



Universidade Federal de Goiás
Escola de Engenharia Elétrica, Mecânica e de Computação
Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica

Lucas Marques Monteiro

**Simulações computacionais de escoamentos
sobre pás de turbinas eólicas de eixo vertical
utilizando em conjunto os métodos
pseudoespectral de Fourier e da fronteira
imersa**

Goiânia

2023



UNIVERSIDADE FEDERAL DE GOIÁS
ESCOLA DE ENGENHARIA ELÉTRICA, MECÂNICA E DE COMPUTAÇÃO

TERMO DE CIÊNCIA E DE AUTORIZAÇÃO (TECA) PARA DISPONIBILIZAR VERSÕES ELETRÔNICAS DE TESES E DISSERTAÇÕES NA BIBLIOTECA DIGITAL DA UFG

Na qualidade de titular dos direitos de autor, autorizo a Universidade Federal de Goiás (UFG) a disponibilizar, gratuitamente, por meio da Biblioteca Digital de Teses e Dissertações (BDTD/UFG), regulamentada pela Resolução CEPEC nº 832/2007, sem ressarcimento dos direitos autorais, de acordo com a [Lei 9.610/98](#), o documento conforme permissões assinaladas abaixo, para fins de leitura, impressão e/ou download, a título de divulgação da produção científica brasileira, a partir desta data.

O conteúdo das Teses e Dissertações disponibilizado na BDTD/UFG é de responsabilidade exclusiva do autor. Ao encaminhar o produto final, o autor e o orientador firmam o compromisso de que o trabalho não contém nenhuma violação de quaisquer direitos autorais ou outro direito de terceiros.

1. Identificação do material bibliográfico

Dissertação Tese Outro*: _____

*No caso de mestrado/doutorado profissional, indique o formato do Trabalho de Conclusão de Curso, permitido no documento de área, correspondente ao programa de pós-graduação, orientado pela legislação vigente da CAPES.

Exemplos: Estudo de caso ou Revisão sistemática ou outros formatos.

2. Nome completo do autor

Lucas Marques Monteiro

3. Título do trabalho

Simulações computacionais de escoamentos sobre pás de turbinas eólicas de eixo vertical utilizando em conjunto os métodos pseudoespectral de Fourier e da fronteira imersa

4. Informações de acesso ao documento (este campo deve ser preenchido pelo orientador)

Concorda com a liberação total do documento SIM NÃO¹

[1] Neste caso o documento será embargado por até um ano a partir da data de defesa. Após esse período, a possível disponibilização ocorrerá apenas mediante:

- a) consulta ao(à) autor(a) e ao(à) orientador(a);
- b) novo Termo de Ciência e de Autorização (TECA) assinado e inserido no arquivo da tese ou dissertação.

O documento não será disponibilizado durante o período de embargo.

Casos de embargo:

- Solicitação de registro de patente;
- Submissão de artigo em revista científica;
- Publicação como capítulo de livro;
- Publicação da dissertação/tese em livro.

Obs. Este termo deverá ser assinado no SEI pelo orientador e pelo autor.



Documento assinado eletronicamente por **Felipe Pamplona Mariano, Professor do Magistério Superior**, em 15/03/2023, às 21:01, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no § 3º do art. 4º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **Lucas Marques Monteiro, Usuário Externo**, em 16/03/2023, às 09:20, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no § 3º do art. 4º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



A autenticidade deste documento pode ser conferida no site https://sei.ufg.br/sei/controlador_externo.php?acao=documento_conferir&id_orgao_acesso_externo=0, informando o código verificador **3600264** e o código CRC **DB70B568**.

Lucas Marques Monteiro

**Simulações computacionais de escoamentos sobre pás
de turbinas eólicas de eixo vertical utilizando em
conjunto os métodos pseudoespectral de Fourier e da
fronteira imersa**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação Stricto Sensu em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Goiás, como requisito parcial para obtenção do Título de Mestre em Engenharia Mecânica.

Área de Concentração: Ciências Mecânicas.

Orientador: Prof. Dr. Felipe Pamplona Mariano

Universidade Federal de Goiás
Escola de Engenharia Elétrica, Mecânica e de Computação
Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica

Goiânia

2023

Ficha de identificação da obra elaborada pelo autor, através do
Programa de Geração Automática do Sistema de Bibliotecas da UFG.

Monteiro, Lucas Marques

Simulações computacionais de escoamentos sobre pás de turbinas
eólicas de eixo vertical utilizando em conjunto os métodos
pseudoespectral de Fourier e da fronteira imersa [manuscrito] / Lucas
Marques Monteiro. - 2023.

92 f.: il.

Orientador: Prof. Dr. Felipe Pamplona Mariano.

Dissertação (Mestrado) - Universidade Federal de Goiás, Escola
de Engenharia Elétrica, Mecânica e de Computação (EMC), Programa
de Pós-graduação em Engenharia Mecânica, Goiânia, 2023.

Bibliografia. Apêndice.

Inclui siglas, fotografias, abreviaturas, símbolos, gráfico, tabelas,
algoritmos, lista de figuras, lista de tabelas.

1. Turbinas eólicas de eixo vertical. 2. Aerofólio. 3. Método da
fronteira imersa. 4. Método pseudoespectral de Fourier. I. Mariano,
Felipe Pamplona, orient. II. Título.

CDU 532



UNIVERSIDADE FEDERAL DE GOIÁS

ESCOLA DE ENGENHARIA ELÉTRICA, MECÂNICA E DE COMPUTAÇÃO

ATA DE DEFESA DE DISSERTAÇÃO

Ata nº 06 da sessão de Defesa de Dissertação de **Lucas Marques Monteiro**, que confere o título de Mestre(a) em **Engenharia Mecânica**, na área de concentração em **Ciências Mecânicas**.

Ao/s **vigésimo sétimo dia do mês de fevereiro do ano de dois mil e vinte e três**, a partir da(s) **14h00min**, em **sala virtual da plataforma Google Meet**, realizou-se a sessão pública de Defesa de Dissertação intitulada **“Simulações de escoamentos sobre turbinas eólicas de eixo vertical utilizando em conjunto os métodos pseudo-espectral de Fourier e da fronteira imersa”**. Os trabalhos foram instalados pelo Orientador, Professor Doutor **Felipe Pamplona Mariano (UFG)**, com a participação dos demais membros da Banca Examinadora: Professora Doutora **Ana Lucia Fernandes de Lima e Silva (UNIFEI)**, membro titular externo, **cuja participação ocorreu através de videoconferência** e Professor Doutor **Aristeu da Silveira Neto (UFU)**, membro titular interno, **cuja participação ocorreu através de videoconferência**. Durante a arguição os membros da banca **fizeram a** sugestão de alteração do título do trabalho **conforme explicitado abaixo**. A Banca Examinadora reuniu-se em sessão secreta a fim de concluir o julgamento da Dissertação, tendo sido o candidato **aprovado** pelos seus membros. Proclamados os resultados pelo(a) Professor(a) Doutor(a) **Felipe Pamplona Mariano**, Presidente da Banca Examinadora, foram encerrados os trabalhos e, para constar, lavrou-se a presente ata que é assinada pelos Membros da Banca Examinadora, ao(s) **vigésimo sétimo dia do mês de fevereiro do ano de dois mil e vinte e três**.

TÍTULO SUGERIDO PELA BANCA

Simulações computacionais de escoamentos sobre pás de turbinas eólicas de eixo vertical utilizando em conjunto os métodos pseudoespectral de Fourier e da Fronteira Imersa



Documento assinado eletronicamente por **Felipe Pamplona Mariano, Professor do Magistério Superior**, em 27/02/2023, às 16:15, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no § 3º do art. 4º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **Aristeu da Silveira Neto, Usuário Externo**, em 27/02/2023, às 16:16, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no § 3º do art. 4º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **Ana Lúcia Fernandes de Lima e Silva, Usuário Externo**, em 27/02/2023, às 16:18, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no § 3º do art. 4º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



A autenticidade deste documento pode ser conferida no site https://sei.ufg.br/sei/controlador_externo.php?acao=documento_conferir&id_orgao_acesso_externo=0, informando o código verificador **3528083** e o código CRC **063EFA1B**.

Aos meus pais, Márcia e Carlos.

AGRADECIMENTOS

Gostaria de agradecer a Deus, por trilhar meus caminhos, fortalecer minha fé, me dar discernimento e sabedoria para guiar minha vida com hombridade e humildade.

Aos meus pais, Márcia e Carlos, por todo amor, paciência e educação dada durante todos esses anos. Às suas palavras de apoio e afeto que me mostram o verdadeiro sentido de estar seguindo em frente.

Ao meu orientador, Prof. Felipe Pamplona, pelos incentivos e conselhos dados. Pela paciência ao longo de todos esses anos em nossas extensas conversas e reuniões de orientação. Por me ensinar e mostrar a beleza e a importância da ciência e da pesquisa na construção de uma educação de qualidade e de um mundo melhor.

Ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Goiás (PPGMEC-UFG) pelo suporte, infra-estrutura e disponibilidade de recursos necessários para realização da minha pesquisa.

À Furnas Centrais Elétricas S.A. por financiar minha pesquisa como aluno de mestrado, a qual serviu de base para o desenvolvimento do presente trabalho.

*“Foi o tempo que dedicaste à tua rosa que a fez tão importante.”
(Antonie Saint-Exupéry, 2009)*

RESUMO

As mudanças no comportamento climático ao longo dos anos, acompanhadas de um forte aumento da demanda energética pelos países do mundo, têm levado autoridades e pesquisadores à uma crescente busca por fontes de energia renovável, limpa e de baixo impacto ambiental. O desenvolvimento de turbinas eólicas de eixo vertical mostra-se uma opção assertiva e eficiente, sobretudo, em locais de baixas velocidades de vento e indisponibilidade de grandes espaços. Nesse sentido, no presente trabalho são apresentados e analisados os principais aspectos fluidodinâmicos relacionados às turbinas eólicas de eixo vertical. Objetiva-se, investigar e estimar os parâmetros de desempenho, bem como avaliar a dinâmica dos escoamentos sobre essas máquinas. Para isso, propõe-se verificar a aplicabilidade da metodologia IMERSPEC, responsável pela modelagem numérica e computacional desses escoamentos. Trata-se de uma metodologia de alta ordem de convergência e baixo custo computacional, quando comparada com outras metodologias de alta ordem, resultado do acoplamento do método pseudoespectral de Fourier e do método da fronteira imersa. A imposição do movimento rotativo sobre as pás da turbina é garantida por uma sub-rotina específica, implementada à partir de um modelo matemático, desenvolvido e apresentado no presente trabalho. Essa sub-rotina, adicionada à plataforma computacional em conjunto com a metodologia IMERSPEC, contempla a interação fluido-estrutura entre a turbina e o escoamento, possibilitando a estimativa de coeficientes de desempenho, tais como, potência, torque, força normal, força tangencial, força de sustentação e força de arrasto. Inicialmente, para validar a metodologia proposta são realizadas simulações de escoamento bidimensional sobre um aerofólio NACA 0012 para número de Reynolds igual a 1000. Das simulações numéricas propostas, obtém-se convergência e boa concordância dos resultados apresentados em relação aos trabalhos de referência. O comportamento do escoamento sobre o aerofólio e os diversos modos de formação das esteiras são avaliados pelos campos de velocidade, pressão e vorticidade, em função do ângulo de ataque. Além disso, para verificar a acurácia e a potencialidade da metodologia IMERSPEC, uma análise é realizada, portanto, para problemas fluidodinâmicos em turbinas de eixo vertical, ainda bidimensional. A solidez da turbina é investigada através da simulação de escoamentos sobre turbinas de uma e três pás, compostas pelo aerofólio NACA 0015. Apresenta-se, ainda, a influência do aumento do número de Reynolds, entre 100 e 1000, para escoamentos sobre turbinas de uma única pá. De modo geral, os resultados apresentados garantem, com acurácia e coerência física, a aplicabilidade da metodologia em escoamentos bidimensionais dessa natureza.

Palavras-chaves: turbinas eólicas de eixo vertical; aerofólio; método da fronteira imersa; método pseudoespectral de Fourier.

ABSTRACT

Changes in climate behavior over the years, accompanied by a strong increase in energy demand by countries around the world, have led authorities and researchers to improve the search for renewable, clean energy sources with low environmental impact. The development of vertical axis wind turbines is an assertive and efficient option, especially in places with low wind speeds and unavailability of large spaces. Then, the present work presents and analyzes the main fluid dynamic aspects related to vertical axis wind turbines. The objective is to investigate and estimate the performance parameters, as well as to evaluate the flow dynamics on these machines. For this, it is proposed to verify the applicability of the IMERSPEC methodology, responsible for numerical and computational modeling of these flows. It is a high-order convergence methodology with low computational cost, when compared to other high-order methodologies, resulting from the coupling of the Fourier pseudospectral method and the immersed boundary method. The imposition of the rotational movement on the turbine blades is guaranteed by a specific subroutine, implemented from a mathematical model, developed and presented in the present work. This subroutine, added to the computational platform together with the IMERSPEC methodology, contemplates the fluid-structure interaction between the turbine and the flow, allowing the estimation of performance coefficients, such as power, torque, normal force, tangential force, lift force and drag force. Initially, to validate the proposed methodology, two-dimensional flow simulations are carried out on a NACA 0012 airfoil for a Reynolds number equal to 1000. From the proposed numerical simulations, convergence and good agreement of the results presented in relation to the reference works are obtained. The behavior of the flow over the airfoil and the different modes of formation of the wakes are evaluated by the fields of velocity, pressure and vorticity, as a function of the angle of attack. Furthermore, to verify the accuracy and potentiality of the IMERSPEC methodology, an analysis is performed, therefore, for fluid dynamic problems in vertical axis turbines, still two-dimensional. The solidity of the turbine is investigated through the simulation of flows over turbines with one and three blades, composed by the airfoil NACA 0015. It also presents the influence of increasing the Reynolds number, between 100 and 1000, for flows over turbines of a single blade. In general, the results presented guarantee, with reliability and physical coherence, the applicability of the methodology in two-dimensional flows of this type.

Keywords: vertical axis wind turbines; airfoil; immersed boundary method; Fourier pseudospectral method.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 – Projeção de crescimento da matriz eólica mundial, em potência instalada [GW].	1
Figura 1.2 – Turbinas eólicas de eixo horizontal.	2
Figura 1.3 – Turbinas eólicas de eixo vertical.	3
Figura 2.1 – Definição de um aerofólio.	7
Figura 2.2 – Características geométricas de um aerofólio.	8
Figura 2.3 – Força resultante e momento sobre um aerofólio.	10
Figura 2.4 – Campo de pressão sobre um aerofólio para (a) $\alpha = 0^\circ$ e (b) $\alpha = 10^\circ$. . .	12
Figura 2.5 – Gradiente adverso de pressão sobre a superfície superior do aerofólio. .	14
Figura 2.6 – Ocorrência do estol para um aerofólio NACA 0012 e a formação da esteira para (a) $\alpha = 9^\circ$ e (b) $\alpha = 12^\circ$ para escoamentos com $Re = 5 \times 10^4$. 15	15
Figura 2.7 – Variação de (a) C_l e (b) C_d em função do ângulo de ataque α para um aerofólio NACA 0012.	16
Figura 2.8 – Velocidades aplicadas sobre as pás de turbinas de eixo vertical.	17
Figura 2.9 – Vista superior de um rotor de uma turbina de eixo vertical: variação do ângulo azimutal θ	18
Figura 2.10 – Variação cíclica de α em função da posição azimutal θ	19
Figura 2.11 – Forças aplicadas sobre a pá de uma turbina de eixo vertical.	20
Figura 2.12 – Coeficiente de potência C_P para diferentes valores de λ : (1) região de estol dinâmico, (2) região de transição e (3) região de efeitos secundários. 22	22
Figura 2.13 – Ocorrência do estol dinâmico para (a) $\lambda = 1$ e (b) $\lambda = 3$	23
Figura 3.1 – Representação do domínio euleriano (Ω) e do domínio lagrangiano (Γ), onde \vec{x} é o vetor posição de um ponto qualquer no domínio euleriano e \vec{X} é o vetor posição de um ponto qualquer no domínio lagrangiano. . .	32
Figura 3.2 – Deslocamento de um ponto lagrangiano p imposto por uma velocidade de rotação $\vec{\omega}$	39
Figura 3.3 – Imposição da velocidade \vec{U}^{FI} sobre um ponto lagrangiano pertencente à uma pá.	41
Figura 3.4 – Decomposição da força lagrangiana F_i sobre um ponto lagrangiano: força tangencial \vec{F}_t e força normal \vec{F}_n	42
Figura 3.5 – Decomposição da força tangencial \vec{F}_t e da força normal \vec{F}_n sobre um ponto lagrangiano: força de sustentação \vec{F}_l e força de arrasto \vec{F}_d	43
Figura 4.1 – Domínio de cálculo para a solução de escoamentos sobre um aerofólio. .	52
Figura 4.2 – (a) Campo de vorticidade $-1 \leq w_z c/U_0 \leq 1$ sobre o aerofólio para $\alpha = 0^\circ$ em $t^* = 80$. (b) Detalhes do domínio de cálculo discretizado. . .	54

Figura 4.3 – Influência do refinamento de malha em $C_l \times t^*$: (a) 10° e (b) 16° . Influência do refinamento de malha em $C_d \times t^*$: (c) 10° e (d) 16°	55
Figura 4.4 – Ordem de convergência espacial. (a) Decaimento em função da diferença relativa percentual de C_d médio em relação a Ilio et al. (2018). (b) Decaimento em função da média temporal da norma L_2 da velocidade lagrangiana horizontal.	57
Figura 4.5 – Evolução temporal de (a) C_l e (b) C_d para diferentes valores de NIT	59
Figura 4.6 – (a) Variação de C_l e C_d médios em função do número de interações NIT . (b) Média temporal da norma L_2 da velocidade lagrangiana horizontal em função de NIT	60
Figura 4.7 – (a) Variação de C_l médio em função do ângulo de ataque (α). (b) Variação de C_d médio em função do ângulo de ataque (α).	62
Figura 4.8 – Eficiência do aerofólio C_l/C_d em função do ângulo de ataque α	63
Figura 4.9 – Isolinhas e campos de pressão $p^* = p/\rho U_0^2$, em $t^* = 80$, para: (a) $\alpha = 0^\circ$, (b) $\alpha = 10^\circ$, (c) $\alpha = 16^\circ$ e (d) $\alpha = 20^\circ$	65
Figura 4.10 – Campos médios da velocidade horizontal e linhas de corrente para: (a) $\alpha = 0^\circ$, (b) $\alpha = 5^\circ$ e (c) $\alpha = 10^\circ$	66
Figura 4.11 – Campos médios da velocidade horizontal e linhas de corrente para: (a) $\alpha = 16^\circ$, (b) $\alpha = 25^\circ$ e (c) $\alpha = 30^\circ$	67
Figura 4.12 – Variação do número de Strouhal em função de α	68
Figura 4.13 – Isolinhas de vorticidade: representação do espaçamento longitudinal.	69
Figura 4.14 – Campos de vorticidade instantâneos $-1 \leq w_z c/U_0 \leq 1$ sobre o aerofólio NACA 0012 para: (a) $\alpha = 0^\circ$, (b) $\alpha = 5^\circ$, (c) $\alpha = 10^\circ$ e (d) $\alpha = 16^\circ$	70
Figura 4.15 – Campos de vorticidade instantâneos $-1 \leq w_z c/U_0 \leq 1$ sobre o aerofólio NACA 0012 para: (a) $\alpha = 20^\circ$, (b) $\alpha = 25^\circ$ e (c) $\alpha = 30^\circ$	71
Figura 4.16 – Domínio de cálculo para a solução de escoamentos sobre uma turbina de eixo vertical.	72
Figura 4.17 – Variação de C_t , em função da posição azimutal θ , em uma turbina vertical composta por (a) 1 pá e (b) 3 pás.	73
Figura 4.18 – Variação de C_n , em função da posição azimutal θ , em uma turbina composta por (a) 1 pá e (b) 3 pás.	74
Figura 4.19 – Evolução temporal dos campos de vorticidade $-2 \leq w_z c/U_0 \leq 2$ para turbina de uma pá.	75
Figura 4.20 – Evolução temporal dos campos de vorticidade $-2 \leq w_z c/U_0 \leq 2$ para turbina de três pás.	76
Figura 4.21 – Isolinhas do campo de velocidade absoluta sobre a turbina de três pás, em $\theta = 720^\circ$. (a) Presente trabalho. (b) Ouro e Stoesser (2017).	77
Figura 4.22 – Variação de C_t , em função da posição azimutal θ , em uma turbina de uma pá para (a) $Re = 100$ e 200 e (b) $Re = 500$ e 1000	78

Figura 4.23–Variação de C_n , em função da posição azimutal θ , em uma turbina de uma pá para (a) $Re = 100$ e 200 e (b) $Re = 500$ e 1000	78
Figura 4.24–Campos de vorticidade instantâneos $-1 \leq w_z c/U_0 \leq 1$ sobre uma turbina de eixo vertical para (a) $Re = 100$ e (b) $Re = 200$	79
Figura 4.25–Campos de vorticidade instantâneos $-1 \leq w_z c/U_0 \leq 1$ sobre uma turbina de eixo vertical para (a) $Re = 500$ e (b) $Re = 1000$	80
Figura A.1–Fluxograma da sub-rotina computacional do modelo matemático que contempla o movimento rotativo das pás da turbina eólica de eixo vertical.	92

LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1 – Coeficientes α^l e β^l do método de Runge-Kutta RK46.	49
Tabela 4.1 – Coeficientes médios C_l e C_d do aerofólio NACA 0012 para diferentes níveis de refinamento de malha em $\alpha = 10^\circ$	56
Tabela 4.2 – Coeficientes médios C_l e C_d do aerofólio NACA 0012 para diferentes níveis de refinamento de malha em $\alpha = 16^\circ$	56
Tabela 4.3 – Espaçamento longitudinal médio a/c para diferentes valores de α	69

LISTA DE SÍMBOLOS

Sobrescritos

- * parâmetro temporário
- FI relativo ao ponto lagrangiano pertencente à fronteira imersa (FI)
- it interação da Múltipla Imposição da Força
- t instante de tempo atual em [s]
- t_0 instante de tempo inicial em [s]

Letras Gregas

- α ângulo de ataque
- α_s ângulo de ataque de estol
- Δs espaçamento entre dois pontos lagrangianos consecutivos em [m]
- Δt incremento temporal [s]
- Δx espaçamento entre dois pontos do domínio euleriano na direção x em [m]
- Δy espaçamento entre dois pontos do domínio euleriano na direção y em [m]
- Γ domínio lagrangiano
- ι número imaginário, $\iota = \sqrt{-1}$
- λ *tip speed ratio (TSR)*, razão de velocidade de ponta
- ν viscosidade cinemática do fluido em [m²/s]
- Ω domínio euleriano
- ϕ ângulo de rotação de um ponto lagrangiano
- π número real constante $\pi = 3.14159265359$
- ρ massa específica do fluido em [kg/m³]
- σ variável qualquer
- θ ângulo azimutal do aerofólio
- φ ângulo de rotação do eixo xy

$\vec{\omega}$ velocidade angular da turbina em $[rad/s]$

φ tensor projeção

Letras Latinas

\vec{F}_D força de arrasto aplicada sobre o aerofólio em $[N]$

\vec{F}_L força de sustentação aplicada sobre o aerofólio em $[N]$

\vec{F}_N força normal aplicada sobre o aerofólio em $[N]$

\vec{F}_R força resultante aplicada sobre o aerofólio em $[N]$

\vec{F}_T força tangencial aplicada sobre o aerofólio em $[N]$

\vec{k} vetor número de onda

\vec{M}_0 momento aplicado sobre o aerofólio em $[Nm]$

\vec{U} velocidade lagrangiana $[m/s]$

\vec{u} velocidade euleriana $[m/s]$

\vec{U}_0 velocidade de corrente livre ou velocidade na entrada do domínio euleriano em $[m/s]$

\vec{V}_t velocidade tangencial do aerofólio em $[m/s]$

\vec{V}_{rel} velocidade relativa do escoamento em $[m/s]$

\vec{X} vetor posição do ponto lagrangiano $[m]$

\vec{x} vetor posição do ponto euleriano $[m]$

A área projetada do aerofólio em $[m^2]$

A_t área projetada do rotor da turbina em $[m^2]$

c corda do aerofólio em $[m]$

C_d coeficiente de arrasto

C_l coeficiente de sustentação

C_n coeficiente normal

C_P coeficiente de potência

C_t coeficiente tangencial

D_h	função de distribuição e interpolação
F	campo de força lagrangiana em $[N/m^3]$
f	campo de força euleriano ou termo fonte de força em $[N/m^3]$
F_c	somatório de uma força qualquer aplicada sobre a fronteira imersa
F_d	força de arrasto aplicada sobre um ponto lagrangiano
F_l	força de sustentação aplicada sobre um ponto lagrangiano
F_n	força normal aplicada sobre um ponto lagrangiano
f_r	frequência em $[s^{-1}]$
F_t	força tangencial aplicada sobre um ponto lagrangiano
H	largura do aerofólio em $[m]$
L	comprimento físico do domínio $[m]$
N	número de pontos de colocação do domínio de cálculo discretizado
N_L	número de pontos lagrangianos
N_p	número de aerofólios
P	campo de pressão lagrangiano em $[N/m^2]$
P_{ot}	potência média extraída pelo rotor da turbina em $[J/s]$
R	raio da turbina em $[m]$
Re	número de Reynolds
S^ϕ	matriz de rotação
St	número de Strouhal
T	torque aplicado sobre o aerofólio em $[Nm]$
W_h	função peso
x_c	coordenadas do aerofólio no eixo x
y_c	coordenadas do aerofólio no eixo y

Operadores

\int	integral
--------	----------

∂ derivada parcial

Σ somatório

Siglas

AUX variável auxiliar do método RK46

CFD *Computational Fluid Dynamics*, Dinâmica dos Fluidos Computacional

DFT *Discrete Fourier Transform*, Transformada Discreta de Fourier

FFT *Fast Fourier Transform*, Transformada Rápida de Fourier

MDF *Multi-Direct Forcing*, Método da Múltipla Imposição da Força

NIT número máximo de interações da Múltipla Imposição da Força

RHS somatório dos termos lagrangianas que estão do lado direito das equações de Navier-Stokes

rhs somatório dos termos eulerianos que estão do lado direito das equações de Navier-Stokes

RK46 método de Runge-Kutta de quarta ordem de convergência temporal com seis passos

tnl termo não-linear

EDP equação diferencial parcial

IMERSPEC hibridação do método pseudo-espectral de Fourier e do método da fronteira imersa

MFI método da fronteira imersa

MPEF método pseudo-espectral de Fourier

Subscritos

i índice de notação tensorial

j índice de notação tensorial

x direção x

y direção y

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	1
1.1	Justificativa	5
1.2	Objetivos	5
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	7
2.1	Aerofólios	7
2.2	Escoamentos sobre aerofólios	9
2.3	Escoamentos sobre pás de turbinas de eixo vertical	17
2.4	Estado da arte	24
3	METODOLOGIA	29
3.1	Aspectos gerais	29
3.2	Método da fronteira imersa	32
3.3	Modelagem matemática do movimento rotativo das pás	39
3.4	Modelagem numérica e computacional	45
3.4.1	Método pseudoespectral de Fourier	45
3.4.2	Discretização espacial	47
3.4.3	Discretização temporal	48
4	RESULTADOS	51
4.1	Escoamentos sobre aerofólios	51
4.1.1	Refinamento de malha	53
4.1.2	Influência do número de interações <i>NIT</i> do <i>Multi-Direct Forcing</i>	58
4.1.3	Influência do ângulo de ataque	61
4.1.4	Formação das esteiras de estruturas turbilhonares	66
4.2	Escoamentos sobre turbinas de eixo vertical	72
4.2.1	Influência do número de pás	73
4.2.2	Influência do número de Reynolds	77
5	CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS	81
5.1	Conclusões	81
5.2	Trabalhos futuros	82
	REFERÊNCIAS	85

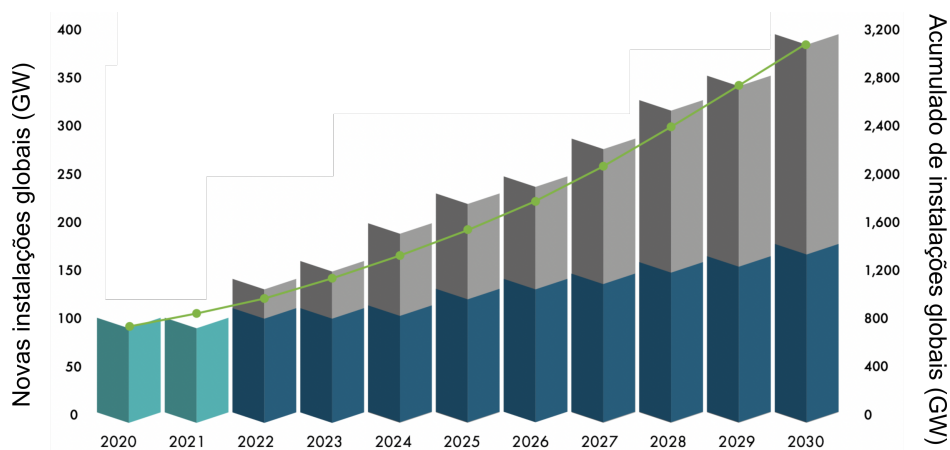
APÊNDICE A – SUB-ROTINA DO MODELO MATEMÁTICO DO MOVIMENTO ROTATIVO DAS PÁS	91
--	----

1 INTRODUÇÃO

A partir dos anos 1970, com a crise do petróleo, vários países começaram a reavaliar sua dependência com relação aos combustíveis fósseis, especialmente o óleo. As consequências foram incentivos à produção de energia elétrica por fontes renováveis, especialmente a energia eólica, que se tornou objeto de pesquisa e desenvolvimento (SPERA, 2009).

Os anos se passaram e o faturamento da indústria da energia eólica tem crescido exponencialmente, com turbinas mais econômicas, confiáveis, silenciosas, padronizadas e certificadas. De acordo com os últimos relatórios elaborados pela *Global Wind Energy Council - GWEC*, a matriz eólica mundial ultrapassou os 830 [GW] de potência instalada em 2021, representando um aumento de 12% em relação à 2020. Até janeiro de 2022, o Brasil atingiu a marca de 21 [GW] de potência instalada, colocando a energia eólica como a segunda maior fonte energética do país. O avanço na legislação de leilões de aquisição de energia eólica e políticas nacionais de financiamento têm incentivado a busca e o crescimento da matriz eólica brasileira. Além disso, nos últimos anos, uma crítica mudança nos padrões climáticos colocou em risco os níveis dos reservatórios das grandes hidrelétricas, trazendo incertezas à principal matriz energética do país (LEE; ZHAO, 2022).

Figura 1.1: Projeção de crescimento da matriz eólica mundial, em potência instalada [GW].



Fonte: Lee e Zhao (2022)

O momento atual mostra que o avanço não estagnou. Ao contrário, projetos para tornar a energia eólica viável e competitiva em locais de baixa intensidade de vento e desafios nos processos de transmissão e armazenamento de energia, são indícios que o desenvolvimento da produção de eletricidade pelas forças do vento está caminhando e

superando seus limites. A realidade e as projeções crescentes da capacidade instalada de energia eólica no planeta ao longo dos próximos anos são apresentadas na Fig. 1.1.

As modernas turbinas eólicas ou aerogeradores operam pelo princípio de uma força aerodinâmica, responsável por produzir um torque positivo em um eixo, submetendo-o a um movimento rotativo (MANWELL; MCGOWAN; ROGERS, 2009). A energia cinética das correntes de ar é, portanto, transformada em energia mecânica, responsável pela rotação do eixo da turbina, acoplado a um gerador elétrico. O desempenho dos aerogeradores é determinado, entre outros parâmetros, pela geometria de seus rotores. Trata-se de um subsistema da turbina que transforma a energia cinética do movimento das correntes de ar em energia mecânica pelo seu movimento rotativo, constituído pelas pás e pelo cubo. Sua geometria impôs a principal classificação entre as turbinas eólicas modernas, em relação à orientação do seu eixo.

As turbinas eólicas de eixo horizontal (vide Fig. 1.2) e as turbinas eólicas de eixo vertical (vide Fig. 1.3) são as duas classes de turbinas que se diferenciam pela direção de rotação do seu eixo em relação ao escoamento. Enquanto as turbinas de eixo horizontal possuem rotores orientados na direção paralela ao vento, as turbinas de eixo vertical operam seus rotores com eixo de rotação perpendicular ao fluxo de ar.

Figura 1.2 – Turbinas eólicas de eixo horizontal.



Fonte: Lee e Zhao (2022)

As turbinas de eixo vertical, objeto de estudo do presente trabalho, têm-se mostrado um eficiente dispositivo de conversão e transferência de energia com diversas aplicações, dentre elas: produção de energia elétrica, bombeamento e dessalinização de água, resfriamento e aquecimento de fluido usando bombas de compressão à vapor e aquecimento da água usando os fenômenos de turbulência.

Figura 1.3 – Turbinas eólicas de eixo vertical.



Fonte: Möllerström et al. (2019)

Entre as vantagens das turbinas verticais, a principal é a sua capacidade de conseguir impor movimento rotativo ao rotor independente da direção das correntes de ar, sem a necessidade de mecanismos de guinada. Além disso, seu destaque está na facilidade de manutenção, com o trem de potência situado à altura do solo, projetos construtivos mais simples, baixo custo operacional, emissão de menos ruído devido à minimização dos efeitos de pontas nas pás e podem ser diretamente acopladas à equipamentos mecânicos (bombas, por exemplo) para transmissão de torque. As turbinas verticais são menos sensíveis a condições climáticas severas em relação às turbinas horizontais. A dissipação da esteira em turbinas verticais é mais rápida e isso permite a otimização no uso da área, com distâncias menores entre as turbinas (LIU; LIN; ZHANG, 2019).

Contudo, as turbinas verticais apresentam desvantagens, dentre as quais destacam-se: velocidade de ponta mais baixa no ponto de máxima eficiência, o torque está sujeito à oscilações, gerando cargas cíclicas e prejudiciais às caixas de engrenagem e aos sistemas de controle, as pás são até duas vezes maiores que as pás de turbinas horizontais e as pequenas alturas de seus rotores dão origem a menores velocidades de rotação. Um problema comum

em turbinas verticais é o seu processo de auto-inicialização (KIRKE, 1998). Em repouso ou sob baixas velocidades de rotação, devido ao estol, a força aerodinâmica promovida pelas pás, de acordo com seu posicionamento no rotor (ângulo azimutal), é insuficiente para tornar a partida da turbina automatizada.

O funcionamento das turbinas de eixo vertical está susceptível a diversas oscilações, devido à variabilidade das correntes de ar, rápidas mudanças em sua direção, rajadas de vento e variação na massa específica do ar. De forma geral, seus projetos levam em consideração as condições impostas pela dinâmica dos escoamentos de ar. São máquinas que dependem diretamente do comportamento fluidodinâmico das correntes de ar sobre a sua estrutura, principalmente nas suas pás. Nesse sentido, a Dinâmica dos Fluidos Computacional (*Computational Fluid Dynamics - CFD*) se enquadra como uma técnica promissora na engenharia eólica (HOWELL et al., 2010; FERREIRA et al., 2010; CASTELLI; ENGLARO; BENINI, 2011).

Por meio de métodos numéricos e computacionais, a Dinâmica dos Fluidos Computacional propõe a solução de modelos matemáticos formados por equações diferenciais parciais, à exemplo das equações de Navier-Stokes, que modelam os escoamentos de um determinado fluido. O avanço computacional tem potencializado o desenvolvimento e a aplicação de metodologias numéricas cada vez mais acuradas e, ao mesmo tempo, acessíveis. A modelagem e a simulação de escoamentos complexos sobre turbinas tornaram-se realidade, com excelentes níveis de confiabilidade e custos computacionais aceitáveis. Além disso, tratam-se de experimentações computacionais, portanto, dispensam a necessidade de ferramentas e instrumentos de medição e controle calibrados e de alta sensibilidade, necessários em experimentações materiais. De forma geral, a Dinâmica dos Fluidos Computacional possibilita a previsibilidade do desempenho de turbinas eólicas verticais, o estudo da influência das suas variáveis de projeto, a visualização detalhada de campos de velocidade e ainda, aplicações em procedimentos sistemáticos de otimização.

