *et al.* (2000), no qual eles propõem uma abordagem CFD de um disco atuador com difusor demonstrando que o aumento de potência é proporcional ao aumento da vazão mássica através das pás das turbinas. Os resultados são mostrados na Fig. 5.1b e na Tabela 5.1. A terceira referência é o resultado obtido por Rio Vaz *et al.* (2014), cujos dados também são mostrados na Fig. 5.1b e na Tabela 5.1. A última referência corresponde as medições experimentais desenvolvidas por Hoopen (2009) apresentadas na Tabela 5.3.

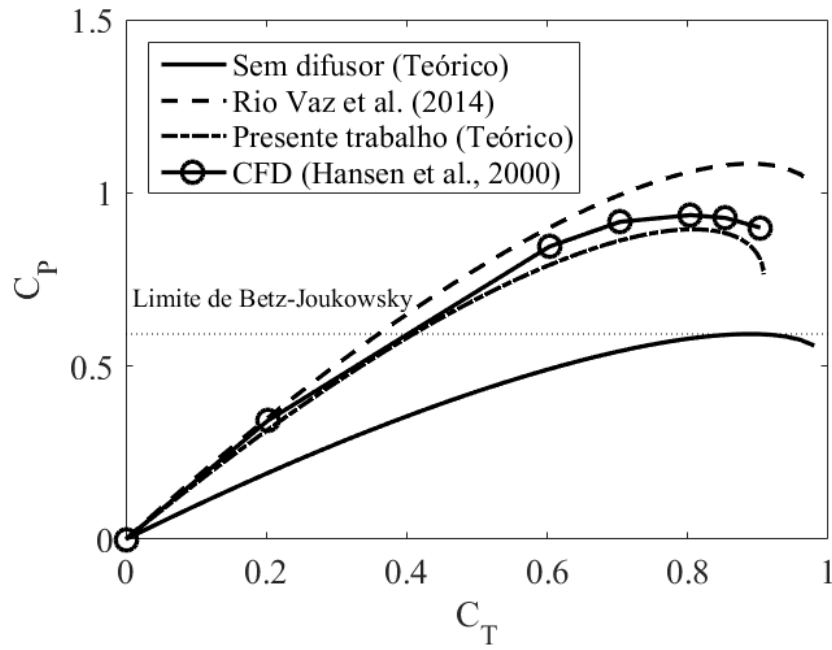
Assim, a influência da eficiência do difusor, η_d , nos coeficientes de potência e empuxo, C_p e C_T , respectivamente, é realizada através das Eqs. (4.3) e (4.4). Para C_T , os resultados são gerados variando η_d e considerando uma razão de área $\beta = 0,278$. Este

valor foi escolhido apenas para fins de avaliação do comportamento do modelo. Como levantado em Barbosa *et al.* (2015), uma relação de área elevada pode causar separação do escoamento dentro do difusor, consequentemente mudando o fluxo através do rotor. Suposições semelhantes também foram feitas por Abe e Ohya (2004). A Fig. 5.1a mostra os resultados obtidos utilizando a correção do fator de indução axial proposta. Para um difusor de máxima eficiência ($\eta_d = 1$), a turbina comporta-se como uma turbina sem difusor, desde que $C_T \rightarrow 4a(1 - a)$ na Eq. (4.4). Nota-se que quanto mais o empuxo C_T aumenta, mais torna-se gradualmente como uma turbina sem difusor. Este resultado é importante porque demonstra a intensidade da influência de η_d em C_T , concordando com aqueles relatados por Hansen *et al.* (2000) e Phillips (2003), que sugerem que o aumento de C_T deve diminuir a circulação criada pelo difusor, levando a um comportamento do escoamento através do rotor semelhante a uma turbina sem difusor. Além disso, aumentando as perdas de energia ao longo do difusor por ação de fricção, o fator de indução axial tende a aumentar também, levando a uma diminuição da razão de velocidade no interior do difusor sem a turbina. Tais características também são observadas por Phillips (2003), através do qual o presente trabalho mostrou bom comportamento físico, convergindo para os dados experimentais quando $\eta_d = 1$.

A Fig. 5.1b mostra o C_p em relação ao C_T . Para avaliar o impacto de η_d em C_p , são usados os resultados numéricos desenvolvidos por Hansen *et al.* (2000). Em seu trabalho, foram admitidos os seguintes valores: $\eta_d = 0,83$, $\gamma = 1,83$ e $\beta = 0,54$. Como mostrado na Tabela 5.1, a análise proposta tem boa concordância com a modelagem CFD proposta por Hansen *et al.* (2000). O presente trabalho atinge cerca de 5,3% de diferença para C_{popt} , enquanto Rio Vaz *et al.* (2014) atingiu 14,8%. Este resultado mostra que o modelo proposto no presente trabalho é mais preciso porque considera a eficiência do difusor. Esse coeficiente de potência ótimo é atingido para $C_{Topt} = 0,79$ usando o modelo atual que é de fato mais próximo do calculado por Hansen *et al.* (2000), em que o desvio é apenas de 1,25%. Todos os resultados mostrados até o presente momento demonstraram apenas o comportamento teórico do modelo BEM melhorado em relação ao impacto da eficiência do difusor.



(a)



(b)

Figura 5.1: (a) Correção para o Coeficiente de Empuxo (Experimento obtido de Moriarty e Hansen, 2005); (b) Efeito de η_d sobre C_P .

Tabela 5.1: Comparação entre o presente trabalho e CFD (Hansen *et al.*, 2000).

	Hansen <i>et al.</i> (2000)	Rio Vaz <i>et al.</i> (2014)	Presente Trabalho
$C_{T_{opt}}$	0,80	0,89	0,79
$C_{P_{opt}}$	0,94	1,08	0,89

Para analisar a precisão do modelo proposto a fim de produzir evidências de confiabilidade de simulação, a turbina real experimentada por Hoopen (2009) é empregada. Assim, uma turbina eólica de três pás com rotor de 1,5 m de diâmetro, para uma velocidade de escoamento não perturbada de 10 m/s é simulada. O difusor é um aerofólio circular com β igual a 0,5785. As pás e o difusor são projetados e otimizados usando os resultados computados por CFD (Hoopen, 2009). A saída do difusor tem um diâmetro de 2 m e está equipada com abas de 0,04 m. Hoopen (2009) relatou um torque igual a $7,10 N.m$ para uma velocidade do vento de $10 m/s$ e $\Omega = 75 rad/s$ ($\approx 716,2 rpm$). O número de Reynolds baseado no diâmetro médio do difusor é de 6×10^5 . A razão de aumento da velocidade de escoamento no difusor é mostrada na Fig. 5.2. A geometria DAWT e os parâmetros experimentais da razão de aumento da velocidade de escoamento do difusor estão resumidas na Tabela 5.2 e na Fig. 5.2, respectivamente.

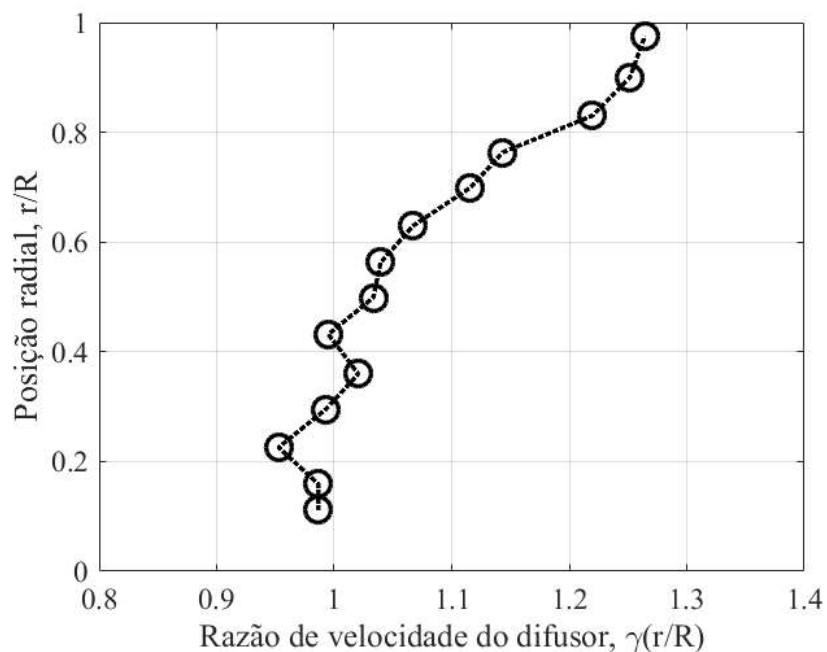


Figura 5.2: Razão de aumento da velocidade de escoamento do difusor em relação à posição radial (Hoopen, 2009).

Tabela 5.2: Parâmetros de projeto usados neste trabalho.

<u>Parâmetros</u>	<u>Valores Utilizados</u>
Diâmetro da Turbina	1,5 m
Diâmetro do cubo	0,3 m
Número de Pás	3
Aerofólio do Difusor	NLR (Hoopen, 2009)
Aerofólio da Pá	NACA 2207
Potência de Saída	531 W
Velocidade de escoamento livre (V_0)	10 m/s
Massa Específica do ar ρ em 20°C	1,2 kg/m ³
Velocidade de rotação	716,2 rpm

A Tabela 5.3 apresenta a potência e o torque para $V_0 = 10 \text{ m/s}$, onde o presente trabalho é comparado com dados experimentais. Usando o BEM melhorado, o resultado

é mais exato do que Rio Vaz *et al.* (2014). Isso ocorre porque na formulação do BEM utiliza-se as contribuições da razão de área, β , e da perda de pressão devido ao atrito através do parâmetro η_d . O uso desses dois parâmetros é extremamente relevante no projeto de turbinas com difusor. Segundo Phillips (2003), através de resultados experimentais, o desempenho de uma turbina com difusor depende fortemente de η_d e β . Esta observação também é descrita por Sorensen (2016), o qual mostra como a relação de área pode impactar o coeficiente de potência máximo de uma turbina com um difusor. Portanto, o desvio relativo obtido usando o BEM modificado proposto neste trabalho é de 0,38% para a potência em $\Omega = 75 \text{ rad/s}$, para $\eta_d = 98\%$. Nos resultados em CFD de Hoopen (2009) admitiu-se $\Omega = 137 \text{ rad/s}$, valor este muito maior do que o experimental. Outra informação a ser ressaltada é que o torque observado experimentalmente por Hoopen (2009) foi de 7,10 Nm e o obtido pelo modelo proposto nesta tese foi de 7,12, ou seja, valores muito próximos, evidenciando a boa concordância entre eles.

Tabela 5.3: Comparação entre o presente trabalho com dados experimentais ($V_0 = 10 \text{ m/s}$).