No presente trabalho propõe-se, portanto, avaliar a aplicabilidade e a potencialidade de uma metodologia numérica de alta ordem de convergência e de fácil implementação computacional, a metodologia IMERSPEC (MARIANO, 2011; MOREIRA, 2011; VILLELA, 2015; NASCIMENTO, 2016; MARIANO et al., 2022). Inicialmente, validou-se a metodologia, a partir da análise de escoamentos sobre aerofólios. Além disso, o uso da metodologia foi estendido, propondo um estudo de caso para a solução de escoamentos bidimensionais sobre turbinas de eixo vertical, em movimento rotativo, compostas por uma e três pás.

1.1 Justificativa

O crescimento de grandes centros urbanos demanda um maior potencial energético, sobretudo, de matrizes renováveis que consigam se adaptar em regiões cada vez mais populosas e com indisponibilidade de grandes espaços. As turbinas eólicas de eixo vertical mostram-se uma opção interessante a essas condições. Contudo, exigem-se dessas máquinas, uma maior disponibilidade de potência e muitas vezes, necessidade de operar em regiões com baixas velocidades de correntes de ar. É necessário, portanto, pesquisa, desenvolvimento e projeto de turbinas mais eficientes e econômicas.

O uso de metodologias numéricas acuradas e com razoável custo computacional mostra-se um caminho importante nessa etapa e torna-se justificativa do presente trabalho. Com essas ferramentas, é possível obter parâmetros fidedignos de desempenho (potência e torque) e estimar os limites operacionais de turbinas de eixo vertical, com excelentes níveis de confiabilidade. Os projetos tornam-se mais flexíveis, dinâmicos, facilmente adaptáveis e acessíveis. Além disso, permite-se uma análise quantitativa e qualitativa do comportamento fluidodinâmico sobre as pás, a partir da visualização e do tratamento dos campos de escoamentos e estende o problema para a realização de futuros processos de otimização.

1.2 Objetivos

Os objetivos gerais da presente dissertação são formar recursos humanos especializados em fontes alternativas de energia energia eólica e Dinâmica dos Fluidos Computacional e desenvolver pesquisa aplicada em energia eólica.

Especificamente, é apresentado o desenvolvimento de uma sub-rotina capaz de modelar o movimento rotativo das pás. Associada à metodologia IMERSPEC, o modelo completo permite contemplar a interação fluido-estrutura entre turbina e o escoamento. Propõe-se ainda, procedimentos numéricos que permitem estimar os principais parâmetros de desempenho de turbinas de eixo vertical, dentre os quais destacam-se: coeficiente de potência, torque, força tangencial, normal, sustentação e arrasto. Objetiva-se validar a metodologia IMERSPEC, à partir da simulação de escoamentos sobre aerofólios, apresentando análises comparativas com outros resultados de referência. Por fim, avalia-se o comportamento fluidodinâmico sobre turbinas eólicas verticais compostas de uma e três pás para baixos números de Reynolds ($Re \leq 10^3$), apresentando as principais características do escoamento pela análise dos resultados dos campos de escoamento.

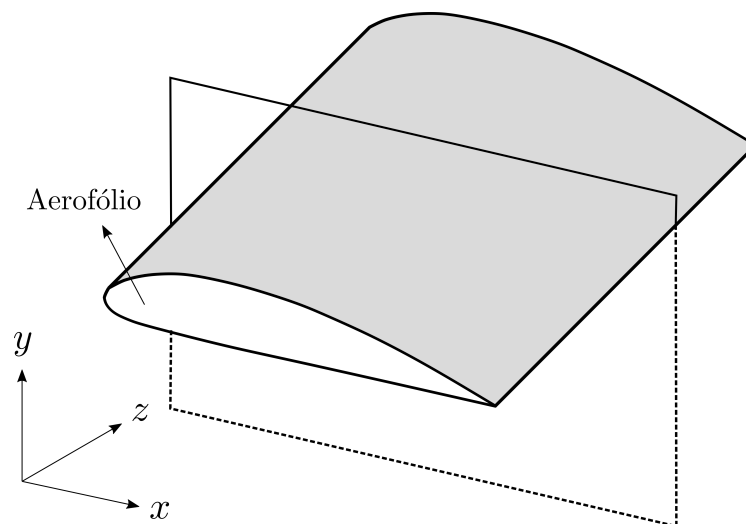
2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Os aspectos teóricos que fundamentam o comportamento fluidodinâmico de escoamentos incompressíveis sobre aerofólios e turbinas de eixo vertical são abordados neste capítulo. Inicialmente, propõe-se uma revisão sobre as características geométricas dos aerofólios. Em seguida, busca-se revisar os principais fenômenos físicos, resultado da modelagem numérica e computacional desses escoamentos, e analisar suas influências no desempenho e na performance dessas estruturas. Por fim, apresenta-se o estado da arte abordando as principais publicações científicas referentes à aplicação da dinâmica dos fluidos computacional no estudo de turbinas de eixo vertical.

2.1 Aerofólios

No presente trabalho, a modelagem de um escoamento incompressível sobre as pás de uma turbina de eixo vertical é realizada sob o ponto de vista bidimensional. Portanto, as pás da turbina são analisadas a partir do próprio aerofólio que as constitui. Por serem o objeto de estudo deste trabalho, esta seção conceitua o que são os aerofólios, suas particularidades e suas principais características geométricas.

Figura 2.1: Definição de um aerofólio.

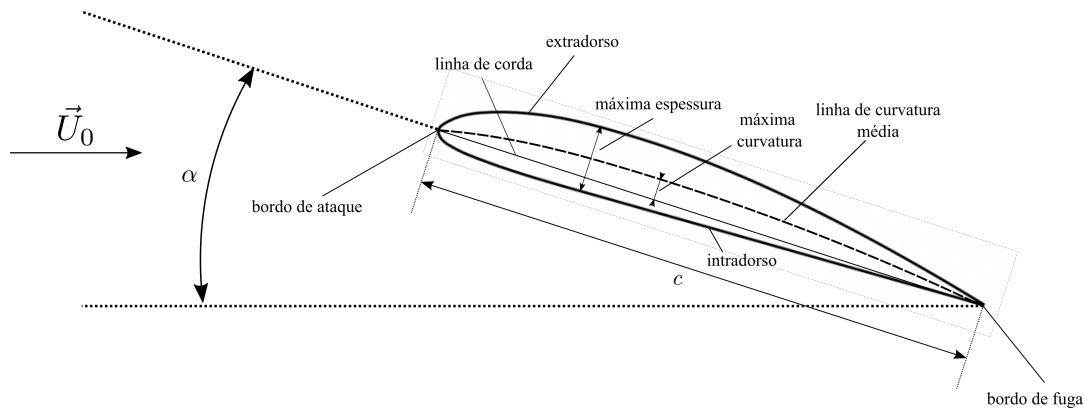


Os aerofólios são as seções bidimensionais das pás de turbinas de eixo vertical e possuem formas geométricas específicas. Eles também estão presentes em asas de aeronaves e em seus estabilizadores, bem como em hélices de motores e pás de ventiladores. Para exemplificar o conceito de um aerofólio, observa-se parte da estrutura de uma pá desenhada em perspectiva, em que seu comprimento é extrudado e se estende ao longo da direção

z , conforme mostrado na Fig. 2.1. O aerofólio pode ser definido como qualquer seção transversal da pá cortada por um plano imaginário paralelo ao plano xy (ANDERSON, 2017).

Essas estruturas surgem pelo processo de adelgaçamento de suas superfícies, conhecido por carenagem (FOX; PRITCHARD; MCDONALD, 2014). Objetiva-se a redução do arrasto de pressão, promovido pelo campo de pressão ao redor do aerofólio. O gradiente de pressão pode ainda levar ao descolamento do escoamento quando esse torna-se adverso e intenso. O descolamento do escoamento leva à destruição da camada limite e à formação de uma extensa região de esteira, constituída por estruturas turbilhonares. O processo de carenagem deve ser cuidadoso, pois à medida que se reduz o arrasto de pressão aumenta-se, por conseguinte, o arrasto de atrito devido ao aumento da área da superfície do corpo. Um ponto ótimo deve ser alcançado, de tal forma que o arrasto total, dado pela soma do arrasto de pressão e arrasto de atrito, seja minimizado.

Figura 2.2: Características geométricas de um aerofólio.



Os aerofólios apresentam características geométricas nas quais as suas variações são responsáveis por gerar novas e diversificadas formas. Na Fig. 2.2 são apresentados os principais aspectos geométricos dos aerofólios. A linha de curvatura média é o lugar geométrico dado pelos pontos a meio caminho entre a superfície superior (extradorso) e a superfície inferior (intradorso) do aerofólio. O ponto mais a frente da linha média de curvatura é o bordo de ataque do aerofólio. Enquanto que o ponto mais atrás da linha média de curvatura é o bordo de fuga. A linha de corda é dada pela distância em linha reta entre o bordo de ataque e bordo de fuga. A corda é a medida da linha de corda, dada por c . A máxima curvatura de um aerofólio é dada pela maior distância entre a linha de curvatura média e a linha de corda, medida perpendicularmente à linha de corda. A máxima espessura é a maior distância entre o extradorso e intradorso do aerofólio, medida perpendicularmente à linha de corda. Por fim, o ângulo de ataque é o ângulo entre a velocidade relativa do escoamento e a linha de corda, representado por α (ANDERSON, 2017).

A partir da década de 1930, com o avanço da aeronáutica, a NACA, agência precursora da NASA, promoveu um sistemático processo de evolução nas formas dos aerofólios, objetivando em sua grande maioria, a maximização da eficiência pelo aumento da força de sustentação e a redução da força de arrasto. Os tradicionais aerofólios NACA são usados até os dias atuais na fabricação de pás de turbinas de eixo verticais (SHELDAHL; KLIMAS, 1981; PARASCHIVOIU, 2002). É o caso dos aerofólios simétricos NACA 0012, NACA 0015 e NACA 0018 que combinam alta sustentação, baixo arrasto, boas características com relação ao fenômeno de estol e um extenso banco de dados com relação ao seu desempenho e performance, tais como coeficiente de sustentação, arrasto e momento.

Esses aerofólios pertencem à família de aerofólios NACA de quatro dígitos e são ditos simétricos uma vez que a linha de curvatura média é coincidente com a linha de corda, tornando a superfície do extradorso idêntica à superfície do intradorso. Seus dois últimos dígitos indicam a porcentagem da espessura máxima em relação à corda. O aerofólio NACA 0012, por exemplo, tem 12% de espessura máxima em relação à corda, o aerofólio NACA 0015 tem 15% de espessura máxima em relação à corda, e assim por diante.

Além do extenso banco de dados disponível em relação ao seu desempenho, Ladson et al. (1996) mostram um conjunto bem definido de equações matemáticas, válidas para todos os aerofólios NACA de quatro dígitos simétricos, que permitem determinar as formas geométricas de suas superfícies superior e inferior ao longo da linha de corda,

$$y_c = \pm 5t(0,2969\sqrt{x_c} - 0,1260x_c - 0,3516x_c^2 + 0,2843x_c^3 - 0,1015x_c^4) \quad (2.1)$$

onde x_c são as coordenadas do aerofólio ao longo de x , variando de 0 a c , y_c são as coordenadas ao longo da direção y e t é a porcentagem da espessura máxima do aerofólio em relação a corda, no qual $t = 0,15$ para o aerofólio NACA 0015, por exemplo.

Da Eq. 2.1, os valores y_c com sinal positivo modelam a forma geométrica da superfície superior e aqueles com sinal negativo modelam a superfície inferior do aerofólio. É a partir desse conjunto de coordenadas (x_c, y_c) que também define-se o domínio lagrangiano, necessário na implementação do método da fronteira imersa, descrito na seção 3.2.

2.2 Escoamentos sobre aerofólios

O movimento relativo entre um corpo sólido qualquer e o fluido viscoso que o circunda promove uma força resultante aplicada sobre o corpo (WHITE, 1991). Esse corpo sólido pode ser a pá de uma turbina, um aerofólio, um cilindro ou qualquer outro corpo imerso ao escoamento.

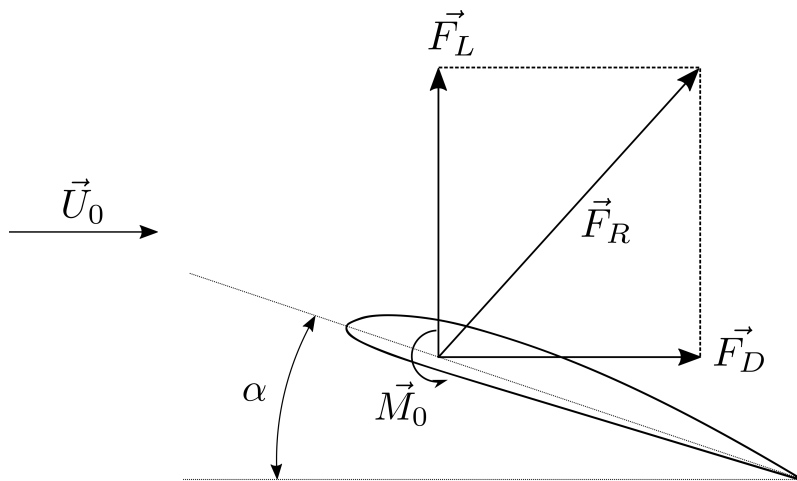
Para problemas tridimensionais, o corpo sólido pode ser caracterizado pela própria pá da turbina, extrudada, podendo ter variação ou não da corda e torção ao longo

da envergadura. Para problemas bidimensionais, os efeitos da terceira dimensão são suprimidos. Isso implica em uma análise simplificada do fenômeno, uma vez que os efeitos tridimensionais de ponta, a exemplo das estruturas turbilhonares de bordo de fuga, são desprezados. No presente trabalho é apresentada uma modelagem bidimensional de escoamentos sobre as pás de uma turbina vertical, portanto, sob a visão dos aerofólios que constituí essas estruturas. Daí a importância de se entender os principais fundamentos que embasam esses escoamentos.

Ao entrar em contato com o aerofólio, devido à viscosidade, o fluido tende a acompanhar e permanecer unido a sua superfície. Dessa interação, uma força entre as partículas de fluido e os pontos da superfície do corpo é gerada, promovendo tensões superficiais (força por unidade de área) devido à viscosidade do fluido e à pressão local. Os efeitos viscosos do fluido geram uma tensão cisalhante sobre cada ponto do corpo na direção tangencial à superfície. Simultaneamente, uma pressão age sobre os pontos do corpo na direção normal à superfície.

A integração dessas tensões sobre toda a superfície do corpo resulta no surgimento de uma força resultante \vec{F}_R e em um momento \vec{M}_0 , conforme mostrado na Fig. 2.3. A decomposição de \vec{F}_R promove a ação de duas forças fundamentais para a compreensão dos fenômenos que envolvem os escoamentos sobre aerofólios, a força de sustentação \vec{F}_L e a força de arrasto \vec{F}_D .

Figura 2.3: Força resultante e momento sobre um aerofólio.



Na Fig. 2.3 apresenta-se um aerofólio submetido a um escoamento de fluido, com velocidade de corrente livre \vec{U}_0 . A velocidade de corrente livre é a velocidade do escoamento do fluido, a montante, distante do aerofólio. Considerando que a velocidade da superfície do aerofólio seja nula, então a velocidade relativa entre o escoamento e o aerofólio é a própria velocidade de corrente livre. A força de sustentação \vec{F}_L é a componente da força resultante perpendicular à velocidade relativa ou mais especificamente, a integral de superfície das

parcelas da força de pressão e da tensão cisalhante, projetadas na direção perpendicular à velocidade relativa. A força de arrasto \vec{F}_D é a componente da força resultante paralela à velocidade relativa ou mais especificamente, a integral de superfície das parcelas da pressão e da tensão cisalhante, projetadas na direção paralela à velocidade relativa.

A força resultante \vec{F}_R pode estar posicionada em qualquer ponto ao longo do aerofólio desde que o momento em relação a esse ponto também seja considerado, garantindo assim o efeito líquido da distribuição de forças. Para aerofólios simétricos, a exemplo do NACA 0012 e NACA 0015, frequentemente posiciona-se a força resultante sobre a linha de corda à 1/4 do seu comprimento em relação ao bordo de ataque. Matematicamente, pela teoria do aerofólio fino (ANDERSON, 2017), é possível deduzir que sobre esse ponto ou muito próximo a ele situa-se o centro aerodinâmico do aerofólio, posição na qual a magnitude do momento independe do ângulo de ataque.

Da teoria de análise dimensional (WHITE, 2011), surgem duas grandezas adimensionais que quantificam a magnitude da força de sustentação e arrasto em função das condições do escoamento e das propriedades do fluido. Essas grandezas são o coeficiente de sustentação C_l e o coeficiente de arrasto C_d , respectivamente, dados por,

$$C_l = \frac{2F_L}{\rho U_0^2 A} \quad (2.2)$$

$$C_d = \frac{2F_D}{\rho U_0^2 A} \quad (2.3)$$

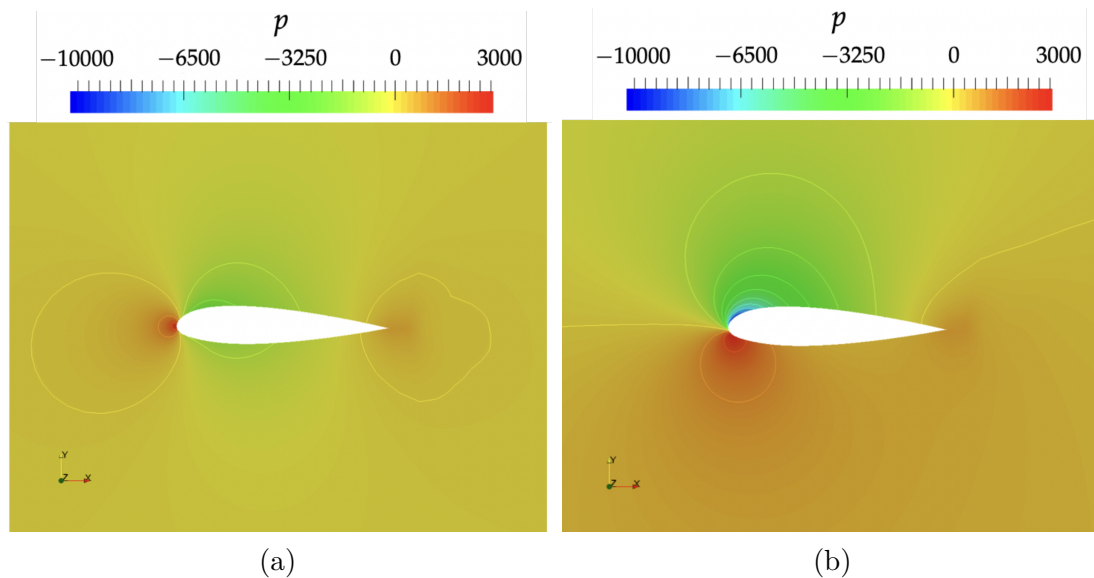
onde, F_L e F_D são as magnitudes das forças de sustentação e arrasto em $[N]$, respectivamente, ρ é a massa específica do fluido em $[kg/m^3]$ e U_0 é a magnitude da velocidade de corrente livre do escoamento em $[m/s]$. Para escoamentos bidimensionais, a área projetada do aerofólio A , em $[m^2]$, é dada pela corda. Logo, $A = c(1) = c$.

A complexidade para entender a origem da força de sustentação traz algumas explicações alternativas para a compreensão desse fenômeno. Segundo Liu et al. (2015), a explicação baseada na equação de Bernoulli, chamada de efeito Bernoulli, tornou-se a mais comum e popularmente difundida na literatura. Parte do escoamento a montante do aerofólio é subdividida no ponto de estagnação. Nesse ponto, onde a velocidade do escoamento tende a zero, o escoamento é dividido em dois tubos de corrente de fluido, onde cada um percorre uma região da superfície do aerofólio. Na região superior, à frente da espessura máxima e logo a jusante do bordo de ataque, o formato do aerofólio impõe uma obstrução à passagem do tubo de corrente, comprimindo o escoamento nessa região e diminuindo sua área de seção transversal. Esse processo implica em uma aceleração das partículas de fluido, o que satisfaz o balanço da massa. Sob aceleração, a pressão do escoamento nessa região do aerofólio é diminuída, garantindo o balanço da quantidade de movimento. Devido à curvatura mais suave, o tubo de corrente que passa pela região

inferior é submetido à um menor esmagamento, impondo ao escoamento uma menor taxa de variação de velocidade em relação às partículas de fluido que passam pela região superior.

O resultado líquido da diferença de pressão entre as superfícies é a força de sustentação. Essa diferença de pressão é mais intensa na porção dianteira do aerofólio, logo a jusante do bordo de ataque. Com o aumento do ângulo de ataque, ocorre uma maior aceleração do escoamento nessa região, levando a um aumento da região de baixa pressão, conforme mostrado na Fig. 2.4. A maior parte da superfície do aerofólio, advindo do processo de adelgaçamento, é fundamental para garantir que o escoamento não se separe, prematuramente, da superfície do corpo, minimizando o gradiente adverso de pressão sobre o escoamento.

Figura 2.4: Campo de pressão sobre um aerofólio para (a) $\alpha = 0^\circ$ e (b) $\alpha = 10^\circ$.



Fonte: Bertram (2018)

Outra explicação para o surgimento da força de sustentação é baseada na quantidade de movimento linear e na Terceira Lei de Newton. Ao entrar em contato com a superfície superior do aerofólio, o escoamento é defletido seguindo o formato curvo da sua parte dianteira. Isso ocorre pelo chamado efeito Coanda (AHMED et al., 2016) que associado aos efeitos da viscosidade tendem a manter o escoamento colado à superfície. À medida que o aerofólio deflete o escoamento para mantê-lo preso à sua superfície, as partículas de fluido são aceleradas de cima para baixo. Cria-se uma taxa de variação líquida na quantidade de movimento linear pela ação de uma componente de velocidade induzida (*downwash*) que inclina o vetor velocidade. Portanto, uma força descendente sobre as partículas de fluido é aplicada, responsável por acelerar e desviar o escoamento para baixo. Pela Terceira Lei de Newton, a reação é o surgimento da força de sustentação no sentido ascendente sobre o

aerofólio. A aceleração do escoamento de cima para baixo promove uma região de baixa pressão sobre a superfície superior do aerofólio.

De forma geral, independente da teoria usada para explicar o fenômeno da força de sustentação, a verdadeira fonte física para o seu surgimento é a distribuição de pressão ao longo da superfície do aerofólio.

O conceito da camada limite é fundamental para entender a força de arrasto promovida sobre os aerofólios. A força de arrasto total é resultado da força de atrito, ocasionada pela tensão de cisalhamento sobre as superfícies do aerofólio, e pelo arrasto de pressão. A camada limite é definida como uma fina porção do escoamento adjacente à superfície de um corpo imerso, na qual os gradientes de velocidade e as forças de atrito entre fluido-fluido e fluido-sólido são dominantes (WHITE, 1991). Os gradientes de velocidade no interior da camada limite são promovidos a partir da condição de não deslizamento. Sob essa condição, que se trata de uma condição de contorno imposta na interface, as partículas de fluido imediatamente adjacentes às paredes do aerofólio aderem à sua superfície, tornando nula a velocidade relativa entre o escoamento e a superfície.

Tratando-se de escoamentos sobre aerofólios, pode-se afirmar que é no interior da camada limite que as tensões de cisalhamento aumentam, promovendo o surgimento da força de arrasto por atrito. Fora da camada limite o escoamento possui viscosidade, mas os gradientes de velocidade são suficientemente pequenos e desprezíveis, sendo plausível a aplicação da hipótese de escoamento invíscido (LIU, 2021). Portanto, é comum a divisão desses escoamentos em duas regiões, a depender do número de Reynolds: a região fora da camada limite, hipoteticamente invíscida e a região da camada limite, na qual os efeitos viscosos do escoamento são dominantes, promovidos pelos intensos gradientes de velocidade. O número de Reynolds é um parâmetro adimensional e no presente trabalho é definido por,

$$Re = \frac{U_0 c}{\nu} \quad (2.4)$$

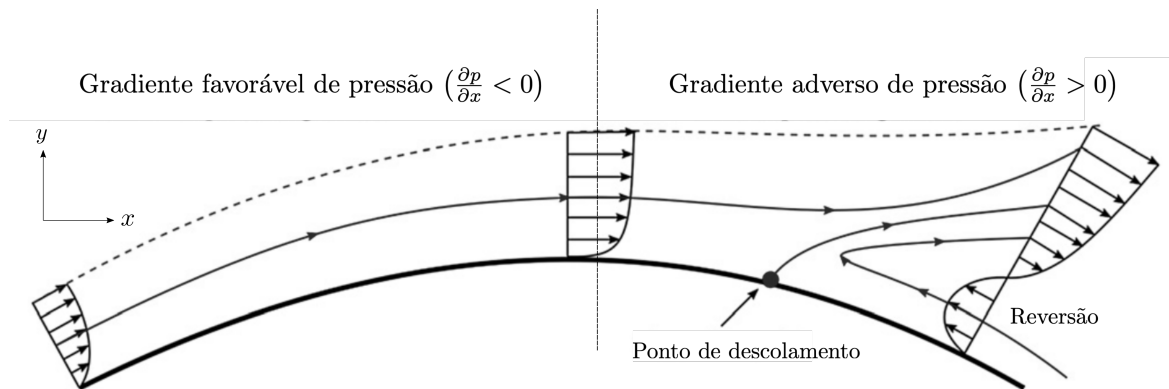
onde, c é a corda do aerofólio em $[m]$ e ν é a viscosidade cinemática do fluido em $[m^2/s]$.

O número de Reynolds propõe uma razão entre as forças inerciais, dada pelas não linearidades do transporte advectivo, e as forças viscosas do escoamento. Quanto maior o Re mais dominantes são os efeitos não lineares em relação aos efeitos viscosos. Portanto, para escoamentos externos sobre aerofólios, a região da camada limite torna-se menos espessa, mas existirá, garantida pela condição de não deslizamento. Quanto menor o Re , maior é a influência da região viscosa da camada limite sobre todo o escoamento. Para a grande maioria dos aerofólios, Yousefi e Razeghi (2018) afirmam que a camada limite pode transicionar de laminar para turbulenta para $Re = \mathcal{O}(10^5)$. Essa transição pode ser antecipada ou retardada a depender de alguns fatores, tais como, geometria do aerofólio,

rugosidade sobre a superfície, flutuações no campo de velocidade de corrente livre, dentre outros. A presença desses efeitos em escoamentos com o Re maior que a unidade são mecanismos amplificadores dos efeitos não lineares, levando às instabilidades características da transição à turbulência (SILVEIRA-NETO, 2020).

Para escoamentos sobre aerofólios, no presente trabalho realizam-se simulações numérico-computacionais usando modelagem bidimensional para $Re = \mathcal{O}(10^3)$. Experimentalmente é comprovado que insetos voadores, tais como abelhas e outros polinizadores, voam com número de Reynolds dessa ordem de grandeza devido a sua baixa velocidade e ao pequeno tamanho característico. Além disso, os micro veículos aéreos (MAVs) de asa oscilante, aerodinamicamente inspirados nesses insetos, operam eficientemente com números de Reynolds nessa ordem (MEENA; TAIRA; ASAI, 2017; KURTULUS, 2015).

Figura 2.5: Gradiente adverso de pressão sobre a superfície superior do aerofólio.



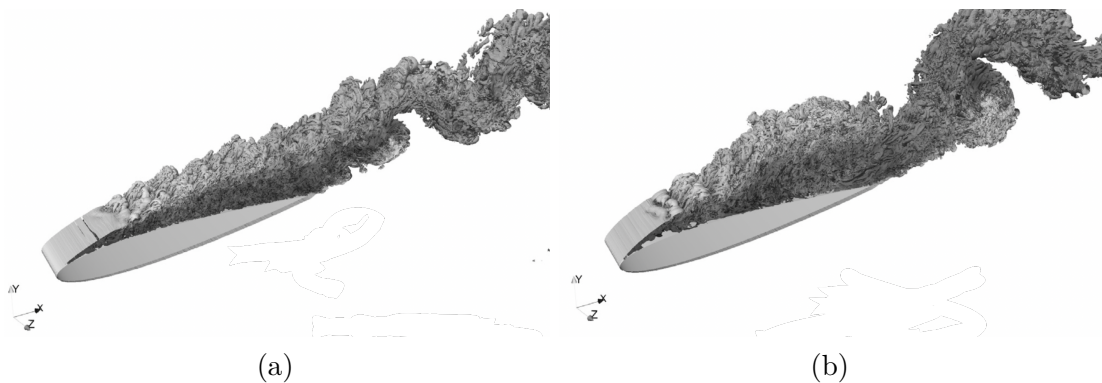
Fonte: modificado de Heteyi, Molnar e Szlivka (2020)

O arrasto de pressão ocorre, sobretudo, devido à diferença de pressão a montante e a jusante do corpo e também se dá pela presença dos efeitos viscosos do fluido. No interior da camada limite, as partículas de fluido sofrem uma desaceleração, que é resultado da ação da tensão de cisalhamento para garantir a condição de não deslizamento. Simultaneamente a isso, quando o ângulo de ataque do aerofólio é aumentado, a área por onde o fluido escoava, à medida que percorre a superfície superior, aumenta. Isso promove um aumento da pressão a jusante, induzindo ao aparecimento de um gradiente adverso, $\frac{\partial p}{\partial x} > 0$, onde p é a pressão. A ação combinada dos efeitos viscosos e do gradiente adverso de pressão levam a uma redução drástica na quantidade de movimento linear do escoamento. Uma reversão do escoamento ocorre devido à incapacidade das partículas de se deslocarem a medida que ocorre este aumento de pressão, a jusante do aerofólio. Resulta-se, portanto, no descolamento do escoamento sobre a superfície superior, conforme apresentado na Fig. 2.5.

Essa região de separação se espalha a jusante do aerofólio, formando uma esteira,

e apresenta alto nível de vorticidade, com estruturas turbilhonares onde as partículas de fluido assumem movimentos rotativos, complexos e instáveis. A complexidade e a aleatoriedade da região da esteira, bem como a quantidade de estruturas turbilhonares com diferentes comprimentos característicos depende do número de Reynolds. Quanto maior o número de Reynolds, mais complexa é a região da esteira, que tende à formação de estruturas turbilhonares com alto nível de não linearidade e maior número de graus de liberdade (SILVEIRA-NETO, 2020).

Figura 2.6: Ocorrência do estol para um aerofólio NACA 0012 e a formação da esteira para (a) $\alpha = 9^\circ$ e (b) $\alpha = 12^\circ$ para escoamentos com $Re = 5 \times 10^4$.



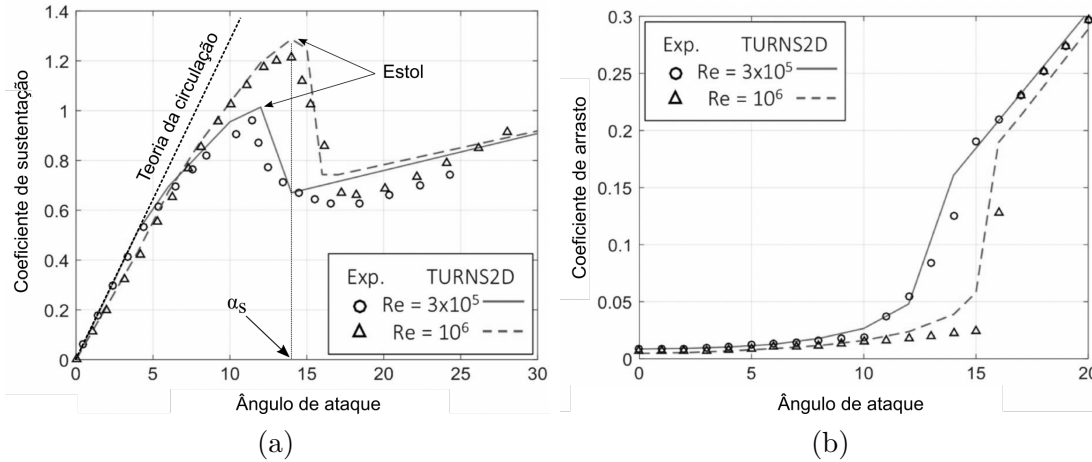
Fonte: Rodríguez et al. (2013)

A separação do escoamento devido ao aumento do ângulo de ataque leva à perda da força de sustentação, fenômeno chamado de estol. Na Fig. 2.6 é apresentado um aerofólio NACA 0012, para ângulos de ataque $\alpha = 9^\circ$ e 12° , em condição de estol. As isosuperfícies de vorticidade indicam a região de separação do escoamento (destruição da camada limite) sobre quase toda a superfície superior, que se move a jusante formando a esteira para os dois casos. Quando o escoamento se descola da superfície superior do aerofólio, há um aumento da força de pressão nessa região, empurrando o aerofólio no sentido descendente, sobretudo logo após o bordo de ataque. Sob a ação desse campo de pressão, a força de sustentação é reduzida. Além disso, uma vez que o escoamento se separa, a distribuição de pressão sobre quase toda a superfície superior do aerofólio é constante e a força de pressão que atua próximo do bordo de fuga diminui, tornando-se insuficiente para anular a força horizontal de pressão que atua no bordo de ataque. O resultado líquido desse fenômeno é o aumento da força de arrasto de pressão.

À medida que o ângulo de ataque do aerofólio é aumentado, a distribuição líquida de pressão sobre a superfície garante, até o estol, o aumento da força de sustentação. Contudo, o gradiente adverso de pressão a jusante do aerofólio também se intensifica. Isso promove uma redução na quantidade de movimento das partículas de fluido que estão no interior da camada limite, levando-as a uma desaceleração, a uma reversão em seu movimento e conseqüentemente ao descolamento completo do fluido da superfície. Tem-se

a ocorrência do estol, onde a força de sustentação reduz drasticamente e a força de arrasto aumenta. O ângulo de ataque para o qual o aerofólio é submetido à condição de estol é chamado de ângulo de estol estático, mostrado na Fig. 2.7a pela linha vertical posicionada em α_s .

Figura 2.7: Variação de (a) C_l e (b) C_d em função do ângulo de ataque α para um aerofólio NACA 0012.



Fonte: modificado de Winslow et al. (2018)

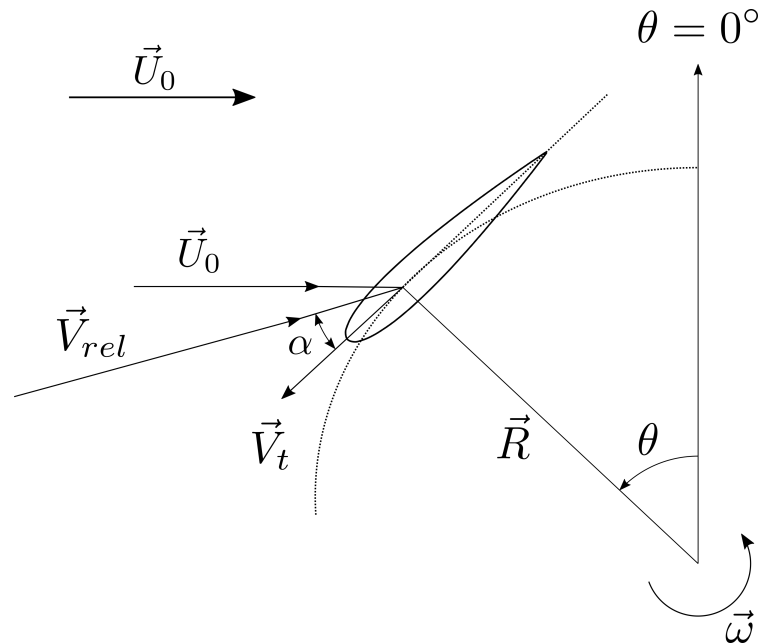
Observa-se, na Fig. 2.7, a variação do coeficiente de sustentação e de arrasto em função do ângulo de ataque para $Re = 3 \times 10^5$ e 10^6 , comparando os resultados numéricos e os resultados obtidos em testes experimentais, para um aerofólio NACA 0012. Para escoamentos com $Re = \mathcal{O}(10^6)$, o fato de a tensão de cisalhamento ter pouca influência na distribuição das forças de pressão sobre a superfície do aerofólio permitiu a determinação da força de sustentação usando a hipótese de escoamento invíscido para baixos ângulos de ataque ($\alpha < 5^\circ$). Trata-se da teoria da circulação, baseada no teorema de Kutta-Joukowski (LIU, 2021), capaz de estimar o coeficiente de sustentação por uma função ascendente que varia linearmente com o ângulo, dada pela linha tracejada (vide Fig. 2.7a). Por depender dos efeitos viscosos, a condição de estol não pode ser estimada com a teoria da circulação.

O aumento do coeficiente de sustentação em função do ângulo de ataque mostra que os efeitos líquidos de distribuição de pressão são intensificados por uma região de baixa pressão amplificada, sobretudo, na porção dianteira do aerofólio à jusante do bordo de ataque, conforme foi ilustrado na Fig. 2.4b. O aumento do número de Reynolds, atrasa a ocorrência de estol (α_s é maior) devido à maior quantidade de movimento linear do escoamento. Na Fig. 2.7b, evidencia-se que à partir da ocorrência do estol, o coeficiente de arrasto aumenta significativamente devido a intensificação do arrasto de pressão sobre a superfície do aerofólio. Para ângulos até 10° , faixa na qual a camada limite mantém-se em grande parte colada à superfície, a força de arrasto é determinada, sobretudo, pelos efeitos viscosos do escoamento.

2.3 Escoamentos sobre pás de turbinas de eixo vertical

Para escoamentos sobre aerofólios considerou-se a velocidade da superfície do aerofólio nula. Portanto, a velocidade das partículas de fluido na fronteira também é nula para garantir a condição de não deslizamento. Simultaneamente, o escoamento a montante está submetido a uma velocidade \vec{U}_0 . Portanto, a velocidade relativa do escoamento, isto é, a velocidade que é sentida por um observador não inercial colocado sobre o aerofólio é \vec{U}_0 . Da definição, a força de arrasto \vec{F}_D e a força de sustentação \vec{F}_L agem na direção paralela e perpendicular a \vec{U}_0 , respectivamente. Essas definições tornam-se mais complexas em pás turbinas de eixo vertical devido ao movimento rotativo imposto ao rotor.

Figura 2.8: Velocidades aplicadas sobre as pás de turbinas de eixo vertical.



No presente trabalho, os aerofólios das turbinas de eixo vertical serão designados como pás. Neste caso, a análise fluidodinâmica possui algumas particularidades devido à imposição de um movimento rotativo à pá em torno de um eixo fixo, representada na Fig. 2.8.

Esse movimento permeia o princípio de funcionamento de uma turbina, impondo sob a superfície das pás uma velocidade tangencial, $\vec{V}_t = \vec{\omega} \times \vec{R}$, onde $\vec{\omega}$ é a velocidade angular da turbina em $[rad/s]$ e R é o raio do rotor da turbina em $[m]$. Portanto, para garantir a condição de não deslizamento, a velocidade do escoamento sobre a superfície das pás é dada por \vec{V}_t . Da interação entre as pás rotativas e o escoamento, que está a montante da turbina com velocidade \vec{U}_0 , surge sob as partículas de fluido, anexadas à pá, uma velocidade relativa,

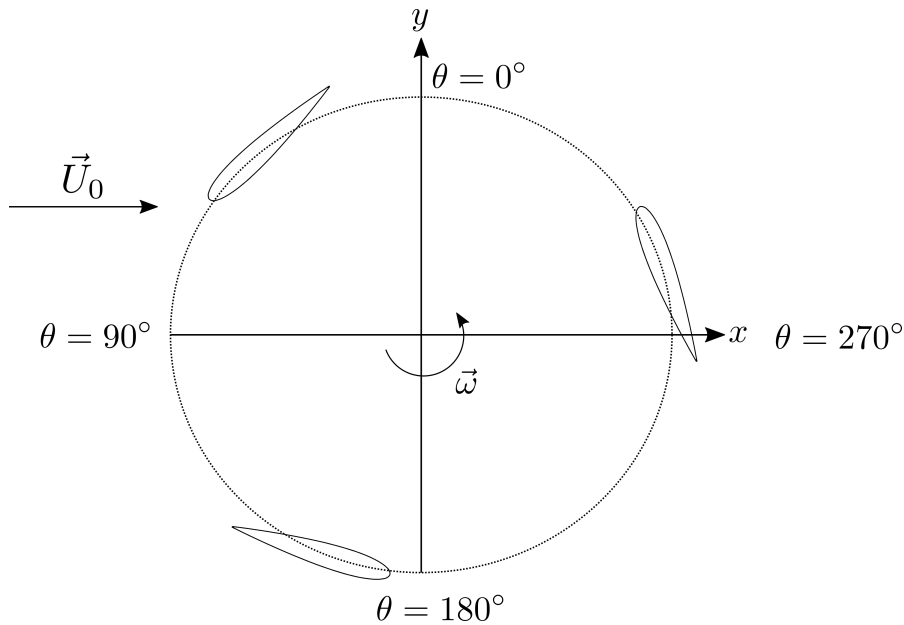
$$\vec{V}_{rel} = \vec{U}_0 - \vec{\omega} \times \vec{R} \quad (2.5)$$

resultado da combinação entre a velocidade de corrente livre do escoamento, \vec{U}_0 e a velocidade tangencial, \vec{V}_t .

Pela Eq. 2.5, $-\vec{\omega} \times \vec{R}$, com sinal negativo, indica que as partículas de fluido do escoamento experimentam a ação da velocidade tangencial da pá no sentido oposto. Portanto, a velocidade relativa é a velocidade percebida pela pá, isto é, em relação a um observador não inercial colocado sobre elas, dada pela soma vetorial de \vec{U}_0 e \vec{V}_t .

O rotor de uma turbina de eixo vertical pode ser dividido em duas regiões, a região a montante e a jusante do escoamento. Uma maneira de dividir essas regiões é pelo ângulo azimutal θ que localiza a pá na circunferência de rotação do rotor. No presente trabalho, entre $\theta = 0^\circ$ e 180° tem-se a região a montante, porção do rotor submetido diretamente a \vec{U}_0 . Entre $\theta = 180^\circ$ e 360° tem-se a região a jusante, porção do rotor onde o escoamento chega distorcido pela ação das pás na posição frontal. A vista superior do rotor de uma turbina de eixo vertical constituída por três pás é mostrado na Fig. 2.9.

Figura 2.9: Vista superior de um rotor de uma turbina de eixo vertical: variação do ângulo azimutal θ .



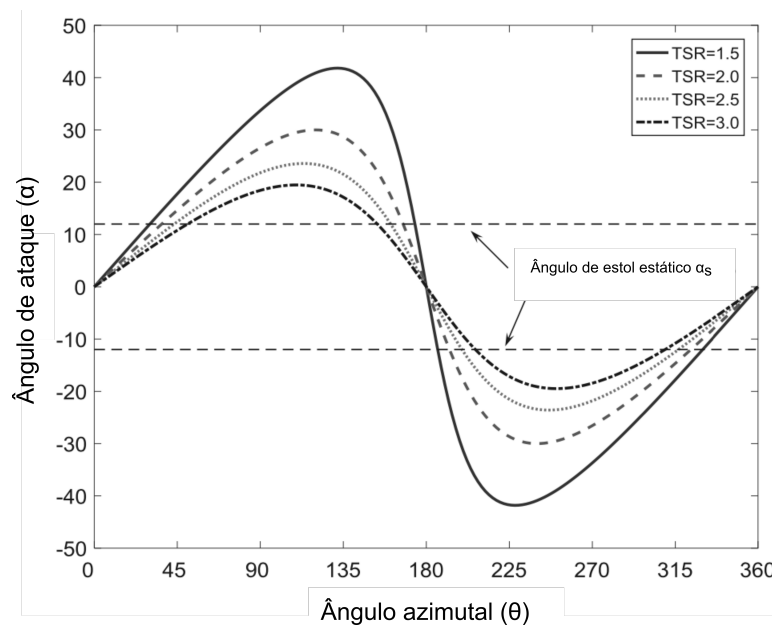
Ao longo de θ , a rotação é transferida às pás pela ação de \vec{V}_t , que por sua vez assume novas direções ao longo do movimento. Isso implica em uma variação cíclica, em direção e magnitude, de \vec{V}_{rel} ao longo de um movimento rotativo completo. A velocidade relativa, atualizada ao longo do movimento rotativo, leva à variação do ângulo de ataque local da pá, em função de θ , expressa por,

$$\alpha = \tan^{-1} \left(\frac{\sin(\theta)}{\lambda + \cos(\theta)} \right) \quad (2.6)$$

onde $\lambda = \omega R/U_0$ é a razão de velocidade de ponta (*Tip Speed Ratio - TSR*), adimensional que define a razão entre a velocidade tangencial da pá da turbina e a velocidade de corrente livre do escoamento (PARASCHIVOIU, 2002). O ângulo α é formado entre a \vec{V}_{rel} e a linha de corda da pá.

As curvas mostradas na Fig. 2.10 são obtidas da Eq. 2.6 e nelas observa-se a variação cíclica de α em função da posição azimutal θ para uma pá formada pelo aerofólio NACA 0018. O ângulo α muda, instantaneamente, à medida que as pás da turbina realizam seu movimento rotativo, influenciando, por conseguinte, na variação das forças aplicadas sobre essas estruturas. Além disso, é mostrado que o aumento no valor de λ permite uma redução em α . Esses efeitos são a base para a compreensão do fenômeno do estol dinâmico (LEISHMAN, 2006).

Figura 2.10: Variação cíclica de α em função da posição azimutal θ .



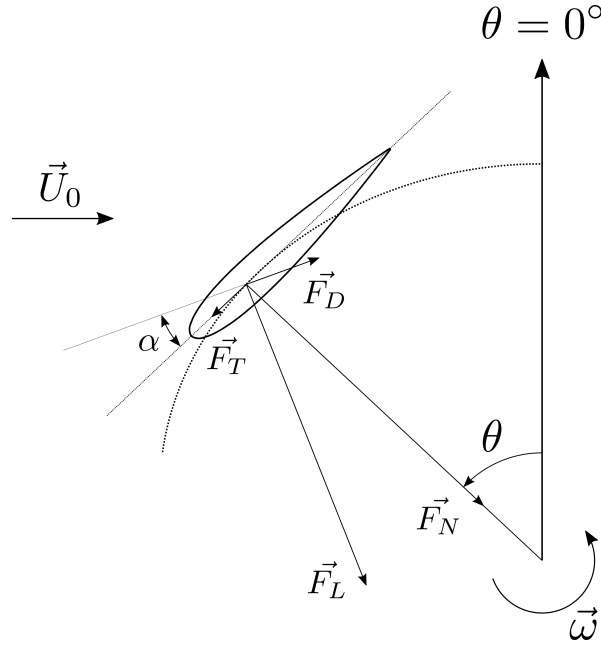
Fonte: Wang e Zhuang (2017)

Conforme apresentado na Fig. 2.8, a velocidade do escoamento que incide sobre as pás é exatamente \vec{U}_0 , direcionada na horizontal. Na região a montante do rotor essa hipótese é plausível, a depender da ausência de regiões de esteira provocadas por turbinas vizinhas e efeitos de bloqueio que levam ao aparecimento de velocidades induzidas.

Mostra-se, a partir da Fig. 2.11, que devido ao movimento relativo entre as pás e o escoamento surgem as componentes da força aerodinâmica: a força de sustentação, \vec{F}_L e a força de arrasto, \vec{F}_D . A direção das forças de sustentação e arrasto sobre a pá é

perpendicular e paralela à direção de $V_{rel}^{\vec{}}$, respectivamente, conforme comentado na seção 2.1. O coeficiente de sustentação C_l é calculado com a Eq. 2.4 e o coeficiente de arrasto C_d é calculado com a Eq. 2.3, onde $A = cH$ representa a área projetada da pá, sendo $H = 1 [m]$, uma largura unitária. Além disso, a força aerodinâmica resultante pode ser decomposta em força tangencial $F_T^{\vec{}}$ e força normal $F_N^{\vec{}}$.

Figura 2.11: Forças aplicadas sobre a pá de uma turbina de eixo vertical.



A força tangencial atua na direção tangencial à circunferência de rotação e a força normal aponta na direção radial. As magnitudes dessas componentes são quantificadas pelos seus adimensionais, o coeficiente tangencial C_t e o coeficiente normal C_n , calculados pelas Eq. 2.7 e Eq. 2.8, respectivamente,

$$C_t = \frac{2F_T}{\rho U_0^2 A} \quad (2.7)$$

$$C_n = \frac{2F_N}{\rho U_0^2 A} \quad (2.8)$$

onde $A = cH$ é a área projetada das pás, considerando $H = 1 [m]$ para escoamentos bidimensionais, F_T é a magnitude da força tangencial e F_N é a magnitude da força normal em $[N]$.

Em turbinas verticais, a força tangencial é usualmente responsável por manter o movimento rotativo das pás e, portanto, promover o torque. Enquanto, a força normal promove vibração e excitação na estrutura da turbina (PARASCHIVOIU, 2002). Por produzir o torque, a força tangencial tornou-se mais relevante na análise de turbinas

verticais. Contudo, em ensaios experimentais, mensurá-la com acurácia mostrou-se um desafio. Para determinadas posições azimutais, a força tangencial possui uma ordem de grandeza menor que a força normal, exigindo instrumentos de medição sensíveis e precisos. Além disso, sobretudo, na região a jusante da turbina, a depender do valor da razão de velocidade de ponta, a interação entre as pás e a região da esteira é intensa, reduzindo significativamente a magnitude da força tangencial. Nessa região as pás sofrem uma intensa variação em seus carregamentos devido ao fenômeno de estol dinâmico e liberação de estruturas turbilhonares de ponta de pá que são advectadas, levando à maiores vibrações, instabilidades e flutuações na distribuição de pressão ao longo das pás (HAU, 2021). Portanto, o uso de metodologias numéricas e computacionais de *CFD* tem-se mostrado importante e pouco dispendioso na determinação acurada das forças aplicadas sobre a pá e na modelagem do comportamento fluidodinâmico, sobretudo na região a jusante da turbina.

O princípio da transformação de parte da energia cinética do escoamento em potência mecânica é devido ao torque gerado pela força tangencial dada por,

$$P_{ot} = \omega N_p \int_0^{2\pi} \frac{1}{2\pi} T d\theta \quad (2.9)$$

onde, P_{ot} é a potência média extraída pelo rotor da turbina durante uma revolução em $[J/s]$, ω é a velocidade angular, constante, N_p é o número de pás do rotor e $T = F_T R$ é o torque aplicado sobre a pá em $[Nm]$, sendo R o raio do rotor.

O coeficiente de potência da turbina C_P é calculado por,

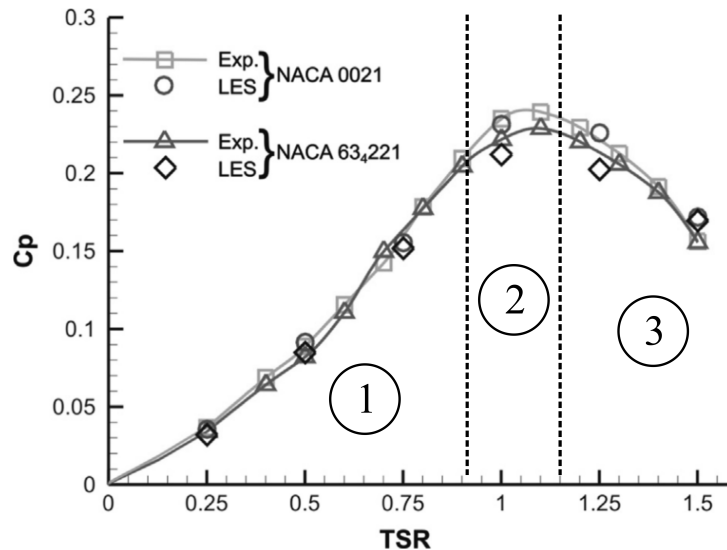
$$C_P = \frac{2P_{ot}}{\rho U_0^3 A_t} \quad (2.10)$$

onde C_P é o adimensional que representa a razão entre a potência extraída pelo rotor da turbina e a potência disponível no escoamento e $A_t = 2RH$ é a área projetada do rotor da turbina em $[m^2]$, sendo $H = 1 [m]$ a largura unitária das pás considerando um escoamento bidimensional.

Quando trata-se dos coeficientes de potência, é importante mencionar que seus valores são limitados. Através da teoria do disco atuador, que hipoteticamente considera a turbina um disco ideal submetido a um escoamento em regime permanente, invíscido, irrotacional e unidimensional, foi possível determinar o limite de Betz (BETZ, 1966). Desse limite, obteve-se um ponto ótimo de extração de potência em função de uma ponderação realizada pela desaceleração do escoamento ao passar pelo rotor. A partir dele afirma-se que nenhuma turbina é capaz de extrair mais que um certo montante de energia cinética de um escoamento, obtendo-se um teto aos coeficientes de potência das turbinas, igual a $C_P = 0,59$. Nenhuma turbina pode operar em faixas de potência maiores que o limite de

Betz, ultrapassá-lo torna-se fisicamente e teoricamente inconsistente. Isso ocorre uma vez que sob condições reais de escoamento, as turbinas são submetidas à presença da região da esteira, além da força de arrasto sobre as pás.

Figura 2.12: Coeficiente de potência C_P para diferentes valores de λ : (1) região de estol dinâmico, (2) região de transição e (3) região de efeitos secundários.



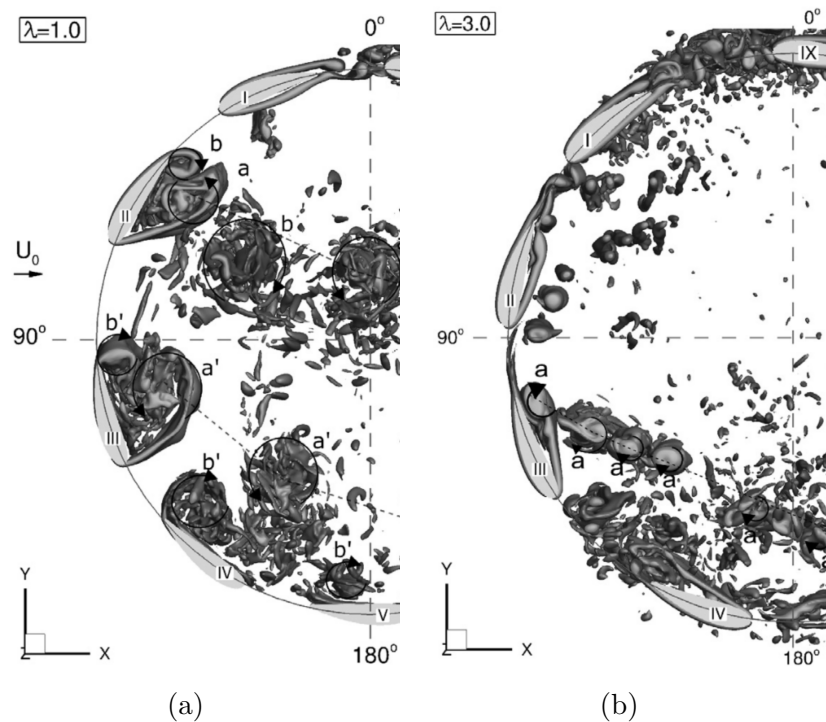
Fonte: modificado de Elkhoury, Kiwata e Aoun (2015)

No gráfico da Fig. 2.12, observa-se a variação de C_P à medida que λ (TSR) aumenta para diferentes aerofólios. A curva pode ser dividida em três regiões de acordo com a importância dos efeitos associados à dinâmica do escoamento. Para baixos valores de λ , os efeitos primários (ou dinâmicos), agrupados na região 1, são responsáveis pela variação de C_P . Dentre esses efeitos, os que mais se destacam são a solidez da turbina ($N_p c/R$) e o estol dinâmico. Na região 2, à medida que λ aumenta, tem-se uma transição. Obtém-se o ponto ótimo de extração de potência, região onde localiza-se o C_P máximo de uma turbina e sua condição ótima de operação. A última região da curva, região 3, é caracterizada por altos valores de λ , responsáveis por diminuir o valor de α . Em turbinas verticais, Goude (2012) deduz que a consequência da redução drástica de α (para altos valores de λ) é o domínio da força de arrasto sobre a força de sustentação, o que reduz a força tangencial sobre as pás, diminuindo o valor de C_P . O tipo de rotor, o tipo de aerofólio, o efeito rotativo da torre e as demais estruturas construtivas da turbina, são efeitos secundários que aumentam a força de arrasto e tornam-se influentes nessa região.

Um dos fenômenos fluidodinâmicos mais importantes em turbinas verticais é o estol dinâmico (LEISHMAN, 2006). Quando a pá está em condição de estol dinâmico há uma abrupta queda em seu coeficiente de sustentação. Ocorre um desprendimento de grandes estruturas turbilhonares a partir do bordo de ataque da pá, formando uma extensa região

de esteira que se espalha a jusante da turbina (vide Fig. 2.13a). Em turbinas de eixo vertical, o estol dinâmico profundo ocorre sob menores valores de λ , submetidas à maiores faixas de ângulo de ataque local. Uma esteira intensa se forma devido ao descolamento do escoamento próximo à região do bordo de ataque das pás, tornando a região de separação do fluido dominante. À medida que λ aumenta, as amplitudes de α tornam-se menores. O estol dinâmico ocorre de forma mais suave, com a formação de uma região de esteira menos intensa (vide Fig. 2.13b). O aumento de λ permite, portanto, diminuir a interação entre a esteira e as pás, resultando em menores flutuações de pressão e, conseqüentemente, menores variações na determinação das forças de sustentação e arrasto, diminuindo inclusive os ruídos associados durante a operacionalização da turbina.

Figura 2.13: Ocorrência do estol dinâmico para (a) $\lambda = 1$ e (b) $\lambda = 3$.



Fonte: Ouro e Stoesser (2017)

A frequência reduzida de uma turbina vertical, definida pela razão $\omega c/(2V_{rel})$, é um parâmetro que quantifica o nível de instabilidade de um escoamento sob uma turbina vertical em movimento rotativo. Essa instabilidade é requisito fundamental na ocorrência do estol dinâmico. O aumento de V_{rel} implica numa diminuição da frequência reduzida que por vezes é conseguida minimizando a solidez da turbina, quando $R \gg c$. Sob essas condições, os efeitos instáveis e estol dinâmico vão se tornando menos dominantes. Contudo, para maiores valores de solidez ou menor valor de λ , os efeitos instáveis e o estol dinâmico passam a ser importantes na dinâmica do escoamento. Esse fato explica o motivo da solidez ser um efeito primário na determinação do C_P da turbina conforme mostrado na região 1 da Fig. 2.12. Segundo Leishman (2006), os efeitos instáveis do escoamento

tornam-se importantes para frequências reduzidas maiores que 0,05. Para mais detalhes sobre as características e princípios que envolvem o estol dinâmico, consultar os trabalhos de Leishman (2006), McLaren (2011) e Ouro e Stoesser (2017).

2.4 Estado da arte

Nesta seção são abordados, de forma sucinta, os principais trabalhos relacionados à Dinâmica dos Fluidos Computacional aplicada em turbinas de eixo de vertical, escopo e objeto de estudo do presente trabalho. Objetiva-se, com essa revisão, apontar as variáveis de investigação e de pesquisa desses modelos de turbinas, influenciadas pelos fenômenos fluidodinâmicos devido ao movimento rotativo. São apresentadas, de forma geral, algumas das principais produções científicas que permeiam o tema em estudo.

Templin (1970), Strickland (1975) e Paraschivoiu (1981) desenvolveram modelos analíticos para a predição do desempenho de turbinas de eixo vertical baseados na teoria do elemento de pá acoplada a teoria do disco atuador. As forças nas pás são dadas por uma variação na quantidade de movimento que passa através da turbina, quantificada por uma diferença de velocidade em tubos de correntes. Dentro da classe dos modelos analíticos, destacam-se, ainda, os modelos do tipo *vortex*, baseados em equações da vorticidade (WILSON; WALKER, 1983). De uma forma geral, esses modelos apresentam restrições, tais como, dificuldades em: calcular a velocidade relativa local das pás e o ângulo de ataque para diferentes λ e posições azimutais (θ), considerar a variação da velocidade induzida nas pás em função de suas posições ao longo do rotor e prever a interação das pás com a esteira.

A Dinâmica dos Fluidos Computacional destaca-se como ferramenta funcional e eficiente, contornando boa parte das restrições dos modelos analíticos, propondo modelos numéricos e computacionais que permitem a estimativa acurada das forças aplicadas sobre as pás das turbinas de forma instantânea e a predição realística dos escoamentos sobre rotores verticais.

Ferreira (2009) verificou em sua tese, a acurácia de quatro modelos de fechamento na análise de escoamento sobre turbinas verticais bidimensionais. Foram testados dois modelos de fechamento baseado nas equações *URANS*: Spalart-Allmaras e *RNG k - ε*. Comparativamente, dois modelos de grandes escalas foram usados, o Smagorinsky-Lilly, baseado na formulação *LES* e o modelo híbrido *DES*. O modelo *DES* apresentou os melhores resultados em relação aos demais, comparados com os resultados obtidos usando *Particle Image Velocimetry - PIV*. A liberação de vórtices e a esteira formada devido ao estol dinâmico foi representada com acurácia. A performance do modelo *LES* apresentou limitações devido uma imprecisão na modelagem dos fenômenos de parede. Os modelos *URANS* mostraram-se ineficientes na modelagem das grandes estruturas turbilhonares ao

redor do rotor, incapacitando-os de calcular corretamente os carregamentos aerodinâmicos na região a jusante do rotor.

Howell et al. (2010) propuseram ensaios em túnel de vento em turbinas de eixo vertical de pás retas. Dois modelos de turbina em pequena escala foram ensaiados, constituídos por duas e três pás do aerofólio NACA 0022. A velocidade de corrente livre do escoamento, a razão de velocidade de ponta, a solidez e o acabamento superficial da pá da turbina foram os parâmetros operacionais analisados. A rugosidade das pás não se mostrou eficiente no aumento de C_P em função de λ para $Re > 3,0 \times 10^4$. Para a turbina de menor solidez previu-se uma produção de torque por pá superior à turbina de maior solidez, que também opera sob condições de maiores valores de λ . A potência por pá para o modelo de menor solidez também foi maior diante dos testes realizados.

Howell et al. (2010) realizaram simulações numéricas e computacionais 2D e 3D, considerando uma turbina de três pás retas. As simulações tridimensionais mostraram boa acurácia e convergência em relação aos resultados experimentais. Por outro lado, os resultados bidimensionais apresentaram-se superestimados em relação aos tridimensionais, justificado pela incapacidade de modelos 2D em prever e representar com confiabilidade os efeitos de vórtices de ponta, puramente tridimensionais.

Castelli, Englaro e Benini (2011) simularam, pelo método dos volumes finitos, uma turbina de eixo vertical de três pás retas constituídas pelo aerofólio NACA 0021. O trabalho mostrou que a turbina experimenta uma redução do α das pás à medida que se aumenta o valor de λ . Isso ocorreu pelo aumento da velocidade tangencial das pás. Além disso, pôde-se mostrar que, na região a montante do escoamento, obtém-se o máximo de torque. Nessa região, as pás experimentam os maiores ângulos de ataque relativo, inclusive superiores ao limite do ângulo de estol estático, α_s .

Laín et al. (2013) apresentaram um estudo bidimensional de otimização da forma geométrica das pás de uma turbina de eixo vertical usada em ambientes marinhos. O software comercial *ANSYS* associado à técnica de malha deslizante foi usado para a solução numérica do modelo matemático das equações *URANS* acoplado ao modelo de fechamento *SST* $k - \omega$. Os fatores analisados foram a espessura e a curvatura do aerofólio, em três níveis distintos. Evidenciou-se um aumento assintótico de C_n e C_t , à medida que a espessura do aerofólio aumenta. Para aerofólios com espessuras maiores que $0,15c$, a influência desse aumento é pouco significativa. Mostrou-se ainda que o aumento da linha de curvatura do aerofólio implica em um crescimento de C_N . Dessa forma, aumenta-se à resistência do eixo da turbina aos esforços de fadiga, problema inerente em turbinas verticais aquáticas.

Li et al. (2013) avaliaram o desempenho numérico e computacional de modelos de turbulência na análise do comportamento aerodinâmico em uma turbina vertical de três pás retas formadas pelo aerofólio NACA 0015. O modelo matemático foi baseado na

metodologia *URANS* com o modelo de fechamento *SST k- ω* e na metodologia *LES* com modelo de fechamento Smagorinsky-Lilly, discretizado pelo método dos volumes finitos. Os campos de vorticidade mostraram a visão mais acurada proposta pela metodologia 2.5D *LES*, com a formação de um espectro turbilhonar mais rico e composto por estruturas de diferentes comprimentos. Usando a metodologia *URANS* observou-se um atraso na ocorrência do estol dinâmico e uma superestimava de C_n e C_t na região a montante. Na região a jusante nenhuma metodologia usada conseguiu prever com precisão as forças aerodinâmicas, normal e tangencial, em função da posição azimutal das pás.

Ferrer e Willden (2015) apresentaram condições analíticas de interação entre as pás e a esteira para turbinas de duas e três pás. Trata-se de limites para a razão de velocidade de ponta. Conhecida a razão de velocidade de ponta na qual a turbina foi submetida, comparou-se com os limites analíticos para determinar se as pás iriam interagir ou não com a esteira na região a jusante. Para validar os limites analíticos em turbinas de uma e três pás, usaram o método espectral de alta ordem *Discontinuous Galerkin*. O movimento rotativo da turbina foi proposto com a técnica da malha deslizante. Os resultados numéricos mostraram boa concordância com os resultados analíticos esperados.

Lee e Lim (2015) realizaram um trabalho de otimização em uma turbina de eixo vertical de pequena escala. O modelo matemático das equações *URANS*, para escoamento incompressível e tridimensional, acoplado ao modelo de fechamento *RNG k- ϵ* , foi proposto e discretizado pelo método dos volumes finitos. Para comprimentos de corda maiores e diâmetros de rotores menores, promovendo o aumento da solidez da turbina, garantiu-se uma melhoria do desempenho do rotor devido ao aumento do coeficiente de potência para $\lambda < 1,8$. O mesmo não ocorre para $\lambda > 2,0$. O aumento da velocidade rotativa promoveu um aumento da força de arrasto sobre a turbina que sensivelmente afeta modelos de alta solidez. Analisando o ângulo de passo (*pitch*), Lee e Lim (2015) concluíram que para $\lambda = 1,6$, o ângulo de passo ótimo é -2° . Ao variar λ , o ângulo de passo ótimo torna-se substituível por outro.

Ouro e Stoesser (2017) procuraram avaliar o desempenho de turbinas de eixo vertical de três pás retas compostas pelo aerofólio NACA 0018 usando o método da fronteira imersa. As equações do modelo matemático foram propostas para um escoamento tridimensional e incompressível, discretizadas pelo método das diferenças finitas com a técnica de malha deslocada. Para a modelagem dos efeitos turbulentos do escoamento foi usado o modelo de fechamento sub-malha *WALE*, baseado na metodologia *LES*. Em relação aos resultados experimentais, a previsão da curva $C_P \times \lambda$ apresentou boa concordância. Analisando a variação do coeficiente de sustentação dinâmico em função do ângulo de ataque para uma única pá, observou-se uma discrepância elevada entre os resultados dados pela metodologia *LES* e os modelos *SST k- ω* , para razão de velocidade de ponta igual a 1,5. Para essa condição, o fenômeno do estol dinâmico mostrou-se significativo e dominante

no escoamento sobre a turbina. Realizando a análise da densidade espectral de energia turbulenta foi mostrado, conforme esperado, que a frequência dominante do espectro é dada pela velocidade angular de rotação da turbina.

Marinić-Kragić, Vučina e Milas (2018) propuseram a otimização de turbinas de eixo vertical do tipo Darrieus e Savonius. Pelo esquema de parametrização *B-splines* pôde-se avaliar uma variedade de formas geométricas de pás e diferentes formas topológicas tridimensionais, a partir da multiplicidade das variáveis geométricas que compõe as turbinas e suas pás. De forma inovadora e randomizada, o algoritmo ainda permitiu a criação de geometrias ainda não existentes. A otimização foi realizada pelo método combinado de algoritmo genético e programação sequencial quadrática. A metodologia de otimização foi associada à metodologia numérica baseada no modelo matemático das equações *URANS* tridimensionais para escoamento incompressível, solucionada pelo software *ANSYS Fluent*. Permitiu-se, dessa forma, a obtenção dos parâmetros de desempenho dos modelos de turbina originais e otimizados. Os resultados mostraram-se promissores, garantindo a flexibilização de soluções otimizadas.

Posa (2019) também usou o método da fronteira imersa acoplado à modelagem *LES* para verificar se a operação em conjunto de turbinas de eixo vertical de três pás promove ganhos associados ao seu desempenho. Propôs-se três configurações distintas: variando o sentido de rotação de duas turbinas posicionadas lado a lado e sob a condição de duas razões de velocidade de ponta. Foi mostrado que a interação entre as esteiras provocadas pela rotação das turbinas é fraca. Contudo, ocorre um efeito de bloqueio entre as turbinas, que se mostrou benéfico ao regime de operação uma vez que aumenta a quantidade de movimento linear nessa região, inclusive a jusante do escoamento. Além disso, com os resultados apresentados confirmou-se a vantagem de um posicionamento escalonado das turbinas em uma fazenda eólica, aumentando a energia cinética daquelas que são colocadas a jusante.

Celik et al. (2020) estudaram o fenômeno de auto-inicialização em turbinas verticais. Os resultados mostraram que existe uma região crítica na qual a razão de velocidade de ponta é menor que 1,0. Nessa condição, a força de arrasto teve uma significativa contribuição para o movimento rotativo da turbina, sobretudo entre o terceiro e o quarto quadrante do disco azimutal. Concluíram-se que, para garantir a auto-inicialização, sob razões de velocidade menor que a unidade, é fundamental impor soluções aerodinâmicas ou mecânicas que aumentem não só a força de sustentação, mas também a força de arrasto sobre as pás. Mostraram-se que à medida que a velocidade de rotação aumenta, a turbina passa por um estágio de platô ou de transição, até que, para razão de velocidade de ponta maior que 1,0, apenas a força de sustentação é responsável pela rotação.

Hansen, Mahak e Tzanakis (2021) usaram o software *STAR – CCM+* para a solução do modelo matemático baseado nas equações *URANS* solucionadas via modelo de

fechamento $SST\ k - \omega$. O problema de interesse era a otimização operacional de turbinas posicionadas em conjunto. Dos *layouts* testados, observaram que a configuração ideal aumenta em até 15% o coeficiente de potência do par de turbinas, posicionadas à uma distância de três diâmetros, à 60° em relação à direção horizontal e ambas com movimento co-rotativo. À medida que a distância entre as turbinas era aumentada, verificou-se um aumento no desempenho total. O aumento do número de turbinas aumentou a eficiência do conjunto.

De forma geral, observa-se uma tendência no uso de metodologias clássicas, a exemplo dos métodos dos volumes finitos e diferenças finitas, para a modelagem computacional fluidodinâmica em turbinas de eixo vertical. O comportamento do escoamento sobre essas estruturas torna-se cada vez mais complexo, exigindo soluções cada vez mais acuradas. Dependendo das condições simuladas, as metodologias clássicas tornam-se onerosas e exigem a solução de grandes sistemas lineares devido ao acoplamento pressão-velocidade. Portanto, a necessidade de soluções acuradas e computacionalmente mais baratas, abrem caminhos para a aplicação de novas metodologias em problemas dessa natureza, à exemplo da metodologia IMERSPEC, proposta no presente trabalho e apresentada no Capítulo 3.

3 METODOLOGIA

O objetivo deste capítulo é descrever a proposta da metodologia IMERSPEC, usada no presente trabalho como ferramenta numérica para a modelagem e simulação de escoamentos sobre aerofólios e pás de turbinas de eixo vertical. Inicialmente, aponta-se os principais aspectos, características gerais, vantagens e desvantagens da metodologia. Em seguida, aborda-se a formulação matemática do método da fronteira imersa (MFI), baseado na Múltipla Imposição Direta da Força (*Multi-Direct Forcing - MDF*). Para a modelagem de escoamentos sobre as pás de turbinas verticais, a formulação da MFI exige um modelo matemático capaz de impor e simular o movimento rotativo da fronteira delimitada pelos aerofólios das pás. Por fim, descreve-se o método pseudoespectral de Fourier (MPEF), bem como o procedimento de discretização temporal.