	Velocidade Angular (rad/s)	Potência de saída (W)	Torque (Nm)
Experimental (Hoopen, 2009)	75	531	7,10
Rio Vaz <i>et al.</i>, 2014	75	526	6,10
Presente Trabalho	75	533	7,12
CFD (Hoopen, 2009)	137	545	4,00
	155	246	1,60

Para destacar as principais contribuições deste trabalho, a Tabela 5.4 mostra as diferenças entre as formulações propostas e o descrito por Rio Vaz *et al.* (2014). Nota-se que as principais modificações ocorreram no fator de indução axial e no coeficiente de empuxo devido à introdução do efeito de η_d e β , cujas modificações são responsáveis

pelo bom comportamento do presente modelo de projeto, além de trazer uma importante ferramenta para o atual estado da arte.

Tabela 5.4: Diferença principal entre o presente trabalho e Rio Vaz *et al.*, 2014.

	Fator de indução axial (a)	Coeficiente de empuxo C_T
Rio Vaz <i>et al.</i> , 2014	$\frac{a}{1-a} = \gamma^2 \frac{BcC_n}{8\pi r \sin^2 \phi}$	$C_T = 4a(1-a)$
Presente trabalho	$\frac{a}{1-a} = \frac{\gamma^2}{4} \left[\frac{\sigma C_n}{\sin^2 \phi} + (1-\eta_a)(1-\beta^2) \right]$	$C_T = 4a(1-a) - \gamma^2$ $(1-a)^2(1-\eta_a)(1-\beta^2)$

5.2. COMPARAÇÕES DO MODELO BEM APRIMORADO COM CFD

Nesta seção, o modelo BEM proposto é comparado com o modelo CFD desenvolvido por Silva *et al.* (2018), no qual o incremento da vazão mássica causada pelo difusor é mostrado na Tab. 5.5.

Tabela 5.5: Razão da Vazão Mássica no Plano do Rotor.

<u>Configuração</u>	<u>Razão da Vazão mássica</u> $\left(\frac{\dot{m}}{V_0 \rho A}\right)$
FCD	1,29
FLD	1,23
Rotor	0,82
FCD + Rotor	0,99
FLD + Rotor	0,84

A Fig. 5.3 mostra os detalhes dimensionais dos dois difusores: o cônico-flangeado (FCD) e o lente-flangeado (FLD). O FCD tem entrada com diâmetro de $1,01D$, que permanece cilíndrico com comprimento de $0,14D$, apresentando um ângulo de 4° . O FLD é construído com base no trabalho de Hu e Wang (2015), com duas características principais: o comprimento curto ($0,13D$) e a forma curva gerada a partir de uma revolução *spline*. Comparando ambos os difusores, o FCD é muito maior que FLD. No entanto, devido à forma curva, o FLD tem uma maior relação de área.

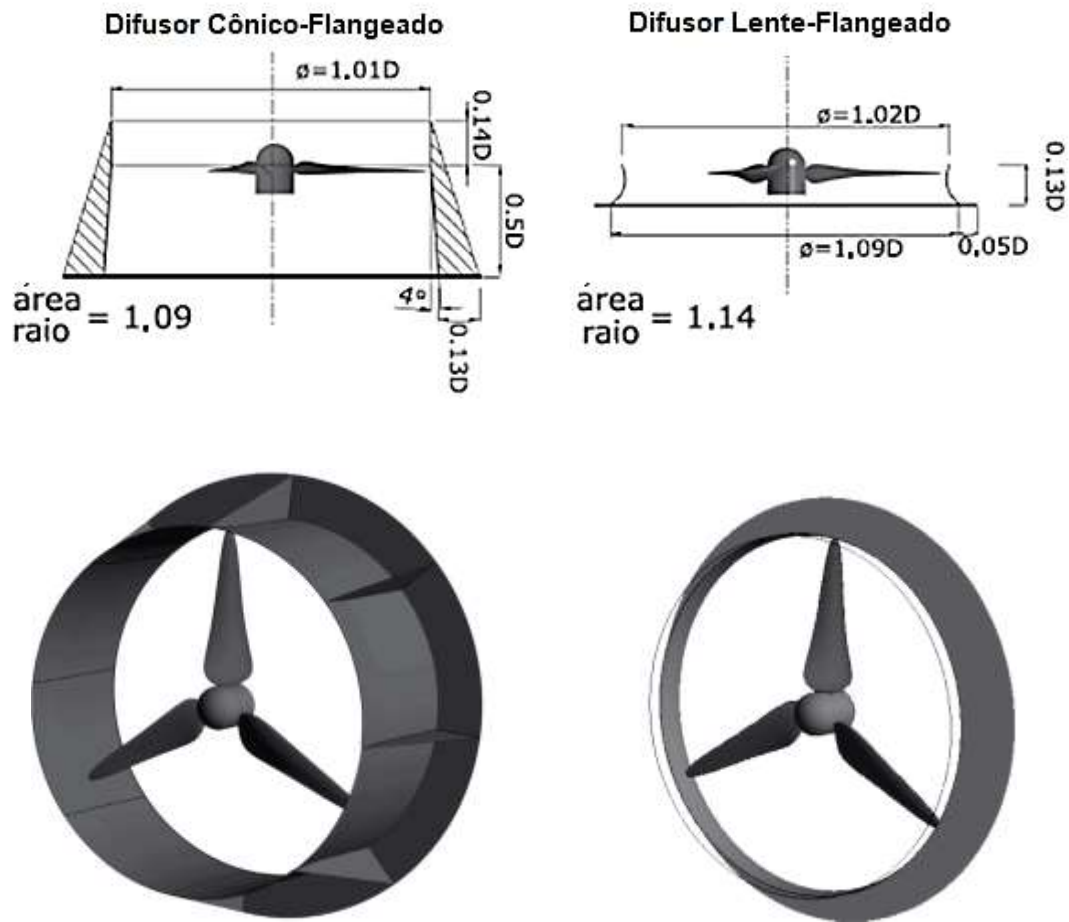


Figura 5.3: Ilustração geométrica de FCD e FLD (Silva *et al.*, 2018).

Com relação ao modelo numérico, de acordo com o trabalho de Silva *et al.* (2018), as dimensões do domínio computacional são baseadas em validações realizadas com precisão por outros autores, como Mo e Lee (2012) e pelas diretrizes dadas por Rezaeiha *et al.* (2018). Considerando esses estudos, todo o domínio computacional consiste em $5D \times 5D \times 25D$, sendo D o diâmetro da turbina. Para evitar qualquer influência das superfícies limítrofes, o rotor é posicionado em $5D$ e $20D$ das superfícies de entrada e saída, respectivamente (Fig. 5.4).

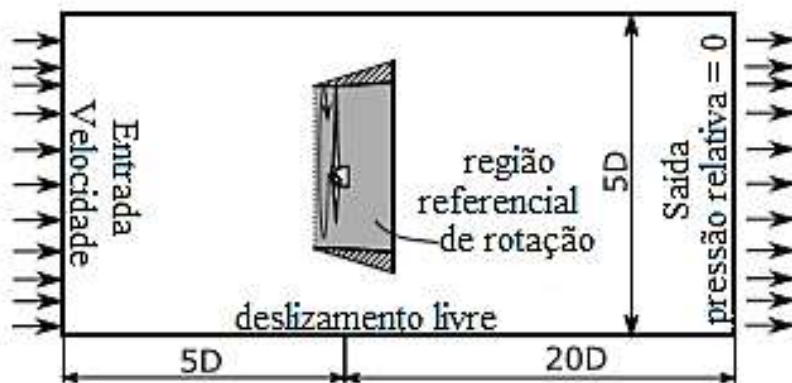


Figura 5.4: Configuração do domínio computacional (Silva *et al.*, 2018).

Este domínio numérico também é dividido em dois subdomínios: um volume rotacional cilíndrico interno contendo a turbina e outra parte estacionária, incluindo a vizinhança. O subdomínio rotativo assume dimensões diferentes para cada caso (turbina de escoamento livre e com difusor). Para a turbina de escoamento livre, o volume cilíndrico é construído com diâmetro $1,04D$ e comprimento $0,12D$, para encapsular o volume no difusor. Apesar do domínio rotativo apresentar tamanhos diferentes em turbinas de escoamento livre e com difusor, não causa um efeito perceptível sobre seu desempenho, como discutido por Rezaeiha *et al.* (2018). O subdomínio estacionário é construído grande o suficiente para envolver toda a região de esteira, geralmente dividida em esteira próxima e esteira distante. A região de esteira próxima é altamente influenciada pela turbina, tendo fenômenos complexos como vórtice perto da ponta da pá. Geralmente se estende até $3D$ atrás do rotor e é delimitado pelo ponto onde a pressão relativa se torna zero. A região de esteira distante é definida como a zona de recuperação de velocidade de fluxo, e pode se estender até $12D$ a jusante (Silva *et al.*, 2018). De acordo com Mo *et al.* (2013), os comprimentos das esteiras próxima e distante são diretamente influenciados pela relação de velocidade na ponta da pá ($TSR = \Omega R/V_0$).

Na literatura, não há trabalho que apresente detalhadamente todos os parâmetros de projeto necessários para a validação de uma DAHT. Portanto, a configuração de malha de todas as três geometrias usadas em Silva *et al.* (2018) foram baseadas na validação de casos de rotor desacoplado (Hand *et al.*, 2001) do difusor (Abe *et al.*, 2005). Supõe-se que, uma vez que a configuração de refinamento de malha chegou a resultados

concordantes com os experimentos, a simulação da turbina com difusor também é considerada razoavelmente precisa. Devido ao grande domínio computacional requerido, a malha é refinada em zonas onde as características de fluxo mais afetam o desempenho da turbina: na esteira próxima e nas paredes. Em relação à esteira próxima, o refinamento cobriu uma região de 1D até 6D do rotor e foi ajustado em um tamanho médio de 0,15 m a fim de capturar a queda de pressão causada pelo difusor e seu efeito sobre o desempenho da turbina, como mostrado na Fig. 5.5a. Em relação ao refinamento da malha nas paredes, este desempenha um papel crucial no cálculo das forças que atuam na pá, portanto, o uso do modelo de turbulência SST torna-se importante. Para alcançar uma alta resolução da camada limite e uma distribuição de pressão precisa na pá, o trabalho desenvolvido por Silva *et al.* (2018) considerou o impacto do espaçamento da malha nas proximidades da parede das pás da turbina FASE VI da NREL, conforme destacado por Moshfeghi *et al.* (2012). Assim a topologia da malha na pá é construída com 100 nós por metro na direção da corda e 600 nós ao longo do raio (Fig. 5.5b). Para capturar com precisão o ponto de separação dentro da camada limite, 25 volumes prismáticos que crescem na razão de espaçamento de 1,2 foram utilizados, como mostrado na Fig. 5.5c. O modelo de turbulência $k - \omega$ SST requer valores mais baixos para y^+ , definido por $y^+ = (\Delta y u^+ / \nu)$, onde Δy é a distância do primeiro nó da parede, u^+ é a viscosidade dinâmica próximo à parede e ν é a viscosidade cinemática. Para alcançar $y^+ < 1$, o primeiro nó é posicionado em $\Delta y = 10^{-6} m$.