O desenvolvimento completo da metodologia IMERSPEC, bem como o seu algoritmo de implementação computacional e informações adicionais estão dispostos nos trabalhos de Mariano (2011), Moreira (2011), Nascimento (2016) e Mariano et al. (2022).

3.1 Aspectos gerais

O comportamento fluidodinâmico sobre aerofólios, turbinas de eixo vertical ou qualquer outro corpo imerso é descrito por um modelo matemático, formado por um conjunto de equações diferenciais parciais (EDPs) não lineares e acopladas (WHITE, 1991). São as equações de Navier-Stokes, dada pela Eq. 3.1 e a equação da Continuidade, dada pela Eq. 3.2, escritas em notação indicial. Juntas, determinam o modelo matemático diferencial para os escoamentos do presente trabalho, válido para $t \geq 0$, onde t é o tempo. Esse modelo é restrito para escoamentos incompressíveis, isotérmicos, fluidos newtonianos e propriedades físicas do fluido constantes,

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial(u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} + f_i \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (3.2)$$

onde u_i são as componentes da velocidade em $[m/s]$ na direção $i = 1, 2$ para problemas bidimensionais; x é a posição de um ponto no domínio euleriano; $p = p^*/\rho$, onde p^* é a pressão estática em $[N/m^2]$; $f_i = f_i^*/\rho$ é o termo fonte de força, onde f_i^* é dado em $[N/m^3]$; ρ é a massa específica do fluido em $[kg/m^3]$; ν é a viscosidade cinemática do fluido em $[m^2/s]$.

A solução numérica do modelo matemático, dado pela Eq. 3.1 e pela Eq. 3.2, é realizada usando a hibridação de dois métodos distintos, o método pseudoespectral de Fourier (CANUTO et al., 2006) e o método da fronteira imersa (PESKIN, 2002). Essa hibridação foi denominada de metodologia IMERSPEC (MARIANO, 2011; MOREIRA, 2011; MARIANO et al., 2022) e, de forma geral, propõe solucionar e simular problemas fluidodinâmicos modelando escoamentos com condições de contorno não periódicas e geometrias complexas. Dentre as principais vantagens da metodologia IMERSPEC destacam-se: a alta ordem de convergência, a elevada acurácia e o excelente custo computacional, comparado com outras metodologias de alta ordem de convergência.

O método pseudoespectral de Fourier (MPEF) é um método numérico, da família dos métodos espectrais, baseado na transformação das variáveis primitivas da dinâmica dos fluidos, velocidade e pressão, do espaço físico para o espaço espectral de Fourier. Essa transformação é linear e realizada pelas transformadas direta e inversa de Fourier (BRIGGS; HENSON, 1995), dadas pelas Eq. 3.3 e Eq. 3.4,

$$\hat{\sigma}(\vec{k}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \sigma(\vec{x}, t) e^{-\iota 2\pi \vec{k} \cdot \vec{x}} d\vec{x} \quad (3.3)$$

$$\sigma(\vec{x}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{\sigma}(\vec{k}, t) e^{\iota 2\pi \vec{k} \cdot \vec{x}} d\vec{k} \quad (3.4)$$

onde $\hat{\sigma}(\vec{k}, t)$ é o campo da variável transformada, $\sigma(\vec{x}, t)$ é o campo da variável não transformada, \vec{k} é o vetor número de onda, \vec{x} é o vetor posição de um ponto no domínio euleriano (espaço físico) e $\iota = \sqrt{-1}$ é o número imaginário. Pela Eq. 3.3 obtém-se o campo da variável no espaço espectral $\hat{\sigma}(\vec{k}, t)$ transformado a partir do espaço físico. Pela Eq. 3.4 obtém-se o campo da variável no espaço físico $\sigma(\vec{x}, t)$ transformado a partir do espaço espectral.

No domínio espectral, as operações de derivada tornam-se simplificadas e as equações diferenciais parciais normalmente são reduzidas a equações diferenciais ordinárias. De forma geral, os métodos espectrais solucionam uma derivada para um dado ponto do domínio, utilizando informações de todos os outros pontos. Isso aumenta a quantidade de informações repassadas para o cálculo das derivadas do modelo diferencial, tornando o MPEF altamente acurado. Uma solução acurada permite se aproximar com um maior nível de detalhamento e precisão da física do problema.

Portanto, quanto maior a acurácia de um método numérico, menor é a diferença entre a solução numérica e a solução contínua para um dado nível de refinamento de malha. O MPEF, também, possui uma alta ordem de convergência. A ordem de convergência estima o quanto a diferença entre a solução numérica e a solução contínua diminui à medida que se aumenta a discretização do domínio de cálculo. Para métodos de alta convergência,

a exemplo do MPEF, $q > 2$, onde q é a ordem de convergência da solução (MARIANO, 2011).

O baixo custo computacional do MPEF é outra vantagem que o torna destaque e atrativo diante de outros métodos numéricos de alta ordem de convergência, a exemplo do método de diferença finitas e volumes finitos de alta ordem. Conforme mostrado, os métodos espectrais trabalham associados às transformações das variáveis do espaço físico para o espaço espectral, usando a transformada de Fourier. Computacionalmente, essas operações são realizadas eficientemente usando o algoritmo da Transformada Rápida de Fourier (*Fast Fourier Transform - FFT*), desenvolvido no trabalho de Cooley e Tukey (1965). Por meio do procedimento de rotação de bit, o número de operações usando *FFT* diminui de $\mathcal{O}(N^2)$ para $\mathcal{O}(N \log_2 N)$ em relação a transformada discreta de Fourier (*Discrete Fourier Transform - DFT*), onde N é o número de pontos do domínio discretizado. Além disso, quando se aplicam as transformadas de Fourier na Eq. 3.1 e Eq. 3.2, há o desacoplamento do campo de pressão das equações de Navier-Stokes, podendo substituir a solução de um sistema linear por um produto vetor-matriz para satisfazer a conservação de massa.

Sob problemas com fortes descontinuidades, o MPEF está sujeito ao fenômeno de Gibbs. Esse fenômeno leva à resultados oscilantes, diminuindo a precisão da solução numérica. Canuto et al. (2006) mostram que o uso de filtros tem sido uma alternativa viável a essa desvantagem.

O uso da *DFT* e da *FFT* exige que a função a ser transformada seja necessariamente periódica. Essa condição é a maior limitação do MPEF, sobretudo, para problemas da dinâmica dos fluidos. A grande maioria dos problemas de engenharia impõe escoamentos sob geometrias complexas e condições de contorno não periódicas. No entanto, escoamentos periódicos, como é o caso de jatos em desenvolvimento temporal, podem ser modelados originalmente pelo MPFE, com alto nível de detalhamento e coerência física, conforme mostrado nos trabalhos de Moreira (2007).

Escoamentos sobre geometrias móveis, a exemplo das pás de turbinas verticais sob movimento rotativo ou escoamentos sobre geometrias deformáveis exigem a imposição de condições de contorno quaisquer, diferentes das condições periódicas necessárias para o MPEF. Portanto, para a modelagem de escoamentos com condições não periódicas utilizando o MPEF, faz-se necessário a aplicação de ferramentas matemáticas e numéricas adicionais. O uso do método da fronteira imersa (MFI) mostrou-se uma alternativa computacional eficiente para contornar essa limitação, sobretudo, em relação a outras metodologias que fazem uso de malhas não-estruturadas. Através do MFI, o escoamento pode ser bem resolvido e a equação da continuidade satisfeita em regiões complexas da geometria, sem tornar-se oneroso e computacionalmente caro.

A hibridação do MPEF e do MFI resultou na metodologia IMERSPEC. Essa metodologia trouxe um conjunto de características e vantagens do ponto de vista numérico

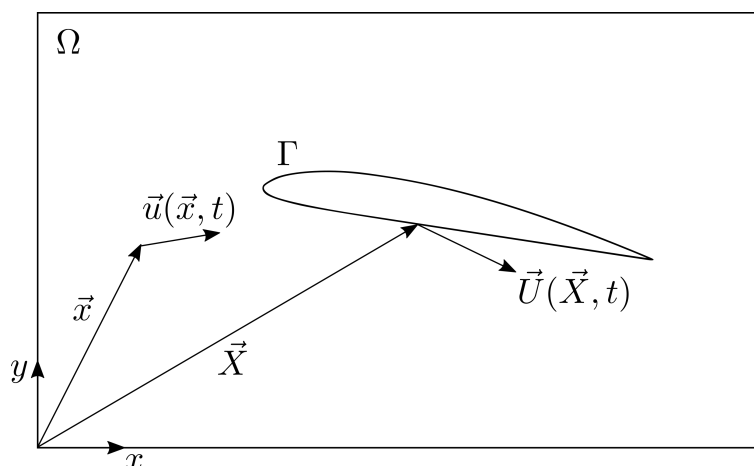
e computacional para problemas em *CFD*. Dentre elas, destacam-se: o uso da fronteira imersa para contornar a necessidade de periodicidade exigida pelo MPEF; a modelagem de escoamentos sobre geometrias complexas e móveis usando malha cartesiana; o desacoplamento das variáveis pressão-velocidade eliminando a necessidade de resolver um sistema linear resultante da equação de Poisson; pós-processamento para a recuperação da variável pressão, satisfazendo a equação da continuidade com erros da ordem de arredondamento de máquina.

3.2 Método da fronteira imersa

O método da fronteira imersa usado no presente trabalho é baseado na Múltipla Imposição Direta da Força, proposta nos trabalhos de Wang, Fan e Luo (2008) e Mariano (2011). A apresentação desse método será dividido em três etapas: a proposição dos domínios euleriano e lagrangiano, o acoplamento entre esses domínios e, por fim, o cálculo da força lagrangiana.

Dois domínios de cálculo simultâneos e independentes estão presentes no MFI, o domínio euleriano (Ω), fixo e cartesiano, e o domínio que representa a interface imersa no escoamento, chamado de domínio lagrangiano (Γ). A Eq. 3.1 e a Eq. 3.2 são resolvidas e válidas para todo o domínio euleriano, inclusive na sua região delimitada pelo domínio lagrangiano. O domínio lagrangiano representa a fronteira entre o corpo imerso e o fluido ou uma interface fluido-fluido. No presente trabalho, tratando-se de uma análise bidimensional, o domínio lagrangiano é dado pelas linhas dos contornos que modelam a geometria do aerofólio e das pás de uma turbina vertical. Os domínios de cálculo do MFI são representados na Fig. 3.1.

Figura 3.1: Representação do domínio euleriano (Ω) e do domínio lagrangiano (Γ), onde \vec{x} é o vetor posição de um ponto qualquer no domínio euleriano e \vec{X} é o vetor posição de um ponto qualquer no domínio lagrangiano.



Conforme mostrado na Fig. 3.1, formaliza-se que os pontos discretos do domínio euleriano, posicionados por \vec{x} , são denominados de pontos eulerianos, sujeitos a uma velocidade euleriana $\vec{u}(\vec{x}, t)$. Os pontos discretos do domínio lagrangiano, posicionados por \vec{X} , são denominados de pontos lagrangianos, sujeitos a uma velocidade lagrangiana $\vec{U}(\vec{X}, t)$.

A independência dos dois domínios de cálculo e o fato de se trabalhar com o domínio euleriano fixo mostram-se como vantagens do MFI. Tratando-se de problemas fluidodinâmicos nos quais a fronteira se move, como é o caso das pás de turbinas sob a imposição de um movimento rotativo, o domínio euleriano permanece fixo enquanto apenas o domínio lagrangiano é recalculado a cada passo de tempo, e conseqüentemente movido. Elimina-se, dessa forma, o procedimento de remalhagem do domínio de fluido, necessário em metodologias que usam malhas adaptativas e que as tornam computacionalmente caras.

A segunda etapa deste método da fronteira imersa é o procedimento de acoplamento entre os domínios euleriano e lagrangiano, dado matematicamente pelo cálculo do termo fonte de força f_i , adicionado à Eq. 3.1. Convencionalmente, esse termo aparece na Eq. 3.1 para representar e modelar forças de campo gravitacionais, eletromagnéticas, entre outras. Contudo, no MFI esse termo descreve fisicamente a interface imersa no domínio euleriano. Trata-se, portanto, de um artifício matemático responsável por impor as condições de contorno sobre as fronteiras imersas no escoamento. Como a sua contribuição é importante próxima à interface, o termo fonte f_i , ou também denominado de campo de força euleriano, é dado por uma função descontínua. Dessa forma, ao longo de todo domínio euleriano f_i é nulo, exceto quando se aproxima dos pontos lagrangianos, no qual é calculado por,

$$f_i(\vec{x}, t) = \sum_{\Gamma} D_h(\vec{x} - \vec{X}) F_i(\vec{X}, t) \Delta s^2 \quad (3.5)$$

onde $F_i(\vec{X}, t)$ é a força lagrangiana, Δs é o espaçamento entre os pontos lagrangianos discretizados e $D_h(\vec{x} - \vec{X})$ é uma função de distribuição, dada por,

$$D_h(\vec{x} - \vec{X}) = \frac{1}{h^2} W_h(r_x) W_h(r_y) \quad (3.6)$$

no qual h é o espaçamento entre os pontos eulerianos discretizados, $r_x = \frac{x-X}{h}$, $r_y = \frac{y-Y}{h}$ e W_h é a função peso do tipo “chapéu”, mostrada na Eq. 3.7.

$$W_h(r) = \begin{cases} 1 - |r|, & \text{se } 0 \leq |r| \leq 1 \\ 0, & \text{se } 1 < |r| \end{cases} \quad (3.7)$$

Calculado o campo de força lagrangiano $F_i(\vec{X}, t)$, o mesmo é distribuído para os pontos eulerianos vizinhos mais próximos usando, em conjunto, a Eq. 3.5, Eq. 3.6 e Eq. 3.7. O procedimento de distribuição resulta na determinação do campo de força euleriano que

modela virtualmente as fronteiras do corpo, informando ao domínio euleriano a presença da interface. O procedimento de distribuição da força lagrangiana só se torna necessário uma vez que os pontos lagrangianos não coincidem com os pontos eulerianos. Contrariamente, em casos onde conseguem-se coincidir os pontos lagrangianos, que delimitam a fronteira imersa, com os pontos eulerianos, a distribuição da força torna-se dispensável.

Mariano (2011) propôs a utilização de outras funções peso, além da função chapéu (vide Eq. 3.7), para a realização do procedimento de distribuição. Em seu trabalho observa-se que a escolha da função peso apropriada é fundamental para garantir a alta acurácia e a ordem de convergência das soluções numéricas. Os resultados obtidos pela função “chapéu” se mostraram, fisicamente, mais consistentes em detrimento das demais funções disponíveis, em simulações de escoamentos sobre aerofólios. Explica-se esses resultados devido ao uso de, apenas, três pontos na função suporte (vide Eq. 3.7). Enquanto outras funções necessitam de, pelo menos, cinco pontos. Como a geometria de um aerofólio é esbelta, não há espaço para funções peso que necessitam de muitos pontos para as respectivas interpolações de velocidade e distribuições de forças. Esse fato fica mais evidente próximo ao bordo de fuga dos aerofólios, região extremamente pontiaguda.

O método da fronteira imersa baseado na Múltipla Imposição Direta da Força exige um modelo matemático para o cálculo da força lagrangiana. Partindo-se da Eq. 3.1, isola-se o campo de força euleriano f_i ,

$$f_i(\vec{x}, t) = \frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial(u_i u_j)}{\partial x_j} + \frac{\partial p}{\partial x_i} - \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (3.8)$$

onde as variáveis primitivas, pressão p e velocidade u , em letra minúscula, dizem respeito aos pontos do domínio euleriano.

Sabendo que a Eq. 3.8 foi desenvolvida sob a hipótese do contínuo e que o domínio lagrangiano (Γ) está contido no domínio euleriano (Ω), a força lagrangiana $F_i(\vec{X}, t)$ pode ser definida através da Eq. 3.9,

$$F_i(\vec{X}, t) = \frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial(U_i U_j)}{\partial X_j} + \frac{\partial P}{\partial X_i} - \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial X_j \partial X_j} \quad (3.9)$$

onde as variáveis primitivas, pressão P e velocidade U , em letra maiúscula, dizem respeito aos pontos do domínio lagrangiano. De forma geral, a aplicação da Eq. 3.9 trata-se da aplicação da Segunda Lei de Newton sobre as partículas de fluido que estão nos limites entre a fronteira imersa e o fluido.

Inicialmente, o Método da Múltipla Imposição Direta da Força consiste em somar e subtrair um parâmetro temporário U_i^* na derivada temporal discretizada da Eq. 3.9, de tal forma que a força lagrangiana pode ser reescrita por,

$$F_i(\vec{X}, t) = \frac{U_i^{t+\Delta t} - U_i^* + U_i^* - U_i^t}{\Delta t} + RHS_i^t \quad (3.10)$$

onde $U_i^{t+\Delta t}$ é a velocidade de um ponto lagrangiano no instante de tempo posterior $t + \Delta t$, U_i^t é a velocidade de um ponto lagrangiano no instante de tempo atual t , Δt é o passo de tempo e RHS_i é a soma dos termos restantes da Eq. 3.9, conforme mostra a Eq. 3.11.

$$RHS_i = \frac{\partial(U_i U_j)}{\partial X_j} + \frac{\partial P}{\partial X_i} - \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial X_j \partial X_j} \quad (3.11)$$

Na Eq. 3.10, a derivada temporal foi discretizada pelo método de Euler explícito. Essa escolha foi meramente explicativa e didática para a compreensão da modelagem. A discretização temporal no presente trabalho foi realizada usando o método de Runge-Kutta de quarta ordem de convergência temporal com seis passos (RK46), comentado na subseção 3.4.3.

Resolvendo a Eq. 3.10 em duas etapas dentro do mesmo passo de tempo, tem-se,

$$\frac{U_i^* - U_i^t}{\Delta t} + RHS_i^t = 0 \quad (3.12)$$

$$F_i(\vec{X}, t) = \frac{U_i^{t+\Delta t} - U_i^*}{\Delta t} \quad (3.13)$$

A Eq. 3.12 pode ser definida, pela hipótese do contínuo, tanto no domínio lagrangiano (Γ) quanto no domínio euleriano (Ω), de tal forma que,

$$\frac{u_i^* - u_i^t}{\Delta t} + rhs_i^t = 0 \quad (3.14)$$

onde u_i^* é o parâmetro temporário no domínio euleriano, compreendido como a estimativa do campo de velocidade euleriano no passo de tempo posterior sem levar em conta a imposição das condições de contorno inseridas pelo termo fonte de força f_i .

Conforme mostrado na Eq. 3.13, o cálculo $F_i(\vec{X}, t)$ requer a determinação do parâmetro temporário U_i^* . Para isso, realiza-se o processo oposto ao de distribuição da força lagrangiana, denominado de interpolação.

$$U_i^* = \sum_{\Omega} u_i^* D_h(\vec{x} - \vec{X}) h^2 \quad (3.15)$$

Pela Eq. 3.15, a informação de interesse do domínio euleriano u_i^* é transferida para o domínio lagrangiano. Igualmente ao procedimento de distribuição, na interpolação a informação do campo euleriano é repassada aos pontos lagrangianos vizinhos mais próximos, ponderada pela distância entre esses pontos. Dessa forma, os pontos lagrangianos

mais próximos aos pontos eulerianos apresentam as maiores contribuições da informação euleriana, enquanto que os mais distantes apresentam as menores contribuições.

Da Eq. 3.13, tem-se ainda que determinar o termo $U_i^{t+\Delta t}$ para o prosseguimento do cálculo de $F_i(\vec{X}, t)$. Essa é a velocidade da fronteira imersa U_i^{FI} no passo de tempo $t + \Delta t$, portanto, $U_i^{t+\Delta t} = U_i^{FI}$.

Para o caso de escoamentos sobre aerofólios estacionários, $U_i^{FI} = 0$, nula ao longo de todo o tempo físico simulado. Para escoamentos sobre as pás de turbinas de eixo vertical, a determinação de U_i^{FI} é dada por um modelo matemático que impõe o movimento rotacional da interface das pás. Essa velocidade é então repassada ao cálculo de $F_i(\vec{X}, t)$. O desenvolvimento desse modelo é mostrado na seção 3.3.

O campo de força lagrangiano é então distribuído pela Eq. 3.5, determinando assim o campo de força euleriano f_i que, por sua vez, corrige o campo de velocidade euleriano estimado,

$$u_i^{t+\Delta t} = u_i^* + \Delta t f_i \quad (3.16)$$

onde $u_i^{t+\Delta t}$ é a velocidade euleriana corrigida.

O desenvolvimento do MFI pela Múltipla Imposição Direta da Força proposta nos trabalhos de Wang, Fan e Luo (2008) e Mariano (2011) torna-se necessário para garantir, de forma mais acurada, a condição de não deslizamento imposta na interface. Conforme comentado, a condição de não deslizamento trata-se de uma condição de contorno, a partir da qual garante-se a formação da camada limite desenvolvida em escoamentos que ocorrem sobre fronteiras. Sob essa condição, a velocidade das partículas de fluido sobre a interface imersa deve ser exatamente igual a velocidade imposta sobre a fronteira.

Numericamente, os procedimentos de discretização temporal da metodologia IMERS-PEC e o uso das funções de distribuição e interpolação para a modelagem virtual do corpo imerso são responsáveis por não satisfazer absolutamente a condição de não deslizamento. Para contornar essa limitação, faz-se uso de um procedimento iterativo que melhora a precisão do cálculo do campo de velocidade euleriano u_i , garantindo assim uma melhor imposição desta condição sobre os pontos lagrangianos. Esse procedimento iterativo resulta, finalmente, no Método da Múltipla Imposição Direta da Força.

Antes do avanço no passo de tempo,

$$u_i^{it} = u_i^{t+\Delta t} \quad (3.17)$$

é novamente interpolado, transferindo as informações do campo de velocidade euleriano para os pontos lagrangianos,

$$U_i^{it} = \sum_{\Omega} u_i^{it} D_h (\vec{x} - \vec{X}) h^2 \quad (3.18)$$

onde it é a interação da Múltipla Imposição Direta da Força.

Uma nova força lagrangiana F_i^{it} é então determinada pela Eq. 3.13. Distribuída, obtém-se um novo campo de força euleriano f_i^{it} que corrige u_i^{it} , conforme mostra a Eq. 3.19.

$$u_i^{it+1} = u_i^{it} + \Delta t f_i^{it} \quad (3.19)$$

Esse procedimento é repetido a partir da Eq. 3.17 de $it = 1$ até $it = NIT$, onde NIT é o número de interações, de tal forma que à medida que o número de interações aumenta,

$$U_i^{t+\Delta t} - U_i^{it+1} \rightarrow 0 \quad (3.20)$$

garantindo a imposição da condição de não deslizamento de forma mais acurada, a partir da qual a força lagrangiana F_i^{it} , na N -ésima interação, tende a zero.

Dessa forma, para o presente trabalho, sob a condição de atingir o número máximo de interações NIT , configurado no *setup* inicial do algoritmo da metodologia IMERSPEC, o processo iterativo é concluído e o modelo avança no tempo.

A força resultante \vec{F}_R que surge do movimento relativo entre o fluido e o corpo imerso, comentado na seção 2.2, é determinada na metodologia IMERSPEC a partir do somatório das forças lagrangianas sobre cada ponto lagrangiano que delimita a interface do objeto, neste caso os aerofólios. Além disso, pela Múltipla Imposição Direta da Força, a contribuição da força lagrangiana sobre cada ponto lagrangiano ao longo de todas as interações também é considerada, de tal forma que a resultante de uma força aplicada sobre um corpo imerso devido à ação do escoamento é dada pela Eq. 3.21,

$$F_{c_i} = -\rho \sum_{it=1}^{NIT} \int_{\Gamma} F_i (\vec{X}, t) ds \quad (3.21)$$

na qual aproximando a integral por um somatório,

$$F_{c_i} = -\rho \sum_{it=1}^{NIT} \sum_{p=1}^{N_L} F_i^p (\vec{X}, t) h \Delta s \quad (3.22)$$

onde F_{c_i} é dada pelo somatório da força lagrangiana F_i , em $[N]$, aplicada sobre todos os pontos lagrangianos ao longo de todas as interações e N_L é o número de pontos lagrangianos discretizados. Ressalta-se que o cálculo da força pela Eq. 3.22 é válido para escoamentos bidimensionais, portanto, a terceira dimensão é considerada unitária.

Quanto maior o número de interações *NIT* realizadas no processo iterativo mais acurado torna-se a imposição da condição de não deslizamento sobre a superfície dos corpos imersos. Resulta-se, portanto, em uma maior precisão e confiabilidade na determinação dos parâmetros de desempenho dessas estruturas, tais como coeficientes de sustentação, arrasto, potência, normal, tangencial, entre outros. Contudo, o custo computacional da metodologia torna-se proporcional ao aumento do número de interações. Diante disso, o presente trabalho realizou testes para verificar a influência do número de interações na modelagem de escoamentos sobre aerofólios, obtendo-se a independência de *NIT* em relação aos resultados numéricos obtidos.

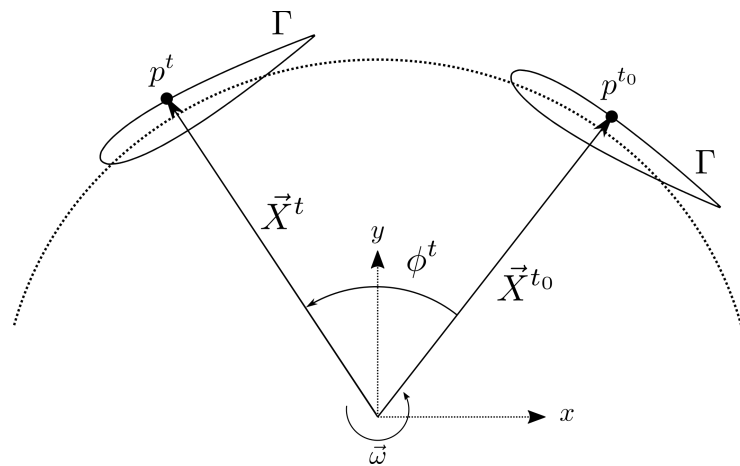
Pode-se estabelecer um algoritmo básico para a implementação do MFI usando o *Multi-Direct Forcing*:

1. Inicia-se o processo iterativo do *MDF*, $it = 1$ para um dado instante de tempo t .
2. Calcula-se u_i^* pela Eq. 3.14, estimativa do campo de velocidade euleriano sem levar em conta o termo f_i .
3. Realiza-se o procedimento de interpolação pela Eq. 3.15, transmitindo a informação de u_i^* do domínio euleriano para o domínio lagrangiano.
4. Obtém-se U_i^{FI} da fronteira imersa, velocidade imposta ou calculada por um modelo matemático. Para aerofólios, faz-se U_i^{FI} nula. Em pás de turbinas verticais, U_i^{FI} é calculado pelo modelo descrito na seção 3.3.
5. Calcula-se $F_i(\vec{X}, t)$ pela Eq. 3.13.
6. A informação $F_i(\vec{X}, t)$ é repassada aos pontos eulerianos mais próximos pelo procedimento de distribuição, dado pela Eq. 3.5. Obtém-se, o termo fonte de força f_i .
7. Corrige-se u_i^* pela Eq. 3.16, obtendo o campo de velocidade euleriano u_i^{it} da interação it .
8. Interpola-se u_i^{it} pela Eq. 3.18 e calcula-se F_i^{it} , fazendo $U_i^* = U_i^{it}$ pela Eq. 3.13. Faz-se, a distribuição de F_i^{it} pela Eq. 3.5, obtendo f_i^{it} .
9. Pela Eq. 3.19, corrige-se o campo de velocidade euleriano u_i^{it} , obtendo u_i^{it+1} da interação $it + 1$. Faz-se, $it = it + 1$.
10. Se $it = NIT$ for satisfeita, avança-se no tempo. Faz-se $t = t + \Delta t$, retornando ao item 1. Se não, retorna-se ao item 8.

3.3 Modelagem matemática do movimento rotativo das pás

Usando o MFI para a solução de problemas fluidodinâmicos que envolvem fronteiras móveis e rotativas, à exemplo do movimento rotativo das pás de turbinas verticais, sabe-se que o domínio euleriano é cartesiano e permanece fixo durante todo o tempo físico simulado. Por sua vez, é imposto, ao domínio lagrangiano, um modelo matemático que permite calcular, à cada passo de tempo Δt , uma nova posição aos pontos lagrangianos à partir de suas posições iniciais. De forma geral, esse modelo impõe o movimento rotativo das pás. Os pontos lagrangianos, que juntos delimitam a interface dos aerofólios, assumem novas posições a cada instante de tempo t devido à ação rotativa da turbina. Em conjunto, esses pontos representam a localização das pás da turbina, distribuídas ao longo do seu raio de rotação.

Figura 3.2: Deslocamento de um ponto lagrangiano p imposto por uma velocidade de rotação $\vec{\omega}$.



O esquema do movimento de um ponto lagrangiano que compõe o aerofólio da pá é representado na Fig. 3.2. Esse ponto pertence ao domínio lagrangiano Γ . O movimento rotativo é imposto pela velocidade de rotação da turbina $\vec{\omega}$, a partir do qual o ponto lagrangiano no instante de tempo inicial t_0 , dado por p^{t_0} , é deslocado ϕ^t , onde ϕ^t é o ângulo de rotação imposto. Pelo efeito rotativo, o ponto assume uma nova posição em um instante de tempo t , dado por p^t . A localização do ponto lagrangiano em relação ao centro de rotação da turbina, no instante de tempo t_0 e t é dada pelo vetor posição \vec{X}^{t_0} e \vec{X}^t , respectivamente. O sistema de eixos xy estabelece a origem do domínio euleriano e foi posicionado no centro do rotor.

De forma geral, determinar a posição dos pontos lagrangianos é localizá-los a partir do vetor \vec{X}^t , a cada instante de tempo t . Esse vetor representa as novas posições dos pontos lagrangianos, impostas pelo efeito rotativo da turbina. No presente trabalho, \vec{X}^t é calculado à partir da sua posição inicial \vec{X}^{t_0} , em relação à origem do domínio euleriano.

Dessa forma, as novas posições assumidas por cada ponto lagrangiano são calculadas por,

$$\vec{X}^t = S^\phi \vec{X}^{t_0} \quad (3.23)$$

onde, S^ϕ é a matriz de rotação, dada por,

$$S^\phi = \begin{pmatrix} \cos(\phi^t) & -\text{sen}(\phi^t) & 0 \\ \text{sen}(\phi^t) & \cos(\phi^t) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.24)$$

A matriz dada pela Eq. 3.24 contabiliza o efeito rotativo da turbina sobre um dado ponto lagrangiano, mudando de direção o vetor posição inicial \vec{X}^{t_0} à partir de um ângulo de rotação $\phi^t = \omega(t - t_0)$. Adota-se $\vec{\omega}$ positivo no sentido anti-horário.

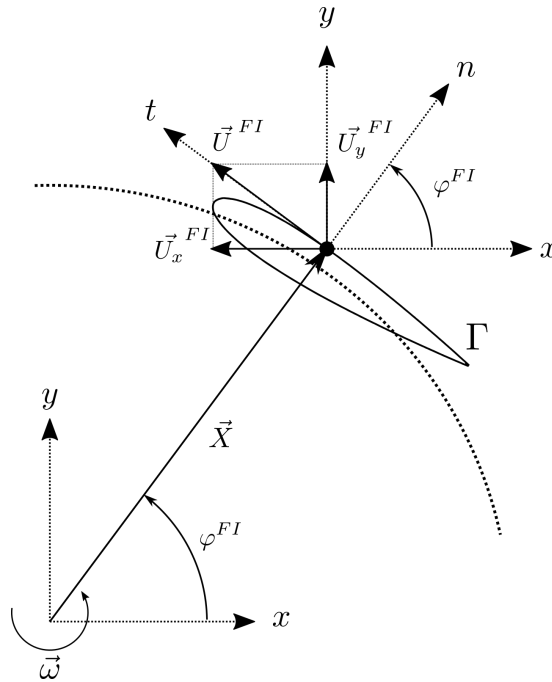
O conjunto de pontos lagrangianos determinam a interface dos aerofólios que constituem as pás do rotor. Portanto, todos os pontos lagrangianos do domínio são submetidos, integralmente, à mesma velocidade de rotação $\vec{\omega}$. Dessa forma, dado um ponto lagrangiano submetido à $\vec{\omega}$, a nova posição \vec{X}^t assumida por esse ponto, deslocada ϕ^t em relação à posição inicial \vec{X}^{t_0} , é calculada pela Eq. 3.23. Esse procedimento é realizado, a cada instante de tempo t , para todos os pontos lagrangianos que compõe os aerofólios das pás, deslocando-os, simultaneamente, em relação às suas posições iniciais. Portanto, como dado de entrada para o cálculo das novas posições é necessário informar a posição inicial de todos os pontos lagrangianos. Na plataforma computacional, essa etapa é realizada na fase de configuração dos parâmetros de simulação. Fisicamente, esse procedimento modela e simula o movimento rotativo das pás do rotor da turbina.

O cálculo da força lagrangiana pela Eq. 3.13 requer a determinação da velocidade da fronteira imersa $U_i^{t+\Delta t} = U_i^{FI}$ em cada ponto lagrangiano. Para turbinas verticais, essa é a velocidade devida à rotação do rotor. A dinâmica do movimento rotativo é transferida às pás pela ação da velocidade tangencial, dada, em sua magnitude, por $V_t = \omega R$.

Determinar U_i^{FI} é semelhante ao procedimento de estimar a velocidade tangencial da turbina V_t em função do raio R . Contudo, na modelagem apresentada, o cálculo da velocidade tangencial é dado ponto a ponto, de forma localizada, em nível de pontos lagrangianos, ponderado pela posição X de cada um deles. A partir da Fig. 3.3, é apresentada a imposição da velocidade \vec{U}^{FI} sobre um ponto lagrangiano, pertencente ao domínio Γ , distante \vec{X} do centro do rotor.

Mantendo o princípio da dinâmica do movimento rotativo da turbina, nota-se que \vec{U}^{FI} é a velocidade tangencial imposta ao ponto lagrangiano, perpendicular ao vetor posição \vec{X} . Para facilitar a visualização da orientação das velocidades que agem sobre os pontos, estabelece-se um novo eixo de coordenadas n e t que apontam na direção normal e tangencial ao movimento, respectivamente. Pode-se observar que \vec{U}^{FI} atua na direção

Figura 3.3: Imposição da velocidade \vec{U}^{FI} sobre um ponto lagrangiano pertencente à uma pá.



tangencial t , enquanto \vec{X} atua na direção normal n , mantendo a perpendicularidade. O novo eixo de coordenadas nt é resultado da rotação do eixo xy à partir do ângulo φ^{FI} .

A origem do domínio euleriano é posicionada no centro do rotor. Isso garante que X seja a distância de cada ponto lagrangiano ao eixo de rotação da turbina. Portanto, de forma análoga ao cálculo de V_t , propõe-se $U^{FI} = \omega X$. A decomposição de U^{FI} resulta na obtenção da magnitude das componentes da velocidade tangencial, U_x^{FI} e U_y^{FI} , aplicada sobre um ponto lagrangiano, nas direções x e y , respectivamente,

$$U_x^{FI} = -\omega X \text{sen}(\varphi^{FI}) \quad (3.25)$$

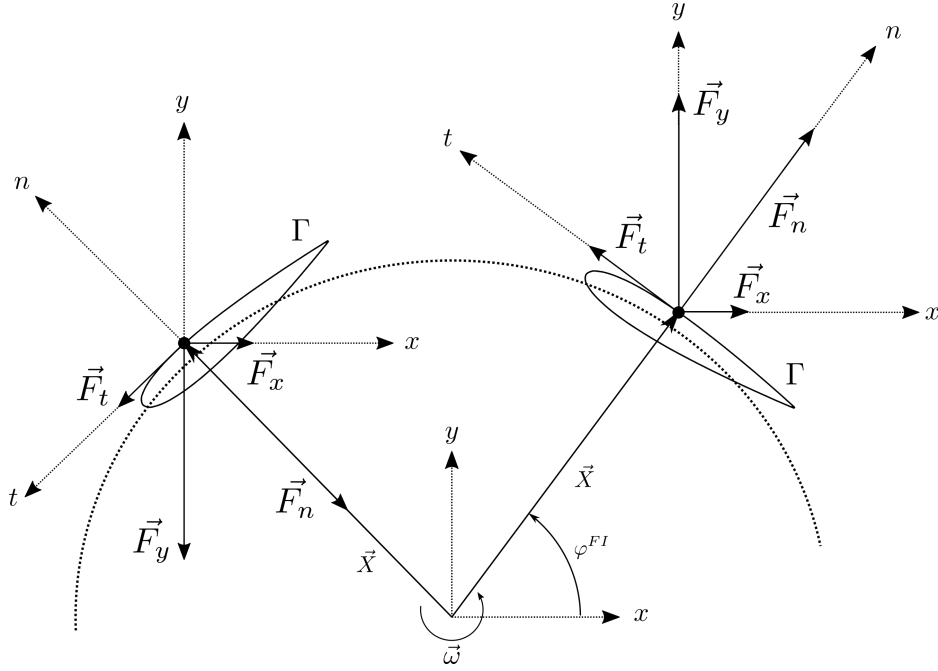
$$U_y^{FI} = \omega X \text{cos}(\varphi^{FI}) \quad (3.26)$$

onde $X = \sqrt{X_p^2 + Y_p^2}$ é a magnitude do vetor posição \vec{X} , em que X_p é a coordenada de \vec{X} na direção x e Y_p é a coordenada de \vec{X} na direção y . O ângulo φ^{FI} , em $[rad]$, é positivo no sentido anti-horário, determinado, no presente trabalho, em função da posição azimutal θ na qual se encontra o ponto lagrangiano, conforme mostrado na Eq. 3.27.

$$\varphi^{FI}(\theta) = \begin{cases} \pi + \tan^{-1}\left(\frac{Y_p}{X_p}\right), & \text{se } 0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ \\ \tan^{-1}\left(\frac{Y_p}{X_p}\right), & \text{se } 180^\circ < \theta \leq 360^\circ \end{cases} \quad (3.27)$$

Pela Eq. 3.25 e pela Eq. 3.26 determina-se a velocidade U_i^{FI} de cada ponto lagrangiano, necessária para o cálculo da força lagrangiana $F_i(\vec{X}, t)$. Matematicamente, observa-se que a parcela $X\text{sen}(\varphi^{FI})$ da Eq. 3.25 é a componente da posição X na direção x e a parcela $X\text{cos}(\varphi^{FI})$ da Eq. 3.26 é a componente da posição X na direção y .

Figura 3.4: Decomposição da força lagrangiana F_i sobre um ponto lagrangiano: força tangencial \vec{F}_t e força normal \vec{F}_n .



Tratando-se de uma análise bidimensional, conforme é mostrado na Fig. 3.4, determina-se as duas componentes da força lagrangiana, representadas vetorialmente por \vec{F}_x e \vec{F}_y que atuam na direção x e na direção y , respectivamente. Ambas, calculadas pela Eq. 3.13 à partir da imposição das componentes da velocidade tangencial sobre cada ponto lagrangiano, dada pela Eq. 3.25 e Eq. 3.26, respectivamente. Essas forças podem ser decompostas na direção tangencial t e na direção normal n , à partir do ângulo φ^{FI} , resultando na força tangencial \vec{F}_t que age no eixo t e na força normal \vec{F}_n que age no eixo n . Em magnitude são calculadas pela Eq. 3.28 e Eq. 3.29.

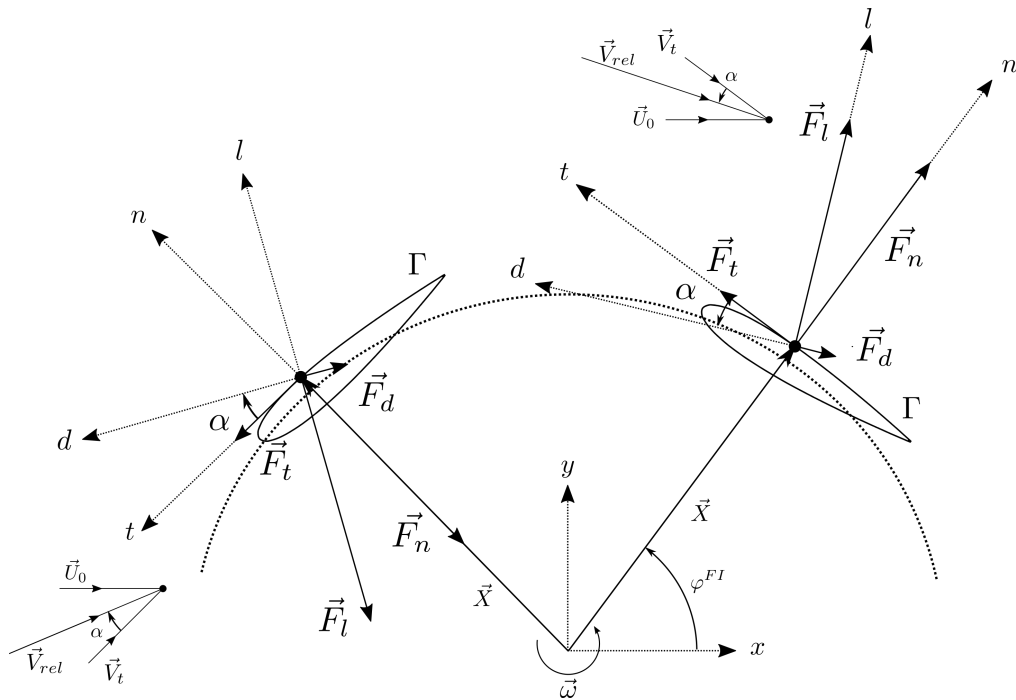
$$F_t = -F_x \text{sen}(\varphi^{FI}) + F_y \text{cos}(\varphi^{FI}) \quad (3.28)$$

$$F_n = F_x \text{cos}(\varphi^{FI}) + F_y \text{sen}(\varphi^{FI}) \quad (3.29)$$

O efeito físico resultante da força lagrangiana sobre um dado ponto é o mesmo em ambas as representações, seja a partir das componentes \vec{F}_x e \vec{F}_y ou através das componentes \vec{F}_t e \vec{F}_n , conforme representado na Fig. 3.4. Trata-se, portanto, de distinguir as formas

de observar a influência da força aplicada sobre o corpo em determinadas direções. Para superfícies rotativas, à exemplo das pás de turbinas verticais, conhecer a força que age na direção tangencial é fundamental para avaliar o torque necessário, responsável pela transformação de energia cinética do fluido em energia mecânica. Através da força normal, avalia-se as cargas estruturais sob as quais a turbina deverá resistir devido à interação das pás com o escoamento.

Figura 3.5: Decomposição da força tangencial \vec{F}_t e da força normal \vec{F}_n sobre um ponto lagrangiano: força de sustentação \vec{F}_l e força de arrasto \vec{F}_d .



Da força tangencial F_t e da força normal F_n é possível determinar as componentes da força de sustentação F_l e da força de arrasto F_d sobre cada ponto lagrangiano. Trata-se de outras duas componentes de forças que representam o efeito físico da força lagrangiana resultante sobre um dado ponto em diferentes direções. Conforme comentado na seção 2.3, essas componentes são direcionadas em relação à velocidade relativa \vec{V}_{rel} , calculada com a Eq. 2.5. Em escoamentos sobre pás de turbinas de eixo vertical, essa variável modifica-se ciclicamente assumindo novas direções ao longo do movimento relativo, alterando o ângulo de ataque α sobre o qual o ponto lagrangiano está submetido, conforme mostrado na Fig. 2.10.

Na Fig. 3.5, a ação de \vec{F}_l e \vec{F}_d é mostrada sobre um ponto lagrangiano pertencente à pá de uma turbina de eixo vertical (domínio lagrangiano Γ). Como forma didática, determinou-se um novo eixo dl , onde d é o eixo que direciona \vec{F}_d e l é o eixo que direciona \vec{F}_l . À partir do ângulo de ataque α , formado entre a \vec{V}_{rel} e \vec{V}_t , decompõe-se \vec{F}_t e \vec{F}_n . O

resultado é a determinação da magnitude de \vec{F}_l e \vec{F}_d calculada pela Eq. 3.30 e Eq. 3.31, respectivamente.

$$F_l = F_t \text{sen}(\alpha) + F_n \text{cos}(\alpha) \quad (3.30)$$

$$F_d = F_t \text{cos}(\alpha) - F_n \text{sen}(\alpha) \quad (3.31)$$

Da Eq. 3.28 à Eq. 3.31, obtém-se as diferentes componentes de forças aplicadas sobre cada ponto lagrangiano do domínio. O ângulo α é determinado à partir da Eq. 3.32, modificada da Eq. 2.6 e expressa por,

$$\alpha = \tan^{-1} \left(\frac{-\text{cos}(\varphi^{FI})}{\lambda + \text{sen}(\varphi^{FI})} \right) \quad (3.32)$$

onde $\lambda = \omega X/U_0$ é a variável da razão de velocidade de ponta, ponderada pela distância X de cada ponto lagrangiano. Na presente modelagem, o ângulo α é uma variável de entrada para o cálculo de F_l e F_d .

Apenas pela facilidade de implementação computacional do algoritmo, opta-se pela substituição da Eq. 2.6 pela Eq. 3.32 usando como referência o ângulo φ^{FI} , calculado pela Eq. 3.27.

O cálculo da resultante de cada componente de força, F_T , F_N , F_L e F_D , que fisicamente representam o efeito líquido da força sobre toda a superfície da pá é dado pela Eq. 3.22. Enquanto, as Eq. 3.28, Eq. 3.29, Eq. 3.30 e Eq. 3.31 propõem o cálculo da contribuição individual da componente de força sobre um dado ponto lagrangiano, a Eq. 3.22 permite o cálculo da contribuição total de cada componente sobre o corpo imerso.

Exemplificando, para determinar a força tangencial F_T aplicada sobre a pá num dado instante de tempo t , realiza-se o cálculo de F_t pela Eq. 3.28 para cada ponto lagrangiano ao longo de cada interação do *MDF*. Substituindo F_i^p por F_t na Eq. 3.22 e realizando o somatório proposto para todos os pontos lagrangianos ao longo de todo o processo iterativo, obtém-se F_T . À partir do cálculo da força tangencial F_T é possível determinar C_t pela Eq. 2.7. O procedimento é o mesmo para obter F_N , F_L e F_D tomando as contribuições individuais de F_n , F_l e F_d , respectivamente. Os adimensionais C_n , C_l e C_d , obtidos, respectivamente, da Eq. 2.8, Eq. 2.4 e Eq. 2.3 são calculados em função do efeito líquido total (ou global) da componente da força calculada.

A sub-rotina computacional, implementada em conjunto com a metodologia IMERS-PEC, baseada no modelo matemático do movimento rotativo é apresentada, em detalhes, no Apêndice A.

3.4 Modelagem numérica e computacional

Nesta seção descreve-se sucintamente a modelagem numérica usada para a solução das equações de Navier-Stokes (Eq. 3.1) e a equação da Continuidade (Eq. 3.2). Inicialmente, aborda-se os principais aspectos respectivos ao método pseudoespectral de Fourier, bem como sua modelagem matemática. Em seguida, mostra-se o procedimento de discretização espacial e temporal usado na metodologia IMERSPEC para a solução numérica do modelo matemático diferencial.

3.4.1 Método pseudoespectral de Fourier

O método pseudoespectral de Fourier (MPEF) é responsável pela transformação das variáveis primitivas da fluidodinâmica (velocidade e pressão) do espaço físico para o espaço espectral usando a transformada direta (vide Eq. 3.3) e inversa (vide Eq. 3.4) de Fourier, conforme comentado na seção 3.1. O MPEF permite, portanto, a transformação do modelo matemático diferencial, representado pelas Eq. 3.1 e Eq. 3.2, do espaço físico para o espaço espectral (espaço de Fourier).

A equação da Continuidade (balanço de massa), dada pela Eq. 3.2, é transformada para o espaço espectral pela Eq. 3.33,

$$\iota k_j \hat{u}_j = 0 \quad (3.33)$$

onde \hat{u} é o campo de velocidade euleriana no espaço espectral, k é o vetor número de onda e $\iota = \sqrt{-1}$ é o número imaginário.

A transformação da Eq. 3.1 para o espaço de Fourier é apresentada por,

$$\frac{\partial \hat{u}_i}{\partial t} + \iota k_j \widehat{(u_i u_j)} = -\iota k_i \hat{p} - \nu k^2 \hat{u}_i + \hat{f}_i \quad (3.34)$$

onde $k^2 = k_j k_j$ é a norma ao quadrado do vetor número de onda \vec{k} .

No termo não-linear das equações de Navier Stokes, dado por $\iota k_j \widehat{(u_i u_j)}$, aparece uma transformada do produto entre duas funções, $\widehat{(u_i u_j)}$. Para a solução desse termo no espaço espectral exige-se a resolução de uma integral de convolução, conforme mostrada na Eq. 3.35,

$$\iota k_j \widehat{u_i u_j}(\vec{k}) = \iota k_j \int_{\vec{k}=\vec{r}+\vec{s}} \hat{u}_i(\vec{r}) \hat{u}_j(\vec{k}-\vec{r}) d\vec{r} \quad (3.35)$$

onde $\vec{k} = \vec{r} + \vec{s}$, fornece as interações triádicas entre os vetores número de onda \vec{k} , \vec{r} e \vec{s} .

O procedimento matemático de projeção, descrito nos trabalhos de Mariano (2011) e Moreira (2011), modifica a Eq. 3.34 tornando-a independente do campo de pressão, conforme apresentado na Eq. 3.36,

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \nu k^2 \right] \hat{u}_i(\vec{k}, t) = \wp_{im} \left[\hat{f}_m(\vec{k}, t) - \nu k_j \int_{\vec{k}=\vec{r}+\vec{s}} \hat{u}_m(\vec{r}, t) \hat{u}_j(\vec{k}-\vec{r}, t) d\vec{r} \right] \quad (3.36)$$

onde, \wp_{im} é o tensor projeção.

O termo da pressão no espaço espectral $-\nu k_i \hat{p}$ torna-se nulo, projetado pelo tensor \wp_{im} . Diz-se que o campo de pressão foi desacoplado do campo de velocidade. Esse procedimento elimina a necessidade da solução da equação de Poisson, comumente proposta em metodologias numéricas clássicas, a exemplo do método dos volumes finitos (PANTAKAR, 1980). No MPEF, portanto, a conservação da massa passa a ser garantida por um produto vetor-matriz, computacionalmente mais barato em relação ao processo iterativo da equação de Poisson, que exige a solução de um sistema linear.

A recuperação do campo de pressão é dada por meio de um pós-processamento, a partir do qual passa a ser calculado, no espaço espectral, pela Eq. 3.37,

$$\hat{p}(\vec{k}) = \frac{\nu k_m}{k^2} \left[-\hat{f}_m(\vec{k}) + \nu k_j \int_{\vec{k}=\vec{r}+\vec{s}} \hat{u}_m(\vec{r}) \hat{u}_j(\vec{k}-\vec{r}) d\vec{r} \right] \quad (3.37)$$

que submetida à Eq. 3.4, estima o campo de pressão no espaço físico.

Um artifício usado no MPEF para manter o baixo custo computacional adquirido com o procedimento de projeção do campo de pressão é eliminar a necessidade de resolver a integral de convolução do termo não-linear (vide Eq. 3.35) no espaço espectral. A solução desse termo exige a aplicação de algum esquema de integração numérica, o que torna oneroso ao método proposto. Para contornar esse inconveniente, substitui-se o cálculo da integral pelo produto de duas funções no espaço físico e só então aplica-se a transformada direta de Fourier no produto.

Evita-se, portanto, o procedimento de realizar o produto, no espaço espectral, de duas funções transformadas individualmente que matematicamente recai na integral de convolução. Exemplificando, dada uma função $g(\vec{x}, t)$ e $h(\vec{x}, t)$, no espaço físico, faz-se o produto, de tal forma que $b(\vec{x}, t) = g(\vec{x}, t)h(\vec{x}, t)$. Aplica-se a Eq. 3.3 em $b(\vec{x}, t)$, obtendo $\hat{b}(\vec{k}, t)$ no espaço espectral.

Com esse procedimento, a acurácia do método espectral é mantida visto que as derivadas ainda são calculadas no espaço espectral. Contudo, a quantidade de vezes em que se aplica a transformada direta e inversa de Fourier sobre as variáveis é aumentada, sobretudo, tratando o termo não-linear na forma anti-simétrica (CANUTO et al., 2006).

Numericamente, a forma anti-simétrica, usada no presente trabalho, permite tratar o termo não-linear da Eq. 3.1 à partir de uma média aritmética da forma conservativa e não conservativa, conforme mostrado na Eq. 3.38.

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{1}{2} \left[\frac{\partial}{\partial x_j} (u_i u_j) + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right] = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} + f_i \quad (3.38)$$

Segundo Canuto et al. (2006), apesar de matematicamente iguais, a solução discreta da Eq. 3.38 em relação à Eq. 3.1 garante maior estabilidade numérica. A transformação da Eq. 3.38 para o espaço espectral é dada pela Eq. 3.39.

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \nu k^2 \right) \widehat{u}_i(\vec{k}, t) = \wp_{im} \left[-\frac{1}{2} \left(\iota k_j \widehat{u_m u_j} + u_j \widehat{\frac{\partial u_m}{\partial x_j}} \right) (\vec{k}, t) + \widehat{f}_m(\vec{k}, t) \right] \quad (3.39)$$

Da Eq. 3.39, o termo $\widehat{u_j \frac{\partial u_m}{\partial x_j}}$ exige o cálculo da derivada $\frac{\partial u_m}{\partial x_j}$, realizado no espaço espectral. Sobre o resultado dessa derivada, aplica-se a transformada inversa, levando-o ao espaço físico. Realiza-se o produto $u_j \frac{\partial u_m}{\partial x_j}$ e, por fim aplica-se a transformada direta, levando o termo ao espaço espectral novamente. Para o termo $\iota k_j \widehat{u_m u_j}$, o produto $u_m u_j$ é realizado no espaço físico e só então aplica-se a transformada de Fourier levando-o ao espaço espectral. Dessa forma, o termo não-linear das equações de Navier-Stokes é resolvido de forma pseudoespectral, daí o nome do método.

3.4.2 Discretização espacial

O procedimento numérico de transformação das variáveis primitivas presentes no modelo matemático (pressão e velocidade) do domínio físico para o domínio espectral é dado pela versão discreta da Eq. 3.3, denominada de transformada discreta de Fourier (*DFT*), onde o campo da variável discretizada no domínio espectral é,

$$\widehat{\sigma}_k = \sum_{n=-\frac{N}{2}+1}^{\frac{N}{2}} \sigma_n e^{-\frac{\iota 2\pi k n}{N}} \quad (3.40)$$

onde σ_n é a variável discretizada no domínio físico com N pontos de colocação, os quais representam os nós da malha, n fornece a posição x_n dos nós de colocação, $x_n = n\Delta x$, sendo Δx o espaçamento entre dois pontos de colocação e k é o número de onda.

A aproximação da transformada direta de Fourier, calculada por Eq. 3.40, é aplicada na solução de problemas com domínios discretos e necessariamente periódicos. A exigência da condição de periodicidade para a aplicação da Eq. 3.40 é a maior limitação do MPEF. A metodologia IMERSPEC surge com o objetivo de contornar essa restrição, a partir da imposição do termo fonte de força f_i ao modelo matemático matemático proposto.

O baixo custo computacional do MPEF está associado à solução da Eq. 3.40 usando o algoritmo da Transformada Rápida de Fourier (*FFT*), proposto nos trabalhos de Cooley e Tukey (1965). Conforme comentado na seção 3.1, a *FFT* trabalha eficientemente pelo procedimento de rotação de bit, o que diminui o número de operações de $\mathcal{O}(N^2)$ para $\mathcal{O}(N \log_2 N)$. No presente trabalho fez-se uso da versão bidimensional da *FFTE*, proposta por Takahashi (2022). Essa versão, disponível em <http://www.ffte.jp>, foi escrita em linguagem de programação FORTRAN 77 e seu melhor desempenho ocorre para domínios discretizados em múltiplos 2^n pontos de colocação (MARIANO, 2011).

Conforme foi abordado, na metodologia IMERSPEC, as transformadas direta e inversa de Fourier são responsáveis por transformar o campo de uma variável do espaço físico para o espaço espectral ou vice-versa, respectivamente. No domínio físico, trata-se de variáveis espaciais. No domínio espectral, passam a ser definidas em função dos números de onda, \vec{k} . É necessário, portanto, a construção de um domínio de vetores números de onda, obtidos pela Eq. 3.41,

$$k_i(n) = \begin{cases} \frac{2\pi}{L_i} (n - 1) & 1 \leq n \leq \frac{N}{2} + 1 \\ \frac{2\pi}{L_i} (n - 1 - N) & \frac{N}{2} + 2 \leq n \leq N \end{cases} \quad (3.41)$$

onde k_i é a componente i do vetor número de onda, N é o número de nós de colocação numa dada direção, L é o comprimento físico do domínio nessa dada direção e n é a posição no vetor em uma dada direção do domínio.

3.4.3 Discretização temporal

O algoritmo da metodologia IMERSPEC soluciona inicialmente a Eq. 3.14 no espaço espectral, tornando-se,

$$\frac{\hat{u}_i^* - \hat{u}_i^t}{\Delta t} = -\nu k^2 \hat{u}_i^t - \wp_{im} \left(\widehat{tnl}_m^t \right) \quad (3.42)$$

onde \widehat{tnl} é a transformada do termo não-linear (vide Eq. 3.35), resolvida de forma pseudo-espectral e t é o instante de tempo atual.

Pela Eq. 3.42, obtém-se $\hat{u}_i^* \left(\vec{k}, t \right)$, parâmetro temporário do campo de velocidade euleriano no domínio espectral. A discretização do termo transiente da Eq. 3.42 é realizada de forma meramente didática usando o método de Euler explícito de primeira ordem de convergência. É um método de baixa ordem de convergência e de acordo com Mariano (2011) torna-se incompatível com o MPEF, uma vez que esse é um método de alta ordem de convergência espacial. Para tanto, o presente trabalho fez uso do método de Runge-Kutta de quarta ordem de convergência temporal, com seis passos (RK46), explicitado no trabalho de Allampalli et al. (2009).

O algoritmo do método RK46 é baseado no cálculo de variáveis auxiliares para cada passo l do Runge-Kutta, conforme mostrado na Eq. 3.43,

$$\begin{cases} AUX_i^l = \alpha^l AUX_i^{l-1} + \Delta t \left[-(\nu k^2 \widehat{u}_i^*)^l - \wp_{im} (tnl_m^*)^l \right] \\ (\widehat{u}_i^*)^{l+1} = (\widehat{u}_i^*)^l + \beta^l AUX_i^l \end{cases} \quad (3.43)$$

onde $l = 1, 2, \dots, 6$ é o índice do passo do Runge-Kutta, AUX é uma variável auxiliar, α^l e β^l são as constantes mostradas na Tab. 3.1.

O incremento temporal Δt foi calculado de forma variável pela Eq. 3.44,

$$\Delta t = CFL \cdot \min \left[\min \left[\frac{\Delta x}{\max[|u|]}; \frac{\Delta y}{\max[|v|]} \right]; \frac{2}{\nu} \left(\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} \right)^{-1} \right] \quad (3.44)$$

onde CFL é um parâmetro entre 0 e 1, configurado no *setup* inicial do programa de acordo com o tipo de escoamento que está sendo analisado. No presente trabalho, para escoamentos sobre aerofólios, adotou-se $CFL = 0,25$. Para escoamentos sobre pás de turbinas verticais, propõe-se $CFL = 0,10$.

Tabela 3.1: Coeficientes α^l e β^l do método de Runge-Kutta RK46.

l	α	β
1	0,0	0,122
2	-0,691750960670	0,477263056358
3	-1,727127405211	0,381941220320
4	-0,694890150986	0,447757195744
5	-1,039942756197	0,498614246822
6	-1,531977447611	0,186648570846

Realizado os seis passos propostos pela Eq. 3.43, obtém-se o parâmetro temporário $\widehat{u}_i^* (\vec{k}, t)$ no espaço espectral. Aplica-se a transformada inversa, levando-o ao espaço físico. Interpola-se pela Eq. 3.15, obtendo U_i^* no domínio lagrangiano. Realiza-se o cálculo da força lagrangiana pela Eq. 3.13. A partir daí, realiza-se a distribuição do campo de força lagrangiano pela Eq. 3.5, obtendo o campo de força euleriano, f_i . O mesmo é então levado ao espaço espectral e projetado pelo tensor \wp_{im} . A Eq. 3.16 transformada é então realizada,

$$\widehat{u}_i^{t+\Delta t} = \widehat{u}_i^* + \Delta t \wp_{im} (\widehat{f}_m). \quad (3.45)$$

onde $\widehat{u}_i^{t+\Delta t}$ é o campo de velocidade euleriano no espaço espectral no instante de tempo posterior $t + \Delta t$.

4 RESULTADOS

Os resultados do presente trabalho contemplam a seção referente à validação da metodologia IMERSPEC usando a modelagem de escoamentos sobre aerofólios. Por fim, apresenta-se os resultados obtidos das simulações de escoamentos sobre turbinas eólicas de eixo vertical constituídas por uma e três pás.

4.1 Escoamentos sobre aerofólios

Para garantir que o uso de uma determinada metodologia numérica seja acurada para a solução de problemas físicos é necessária a realização de dois procedimentos: a verificação e a validação.

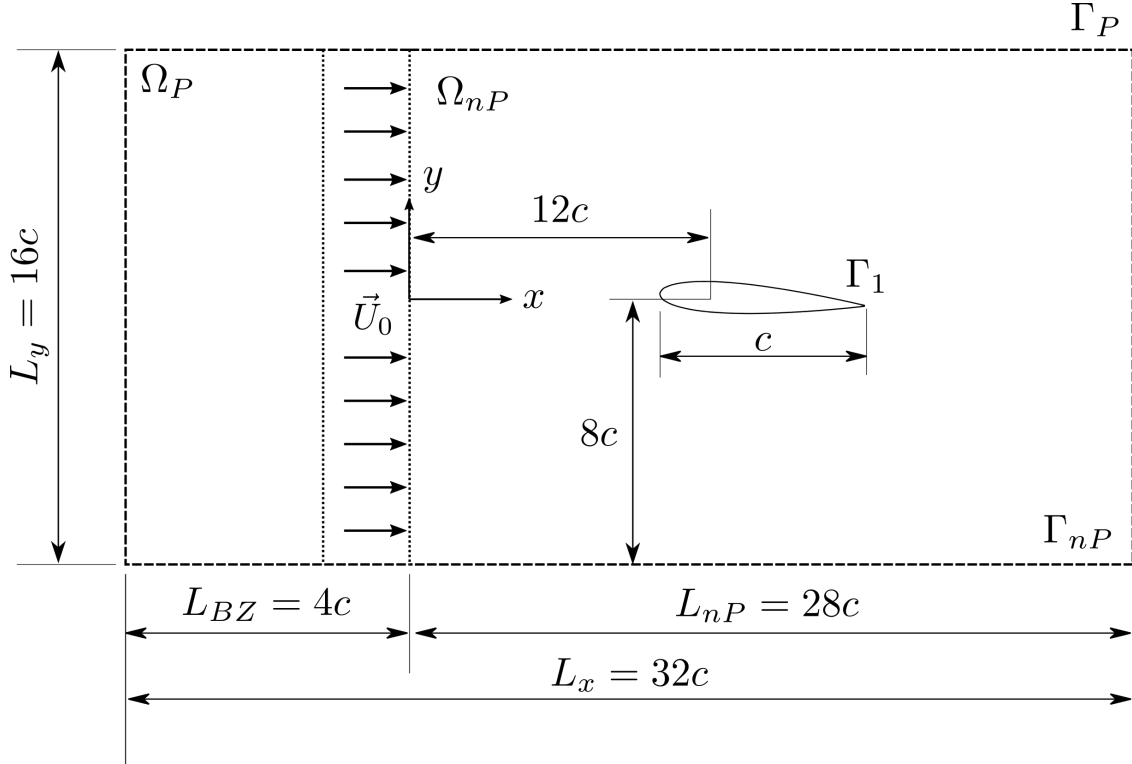
O procedimento de verificação consiste em determinar se o algoritmo computacional da metodologia implementada está resolvendo corretamente as equações do modelo matemático proposto. Essa etapa é realizada a partir da seleção de um problema puramente matemático que apresenta uma solução exata, permitindo, dessa forma, estimar o erro numérico das soluções calculadas pelo código computacional. A etapa de verificação da metodologia IMERSPEC foi realizada por Mariano (2011), aplicada à solução de vórtices de Taylor e Green. Moreira (2011) realizou essa etapa para a verificação de problemas tridimensionais usando o código IMERSPEC3DP em sua versão paralelo. Nascimento (2016) verificou a metodologia pela solução numérica da equação da difusão de energia. Villela (2015) propôs a verificação para a solução de problemas fluidodinâmicos com variação das propriedades físicas do escoamento.

Nesta seção, o presente trabalho concentra-se no procedimento de validação da metodologia IMERSPEC, avaliando a sua capacidade em representar e modelar o problema físico em estudo. Neste caso, a análise de escoamentos incompressíveis sobre um aerofólio. Além disso, permite a comparação dos resultados numéricos obtidos com os demais resultados dispostos na literatura.

Na Fig. 4.1 é apresentado o domínio usado para as simulações de escoamentos sobre um aerofólio. Esse domínio é dividido em duas regiões principais: o domínio de cálculo (Ω_P) e o domínio físico (Ω_{nP}). Essa partição é uma característica numérica da metodologia IMERSPEC. A fronteira Γ_P delimita Ω_P , onde são impostas as condições de contorno periódicas exigidas pelo MPEF. O domínio físico, delimitado pela fronteira Γ_{nP} , é o domínio onde, de fato, a fluidodinâmica do escoamento é simulada, região de onde os resultados do problema físico são obtidos. Na fronteira Γ_1 são impostas as condições não periódicas do problema, de forma indireta, pelo termo fonte de força $f_i(\vec{x}, t)$, conforme mostrado na seção 3.2. É importante notar que apesar de contornar a restrição de periodicidade

do MPEF com o termo de fonte de força, a metodologia IMERSPEC ainda exige essa condição, satisfeita ao estender a solução do problema do domínio físico para o domínio de cálculo.

Figura 4.1: Domínio de cálculo para a solução de escoamentos sobre um aerofólio.



As dimensões do domínio usado para a modelagem dos escoamentos desta seção são baseadas nas dimensões adotadas por Ilio et al. (2018), adimensionalizadas pela corda do aerofólio, $c = 1$ [m]. O centro aerodinâmico do aerofólio é posicionado à meio comprimento de L_y , $8c$, e distante $12c$ da entrada do domínio físico. O comprimento do domínio de cálculo na direção y é $L_y = 16c$ e o comprimento na direção x é $L_x = 32c$. O domínio físico (Ω_{nP}) possui comprimento $L_{nP} = 28c$ na direção x . O comprimento de ambos os domínios na direção y são iguais.

A região de saída do domínio delimitada pela fronteira Γ_{nP} é coincidente com a saída delimitada pela fronteira Γ_P , onde são impostas as condições periódicas do escoamento. Dessa forma, as instabilidades físicas que saem pela região de saída são reinjetadas na região de entrada do domínio físico. A zona de amortecimento (*buffer zone*) e a zona de forçagem, juntas, possuem comprimento $L_{BZ} = 4c$. A zona de amortecimento suaviza as instabilidades que deixam a região de saída. A zona de forçagem garante o alinhamento do escoamento na região de entrada do domínio físico, direcionando o perfil de velocidade de entrada na horizontal, com magnitude igual a $U_0 = 1,0$ [m/s]. A imposição da velocidade na zona de forçagem é realizada indiretamente pelo termo fonte de força f_i . Também, nas

regiões superior e inferior da fronteira Γ_{nP} é imposta a condição de contorno periódica.

Tanto a zona de amortecimento quanto a zona de forçagem são alternativas numéricas capazes de contornar a restrição de imposição de condições de contorno periódicas exigida pelo MPEF no domínio de cálculo (Ω_P). Analogamente aos túneis de vento de circuito fechado, pode-se comparar a zona de amortecimento com o mecanismo de expansão e telas e a zona de forçagem com o mecanismo de alinhamento promovido pelas colméias e contração desses equipamentos. O procedimento matemático para a modelagem da zona de amortecimento é descrito nos trabalhos de Mariano (2011) e Moreira (2011).

Um dos principais efeitos fluidodinâmicos que ocorrem nesses escoamentos, conforme comentado na seção 2.2, é o aparecimento de forças que agem sobre o aerofólio. Portanto, dois principais parâmetros quantitativos analisados nesta seção são: o coeficiente de sustentação C_l (Eq. 2.4) e o coeficiente de arrasto C_d (Eq. 2.3).

As simulações foram realizadas para um aerofólio NACA 0012 com o bordo de fuga arredondado. O número de Reynolds do escoamento é igual a $Re = 1000$. A viscosidade cinemática do fluido é calculada por $\nu = U_0 c / Re$, dada em $[m^2/s]$. A massa específica do fluido é igual a $\rho = 1,00 [kg/m^3]$. Para os casos simulados, a velocidade da fronteira imersa U^{FI} é nula. O aerofólio é submetido à uma velocidade de entrada $U_0 = 1,00 [m/s]$, imposta indiretamente na zona de forçagem pelo termo f_i . O incremento temporal Δt é calculado pela Eq. 3.44 com $CFL = 0,25$. O intervalo total do tempo físico simulado é $t^* = [0 : 100]$, onde $t^* = tU_0/c$ é o tempo adimensionalizado.

Os resultados apresentados nesta seção são obtidos de simulações realizadas em um computador com processador Intel Xeon (E3-1270) com $3,50 [GHz]$ de velocidade e $16,0 [GiB]$ de memória RAM.