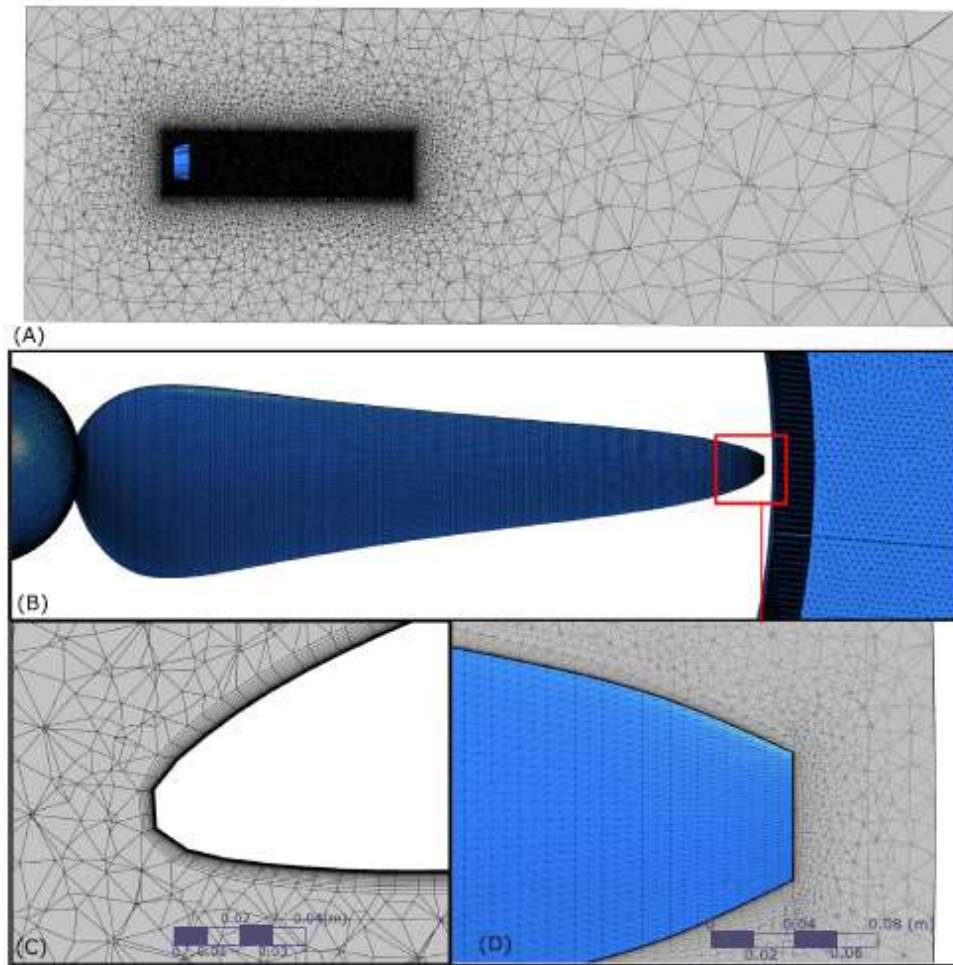


Figura 5.5: Detalhamento da malha: (a) refinamento da esteira; (b) topologia da pá e do difusor; (c) tratamento na pá próximo à parede; (d) espaço entre a ponta da pá e o difusor (Silva *et al.*, 2018).

A taxa da vazão mássica da turbina com FCD é cerca de 20% superior à turbina sem difusor, enquanto que a turbina usando FLD é aumentada apenas 2,4%. Este resultado sugere que o FCD tem melhor desempenho em comparação com o FLD. Para avaliar o incremento da velocidade do fluxo no rotor, uma projeção de sua área localizada a $0,1D$ antes do plano do rotor, é usado como referência (Fig. 5.6) de acordo com o trabalho desenvolvido por Silva *et al.* (2018). Valores mais altos da velocidade normalizada axial (V_y/V_∞) são alcançados para o FCD. Nos dois tipos, razões máximas de velocidade estão localizadas em posições radiais adimensionais, r/R , entre 0,8 e 1. No geral, como mostrado na Tabela 5.5, o FCD apresenta os dois: o maior valor (1,26) e

a média (0,83) da velocidade axial normalizada. A turbina com difusor lente-flangeado apresenta um leve incremento nestas quantidades quando comparado com a turbina sem difusor.

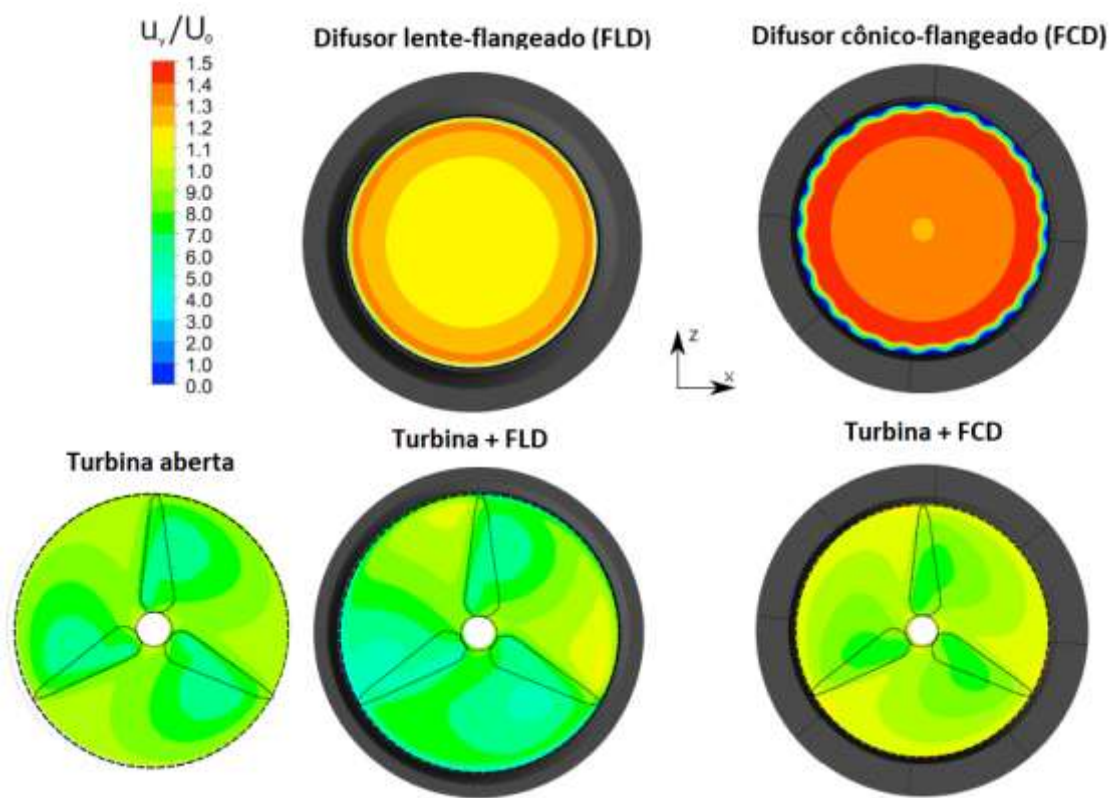


Figura 5.6: Velocidade Axial Normalizada em 0,1D do plano do rotor em três configurações: Turbinas com Difusores, Turbina sem Difusor e apenas os Difusores (Silva, *et al.*, 2018).

Tabela 5.6: Velocidade Axial Normalizada para diferentes configurações.

γ		
	Elevado	Média
Turbina sem difusor	1,09	0,7
Turbina + FCD	1,26	0,83
Turbina + FLD	1,10	0,75

A razão de velocidade no interior do difusor sem a turbina, γ , em função da posição radial do rotor é mostrada na Fig. 5.7, que é necessária ao BEM, a fim de calcular o desempenho da turbina. Apesar de ambos os difusores FCD e FLD alcançarem incremento similar da velocidade na ponta da pá, o FCD apresenta maiores valores de γ na maior seção radial. Neste caso, as eficiências dos difusores são 83% para o FCD, e 16% para o FLD, calculados usando pressões e velocidades médias na Eq. (3.6).

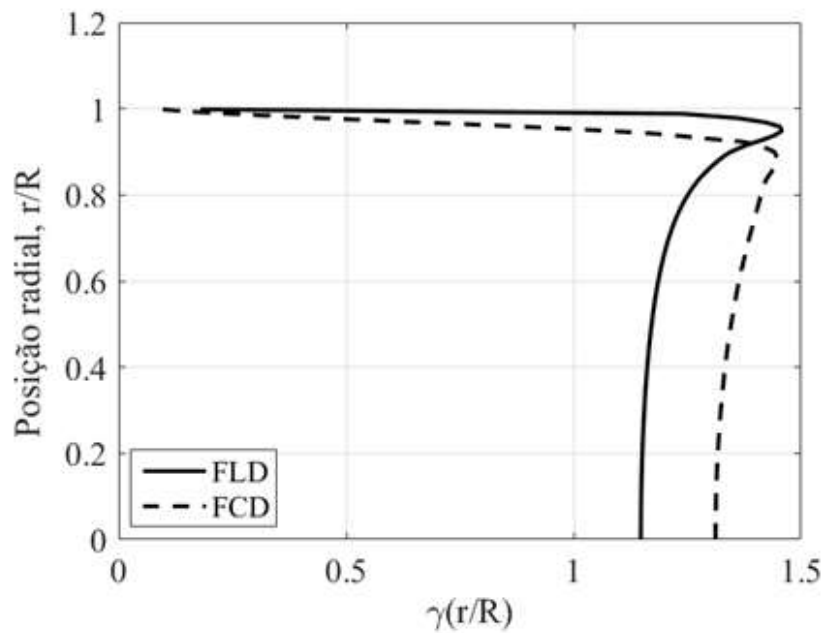
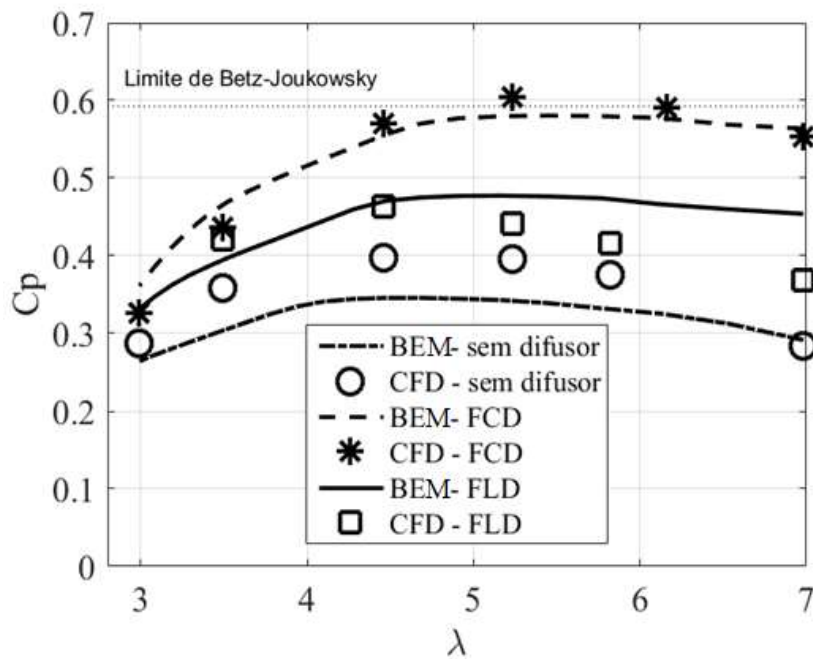


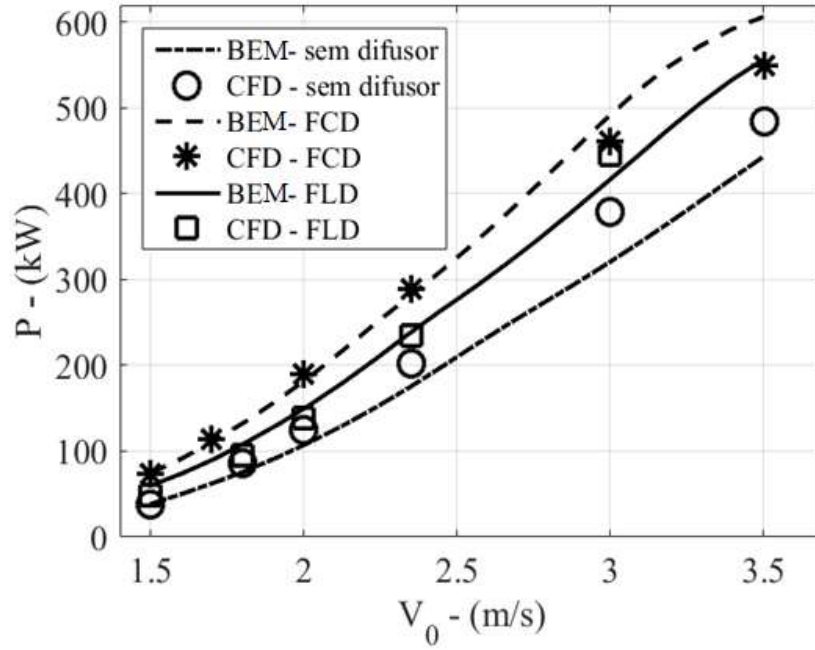
Figura 5.7: Razão de aumento da velocidade de escoamento do difusor, γ , em função da posição radial, r/R .

A Fig. 5.8a mostra que o coeficiente de potência para a DAHT com FCD aumenta 69% quando comparado com a turbina sem difusor para uma $TSR = 5,17$. A média quadrática das diferenças entre a simulação CFD e o presente trabalho é de 0,0257 para a turbina sem difusor, 0,0242 para a turbina com FCD e 0,0429 para a turbina com FLD. Apesar das disparidades entre CFD e BEM, os cálculos de coeficiente de potência apresentam boa concordância para a turbina com FCD, e razoável para os outros. Acredita-se que as principais discrepâncias encontradas entre CFD e BEM na DAHT com FLD estão fortemente relacionadas às complexidades do escoamento, tais como

interações hidrodinâmicas entre vórtice de ponta e outras estruturas turbulentas e a camada limite nas paredes do difusor, alta queda de pressão e instabilidades, não são consideradas na análise com BEM. Além disso, o valor máximo de C_p ocorre para $TSR = 5,17$ para a turbina com FCD. Isso pode acontecer devido ao aumento da velocidade próxima ao plano do rotor como mostrado anteriormente na Tabela 5.6. A Fig. 5.8b mostra um aumento da potência de 53% quando comparado à turbina sem difusor, sugerindo o FCD como um bom difusor em termos de geração de energia. Observa-se que o coeficiente de potência usando FCD mostrado na Fig. 5.8a não excede o limite de Betz-Joukowski, no entanto, o efeito difusor aumenta a eficiência da turbina 1,7 vezes quando comparado com a turbina sem difusor. Este resultado mostra que um difusor precisa ser cuidadosamente dimensionado para recuperar energia cinética tanto quanto possível do escoamento, de modo que, dependendo da tecnologia do difusor, uma DAHT pode não exceder o limite de Betz-Joukowski.



(a)



(b)

Figura 5.8: (a) Coeficiente de potência vs. TSR para turbinas com e sem difusor. (b) Potência de saída em funções da velocidade de escoamento livre (Silva, *et al.*, 2018).

5.3. RESULTADOS DO MODELO DE OTIMIZAÇÃO PROPOSTO

5.3.1. Análise de sensibilidade do modelo

Para verificar a sensibilidade do modelo proposto, os dados da Tabela 5.6 foram obtidos usando BEM apenas para uma seção na posição radial $r/R = 0,82$. A solidez é $\sigma_s = 0,029$, ângulo de torção é $\theta = 3,29^\circ$ e o comprimento da corda sem correção é $c_{u,opt}/R = 0,05$.

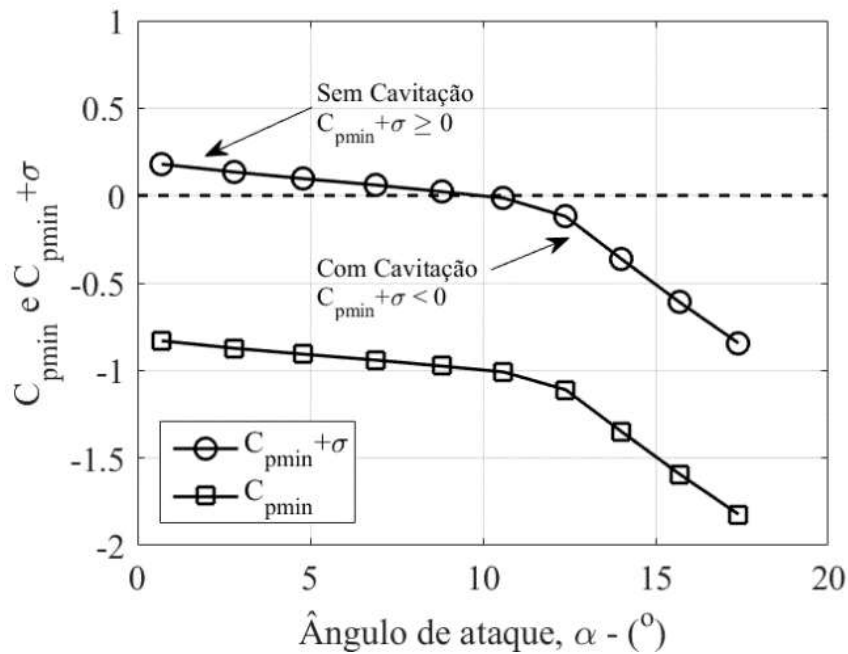
Tabela 5.7: Parâmetros para uma típica seção da pá

V_o	$\alpha - (^{\circ})$	$\phi - (^{\circ})$	$W - (m/s)$	Re_c	c_{pmin}	σ	$c_{pmin} + \sigma$
2,00	0,7	3,99	15,14	4342450	-0,8305	1,0100	0,1795
2,15	2,8	6,09	15,16	4348119	-0,8729	1,0074	0,1345
2,30	4,8	8,09	15,19	4354439	-0,9068	1,0034	0,0966
2,45	6,9	10,19	15,21	4361443	-0,9407	1,0008	0,0601
2,60	8,8	12,09	15,24	4368816	-0,9746	0,9968	0,0222
2,75	10,6	13,89	15,26	4376554	-1,0085	0,9942	-0,0143
2,90	12,4	15,69	15,29	4384667	-1,1102	0,9903	-0,1199
3,05	14,0	17,29	15,32	4393209	-1,3475	0,9864	-0,3611
3,20	15,7	18,99	15,35	4402210	-1,5932	0,9826	-0,6106
3,35	17,4	20,69	15,38	4411580	-1,8220	0,9788	-0,8432

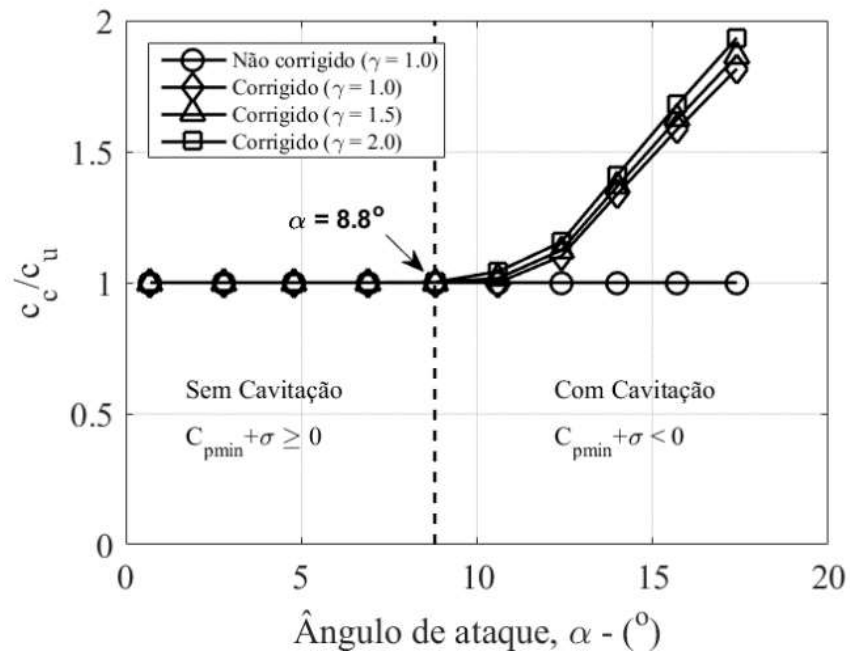
Nota-se que, a partir dos resultados mostrados na Tabela 5.7, ao aumentar a velocidade do escoamento livre, o ângulo de ataque também aumenta, enquanto que o coeficiente mínimo de pressão diminui. Neste caso, o início da cavitação ocorre para $\alpha = 8,8^{\circ}$, a partir do qual $c_{pmin} + \sigma < 0$, como representado na Fig. 5.9a. Este resultado é consistente com o encontrado por Goundar *et al.* (2012), que desenvolveram um estudo numérico e experimental de um rotor de turbina de corrente marinha livre de cavitação. Eles demonstraram que c_{pmin} para um NACA 63815 perto da ponta da pá pode diminuir fortemente com α entre 10° e 24° . A Fig. 5.9b é gerada usando a Eq. (4.24), que mostra a correção na corda referente à cavitação. A relação c_c/c_u é sensível à razão de aumento da velocidade de escoamento do difusor, γ . Para valores de ângulo de ataque acima de $8,8^{\circ}$, a cavitação aumenta, levando, conseqüentemente, a uma corda maior. Isso ocorre porque o procedimento de otimização proposto neste trabalho modifica a corda para evitar o início da cavitação, podendo ser visto através da velocidade relativa que é sensível ao efeito difusor, como verificado nas Eqs. (4.15) e (4.24).