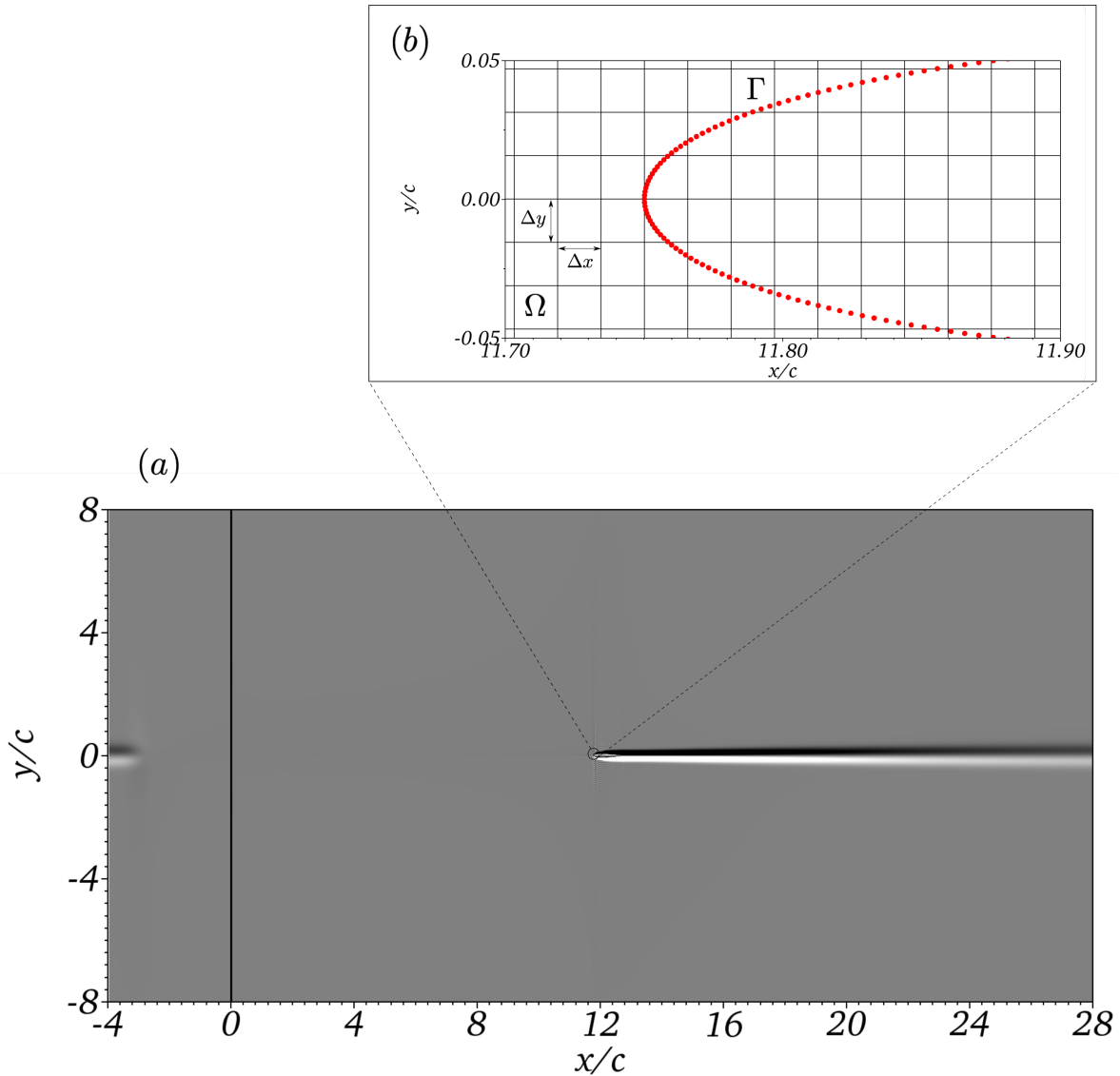
4.1.1 Refinamento de malha

O teste de refinamento de malha do domínio euleriano (domínio de cálculo) é realizado para três malhas distintas $N_x \times N_y$, da menos refinada para a mais refinada: 512×256 , 1024×512 e 2048×1024 , onde N_x é o número de pontos de colocação na direção x que discretiza o comprimento L_x e N_y é o número de pontos de colocação na direção y que discretiza o comprimento L_y .

Conforme mostrado na Fig. 4.1, o domínio de cálculo apresenta comprimento $L_x = 32c$ na direção x e comprimento $L_y = 16c$ na direção y . Na Fig. 4.2a, é apresentado o campo de vorticidade instantâneo w_z ao redor do aerofólio, perpendicular ao plano xy , para $\alpha = 0^\circ$. A região complementar do domínio de cálculo, dada pela zona de amortecimento e pela zona de forçagem, tem comprimento $L_{BZ} = 4c$ e está separada do domínio físico pela linha sólida traçada na vertical, em $x/c = 0,0$. A zona de forçagem é composta por 10 pontos de colocação ao longo da direção x , independente do nível de refinamento da

malha. Na entrada do domínio de cálculo, $x/c = -4, 0$, é possível observar o déficit de velocidade através da vorticidade. Isso ocorre devido à periodicidade do escoamento, logo em seguida suavizada pela zona de amortecimento.

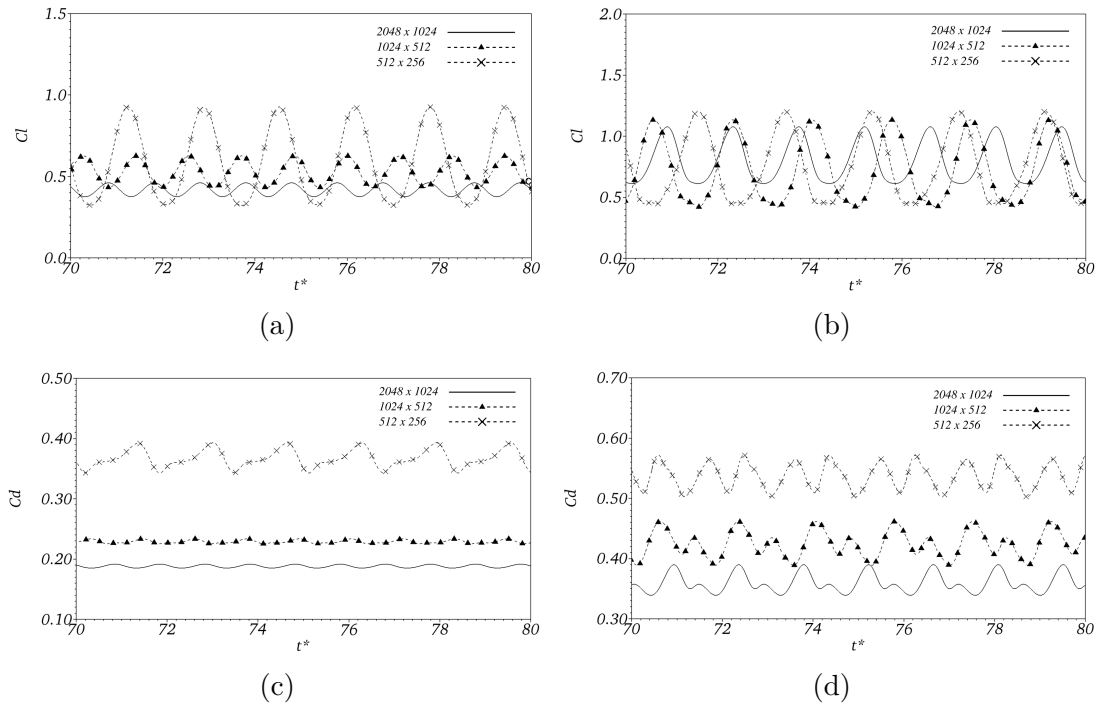
Figura 4.2: (a) Campo de vorticidade $-1 \leq w_z c/U_0 \leq 1$ sobre o aerofólio para $\alpha = 0^\circ$ em $t^* = 80$. (b) Detalhes do domínio de cálculo discretizado.



Para todas as malhas testadas, $\Delta x = \Delta y$, portanto, têm-se malhas uniformes. Sendo Δx , o espaçamento entre dois pontos do domínio euleriano na direção x em $[m]$ e Δy , o espaçamento entre dois pontos do domínio euleriano na direção y em $[m]$, conforme apresentado na Fig. 4.2b. Dessa forma, $\Delta x = 0,0625c$ para a malha 512×256 , $\Delta x = 0,03125c$ para a malha 1024×512 e $\Delta x = 0,015625c$ para a malha 2048×1024 . O aerofólio é discretizado em $N_L = 300$ pontos lagrangianos, espaçados por Δs variável. Os resultados são apresentados para dois ângulos de ataque, $\alpha = 10^\circ$ e $\alpha = 16^\circ$. O número máximo de interações do *MDF* é $NIT = 50$.

Nas Figs. 4.3a e 4.3b são apresentados os gráficos da variação de C_l para ângulos de ataque $\alpha = 10^\circ$ e $\alpha = 16^\circ$, respectivamente. Nas Figs. 4.3c e 4.3d são apresentados os gráficos da variação de C_d para ângulos de ataque $\alpha = 10^\circ$ e $\alpha = 16^\circ$, respectivamente. No intervalo $t^* = [70 : 80]$, para as três malhas testadas, o escoamento encontra-se em regime estatisticamente independente.

Figura 4.3: Influência do refinamento de malha em $C_l \times t^*$: (a) 10° e (b) 16° . Influência do refinamento de malha em $C_d \times t^*$: (c) 10° e (d) 16° .



O refinamento da malha impõe uma mudança significativa no comportamento transiente de C_l e C_d . Nas Figs. 4.3a e 4.3b, observa-se que malhas mais refinadas levam à uma redução na amplitude de C_l , diminuindo a distância entre os pontos de mínimo e de máximo. Em relação ao C_d , apresentado nas Figs. 4.3c e 4.3d, fica evidente que a malha 512×256 superestima o coeficiente em relação aos demais níveis de refinamento. Há uma tendência de convergência de $C_d \times t^*$ à medida que refina-se o domínio, a partir da malha 1024×512 . Até a malha de nível 2048×1024 , não observa-se tendência de convergência ao analisar $C_l \times t^*$.

Os coeficientes médios C_l e C_d , para $\alpha = 10^\circ$ e 16° , são apresentados pelas Tab. 4.1 e Tab. 4.2, respectivamente. Observa-se que os coeficientes tendem à aproximar-se dos resultados de referência, de Kouser et al. (2021), Ilio et al. (2018) e Kurtulus (2015), a partir da a malha 2048×1024 . A tendência de convergência observada no comportamento transiente de C_d (vide Figs. 4.3c e 4.3d) também é observada em seus valores médios, diminuindo a diferença à medida que refina-se o domínio. Com relação ao C_l médio, para $\alpha = 16^\circ$, há uma oscilação do coeficiente e um comportamento indefinido em torno dos resultados de Ilio et al. (2018) e Kurtulus (2015). Isso indicou a necessidade de realizar

Tabela 4.1: Coeficientes médios C_l e C_d do aerofólio NACA 0012 para diferentes níveis de refinamento de malha em $\alpha = 10^\circ$.

Malha	C_l	C_d
512×256	0,5897	0,3670
1024×512	0,5264	0,2287
2048×1024	0,4173	0,1881
Kouser et al. (2021)	0,4184	0,1661

Nota: As médias apresentadas foram calculadas no intervalo $t^* = [70 : 100]$.

Tabela 4.2: Coeficientes médios C_l e C_d do aerofólio NACA 0012 para diferentes níveis de refinamento de malha em $\alpha = 16^\circ$.

Malha	C_l	C_d
512×256	0,7644	0,5369
1024×512	0,7209	0,4238
2048×1024	0,8023	0,3594
4096×2048	0,7100	0,3221
Ilio et al. (2018)	0,7263	0,3075
Kurtulus (2015)	0,7594	0,3147

Nota: As médias apresentadas foram calculadas no intervalo $t^* = [70 : 100]$.

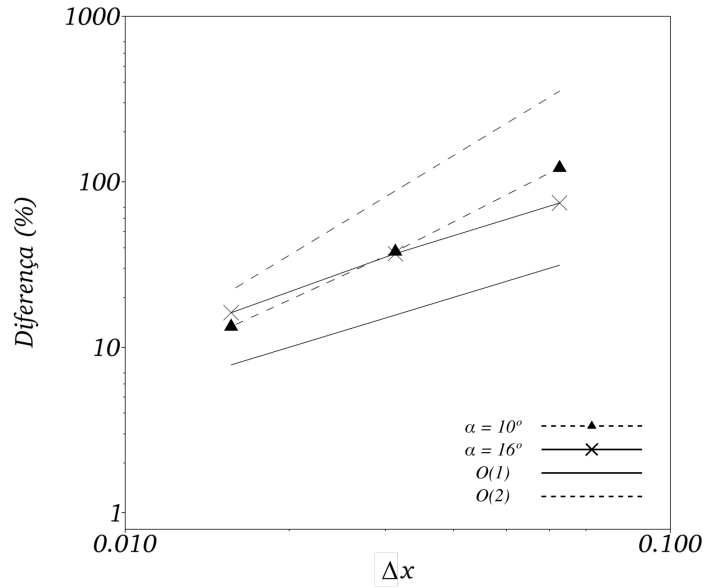
mais uma simulação, aumentando o nível de refinamento, conforme mostrado na Tab. 4.2. Confirma-se, dessa forma, essa evidência a partir dos resultados de C_l apresentados pela malha 4096×2048 , os quais apresentam boa concordância em relação aos trabalhos de referência, com tendência de convergência para esse nível de refinamento.

Kurtulus (2015) propôs um domínio físico com refinamento adaptativo próximo à superfície do aerofólio, no qual a célula de menor espaçamento é $0,002c$. Ilio et al. (2018) usou a técnica de refinamento de malha não estruturada próxima da superfície do aerofólio, com aproximadamente $3,3 \times 10^6$ nós de colocação ao longo do domínio de cálculo. A malha mais refinada do presente trabalho propõe espaçamento $\Delta x = \Delta y = 0,015625c$ com aproximadamente $2,1 \times 10^6$ nós de colocação sem refinamento adaptativo. A malha 2048×1024 possui um nível de refinamento menor próximo da interface em relação à malha de Kurtulus (2015) e menos pontos de colocação em relação à malha de Ilio et al. (2018). Contudo, suficiente para mostrar uma boa convergência dos resultados médios.

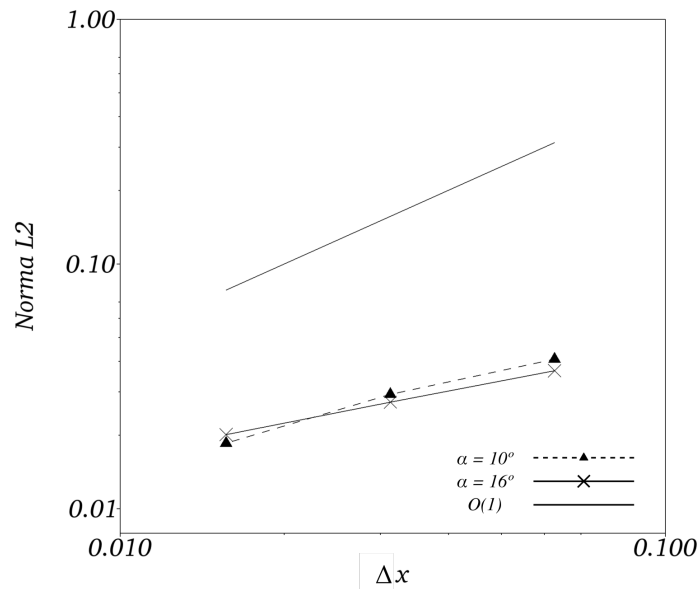
Na Fig. 4.4a é apresentada a ordem de convergência espacial em função da diferença relativa percentual de C_d médio, calculada em relação ao trabalho de Ilio et al. (2018). Para $\alpha = 10^\circ$, observa-se um decaimento com segunda ordem de convergência. Para $\alpha = 16^\circ$, a ordem de convergência é diminuída, com tendência à primeira ordem. Essa diminuição pode ser explicada pela intensificação dos efeitos físicos associados ao aumento do ângulo

de ataque, sobretudo, o descolamento do escoamento devido ao forte gradiente adverso de pressão, que por sua vez promove mudanças no campo de pressão ao redor do aerofólio.

Figura 4.4: Ordem de convergência espacial. (a) Decaimento em função da diferença relativa percentual de C_d médio em relação a Ilio et al. (2018). (b) Decaimento em função da média temporal da norma L_2 da velocidade lagrangiana horizontal.



(a)



(b)

A ordem de convergência espacial também pode ser avaliada a partir da velocidade lagrangiana horizontal. Para isso, calcula-se a norma L_2 , usada como medida de erro da solução numérica,

$$L_2(U_i) = \sqrt{\frac{\sum_{p=1}^{N_L} (U_i - U_i^{FI})^2}{N_L}}, \quad (4.1)$$

onde U_i é a velocidade do ponto lagrangiano calculada e U_i^{FI} é nulo para escoamentos sobre aerofólios.

Nota-se, conforme apresentado na Fig. 4.4b, que o decaimento da norma L_2 tende à primeira ordem de convergência, para $\alpha = 10^\circ$ e 16° . Sabe-se que o método pseudo-espectral de Fourier quando acoplada ao método da fronteira imersa perde acurácia, diminuindo a alta ordem de convergência espacial associada aos métodos espectrais. Além disso, a escolha da função de distribuição e interpolação é fundamental na qualidade dos resultados obtidos. Há funções que mostram-se mais precisas que a função “chapéu”, à exemplo da função cúbica, conforme apresentado por Tornberg e Engquist (2004) e Mariano et al. (2022) para outros problemas da dinâmica dos fluidos. Contudo, no presente trabalho, a função “chapéu”, à princípio, torna-se mais apropriada ao estudo de caso, devido a esbeltez do bordo de fuga do aerofólio.

Observa-se, de forma geral, que o nível de refino do domínio de cálculo é responsável pela modelagem consistente da física do problema. Isso torna-se mensurável pela capacidade em se representar, com bons níveis de detalhes, a influência do escoamento sobre a superfície do aerofólio, garantindo, conseqüentemente, a estimativa correta e confiável dos coeficientes adimensionais apresentados. O custo computacional da metodologia, associado ao refinamento da malha, dificulta e torna onerosa a obtenção de resultados para o nível de discretização espacial 4096×2048 , apresentado na Tab. 4.2, o qual apresentou os resultados mais próximos das referências citadas. Dessa forma, as demais simulações ao longo do presente trabalho foram realizadas para a malha 2048×1024 .

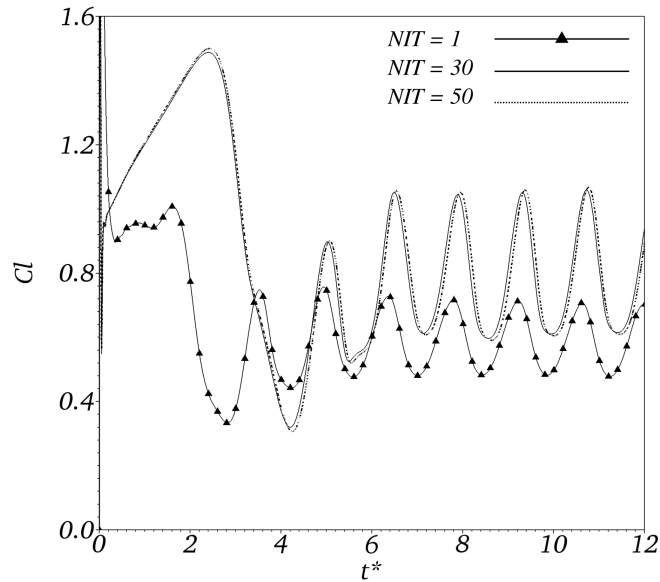
4.1.2 Influência do número de interações *NIT* do *Multi-Direct Forcing*

O número de interações *NIT* do procedimento iterativo da Múltipla Imposição da Força garante, numericamente, a acurácia da imposição da condição de não deslizamento em escoamentos sobre fronteiras imersas na metodologia IMERSPEC. Esse procedimento é realizado uma vez que os métodos de discretização temporal e o uso de funções de distribuição e interpolação no MFI dificultam a imposição dessa condição, de forma precisa, sobretudo quando não há coincidência entre os pontos lagrangianos e eulerianos. Contudo, um maior número de interações reflete em um aumento do custo computacional associado à metodologia.

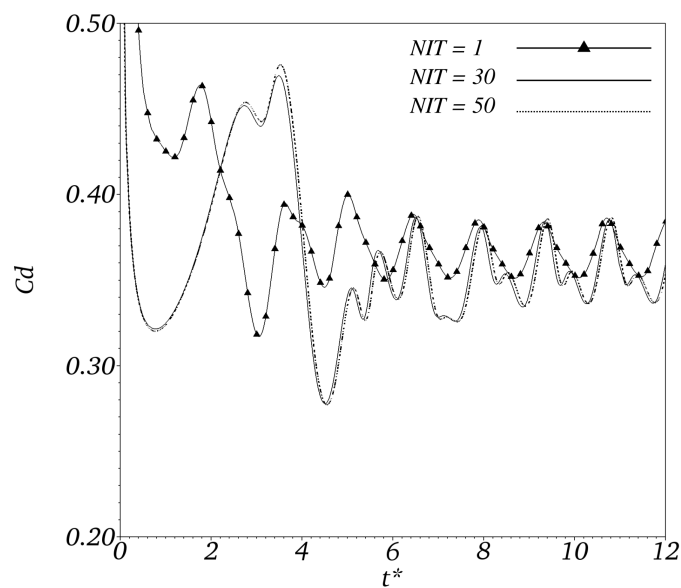
Dessa forma, no presente trabalho é proposta a realização de uma análise da influência do número de interações *NIT* para escoamentos sobre aerofólios. Investiga-se, variando $NIT = 1$ até 100. As simulações foram realizadas com o aerofólio posicionado

em $\alpha = 16^\circ$.

Figura 4.5: Evolução temporal de (a) C_l e (b) C_d para diferentes valores de NIT .



(a)

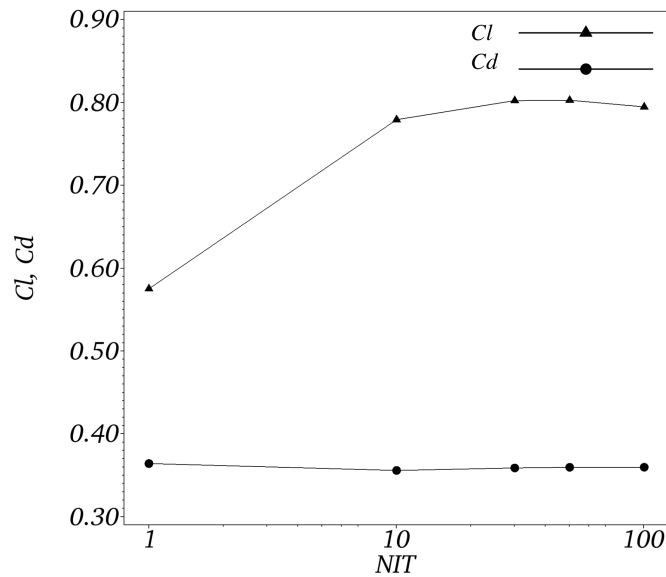


(b)

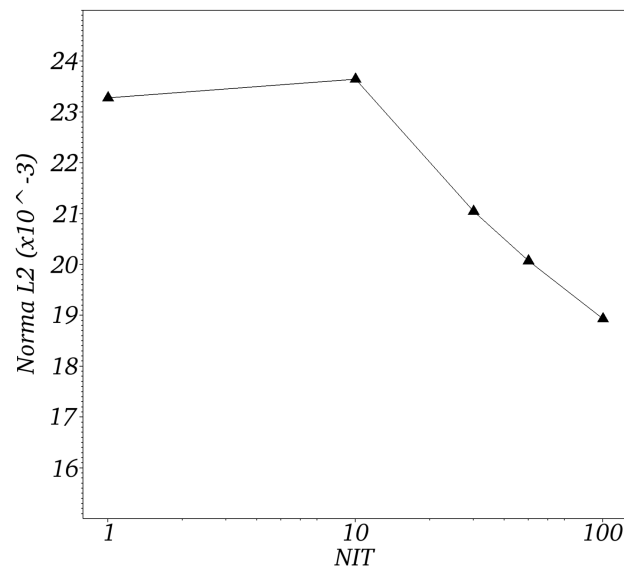
As evoluções temporais de C_l e C_d são mostradas nas Figs. 4.5a e 4.5b para diferentes valores de NIT . Há uma notável diferença no comportamento transiente de C_l e C_d para $NIT = 1$ em relação às demais. Numericamente, a análise da evolução temporal de C_l e C_d reflete na coerência da modelagem transiente dos efeitos fluidodinâmicos sobre o aerofólio. Entre $NIT = 30$ e $NIT = 50$, observa-se a convergência da evolução temporal de C_l e C_d , obtida, inclusive, nos instantes iniciais do escoamento, entre $t^* = 0$ e $t^* = 6$. Nesse intervalo,

em que escoamento ainda não encontra-se em regime estatisticamente permanente, espera-se um maior número de interações para representar os efeitos transientes e garantir a condição de não deslizamento.

Figura 4.6: (a) Variação de C_l e C_d médios em função do número de interações NIT . (b) Média temporal da norma L_2 da velocidade lagrangiana horizontal em função de NIT .



(a)



(b)

A variação de C_l e C_d médios, obtidos no intervalo $t^* = [70 : 100]$, em função de NIT , é apresentada na Fig. 4.6a. A influência de NIT sobre os resultados de C_l mostra-se mais perceptível do que em relação aos resultados de C_d . Variando $NIT = 1$

para $NIT = 10$, fica evidente que poucas interações já são suficientes para atingir a convergência dos resultados médios de C_l , mantendo-se praticamente constante a partir de $NIT = 30$. O C_d sofre uma discreta influência ao variar $NIT = 1$ para $NIT = 10$. A partir daí, mantém-se constante para toda faixa simulada. Observa-se que a divergência da evolução temporal de C_d para $NIT = 1$ em relação aos demais, apresentada na Fig. 4.5b, não foi refletida em sua média. Portanto, a convergência dos resultados médios não garante a convergência dos resultados transientes.

A norma L_2 da velocidade lagrangiana horizontal é apresentada em função da variação de NIT na Fig. 4.6b. A partir de $NIT = 10$, a norma L_2 decai até $NIT = 100$, quase linearmente. O aumento de NIT reflete na melhoria da imposição da condição de não deslizamento sobre a interface imersa. Portanto, a velocidade lagrangiana calculada em seu respectivo ponto lagrangiano tende à aproximar-se cada vez mais da velocidade imposta na fronteira do aerofólio, reduzindo a norma L_2 , conforme obtido.

No presente trabalho, do ponto de vista numérico, assim como o refinamento do domínio euleriano, conclui-se que o aumento NIT leva a soluções mais convergentes. Contudo, computacionalmente caras. Pela análise proposta, manteve-se $NIT = 50$ para as demais simulações realizadas. Para esse valor, conforme observado, os resultados obtidos (estatísticos e transientes) encontram-se independentes de NIT .

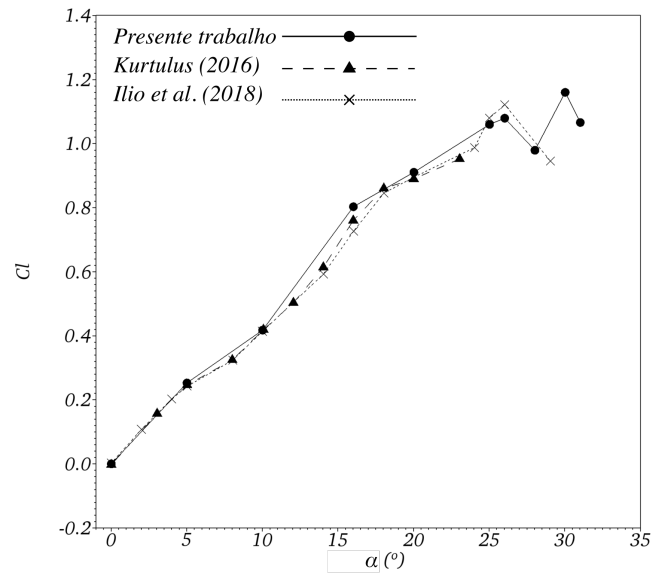
4.1.3 Influência do ângulo de ataque

Nesta seção avalia-se a influência do ângulo de ataque (α) nos coeficientes adimensionais do aerofólio e destaca-se os fenômenos fluidodinâmicos do escoamento pela análise dos campos de pressão, linhas de corrente de velocidade e campos de vorticidade. As simulações foram realizadas para a malha 2048×1024 e o número máximo de interações do Multi-Direct Forcing é $NIT = 50$. A média dos coeficientes é realizada no intervalo $t^* = [70 : 100]$, intervalo em que o escoamento já encontra-se em regime estatisticamente permanente.

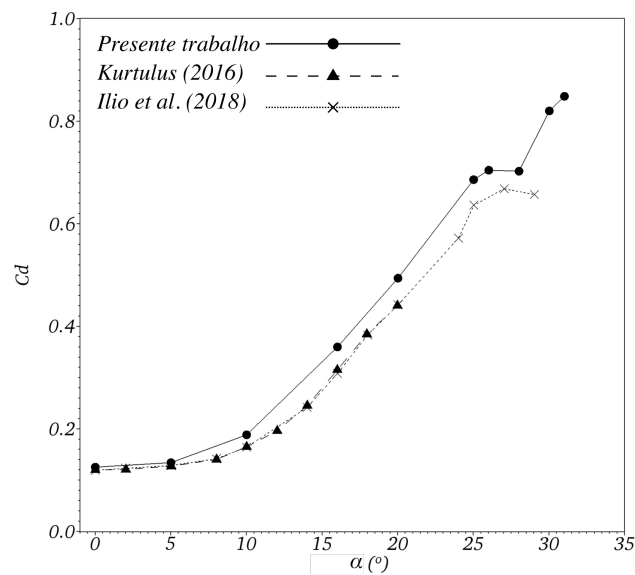
O aumento de C_l em função de α é mostrado na Fig. 4.7a. Observa-se uma boa concordância com os resultados apresentados por Ilio et al. (2018) e Kurtulus (2015). De forma geral, o aumento de C_l é devido à intensificação da região de baixa pressão na parte dianteira superior do aerofólio, a jusante do bordo de ataque, levando ao aumento da força de sustentação. Pela curva apresentada, é possível determinar a ocorrência do estol, fenômeno onde ocorre a queda acentuada da força de sustentação e o aumento drástico da força de arrasto. Nota-se, que o ângulo de estol ocorre para $\alpha = 28^\circ$. Liu et al. (2012) e Kurtulus (2015) previram a ocorrência do estol em $\alpha = 29^\circ$ e $\alpha = 26^\circ$, respectivamente.

No presente trabalho propõe-se a simulação de escoamentos com baixo número de Reynolds ($Re \leq 10^3$) e não há imposição direta de perturbações e ruídos na condição de contorno de entrada. Esses fatores dificultam a transição da camada limite laminar para

Figura 4.7: (a) Variação de C_l médio em função do ângulo de ataque (α). (b) Variação de C_d médio em função do ângulo de ataque (α).



(a)



(b)

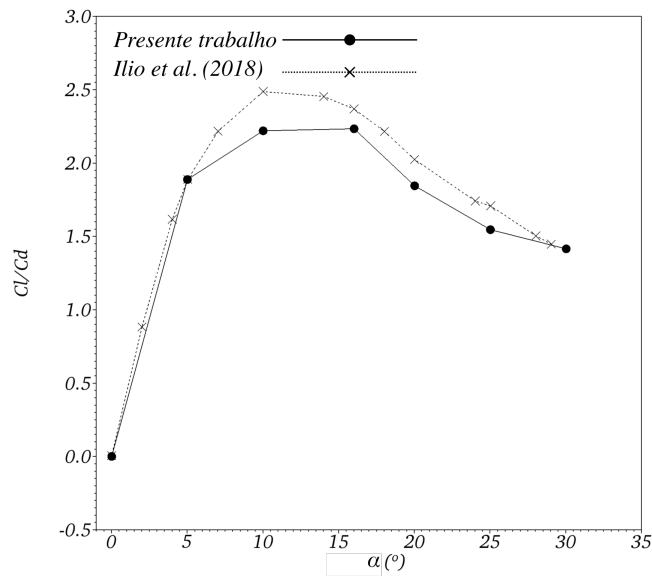
turbulenta sobre a superfície, o que leva, portanto, ao precoce descolamento do escoamento.

Sabe-se, no entanto, que o método da fronteira imersa quando associado ao método pseudo-espectral de Fourier, diminui a acurácia do método espectral. A metodologia IMERSPEC apresenta, portanto, erros numéricos e computacionais que intensificam-se com o aumento de α , conforme mostrado pelo gráfico da norma L_2 (vide Fig. 4.4). Esses erros, sobretudo os advindos da discretização espacial, tornam-se fontes de ruídos na

solução. Logo, uma das hipóteses que podem explicar a ocorrência do estol, em $\alpha = 28^\circ$, são erros numéricos advindos da própria metodologia, que tornam-se perturbações injetadas em um escoamento que já encontra-se instável, não-linear e complexo, devido à sua própria natureza.

Para $\alpha < 10^\circ$, a força de arrasto é principalmente composta pelos efeitos de fricção da camada limite, influenciando minimamente no aumento de C_d , conforme mostrado na Fig. 4.7b. À medida que α aumenta, há uma intensificação do gradiente adverso de pressão, a jusante do escoamento. Portanto, para $\alpha > 10^\circ$, o arrasto de pressão devido ao descolamento do escoamento da superfície torna-se dominante sobre o aerofólio, levando ao aumento significativo de C_d . Percebe-se que apesar da boa concordância, é para $\alpha > 10^\circ$ que fica perceptível um pequeno distanciamento de C_d em relação aos resultados de Ilio et al. (2018) e Kurtulus (2015). A separação do escoamento aumenta sua complexidade e exige da metodologia um maior esforço numérico para a representação do modelo físico.

Figura 4.8 – Eficiência do aerofólio C_l/C_d em função do ângulo de ataque α .



Observa-se um afastamento de C_l/C_d (eficiência aerodinâmica) dos resultados de referência para $\alpha > 10^\circ$, conforme apresentado na Fig. 4.8. Para $\alpha = 10^\circ$ há um crescimento da eficiência devido ao aumento da força de sustentação. Para ângulos maiores, apesar de ainda haver aumento de C_l (vide Fig. 4.7a), a força de arrasto aumenta sobremaneira, devido à intensificação do gradiente adverso de pressão. Há uma reversão na tendência de aumento de C_l/C_d . Pode-se afirmar que a eficiência máxima do aerofólio simulado ocorre entre $\alpha = 10^\circ$ e $\alpha = 15^\circ$. Operando nessa faixa, consegue-se o seu maior rendimento, promovendo a maximização da força de sustentação e a minimização a força de arrasto.

Os campos de pressões sobre a superfície do aerofólio e em suas regiões adjacentes para diferentes valores de α , em $t^* = 80$, são mostrados na Fig. 4.9.

Para $\alpha = 0^\circ$, Fig. 4.9a, há uma simetria na distribuição de pressão entre a superfície superior e inferior. O campo de pressão sobre a superfície superior é igual ao campo de pressão sobre a superfície inferior. Essa condição é esperada uma vez que trata-se de um aerofólio simétrico e com ângulo de ataque nulo. Matematicamente, o somatório líquido da distribuição de pressão promove uma força de sustentação F_L nula, conforme evidenciado no gráfico de $C_l \times \alpha$ da Fig. 4.7a.

A região de baixa pressão no extradorso, logo após o bordo de ataque, evolui e se intensifica quando aumenta-se α , conforme mostrado nas Figs. 4.9b, 4.9c e 4.9d. O escoamento é acelerado para contornar e manter-se colado à superfície do aerofólio, diminuindo a pressão, à medida que o ângulo de ataque é aumentado.

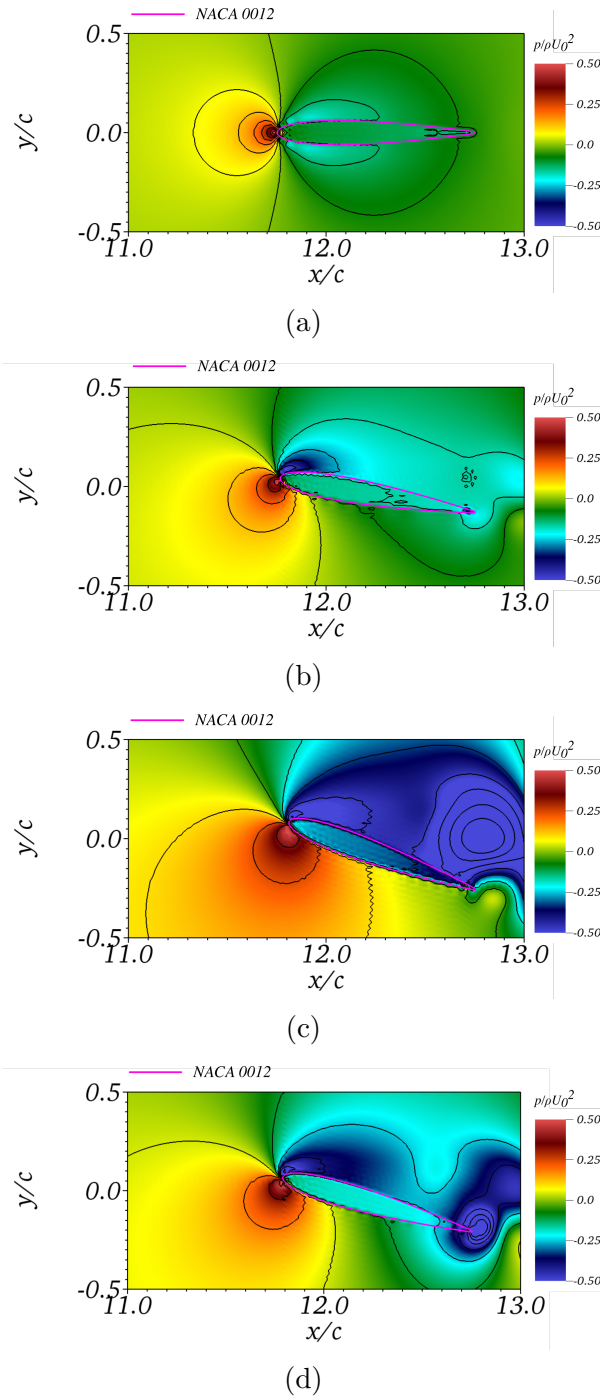
Promove-se, portanto, uma distribuição líquida de pressão ao redor do aerofólio, fisicamente responsável pelo surgimento da força de sustentação, no sentido ascendente. O aumento de α , desloca o ponto de separação do escoamento para próximo do bordo de ataque, fazendo com que a região de baixa de pressão ocupe um menor espaço sobre a superfície do aerofólio. Para todos os ângulos, mostrados na Fig. 4.9, uma região de alta pressão ocorre no ponto de estagnação. Apesar de evidenciar um intenso descolamento do escoamento devido o gradiente adverso de pressão, inclusive com a formação de grandes estruturas turbilhonares sobre a superfície, conforme mostrado na Fig. 4.9d, a distribuição líquida do campo de pressão, para altos ângulos de ataque, ainda foi suficiente para garantir o aumento da força de sustentação no aerofólio simulado.