Outro resultado importante do modelo é o fato de que o coeficiente de empuxo (Fig. 5.10) diminui quando a razão de aumento da velocidade do escoamento interno ao difusor aumenta, mantendo o coeficiente de empuxo abaixo do limite de Betz-Joukowski.

Apesar da faixa de variação do coeficiente de empuxo não indicar mudança significativa, este comportamento concorda com o resultado obtido por Hansen *et al.* (2000), que realizaram uma análise CFD unidimensional para estudar uma turbina eólica com difusor tendo um aerofólio NACA 0015 em uma turbina ideal. Nota-se, neste caso, que a vazão mássica através da turbina é afetada por mudanças no coeficiente de empuxo da turbina com difusor. Consequentemente, o aumento da velocidade de escoamento no plano do rotor induzido pelo difusor também aumenta a potência extraída para o mesmo coeficiente de empuxo quando comparado a uma turbina sem difusor. Isto é, para $V_0 = 2,5$ m/s, o coeficiente de empuxo diminui de 0,888 ($\gamma = 1$ – turbina sem difusor) para 0,885 ($\gamma = 2$ – turbina com difusor). Embora Hansen *et al.* (2000) tenham desenvolvido seus estudos para uma turbina eólica com difusor, seus estudos também são válidos para o caso hidrocínético. Como descrito por Laws e Epps (2016) os princípios físicos e matemáticos são os mesmos tanto para as turbinas eólicas como hidrocínéticas.



(a)



(b)

Figura 5.9: Efeito do coeficiente mínimo de pressão para: (a) número de cavitação (para $\gamma = 1$) e (b) razão de corda.

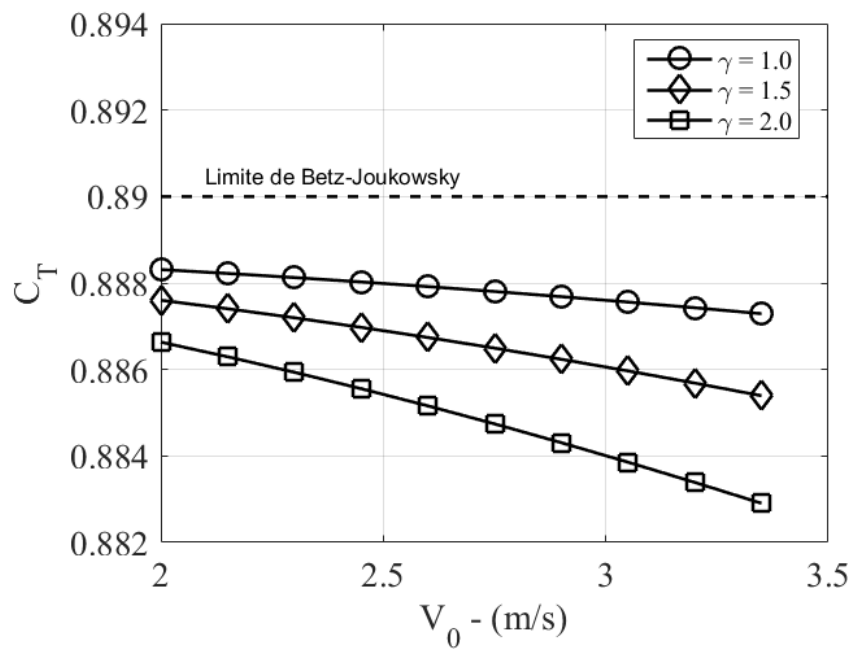


Figura 5.10: Coeficiente de empuxo em função da velocidade de escoamento livre (V_0).

5.3.2. Efeito da cavitação no modelo de otimização proposto

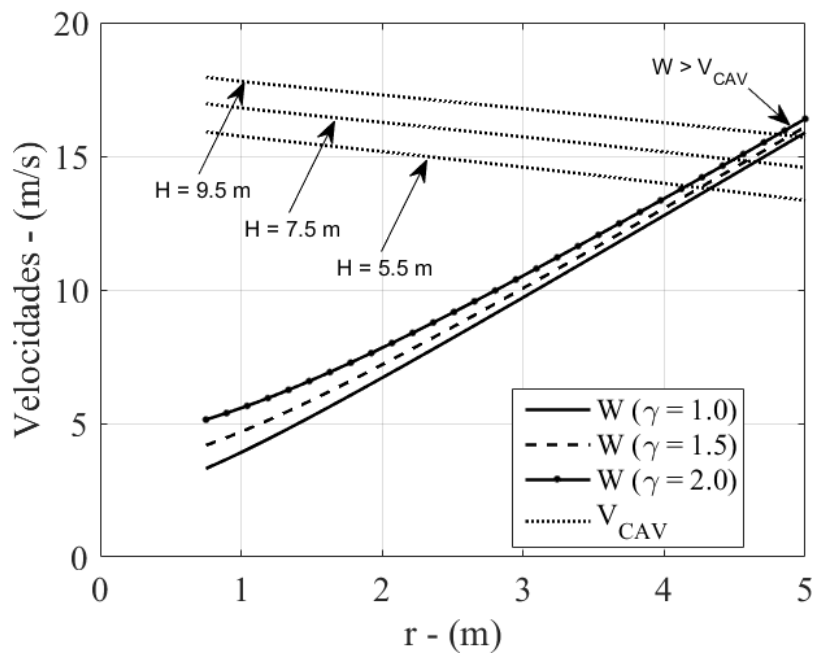
Para avaliar o efeito de cavitação na presente abordagem são usados os parâmetros de projeto da Tab. 5.8.

Tabela 5.8: Parâmetros de projeto usados na presente simulação (Shinomiya, 2015; Silva *et al.* 2017).

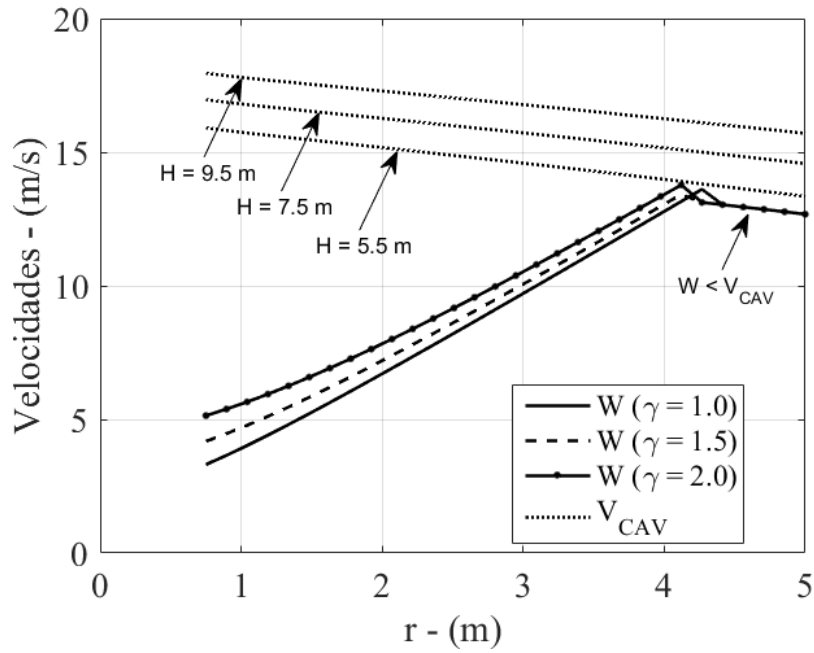
<u>Parâmetros</u>	<u>Valores Utilizados</u>
Diâmetro da Turbina	10 m
Diâmetro do cubo	1,5 m
Número de Pás	3
Velocidade de Escoamento Livre (V_0)	2,5 m/s
Massa Específica (ρ) em 25^o C	997 kg/m ³
Profundidade da Turbina	6 m
P_{atm}	1×10^5 Pa
P_v	$3,17 \times 10^3$ Pa
Gravidade (g)	9,81 m/s ²
Fator de Penalidade Arbitrário (f_s)	5%
Velocidade Angular (Ω)	35 rpm

Os resultados mostrados na Fig. 5.11 são obtidos para $H = \{5,5; 7,5; 9,5\}$ e $\gamma = \{1,0; 1,5; 2,0\}$. A Fig. 5.11a é gerada sem correção de cavitação, portanto, a condição $W > V_{CAV}$ é alcançada, enquanto que a Fig. 5.11b é gerada usando a correção através da Eq. (4.24) para manter $W < V_{CAV}$. A submersão da turbina, H , afeta fortemente a condição de pressão na ponta da pá. Observa-se que na Fig. 5.10a tanto quanto mais fundo o rotor da turbina estiver, a velocidade de cavitação, V_{CAV} , aumenta e assim o início da cavitação pode ser evitado, como demonstrado na Eq. (4.17). Independente da submersão H , o modelo de otimização mantém a velocidade relativa sempre abaixo da velocidade

de cavitação (Fig. 5.11b). Esta é uma característica muito importante porque o rotor hidrocínético pode ser projetado livre de cavitação para qualquer H . Na forma geométrica da pá, a principal consequência é o aumento da distribuição de cordas, como mostrado na Fig. 5.12a.



(a)

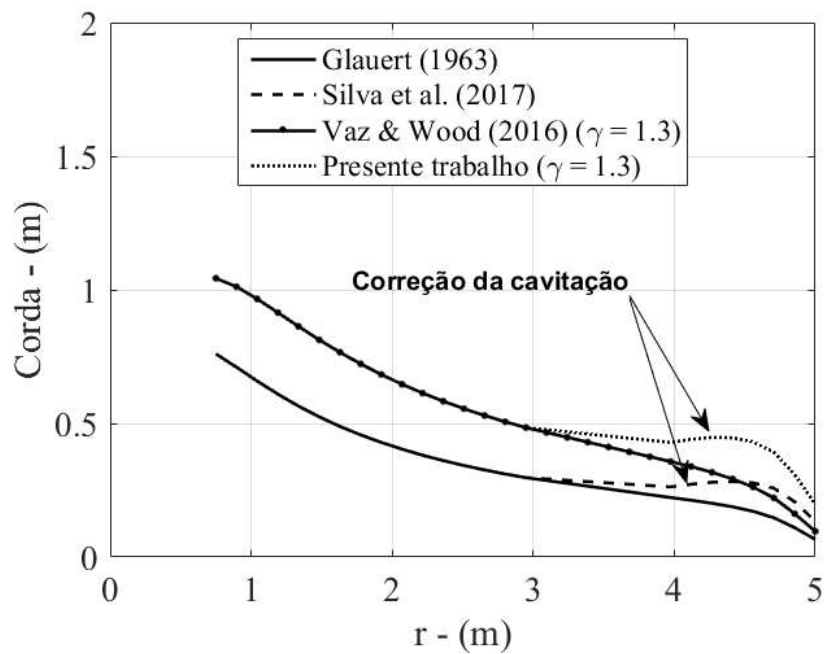


(b)

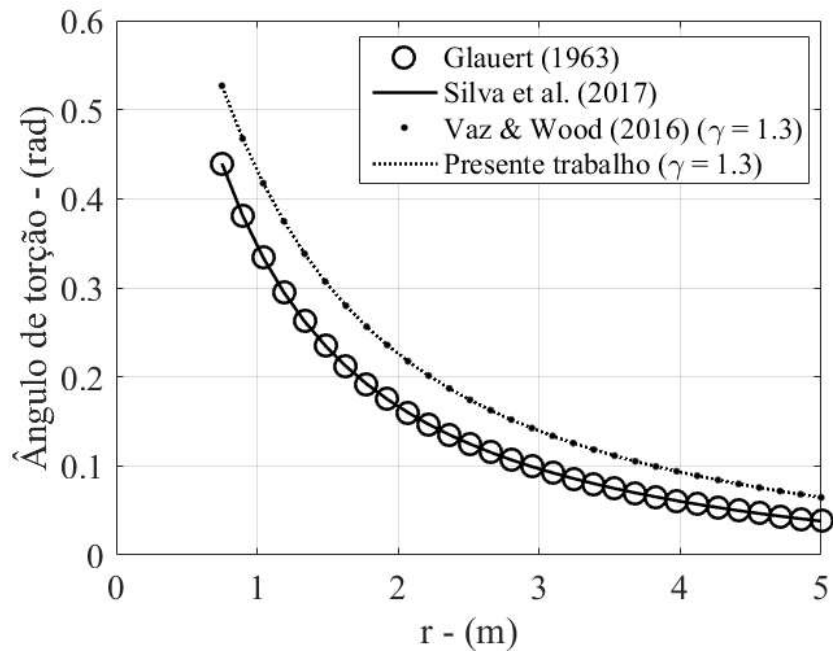
Figura 5.11: Efeito da razão de velocidade do difusor sobre a velocidade relativa: (a) modelo sem correção devido à cavitação, e (b) modelo com correção.

Quando a razão de velocidade, γ , for maior que 1, o início da cavitação ocorre antes, sendo necessária uma correção. A Fig. 5.12a mostra uma comparação entre o presente modelo e outros disponíveis na literatura, incluindo a otimização clássica de Glauert (1935). O modelo inicia a correção da cavitação da distribuição de cordas em aproximadamente 60% do comprimento da pá quando $\gamma = 1,3$. Para uma posição radial de 90% da pá, a correção da cavitação leva a um comprimento de corda aumentado de 64% comparado ao modelo de Vaz e Wood (2016). Ressalta-se que o difusor intensifica a possibilidade de cavitação devido ao aumento da velocidade axial próximo à pá. Esse comportamento é observado por Silva *et al.* (2017), onde a corda é corrigida porque o termo $\{W/[(1 - f_s)V_{CAV}]\}^2$ na Eq. (4.24) torna-se maior que 1. A Fig. 5.12b mostra o ângulo de torção variando radialmente. É importante notar que o difusor afeta a distribuição do ângulo de torção, mas não é influenciado pela cavitação. O coeficiente de potência não varia substancialmente quando comparado com Vaz e Wood (2016) (Fig. 5.13a). No entanto, isso claramente acontece com Glauert (1935) e Silva *et al.* (2017).

O ângulo de torção não se altera com a cavitação porque a correção é realizada sobre o coeficiente de carregamento (empuxo) do rotor, o que diretamente modifica a solidez da turbina, influenciando, portanto o comprimento da corda localmente.



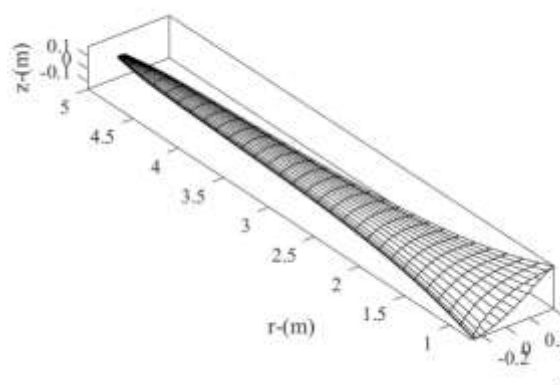
(a)



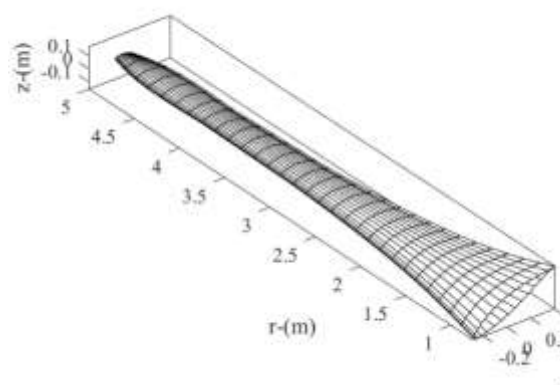
(b)

Figura 5.12: Efeito da razão de velocidade sobre (a) a corda e (b) a distribuição do ângulo de torção.

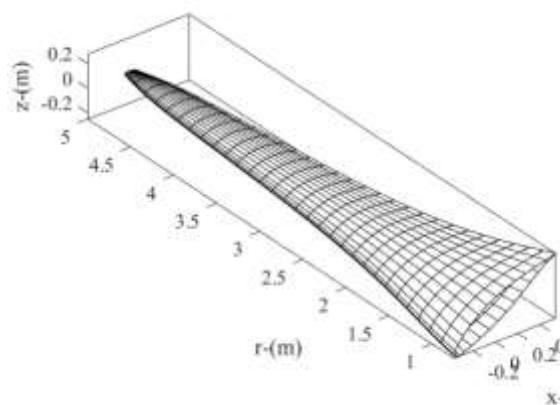
A Fig. 5.13 apresenta as diferentes geometrias em 3D das pás hidrocinéticas projetadas utilizando os modelos de Glauert (1963) (Fig. 5.13(a)); Silva *et al.* (2017) (Fig. 5.13(b)); Vaz e Wood (2016) (Fig. 5.13(c)) e o Presente trabalho (Fig. 5.13(d)).



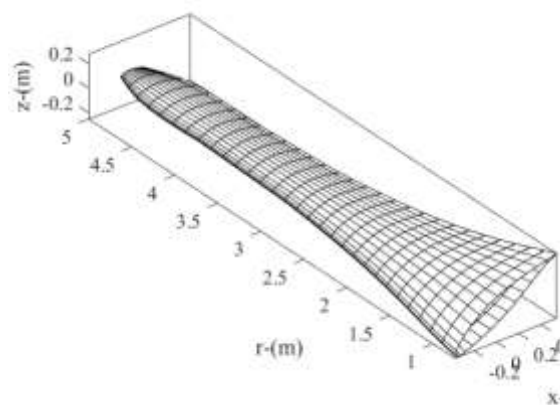
(a)



(b)

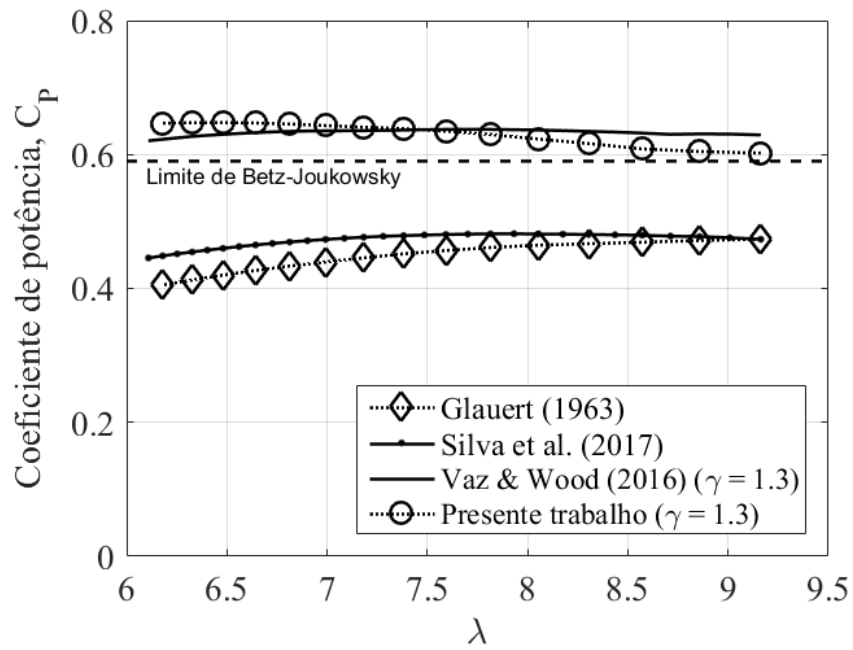


(c)

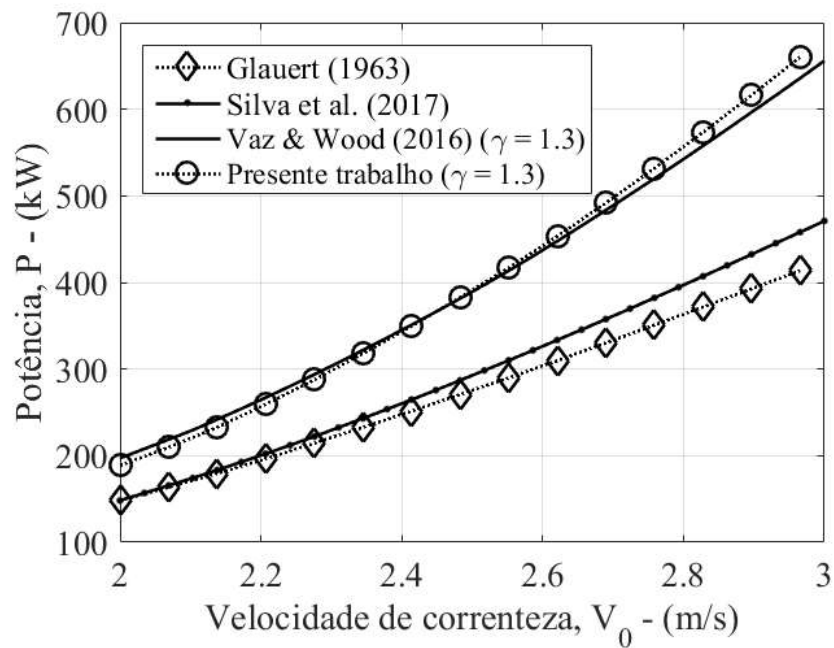


(d)

Figura 5.13: Formas Geométricas 3D das pás hidrocínéticas projetadas, utilizando os modelos de: (a) Glauert (1963); (b) Silva *et al.* (2017); (c) Vaz e Wood (2016); (d) Presente trabalho.