Os campos médios da velocidade horizontal e as linhas de corrente, para diferentes valores de α , são apresentados nas Figs. 4.10 e 4.11. Para $\alpha = 0^\circ$ (Fig. 4.10a), observa-se o escoamento alinhado e não há formação de estruturas turbilhonares. Para $\alpha = 5^\circ$ (Fig. 4.10b), o escoamento apresenta a formação das primeiras recirculações sobre o extradorso do aerofólio, próximo ao bordo de fuga. Para esse ângulo, portanto, parte do escoamento já encontra-se descolado da superfície devido ao gradiente adverso de pressão.

Nas Figs. 4.10c, 4.11a, 4.11b e 4.11c, nota-se que o aumento do ângulo de ataque é responsável pelo deslocamento do ponto de separação do escoamento para próximo do bordo de ataque. Antecipa-se, portanto, o descolamento do escoamento e o enrolamento da camada cisalhante separada. A região de separação tende a ocupar boa parte do extradorso, com um aumento do tamanho característico das estruturas turbilhonares que se formam e são, posteriormente, advectadas a jusante.

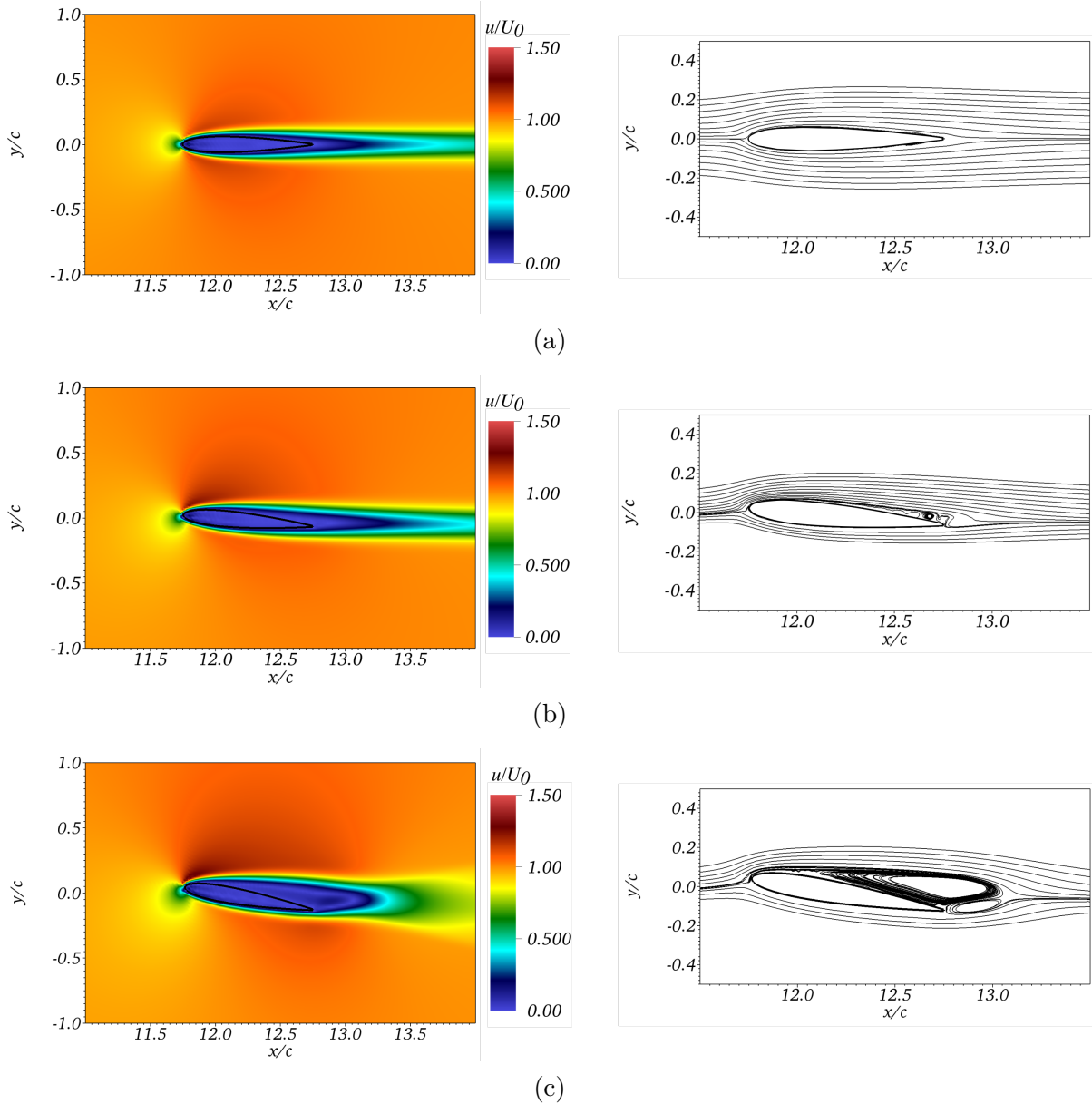
Pelas linhas de correntes, percebe-se que o descolamento do escoamento ocorre para pequenos ângulos de ataque ($> 5^\circ$) e torna-se intenso à medida que o ângulo é aumentando. Sob regime laminar, devido ao gradiente adverso de pressão, a camada limite do escoamento não apresenta tendência de recolamento. Contudo, de acordo com Wang et al. (2014), camadas limites turbulentas, possuem capacidade de vencer o gradiente adverso de pressão e portanto, recolam ao extradorso do aerofólio. No presente trabalho,

Figura 4.9: Isolinhas e campos de pressão $p^* = p/\rho U_0^2$, em $t^* = 80$, para: (a) $\alpha = 0^\circ$, (b) $\alpha = 10^\circ$, (c) $\alpha = 16^\circ$ e (d) $\alpha = 20^\circ$.



o baixo número de Reynolds e a ausência de ruído na condição de entrada impedem transição da camada limite de laminar para turbulenta. Além disso, apesar da metodologia IMERSPEC apresentar erros numéricos, que podem agir como perturbações ao escoamento, esses mostram-se insuficientes para promover a transição. Dessa forma, o escoamento se separa da superfície e não recola novamente. Esses fenômenos também foram observados por Alam et al. (2009) para escoamentos com $Re = 5300$, ou seja, da ordem de $\mathcal{O}(10^3)$.

Figura 4.10: Campos médios da velocidade horizontal e linhas de corrente para: (a) $\alpha = 0^\circ$, (b) $\alpha = 5^\circ$ e (c) $\alpha = 10^\circ$

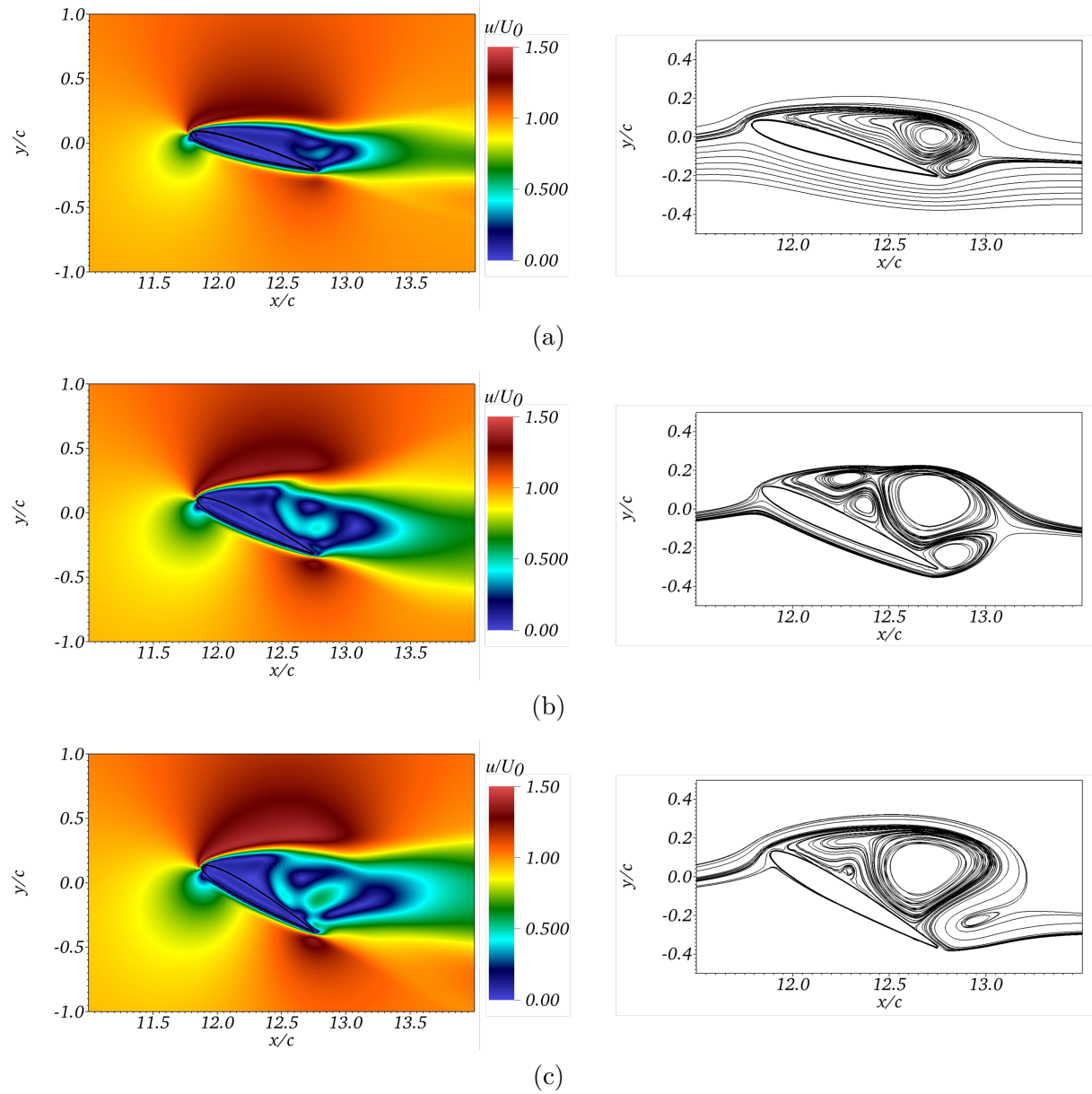


4.1.4 Formação das esteiras de estruturas turbilhonares

Propõe-se, no presente trabalho, verificar os diferentes modos de formação das esteiras, em função do ângulo de ataque do aerofólio. Para isso, avalia-se a influência do número de Strouhal, a distância longitudinal média entre as estruturas turbilhonares e os campos de vorticidade.

O número de Strouhal é um importante adimensional para análise de liberação de estruturas turbilhonares, formadas da interação do aerofólio com o escoamento, que por sua vez são despreendidos, a jusante, na região da esteira à uma dada frequência. Seu estudo é fundamental em problemas de ressonância, no qual frequências próximas à frequência natural do corpo estrutural podem ser responsáveis pelo colapso do mesmo. O número de

Figura 4.11: Campos médios da velocidade horizontal e linhas de corrente para: (a) $\alpha = 16^\circ$, (b) $\alpha = 25^\circ$ e (c) $\alpha = 30^\circ$



Strouhal é dado por,

$$St = \frac{f_r c}{U_0} \quad (4.2)$$

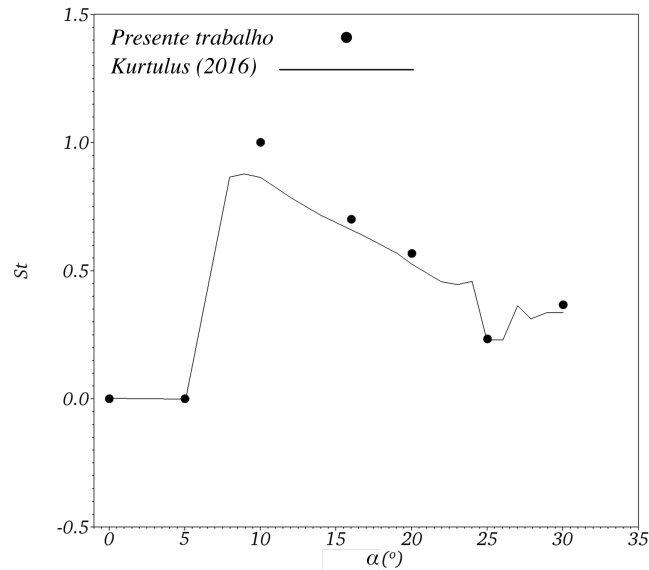
onde, f_r é a frequência de oscilação da máxima amplitude de C_l no domínio espectral.

A depender do ângulo de ataque e do número de Reynolds que o aerofólio está submetido, as estruturas turbilhonares são desprendidas com diferentes tamanhos característicos e em diferentes frequências, sobretudo quando o descolamento do escoamento se intensifica ou quando o número de Reynolds aumenta. Para determinar o número de Strouhal St , aplica-se a FFT sobre o sinal $C_l \times t^*$, em um dado intervalo de tempo,

levando-o ao domínio espectral. Dessa resposta, é possível obter o espectro de frequências de liberação das estruturas responsáveis pelas variações de amplitude de C_l . Desse espectro, seleciona-se f_r , a frequência responsável pela maior amplitude de C_l .

A partir do espectro de frequência de C_l , no intervalo de tempo $t^* = [70 : 100]$, obtém-se St para diferentes ângulos de ataque, apresentado na Fig. 4.12.

Figura 4.12 – Variação do número de Strouhal em função de α .

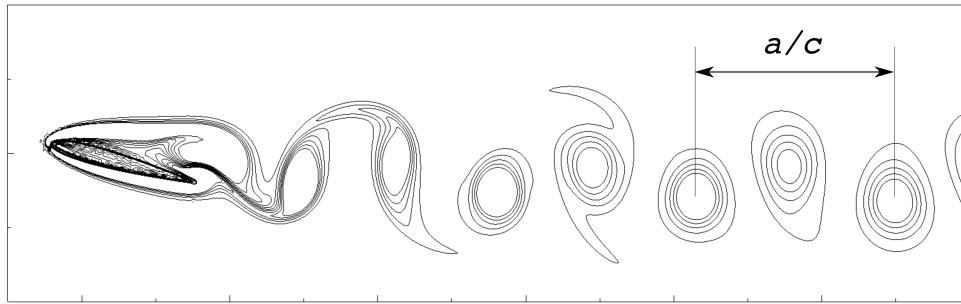


Os resultados mostrados na Fig. 4.12 estão em boa concordância com Kurtulus (2015). Observa-se que St é sensibilizado pela liberação de estruturas turbilhonares, a partir de $\alpha > 5^\circ$, imposto pela intensificação do descolamento do escoamento e formação das primeiras estruturas turbilhonares. Em $\alpha = 10^\circ$, há uma superestimativa de St em relação ao trabalho de referência. O aumento do ângulo de ataque leva ao decréscimo em St e a frequência de liberação das estruturas, responsáveis pela maior amplitude de C_l , é reduzida. Para $\alpha = 25^\circ$, ocorre uma profunda diminuição de St , seguida de uma suave recuperação para $\alpha = 30^\circ$, devido as instabilidades advindas do fenômeno de estol.

O espaçamento longitudinal médio entre estruturas turbilhonares (a/c) é representado na Fig. 4.13 e trata-se de um parâmetro usado para a classificação dos padrões de formação de uma esteira, advectada a jusante do aerofólio. No presente trabalho, os espaçamentos, adimensionalizados pela corda, são analisados para três ângulos de ataque, $\alpha = 10^\circ$, 16° e 20° em $t^* = 80$, instante de tempo em que a esteira se encontra completamente desenvolvida. A média é calculada tomando a soma das distâncias consecutivas entre estruturas (até a zona de saída do domínio euleriano), de mesmo sentido de rotação, dividido pelo número de distâncias contabilizadas.

Pelos dados apresentados na Tab. 4.3, pode-se comparar os espaçamentos a/c

Figura 4.13 – Isolinhas de vorticidade: representação do espaçamento longitudinal.



obtidos no presente trabalho em relação aos resultados de Kurtulus (2016). Uma boa concordância é observada, com uma diferença percentual média de 5%. Mostra-se que o aumento do ângulo de ataque é acompanhado pelo aumento do distanciamento longitudinal entre estruturas turbilhonares de mesmo sentido de rotação. À medida que o ângulo de ataque se intensifica, estruturas de maiores tamanhos característicos são advectadas sob menor frequência de liberação, conforme mostrado pelo número de Strouhal (vide Fig. 4.12). Aumenta-se o intervalo de desprendimento e, conseqüentemente, o espaçamento longitudinal a/c .

Tabela 4.3: Espaçamento longitudinal médio a/c para diferentes valores de α .

α	Presente trabalho	Kurtulus (2016)
10°	1,11	1,06
16°	1,28	1,22
20°	1,54	1,47

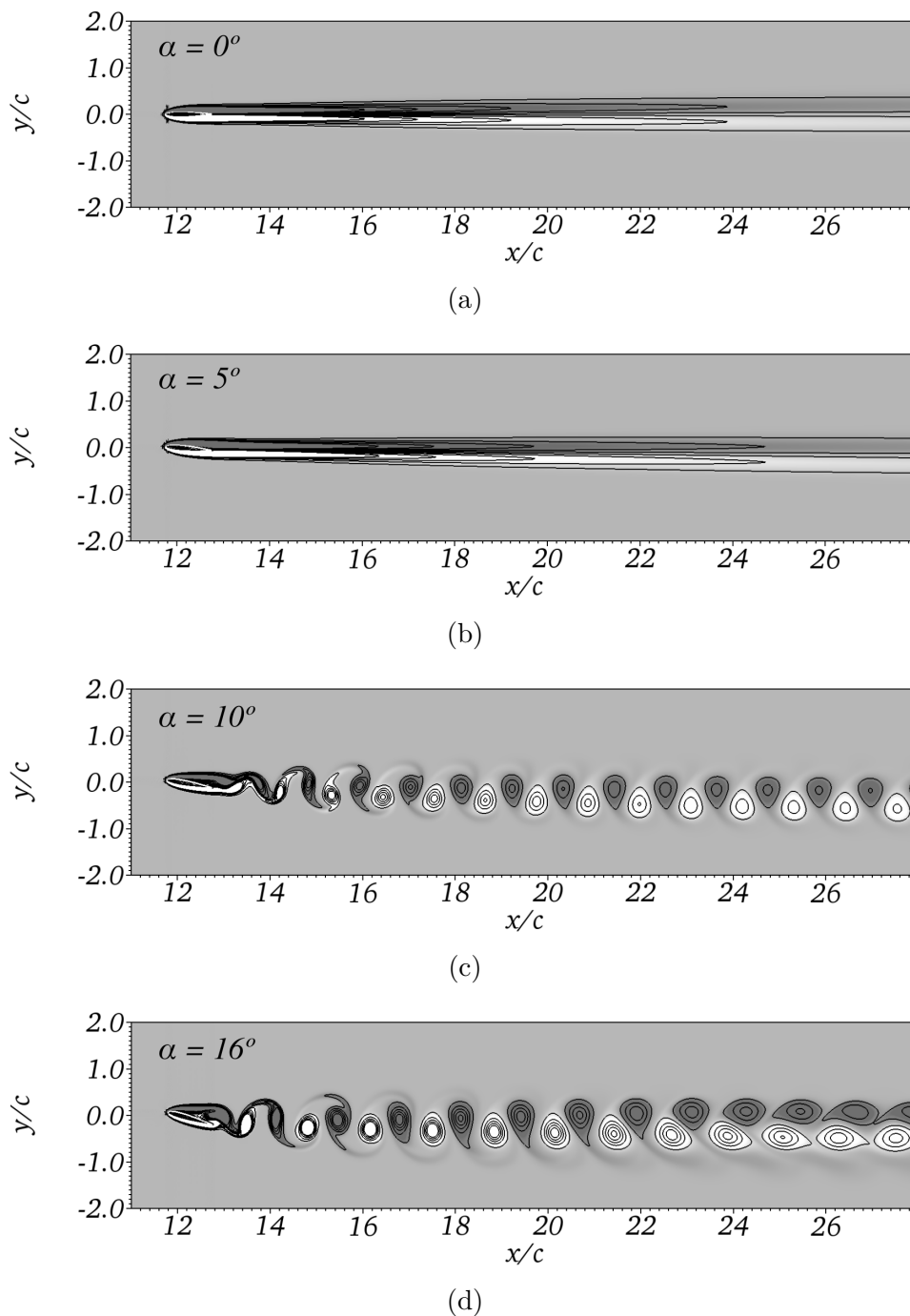
A análise do padrão das esteiras formadas para escoamentos sobre aerofólios simétricos, sob baixos números de Reynolds, é proposta no presente trabalho, usando a metodologia IMERSPEC, e nos trabalhos de Kurtulus (2016) e Meena, Taira e Asai (2017). Pelos campos de vorticidade instantâneos w_z , apresentados nas Figs. 4.14 e 4.15, é possível analisar o comportamento evolutivo desses padrões à medida que aumenta-se o ângulo de ataque.

Pelos campos de vorticidade para $\alpha = 0^\circ$ (Fig. 4.14a) e $\alpha = 5^\circ$ (Fig. 4.14b), percebe-se que o escoamento mantém-se colado em praticamente toda a superfície do aerofólio. Como resultado, obtém-se uma esteira alinhada, com ausência de recirculações. Para $\alpha = 10^\circ$ (Fig. 4.14c), $\alpha = 16^\circ$ (Fig. 4.14d) e $\alpha = 20^\circ$ (Fig. 4.15a) observa-se o desprendimento de um par de estruturas turbilhonares a partir do bordo de fuga, alternado, formando a esteira de von Kármán.

Para $\alpha = 25^\circ$ (Fig. 4.15b), tem-se um padrão de esteira formado por dois pares de estruturas alternadas, onde cada um dos pares, individualmente, forma uma esteira

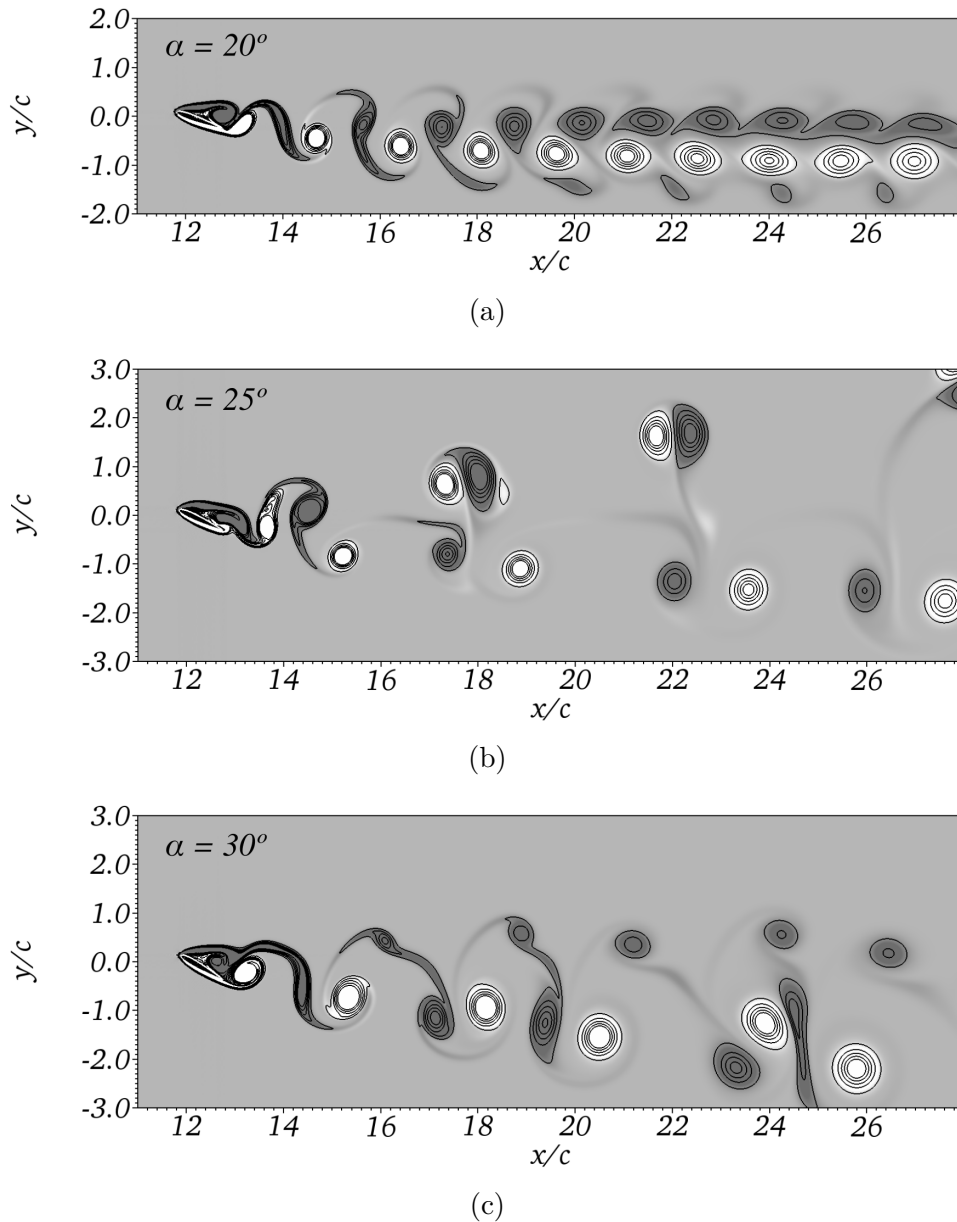
independente e com diferentes características a jusante do aerofólio. A primeira região da esteira é formada por um par de vórtices, submetido a um movimento ascendente vertical. Outro par de vórtice caminha uniformemente ao longo do domínio, determinando a segunda região. Trata-se de um padrão de esteira transitório e presente em uma curta faixa de ângulos de ataque. Isso evidencia a queda acentuada de St para $\alpha = 25^\circ$, evidenciando a aproximação do fenômeno de estol.

Figura 4.14: Campos de vorticidade instantâneos $-1 \leq w_z c / U_0 \leq 1$ sobre o aerofólio NACA 0012 para: (a) $\alpha = 0^\circ$, (b) $\alpha = 5^\circ$, (c) $\alpha = 10^\circ$ e (d) $\alpha = 16^\circ$



Nota-se que o aumento do ângulo de ataque é responsável pelo descolamento

Figura 4.15: Campos de vorticidade instantâneos $-1 \leq w_z c/U_0 \leq 1$ sobre o aerofólio NACA 0012 para: (a) $\alpha = 20^\circ$, (b) $\alpha = 25^\circ$ e (c) $\alpha = 30^\circ$



precoce do escoamento sem tendência de recolamento, deslocando o ponto de separação no sentido do bordo de ataque do aerofólio. Além disso, percebe-se pelos campos de vorticidade, que o enrolamento da camada cisalhante, separada da superfície, é deslocado a montante do aerofólio. O início do enrolamento é antecipado, no mesmo sentido, sobre o extradorso. Essas observações foram mostradas no trabalho de Wang et al. (2014) em escoamentos sobre aerofólios para $Re = 5,3 \times 10^3$ e mostram-se como justificativas para o comportamento ascendente de $C_l \times \alpha$ (Fig. 4.7a).

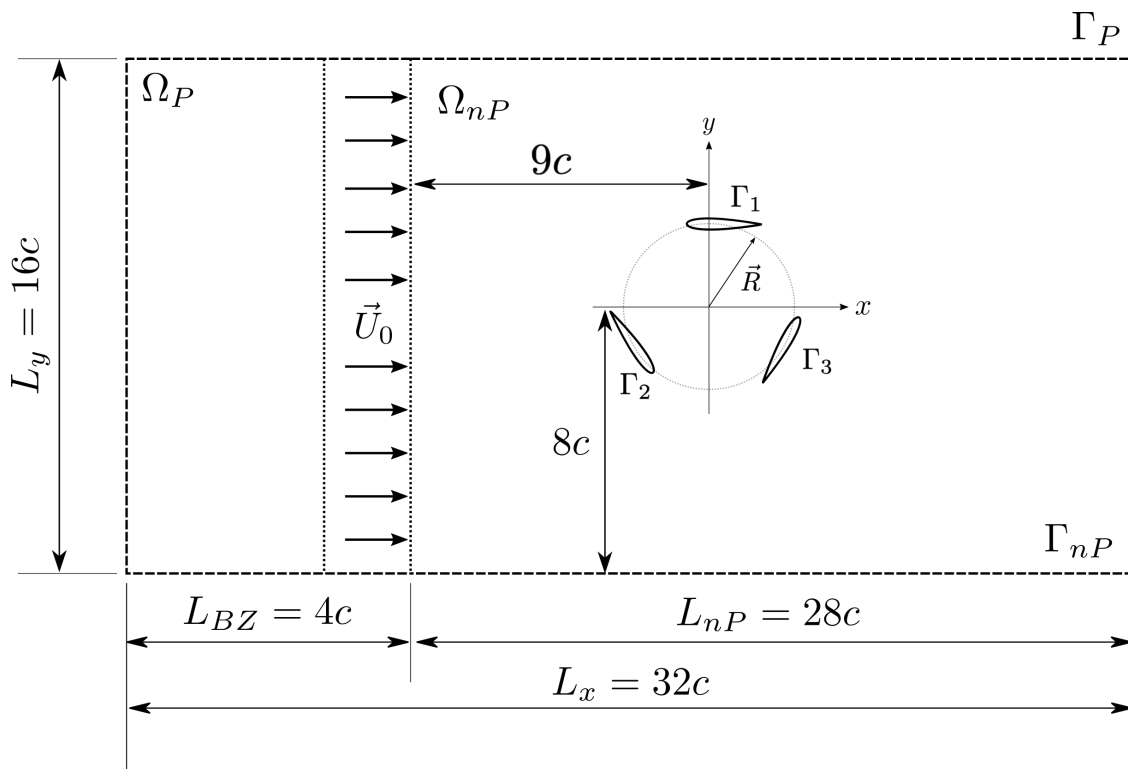
Os resultados apresentados nesta seção tratam-se da validação da metodologia IMERSPEC para problemas relacionados a escoamentos bidimensionais sobre aerofólios e, de forma geral, para as condições propostas, encontram-se dentro do esperado em

relação aos resultados da literatura. Agora, propõe-se um novo estudo de caso. Realiza-se a aplicação da metodologia em escoamentos sobre aerofólios sob a imposição de um movimento rotativo, simulando o rotor de turbinas de eixo vertical.

4.2 Escoamentos sobre turbinas de eixo vertical

No presente trabalho realizou-se a modelagem de escoamentos bidimensionais e incompressíveis, usando a metodologia IMERSPEC, sobre turbinas eólicas de eixo vertical, formadas por um rotor de uma e três pás. As pás são constituídas pelo aerofólio NACA 0015. As dimensões do domínio, adimensionalizadas pela corda do aerofólio, $c = 1,0 [m]$, são apresentadas na Fig. 4.16.

Figura 4.16: Domínio de cálculo para a solução de escoamentos sobre uma turbina de eixo vertical.



Observa-se, na Fig. 4.16, que o domínio físico é delimitado pela fronteira Γ_{nP} e nele há três fronteiras imersas, Γ_1 , Γ_2 e Γ_3 , formadas pelos pontos lagrangianos que compõe o aerofólio NACA 0015, onde cada aerofólio representa uma pá. Cada aerofólio é discretizado em $N_L = 300$ pontos lagrangianos. Juntas, essas fronteiras modelam, geometricamente, o rotor da turbina de raio $R = 2c$. Sob os pontos lagrangianos, é imposta a condição de contorno de não deslizamento, indiretamente, pelo termo $f_i(\vec{x}, t)$. Para isso, conforme mostrado nas seções 3.2 e 3.3, deve-se realizar o cálculo da velocidade tangencial sobre cada ponto, através das Eqs. 3.25 e 3.26.

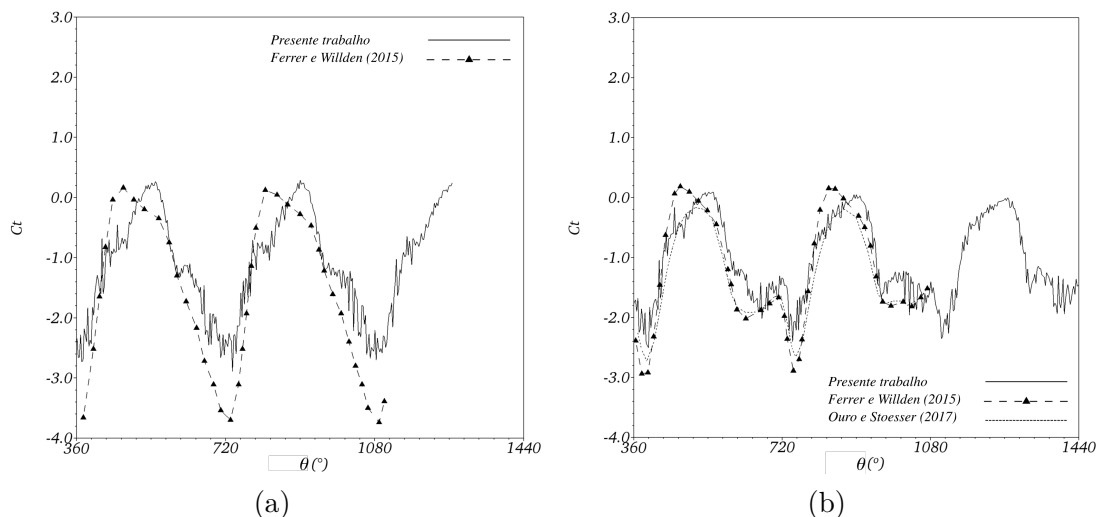
O domínio de cálculo (euleriano) é discretizado em $N_x = 2048 \times N_y = 1024$ pontos de colocação. No processo iterativo do *Multi-Direct Forcing*, o número máximo de interações para todas as simulações desta seção foi configurado em $NIT = 100$. Em relação ao incremento temporal Δt , definiu-se $CFL = 0,1$.

4.2.1 Influência do número de pás

A solidez, definida por Ferrer e Willden (2015) como $N_p c/R$, mostra-se um importante adimensional que caracteriza a geometria e a capacidade operacional dos rotores de turbinas de eixo vertical. Portanto, propõe-se, no presente trabalho, investigar a solidez em turbinas pela variação do número de pás, N_p . Configura-se rotores de uma pá ($N_p = 1$) e três pás ($N_p = 3$), mantendo o raio da turbina e a corda das pás constantes. Portanto, para uma pá, a solidez é igual a $1/2$ e para três pás, a solidez é igual a $3/2$.