(a)



(b)

Figura 5.14: (a) Coeficiente de potência em função da razão de velocidade na ponta da pá e (b) potência de saída mecânica em função da velocidade do escoamento.

Vale ressaltar que o trabalho desenvolvido por Vaz e Wood (2016) foi para o caso de turbinas eólicas com difusor. No entanto, de acordo com os estudos desenvolvidos por Laws e Epps (2016), os modelos utilizados no caso eólico também podem ser aplicados em turbinas hidrocínéticas, visto que ambas as classes de turbinas utilizam o mesmo princípio físico, alterando apenas as propriedades do meio. Além do que, usualmente, os parâmetros de projeto envolvidos são adimensionais. Sendo assim, para efeito de comparação, o modelo desenvolvido por Vaz e Wood (2016) e o presente trabalho estão evidenciados na Fig. 5.14, a fim de se mostrar o impacto da correção quanto ao efeito de cavitação em turbinas hidrocínéticas. Nota-se que o aumento na produção de energia é de cerca de 42% para uma velocidade de correnteza em torno de $2,5 \text{ m/s}$, como mostrado na Fig. 5.14b. Este resultado mostra que a presente otimização corrige a corda sem mudanças relevantes na eficiência da turbina, mantendo-a acima do limite de Betz-Joukowski. Além disso, os resultados também apontam que uma turbina hidrocínética precisa ser cuidadosamente projetada, pois a cavitação realmente aumenta sob efeito difusor (ou duto). Portanto, a turbina hidrocínética projetada neste trabalho pode ser uma alternativa ao aproveitamento da energia em regiões com rios de grandes profundidades, como os existentes a jusantes de barragens hidroelétricas (Holanda *et al.*, 2017)

CAPÍTULO 6 – CONCLUSÕES, LIMITAÇÕES E SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

As conclusões principais derivadas do presente estudo são:

Novas formulações para o fator de indução axial e coeficiente de empuxo aplicados a turbinas eólicas e hidrocínéticas são apresentadas. O modelo proposto demonstrou ser mais exato do que o desenvolvido por Rio Vaz *et al.* (2014), tendo uma boa concordância com dados em CFD e experimentais. A abordagem apresentada é uma ferramenta importante para calcular o empuxo e o coeficiente de potência de uma turbina com difusor, visto que é baseada no BEM, permitindo um custo computacional muito menor que simulações CFD e menos custoso que os métodos experimentais. A taxa da vazão mássica da turbina com um difusor cônico flangeado é cerca de 20% superior à turbina sem difusor, enquanto que a turbina usando um difusor tipo lente é aumentada apenas 2,4%. Este resultado sugere que o difusor cônico com flange tem melhor desempenho em comparação com o difusor do tipo lente flangeado. Observa-se, também, que o coeficiente de potência usando difusor cônico com flange pode não exceder o limite de Betz-Joukowski, no entanto, o efeito difusor aumenta a eficiência da turbina 1,7 vezes quando comparado com uma turbina sem difusor. Este resultado mostra que um difusor precisa ser cuidadosamente dimensionado para recuperar energia cinética tanto quanto possível do escoamento, de modo que, dependendo da tecnologia do difusor, uma DAHT pode não exceder o limite de Betz-Joukowski. Um procedimento de otimização para o projeto de difusores hidrocínéticos livres de cavitação também é apresentado. As formulações são baseadas no BEM clássico, sendo a principal contribuição o uso do coeficiente mínimo de pressão como critério para evitar a cavitação em pás hidrocínéticas otimizadas. O presente método amplia o modelo de otimização de Vaz e Wood (2016) para o caso hidrocínético. O modelo possui baixo custo computacional e facilidade de implementação numérica. Foi demonstrado que a predição da cavitação tem bom comportamento. O bom desempenho da otimização proposta é feito por meio da comparação com estudos desenvolvidos por Silva *et al.* (2017), em que a crescente distribuição de cordas de fato pode reduzir a cavitação e até mesmo evitá-la. Esta abordagem sugere que a produção de energia pode ser aumentada em 42% para uma velocidade de escoamento de cerca de 2,5 m/s, como mostrado na Fig. 5.14b, quando comparado com a otimização clássica de

Glauert (1935). Além disso, quando o termo $\{W/[(1 - f_s)V_{CAV}]\}^2$ na Eq. (4.24) torna-se maior que 1, o comprimento da corda pode aumentar até 64% em relação ao modelo de Vaz e Wood (2016). Estes resultados mostram que as abordagens apresentadas neste trabalho são ferramentas relevantes para o projeto de turbinas eólicas e hidrocínéticas com e sem difusor.

Limitações do modelo proposto e Sugestões para trabalhos futuros:

As principais limitações do presente modelo são:

(a) a cavitação também precisa ser considerada na região fora de projeto de DAHTs, uma vez que a ação do difusor deve aumentar tal fenômeno;

(b) como γ depende de η_d , essa relação requer uma investigação mais aprofundada;

(c) é necessária uma nova formulação para o fator de perda de ponta da pá, como levantado por Vaz e Wood (2016). Isso é porque o difusor induz um fluxo axial circunferencial uniforme, mas nenhum fluxo azimutal ao rotor. Esse fluxo axial deve reduzir a perda da ponta devido à proximidade entre a ponta da pá e a parede do difusor. Além disso, deve haver diferentes fatores de perda de ponta para as forças axiais e circunferenciais.

Apesar de tais limitações, os resultados obtidos neste trabalho apresentam comportamento fisicamente consistente. Os resultados mostram que a tecnologia do difusor leva a uma melhoria relevante da potência de DAHTs, demonstrando que tal tecnologia é muito importante para o projeto de turbinas hidrocínéticas e eólicas.

Para trabalhos futuros, propõe-se o seguinte:

(a) uma formulação geral para V_4 , já que os coeficientes de potência e empuxo são dependentes da velocidade da esteira distante;

(b) investigação experimental da cavitação considerando a influência do difusor;

(c) uma nova formulação para o fator de perda de ponta da pá, considerando os escoamentos axial e circunferencial;

(d) investigação do efeito do aumento da corda corrigida sobre a rotação da turbina utilizando simulação dinâmica;

(e) verificação das hipóteses do presente trabalho através do CFD;

(f) a questão econômica é fundamental em turbinas com difusor, visto que é necessário avaliar se o ganho de energia com o uso dessa tecnologia é viável em relação ao custo envolvido no projeto e construção da mesma.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Abe, K.; Nishida, M.; Sakurai, A.; Ohya, Y.; Kihara, H.; Wada, E. Experimental and numerical investigations of flow fields behind a small wind turbine with a flanged diffuser, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 93 (12), p. 951–970, 2005.

Abe, K.; Ohya, Y. An investigation of flow fields around flanged diffusers using CFD, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 92 (3), p. 315–330, 2004.

Adhikari, R. C.; Vaz, J. R. P.; Wood, D. H. Cavitation Inception in Crossflow Hydro Turbines. *Energies* (Basel), v. 9, p. 237, 2016.

Al-Sulaiman, F.; Yilbas, B. Thermoeconomic analysis of shrouded wind turbine. *Energy Conversion and Management* 96, p. 599-604, 2015.

Barbosa, D.; Vaz, J.; Figueiredo, S.; Silva, M.; Lins, E.; Mesquita, A. An investigation of a mathematical model for the internal velocity profile of conical diffusers applied to DAWTS, *An Academia Brasileira de Ciências* 87 (2), p. 1133-1148, 2015.

Belloni, C.; Willden, R.; Houlby, G. An investigation of ducted and open-centre tidal turbines employing CFD-embedded BEM, *Renew Energy* 108, p. 622–634, 2017.

Blanco, C.; Secretan, Y.; Mesquita, A. Decision support system for micro-hydro power plants in the Amazon region under a sustainable development perspective. *Energy Sustainable Development*, v. 12, p. 25-33, 2008.

Blanco, C.; Sena, M.; Mesquita, A.; Furtado Filho, M.; Secretan, Y. Hydrodynamic evaluation of a flood embankment in the Amazon estuary region, Brazil. *Proceedings of the Institution of Civil Engineers. Civil Engineering*, v. 166, p. 49-55, 2013.

Branlard, E. Wind turbine tip-loss corrections: Review, implementation and investigation of new models, Masters Thesis, Master of Science in Wind Energy at the Technical University of Denmark, 2011 (Post-print 2013).

Brasil-Junior, A.; Salomon, L.; Els, R.; Ferreira, W. A New Conception of Hydrokinetic Turbine of Isolated Communities in Amazon, IV Congresso Nacional de Engenharia Mecânica, Recife, Pernambuco, Brasil, 2006.

Brasil. MINISTÉRIO DE MINAS E ENERGIA-MME. Balanço Energético Nacional (BEM): relatório Síntese, ano base 2017. Rio de Janeiro: EPE, 2018.

Betz, A. Wind-Energy und ihre Ausnutzung durch Windmuehlen. [s.l.:s.n.], 1926.

De Vries, O. Fluid dynamic aspects of wind energy conversion. AGARDograph No. 243.AGARD, ISBN 92-835-1326-6, 1979.

Favacho, B.; Vaz, J; Mesquita, A.; Lopes, F.; Moreira, A.; Soeiro, N.; Rocha, O. Contribution to the marine propeller hydrodynamic design for small boats in the Amazon region, *Acta Amazonica*, 46(1), p. 37-46, 2016.

Fletcher, C. Computational analysis of diffuser-augmented wind turbines. *Energy Conversion Management*, 21, p.175-183, 1981.

Franc, J. P.; Michel, J. M. Fundamentals of cavitation. Springer Science & Business Media, vol. 76, 2006.

Gaden, D.; Bibeau, E. A numerical investigation into the effect of diffusers on the performance of hydro kinetic turbines using a validated momentum source turbine model, *Renewable Energy*, 35, p. 1152–1158, 2010.

Gharraee, B. Numerical Simulation of Cavitation on a Tidal Turbine using ReFresco. M.Sc. Thesis. Department of Shipping and Marine Technology, Chalmers University of Technology, 2015.

Gilbert, B.L., Oman, R.A., Foreman, K.M.: Fluid dynamics of diffuser-augmented wind turbines. *J. Energy* 2, p. 368–374, 1978.

Glauert H. Aerodynamic theory. In: Durand WF, editor. chapter XI. Division I. Airplanes propellers, Dover, NewYork, vol. 4, p. 191–5, 1935 [reprinted in 1963].

Goundar, J.; Ahmed, M.; Lee, Y. Numerical and experimental studies on hydrofoils for marine current turbines. *Renewable Energy*, 42, p. 173179, 2012.

Hand MM, Simms D, Fingersh L, Jager D, Cotrell J, Schreck S, et al. Unsteady aerodynamics experiment phase VI: wind tunnel test configurations and available data campaigns. Golden (Colorado, USA): National Renewable Energy Laboratory, 2001.

Hansen, M. Aerodynamics of wind turbines. Earthscan 2nd ed.; 2008.

Hansen, M.; Sørensen, N.; Flay, R. Effect of placing a diffuser around a wind turbine, *Wind Energy* 3 (4), p. 207–213, 2000.

Hibbs, B.; Radkey, R.. Small Wind Energy Conversion System Rotor Performance Model Comparison Study. Rockwell Int. Rocky Flats Plant, RFP-4074/13470/36331/81-0, 1981.

Hjort, S.; Larsen, H. A multi-element diffuser augmented wind turbine. *Energies* 7 (5), p. 3256-3281, 2014.

Hoopen P. An experimental and computational investigation of a diffuser augmented wind turbine with an application of vortex generators on the diffuser trailing edge. M.Sc. Thesis. Faculty of Aerospace Engineering, Delft University of Technology; 2009.

Holanda, P; Blanco, C; Mesquita, A.; Brasil Junior, A.; Figueiredo, N.; Macedo, E.; Secretan, Y. Assessment of hydrokinetic energy resources downstream of hydropower plants, *Renewable Energy*, vol. 101, pp. 1203-1214, 2017.

Hu, J-F; Wang, W-X. Upgrading a shrouded wind turbine with a self-adaptive flanged diffuser. *Energies* 8 (6), p. 5319–5337, 2015.

Igra, O. Shrouds for aerogenerators. *AIAA J.* 14, p. 1481–1483, 1976.

Igra, O.: Research and development for shrouded wind turbines. *Energy Conversion Management*. 21, p. 13–48, 1981.

Iwasaki, M.: The experimental and theoretical investigation of windmills. Kyushu University, Research Institute for Applied Mechanics, vol. 2, Kyushu, Japan, 1953.

Jamieson, P.: Beating Betz: energy extraction limits in a constrained flow field. *J. Solar Energy Eng.* 131(3), 031008, 2009.

Laws, N.; Epps, B. Hydrokinetic energy conversion: technology, research, and outlook, *Renew Sustain Energy Rev* 57, p. 1245–1259, 2016.

Lilley, G.; Rainbird, W. A preliminary report on the design and performance of ducted windmills. Thesis of Cranfield University, 1956.

Lock, C.N.H.; Bateman, H.; Townsend, H.C.H. *An Extension of the Vortex Theory of Airscrews with Applications to Airscrews of Small Pitch, Including Experimental Results*. No. 1014. Aeronautical Research Committee Reports and Memoranda, London: Her Majesty's Stationery Office, 1926.

Lubitz, W.; Shomer, A. Wind loads and efficiency of a diffuser augmented wind turbine (DAWT). Canadian Society Mechanical Engineering International Congress, Toronto, Ontario, Canada June 1-4, 2014.

Mehmood, N.; Zhang, L.; Khan, J. Exploring the effect of length and angle on NACA 0010 for diffuser design in tidal current turbines. In: *Applied mechanics and materials*, vol. 201. Trans Tech Publ; p. 438–441, 2012.

Mesquita, A. L. A.; Alves, A. S. G. An Improved Approach for Performance Prediction of HAWT Using Strip Theory, *Wind Engineering*, v. 24, n. 6, 2001.

Mo J-O, Choudhry A, Arjomandi M, Kelso R, Lee Y-H. Effects of wind speed changes on wake instability of a wind turbine in a virtual wind tunnel using large eddy simulation. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 117, p. 38-56, 2013.

Mo J-O, Lee Y-H. CFD investigation on the aerodynamic characteristics of a small-sized wind turbine of NREL phase VI operating with a stall-regulated method. *Journal Mechanical Science and Technology* 26(1), p. 81–92, 2012.

Molland, A.; Bahaj, A.; Chaplin, J.; Batten, W. Power and thrust measurements of marine current turbines under various hydrodynamic flow conditions in a cavitation tunnel and a towing tank. *Renewable Energy* 32 (3), p. 407-426, 2007.

Moriarty, P.; Hansen, A. Aerodyn theory manual. Tech rep. NREL/TP 500-36881. Tech rep. Golden (CO): National Renewable Energy Laboratory; 2005.

Moshfeghi M, Song YJ, Xie YH. Effects of near-wall grid spacing on SST-K- ω model using NREL phase VI horizontal axis wind turbine. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 107, p. 94-105, 2012.

Ohya, Y.; Karasudani, T.; Sakurai, A.; Abe, K.; Inoue, M. Development of a shrouded wind turbine with a flanged diffuser, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 96 (5), p. 524–539, 2008.

Ohya, Y.; Karasudani, T. A shrouded wind turbine generating high output power with wind-lens technology, *Energies* 3 (4), p. 634–649, 2010.

Phillips, D. An investigation on diffuser augmented wind turbine design. Ph.D. thesis. The University of Auckland; 2003.

Ramos, V.; Iglesias, G. Performance assessment of tidal stream turbines: an arametric approach, *Energy Conversion Management* 69, p. 49–57, 2013.

Rezaeiha A, Montazeri H, Blocken B. Towards accurate CFD simulations of vertical axis wind turbines at different tip speed ratios and solidities: guidelines for azimuthal increment, domain size and convergence. *Energy Conversion Management* 156, p. 301-316, 2018.

Rio Vaz, D.A.T.D.; Vaz, J.R.P.; Silva, P.A.S.F. An approach for the optimization of diffuser-augmented hydrokinetic blades free of cavitation, *Energy for Sustainable Development* 45, p. 142–149, 2018.

Rio Vaz, D.; Mesquita, A.; Vaz, J.; Blanco, C.; Pinho, J. An extension of the blade element momentum method applied to diffuser augmented wind turbines, *Energy Conversion and Management* 87, p. 1116–1123, 2014.

Rodrigues, A. Parametrização e Simulação Numérica da Turbina Hidrocinética – Otimização via Algoritmos Genéticos, Dissertação de Mestrado, Universidade de Brasília, Faculdade de Tecnologia, Departamento de Engenharia Mecânica, 2007.

Sale, D., Jonkman, J., Musial, W. Hydrodynamic Optimization Method and Design Code for Stall-Regulated Hydrokinetic Turbine Rotors. ASME 28th International Conference on Ocean, Offshore, and Arctic Engineering Honolulu, Hawaii May 31–June 5, 2009.

Shahsavari, M.; Bibbe, E.L.; Birjandi, A.H. Performance gain of a horizontal axis hydrokinetic turbine using shroud, p. 1–5, 2013.

Shinomiya, L. Design of Horizontal Axis Hydrokinetic Rotors Considering the Effect of Cavitation (Original in Portuguese: Projeto de Rotores Hidrocinéticos de Eixo Horizontal Considerando o Efeito de Cavitação), M.Sc. thesis. Graduate Program in Mechanical Engineering, Institute of Technology, Federal University of Para, Brazil, 2015.

Silva, P.; Shinomiya, L.; Oliveira, T.; Vaz, J.; Mesquita, A.; Junior, A. Analysis of cavitation for the optimized design of hydrokinetic turbines using BEM, *Applied Energy* 185, p. 1281–1291, 2017.

Silva, P.; Rio Vaz, D.; Brito, V.; Oliveira, T.; Vaz, J.; Brasil-Junior, A. A new approach for the design of diffuser-augmented hydro turbines using the blade element momentum. *Energy Conversion and Management* 165, p. 801-814, 2018.

Sørensen, J. General momentum theory for horizontal axis wind turbines, vol. 4, Springer, 2016.

Spera, D. Wind turbine technology: fundamental concepts of wind turbine engineering, vol. 3, ASME Press, New York, 1994.

van Bussel, G. An assessment of the performance of diffuser augmented wind turbines (DAWT's). 3th ASME/JSME Joint Fluids Engineering Conference, July 18-23, San Francisco, California, USA; 1999.

van Bussel, G. The science of making more torque from wind: Diffuser experiments and theory revisited. *Journal of Physics: Conference Series* 75, 012010, 2007.

Van-Els, R.; Campos, C. O.; Henriques, A. M. D.; Balduino, L. F. Hydrokinetic propeller type turbine for the electrification of isolated householders or community and social end-users. In 'Proc. of 17th Congress of Mech. Eng.', 2003.

Vaz, J.; Pinho, J.; Mesquita, A. An extension of BEM method applied to horizontal-axis Wind turbine design. *Renewable Energy*. v. 36, p. 1734-1740, 2011.

Vaz, J.; Wood, D. Effect of the diffuser efficiency on wind turbine performance. *Renewable Energy*, 126, p. 969-977, 2018.

Vaz, J.; Wood, D. Aerodynamic optimization of the blades of diffuser augmented wind turbines. *Energy Conversion and Management*, 123, p. 35-45, 2016.

Vazquez, A.; Iglesias, G. Device interactions in reducing the cost of tidal stream energy, *Energy Conversion Management* 97, p. 428–438, 2015.

Wald Q. The aerodynamics of propellers. *Progress in Aerospace Sciences* 42, p. 85- 128, 2006.

Werle, M.; Presz, W. Ducted wind/water turbines and propeller revisited. *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 24, No. 5, p. 1146-1150, 2008.

Werle, M.; Presz, W. Shroud and Ejector Augmenters for Subsonic Propulsion and Power Systems, *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 25, No. 1, p. 228-236, 2009.

Wilson, R. E., and S. N. Walker. *Performance Analysis of Horizontal Axis Wind Turbines*, Corvallis, Oregon: Oregon State University, 1984.

Wood D. Maximum Wind Turbine Performance at Low Tip Speed Ratio, Submitted to *Journal of Renewable and Sustainable Energy* 7, 053126; doi: 10.1063/1.4934805, 2015.