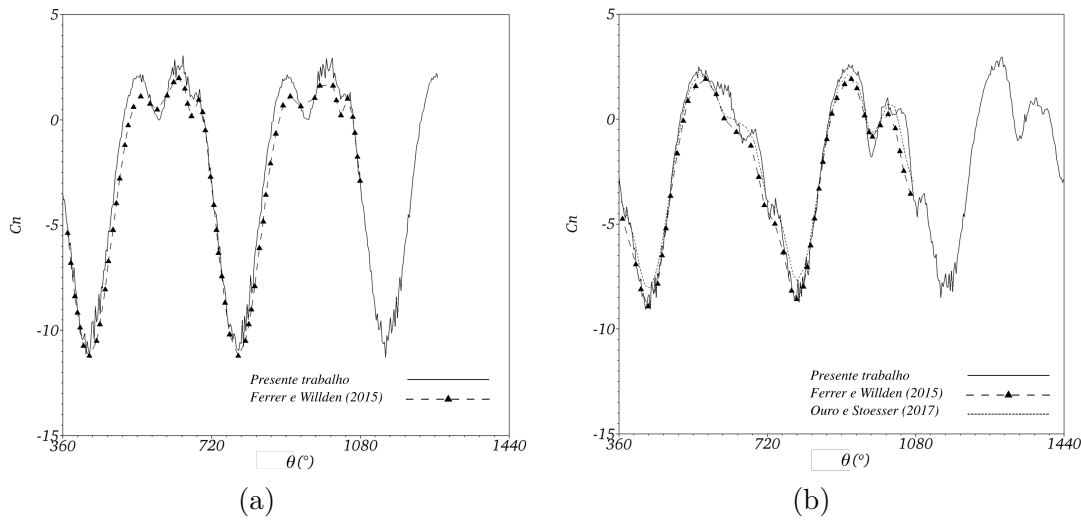
O número de Reynolds do escoamento é igual a $Re = 100$, conforme proposto nos trabalhos de Ferrer e Willden (2015) e Ouro e Stoesser (2017). Portanto, a turbina é sujeita a um escoamento laminar, com velocidade de corrente livre $U_0 = 0,50 [m/s]$, imposta indiretamente na zona de forçagem do domínio. A viscosidade cinemática do fluido é calculada por $\nu = U_0 c/Re$, dada em $[m^2/s]$. A massa específica do fluido é igual a $\rho = 1,00 [kg/m^3]$. As pás da turbina são submetidas à uma velocidade de rotação $\omega = 0,50 [rad/s]$. Assim, a razão de velocidade de ponta do rotor é igual a $\lambda = 2,0$.

Figura 4.17: Variação de C_t , em função da posição azimutal θ , em uma turbina vertical composta por (a) 1 pá e (b) 3 pás.



Nas Figs. 4.17 e 4.18, observa-se a variação do coeficiente de força tangencial C_t e normal C_n , respectivamente, à partir da segunda revolução, sobre uma única pá em turbinas de uma pá e três pás. Os resultados foram comparados com os trabalhos de Ferrer e Willden (2015) e Ouro e Stoesser (2017).

Figura 4.18: Variação de C_n , em função da posição azimutal θ , em uma turbina composta por (a) 1 pá e (b) 3 pás.



Os resultados de C_t e C_n apresentam boa concordância em relação aos trabalhos de referência. Ainda assim, uma discreta divergência de C_t em relação aos resultados de Ferrer e Willden (2015) é observada. Para as turbinas de uma e três pás, a magnitude de C_t mostra-se menor que a magnitude de C_n . Além disso, é visível uma maior sensibilidade de C_t em relação a C_n , sujeito a mais flutuações. As oscilações e a pequena amplitude de C_t em relação a C_n , evidenciam a importância da aplicação de metodologias numéricas com alta ordem de convergência para a solução de problemas dessa natureza. Pela metodologia IMERSPEC, é possível, portanto, capturar com bom nível de detalhe, as flutuações de C_t , suprimidas pelos resultados apresentados por Ferrer e Willden (2015) e Ouro e Stoesser (2017) e por vezes, dificilmente, sensibilizadas em experimentações materiais.

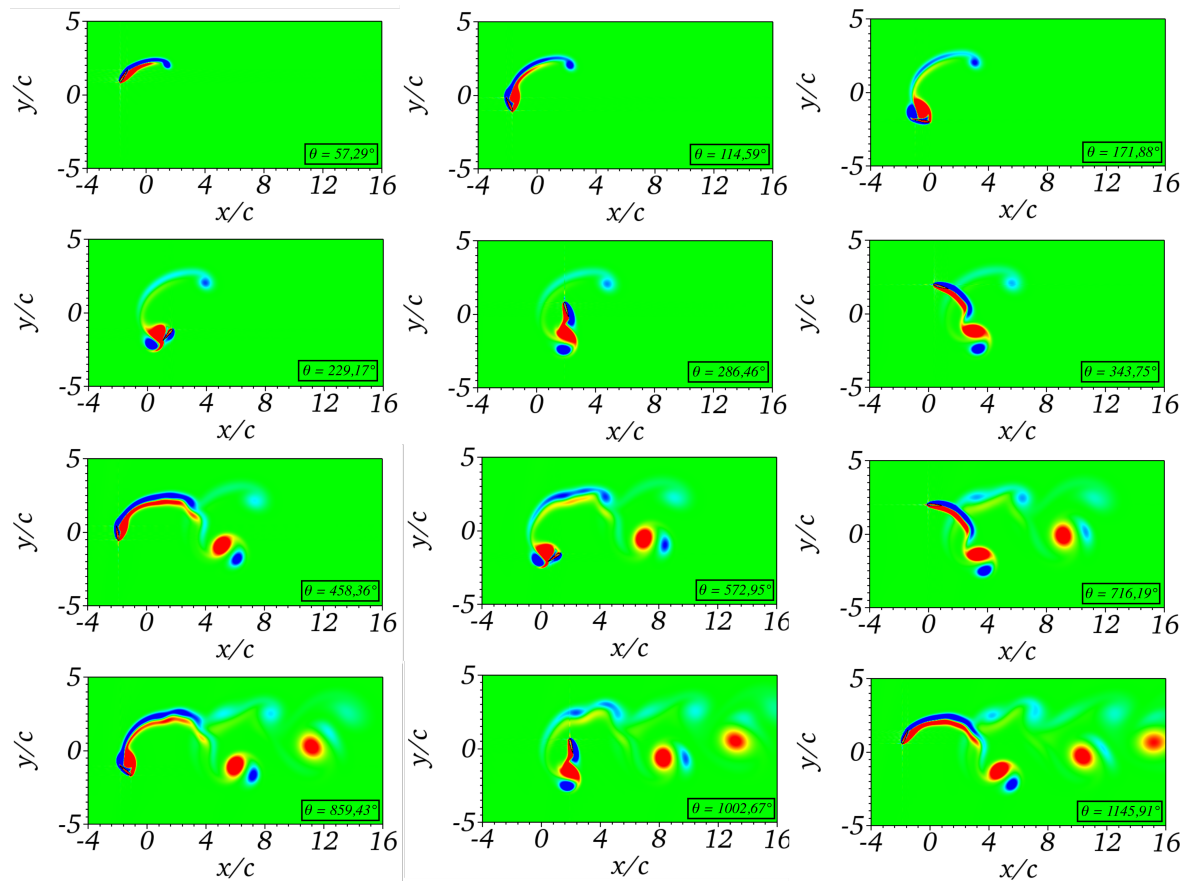
A mudança no número de pás leva à uma suave diminuição de C_t da turbina de menor para a turbina de maior solidez. Em relação a C_n , observa-se, também, uma redução no carregamento da força normal da turbina de uma pá para a turbina de três pás. A maior solidez da turbina resulta em uma maior resistência à passagem do escoamento, na região a montante ($360^\circ \leq \theta \leq 540^\circ$). De acordo com Ferrer e Willden (2015), a consequência é uma maior deflexão do escoamento ao incidir sobre as pás, levando a uma redução do ângulo de ataque (vide Eq. 2.6) e portanto, das forças. Além disso, a complexidade e a maior redução da velocidade do escoamento, na turbina de três pás, que torna-se perturbado devido à esteira advectada a jusante pela interação fluido-estrutura, também são fatores responsáveis pela redução dos carregamentos sobre as pás.

Na região a jusante ($540^\circ \leq \theta \leq 720^\circ$), visualiza-se um maior distanciamento dos resultados de C_t e C_n em relação aos resultados de referência, para ambas as configurações de turbina. Esse comportamento é devido aos efeitos de interação entre as pás e a região da esteira, que tornam-se intensos nessa porção do rotor. Nessa região, observa-se ainda,

que C_t está sujeito a maiores oscilações. Essas variações são provocadas por uma mudança no campo de pressão ao redor das pás, que intensifica-se pela liberação de estruturas turbilhonares advindas do descolamento do escoamento das superfícies das pás, a montante, e que são advectadas para o centro do rotor. Na região a montante ($360^\circ \leq \theta \leq 540^\circ$) esses efeitos são pouco intensos sobre as pás, garantindo uma melhor convergência dos resultados nessa porção.

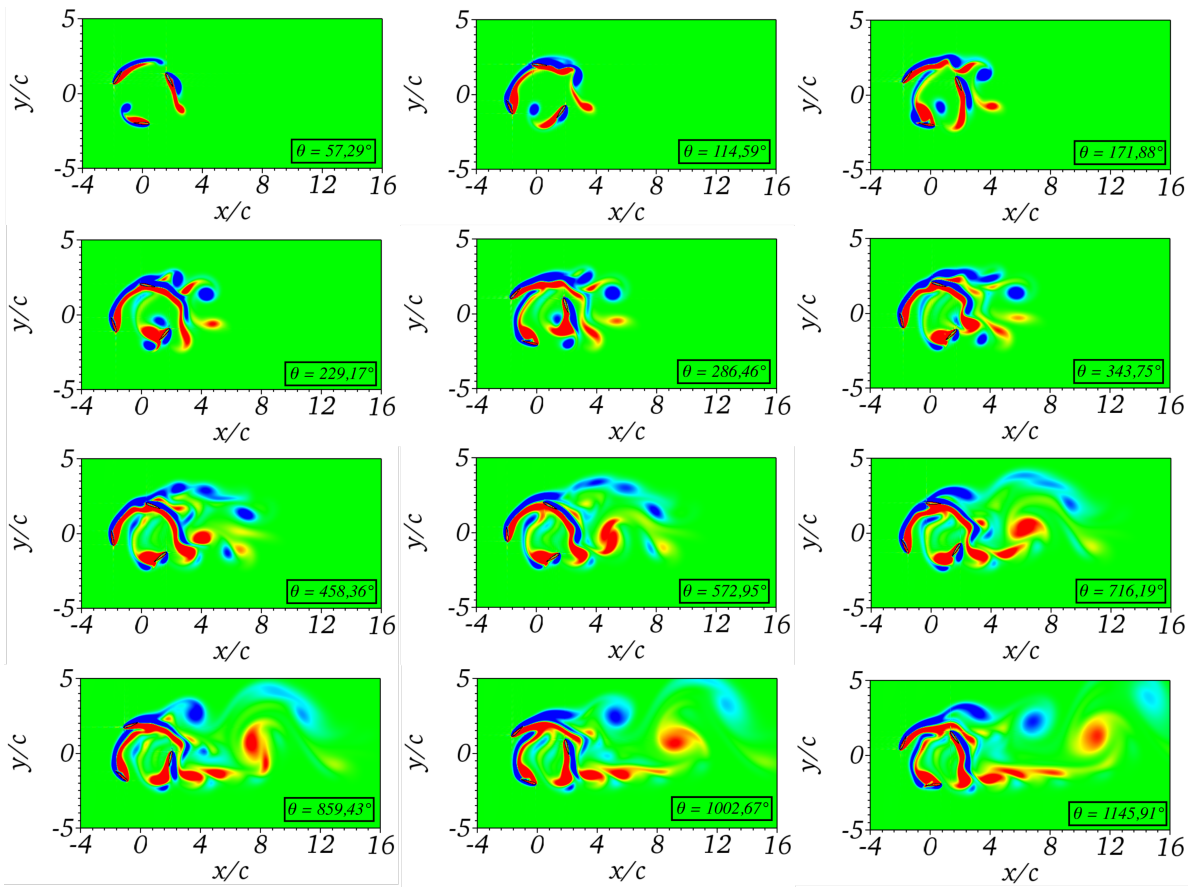
A evolução temporal dos campos de vorticidade do escoamento é apresentada nas Figs. 4.19 e 4.20 sobre a turbina de uma e três pás, respectivamente. Nota-se que, quando aumentado o número de pás da turbina, há um aumento na quantidade de estruturas turbilhonares e em seus tamanhos característicos, resultado das interações não-lineares que intensificam-se pelo descolamento do escoamento.

Figura 4.19: Evolução temporal dos campos de vorticidade $-2 \leq w_z c/U_0 \leq 2$ para turbina de uma pá.



Pelos campos de vorticidade apresentados, há evidência do estol dinâmico presente tanto na turbina de menor solidez quanto na turbina de maior solidez que ocorre sobretudo, devido ao baixo número de Reynolds do escoamento. A principal característica do estol dinâmico é a intensificação do descolamento, promovida, neste caso, pela baixa quantidade de movimento linear. As estruturas turbilhonares formadas pela separação do escoamento

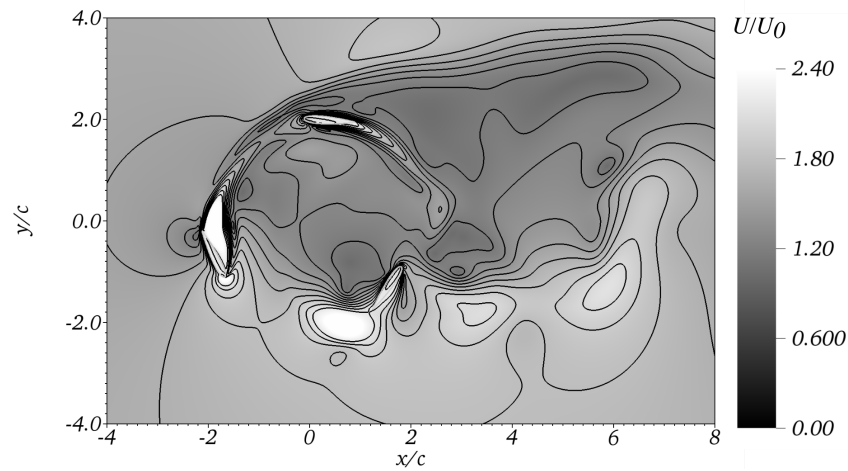
Figura 4.20: Evolução temporal dos campos de vorticidade $-2 \leq w_z c/U_0 \leq 2$ para turbina de três pás.



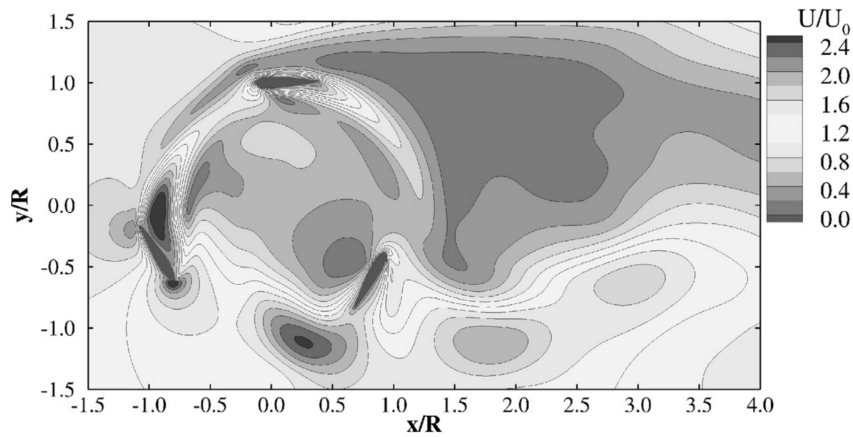
são advectadas para o centro do rotor e, durante a rotação da turbina interagem, simultaneamente, com as pás e com outras estruturas turbilhonares. Conforme observado na Fig. 4.20, esse fenômeno torna-se mais intenso na turbina com três pás, levando à formação de uma esteira altamente não-linear e complexa.

As isolinhas do campo de velocidade absoluta sobre o rotor da turbina de três pás, em $\theta = 720^\circ$, representadas na Fig. 4.21a, mostram-se em boa concordância com o campo de velocidade apresentado por Ouro e Stoesser (2017) (Fig. 4.21b), sob as mesmas condições de simulação. Observa-se uma região de baixa velocidade, formada a jusante do escoamento, na parte posterior do rotor da turbina, devido à advecção de estruturas turbilhonares. A esteira formada pelo escoamento descolado, atrás de todas pás, apresenta alta velocidade. Além disso, fica evidente que a porção do rotor situada em $(90^\circ < \theta < 270^\circ)$ apresenta um escoamento de alta velocidade. Enquanto que a porção $(270^\circ < \theta < 90^\circ)$ apresenta um escoamento de baixa velocidade.

Figura 4.21: Isolinhas do campo de velocidade absoluta sobre a turbina de três pás, em $\theta = 720^\circ$. (a) Presente trabalho. (b) Ouro e Stoesser (2017).



(a)



(b)

4.2.2 Influência do número de Reynolds

Para investigar a influência do número de Reynolds em escoamentos sobre turbinas de eixo vertical, propõe-se a simulação de uma turbina, com raio igual a $R = 2c$, composta por uma única pá, para $Re = 100, 200, 500$ e 1000 . A velocidade de corrente livre do escoamento é igual a $U_0 = 1,00$ [m/s]. A pá da turbina é submetida à uma velocidade de rotação $\omega = 0,50$ [rad/s]. Assim, a razão de velocidade de ponta do rotor é igual a $\lambda = 1,0$.

Os gráficos dos coeficientes de força tangencial C_t e força normal C_n , em função da posição azimutal da pá (θ), são mostrados nas Figs. 4.22 e 4.23, respectivamente, para os números de Reynolds simulados.

Analisando os resultados apresentados nas Figs. 4.22 e 4.23, observa-se que o aumento de $Re = 200$ para 500 promove maiores forças aplicadas sobre a pá da turbina. Esse acréscimo pode ser justificado pela capacidade do escoamento em manter-se, por mais

Figura 4.22: Variação de C_t , em função da posição azimutal θ , em uma turbina de uma pá para (a) $Re = 100$ e 200 e (b) $Re = 500$ e 1000

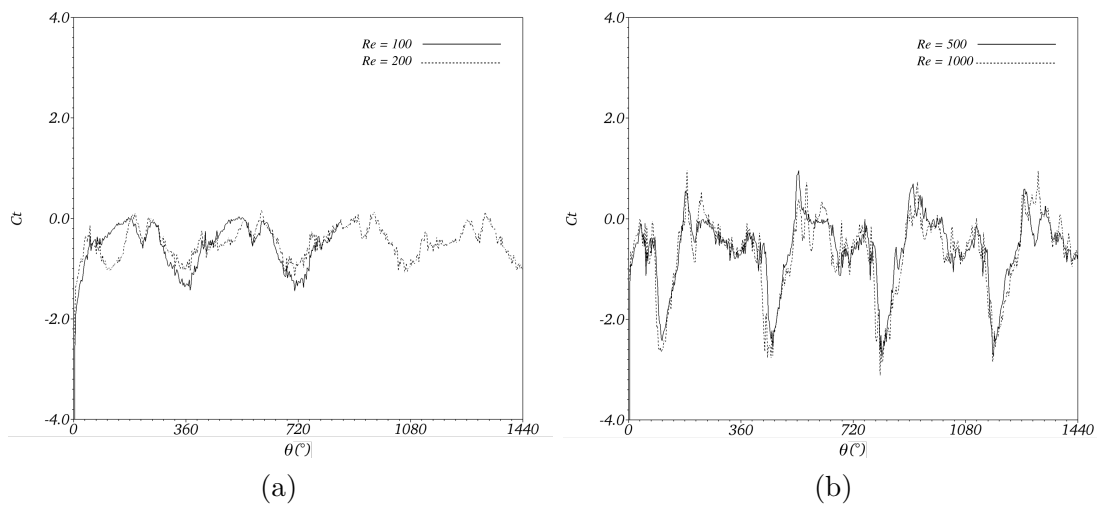
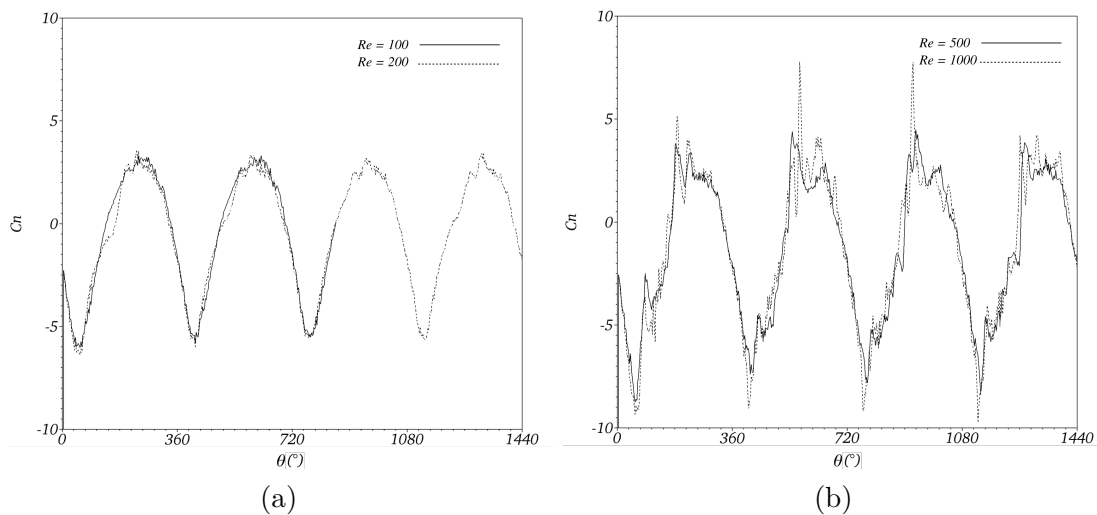


Figura 4.23: Variação de C_n , em função da posição azimutal θ , em uma turbina de uma pá para (a) $Re = 100$ e 200 e (b) $Re = 500$ e 1000



tempo, colado à superfície da pá à medida que Re é aumentado. A partir de $Re = 500$, verifica-se pouca influência do número de Reynolds sobre os coeficientes C_t e C_n .

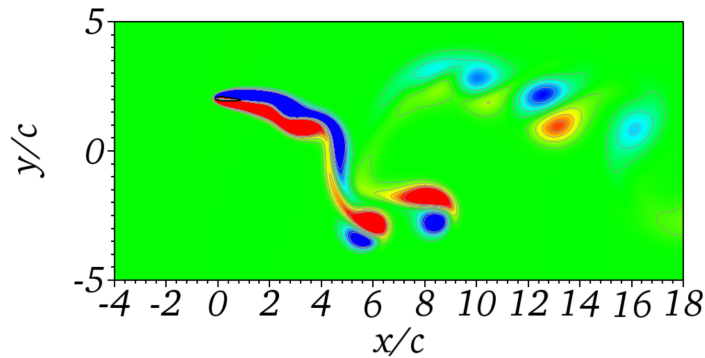
O aumento no número de Reynolds mostra-se responsável por um aumento na variabilidade e nas oscilações presentes nos coeficientes apresentados.

Isso ocorre da interação fluido-estrutura entre a pá e as estruturas turbilhonares. Para números de Reynolds mais altos, formam-se estruturas com menores tamanhos característicos. Suas interações com as pás de uma turbina são responsáveis pelo aumento da sensibilidade de C_t e C_n . Para $Re = 100$ e 200 , observa-se uma suavidade no comportamento dos coeficientes, drasticamente diminuída em $Re = 500$ e 1000 . Essa transição deve-se ao aumento das interações não-lineares do escoamento, que tornam-se mais intensas nessas

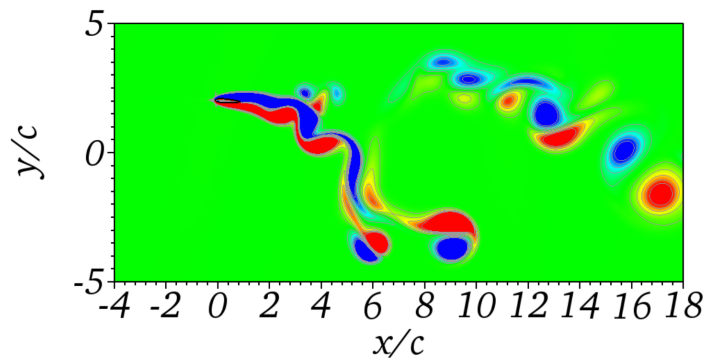
condições.

A faixa de número de Reynolds analisada no presente trabalho do escoamento inviabiliza a promoção de valores médios positivos de C_t , fator impeditivo à capacidade da turbina simulada de transformar a energia cinética do escoamento em potência mecânica.

Figura 4.24: Campos de vorticidade instantâneos $-1 \leq w_z c/U_0 \leq 1$ sobre uma turbina de eixo vertical para (a) $Re = 100$ e (b) $Re = 200$.



(a)

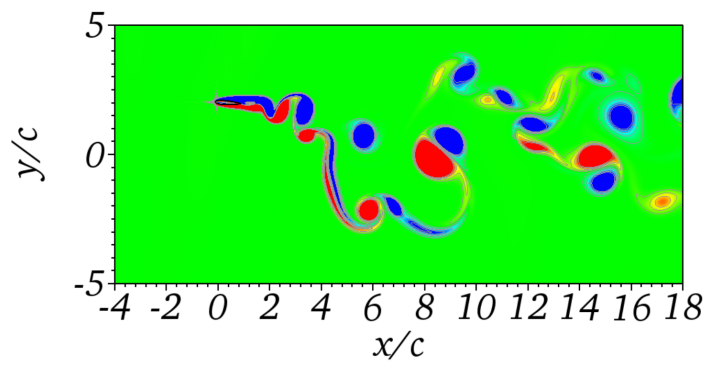


(b)

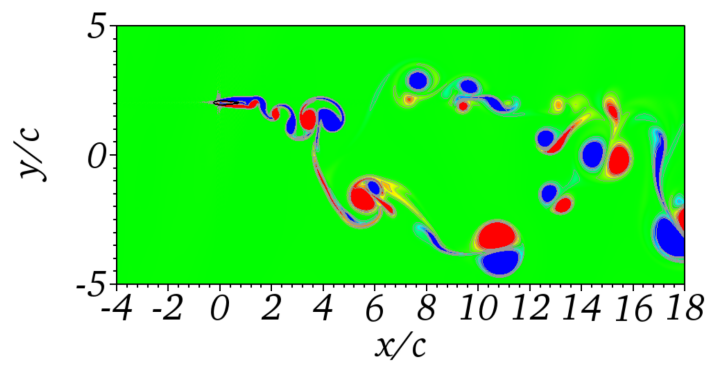
Nas Figs. 4.24 e 4.25 propõem-se a variação dos campos de vorticidade para diferentes números de Reynolds, em $\theta = 720^\circ$.

As esteiras, formadas a jusante da pá, apresentam um achatamento (menos espessa), indicando que, à medida que Re aumenta, o escoamento se mostra mais colado a superfície da pá. O aumento do número de graus de liberdade do escoamento, devido ao aumento do número de Reynolds, justifica a presença de um maior número de estruturas turbilhonares com menores tamanhos característicos. Nota-se a intensificação da complexidade do escoamento e da sua não-linearidade. Além disso, observa-se que o enrolamento da esteira, formada pelo descolamento do escoamento da superfície da pá, é antecipada pelo aumento de Re , indicativo que efeitos viscosos tornam-se menos dominantes que os efeitos não-lineares (intensificação dos gradientes de velocidade).

Figura 4.25: Campos de vorticidade instantâneos $-1 \leq w_z c/U_0 \leq 1$ sobre uma turbina de eixo vertical para (a) $Re = 500$ e (b) $Re = 1000$.



(a)



(b)

5 CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS

5.1 Conclusões

A presente dissertação teve como objetivo investigar a aplicabilidade da metodologia IMERSPEC para a solução de problemas fluidodinâmicos, bidimensionais, em aerofólios e em pás de turbinas de eixo vertical, sob movimento rotativo.

Validou-se a metodologia IMERSPEC, partindo-se da modelagem de escoamentos sobre um aerofólio NACA 0012. O refinamento de malha, do domínio de cálculo (euleriano), é realizado para verificar a independência da metodologia em relação à discretização espacial no problema proposto. Os adimensionais analisados, coeficientes de sustentação C_l e arrasto C_d , apresentam uma boa concordância com os resultados de referência para a malha 2048×1024 . Observa-se que a ordem de convergência espacial mostra-se sensível ao aumento do ângulo de ataque, devido aos fenômenos físicos associados ao descolamento do escoamento. A convergência do coeficiente C_l mostra-se indefinida ao aumentar o nível de discretização espacial para malhas até 2048×1024 , sendo necessário uma malha mais refinada (4096×2048) para garantir a convergência em relação aos resultados da literatura.

A análise da variação de NIT , usado no procedimento iterativo da Múltipla Imposição da Força (MDF), revela que poucas interações já são suficientes para garantir a convergência dos resultados médios e transientes de C_d e C_l em relação aos resultados de referência. A análise da norma L_2 da velocidade lagrangiana evidencia um decaimento linear à medida que aumenta-se NIT . Indica-se, conforme esperado, que o aumento de NIT reflete em uma maior precisão na imposição da condição de contorno de não deslizamento.

Em relação à análise da influência do ângulo de ataque, entre $\alpha = 0^\circ$ e $\alpha = 30^\circ$, em escoamentos sobre aerofólios, o presente trabalho mostra bons níveis de concordância em relação aos trabalhos de referência. O coeficiente de arrasto C_d apresenta um distanciamento em relação aos trabalhos de Kurtulus (2015) e Ilio et al. (2018), para ângulos maiores que $\alpha = 10^\circ$. O ângulo de estol foi estimado em $\alpha = 28^\circ$.

A visualização dos campos de velocidade e de pressão para diferentes ângulos de ataque retratam com confiabilidade os fenômenos físicos esperados. Pela análise dos campos de velocidade e pelas linhas de corrente é possível estimar as regiões sobre o aerofólio onde a camada limite já havia sido destruída pelo descolamento do escoamento, bem como a formação e o tamanho característico das estruturas turbilhonares, advectadas ao longo da esteira.

A variação do número de Strouhal (St) em função do ângulo de ataque apresenta-se dentro do esperado. A partir de $\alpha = 10^\circ$, observa-se um decaimento de St , diminuindo a

frequência de liberação das estruturas turbilhonares responsáveis pela maior amplitude de C_l . Esse comportamento justifica-se pelos gradientes de pressão, que tornam-se adversos e mais intensos, levando à separação do escoamento e ao aumento da sua complexidade. Esse fenômeno também é responsável pela modificação do comportamento dos padrões de esteira. Esses padrões apresentam-se dentro da classificação proposta pelos trabalhos Kurtulus (2016). Em relação aos espaçamentos longitudinais, entre estruturas de mesmo sentido de rotação, conclui-se pelos resultados apresentados que, de $\alpha = 10^\circ$ até $\alpha = 20^\circ$, há um aumento do período de liberação e um crescimento do espaçamento entre as mesmas, à medida que o ângulo de ataque aumenta.

O procedimento de validação da metodologia IMERSPEC trata-se da primeira etapa do presente trabalho. A segunda etapa consistiu na investigação da aplicabilidade e potencialidade da metodologia, na busca por soluções acuradas em problemas que envolvem a modelagem de escoamentos bidimensionais sobre pás de turbinas de eixo vertical, agora sob a imposição de um movimento rotativo.

A relevância do presente trabalho é baseada na necessidade de um modelo matemático que, associado à metodologia IMERSPEC, simule o movimento rotativo das pás de uma turbina vertical. O procedimento foi realizado, conforme relatado na seção 3.3, partindo-se de duas etapas: a atualização do domínio lagrangiano e o cálculo da velocidade tangencial imposta sobre o domínio, em função da velocidade de rotação da turbina, a cada passo de tempo. Esse algoritmo, conforme apresentado, já encontra-se implementado na plataforma computacional, juntamente com o procedimento de cálculo para obtenção dos parâmetros e coeficientes adimensionais da turbina.

Para escoamentos sob baixos números de Reynolds, $Re = 100$, os resultados da modelagem de escoamentos sobre turbinas de uma e três pás, tais como, os coeficientes de força tangencial e força normal, bem como, a visualização qualitativa do escoamento pelos campos de velocidade e vorticidade, mostram-se dentro do esperado em relação à outras metodologias numéricas. A variação do número de Reynolds, entre $Re = 100$ e 1000 , indica que o aumento desse parâmetro é responsável pela intensificação das oscilações nos coeficientes apresentados, bem como a complexidade do escoamento analisado, que vai tornando-se altamente não-linear. De forma geral, observa-se que a comunicação entre a metodologia IMERSPEC e a modelagem de movimentação rotativa das pás está satisfeita e a metodologia trata-se, portanto, de uma potencial e promissora técnica para a solução de problemas dessa natureza.

5.2 Trabalhos futuros

O objetivo principal do presente trabalho é mostrar a potencialidade da metodologia IMERSPEC na modelagem de escoamentos bidimensionais sobre geometrias móveis,

especificamente pás de turbinas verticais sob imposição de rotação em torno de um eixo fixo. Para isso, foi proposto inicialmente, o desenvolvimento e a implementação de uma sub-rotina específica, que associada à metodologia IMERSPEC, permite a modelagem do movimento das pás. Para baixos números de Reynolds, os escoamentos modelados apresentam resultados confiáveis e acurados.

Contudo, investigações mais detalhadas devem ser realizadas para estimar a acurácia da metodologia para escoamentos sob altos números de Reynolds. A implementação de escoamentos tridimensionais e modelos de fechamento de turbulência são opções a serem implementadas, que não estão disponíveis na versão proposta pela metodologia IMERSPEC. Além disso, o uso e o desenvolvimento de métodos de refinamento adaptativo são opções a serem investigadas, podendo ser implementada para testes e obtenção de resultados futuros.

Ainda restam caminhos a serem seguidos. Esses caminhos são fundamentais para avaliar a capacidade da metodologia IMERSPEC, suas vantagens e limitações. Para isso, propõem-se algumas sugestões que dão prosseguimento ao presente trabalho, dentre as quais destacam-se:

- Avaliar a influência do aumento do número de Reynolds em escoamentos sobre pás de turbinas verticais, verificando o limite do programa computacional para a solução desses problemas. Além da implementação de modelos de fechamento de turbulência e modelagem tridimensional;
- Otimizar a forma do aerofólio que compõe as pás de turbinas de eixo vertical, avaliando sua influência no desempenho dessas máquinas;
- Otimizar o ângulo de ataque da pá a partir do ângulo de *pitch*;

A continuidade da presente dissertação tem como objetivo entregar à comunidade científica e à sociedade, análises e resultados que permitem estendê-los para: estudos mais avançados sobre a aplicação da metodologia IMERSPEC em escoamentos sobre turbinas de eixo vertical, sobretudo, submetidos à velocidades mais altas, estudos de eficiência energética e processos de otimização que garantam melhor desempenho e controle operacional de turbinas de eixo vertical.

REFERÊNCIAS

- AHMED, R. et al. Aerodynamics and flight mechanics of MAV based on Coanda effect. *Aerospace Science and Technology*, 2016.
- ALAM, M. M. et al. The ultra-low Reynolds number airfoil wake. *Experiments in Fluids*, v. 48, p. 81–103, 2009.
- ALLAMPALLI, V. et al. High-accuracy large-step explicit Runge-Kutta (HALE-RK) schemes for computational aeroacoustics. *Journal of Computational Physics*, v. 228, n. 3837-3850, 2009.
- ANDERSON, J. J. D. *Fundamentals of aerodynamics*. 6. ed. New York: McGraw-Hill Education, 2017.
- BERTRAM, A. *Data-driven variable-fidelity reduced order modeling for efficient vehicle shape*. Dissertação (Mestrado) — Technische Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig, 2018.
- BETZ, A. *Introduction to the Theory of Flow Machines*. 1. ed. London: Pergamon Press, 1966.
- BRIGGS, W. L.; HENSON, V. E. *The DFT: An Owners' Manual for the Discrete Fourier Transform*. Philadelphia: SIAM, 1995.
- CANUTO, C. et al. *Spectral Methods: Fundamentals in Single Domains*. Germany: Springer-Verlag, 2006.
- CASTELLI, M. R.; ENGLARO, A.; BENINI, E. The Darrieus wind turbine: proposal for a new performance prediction model based on CFD. *Energy*, v. 36, p. 4919–4934, 2011.
- CELIK, Y. et al. Aerodynamic investigation of the start-up process of H-type vertical axis wind turbines using CFD. *Journal Of Wind Engineering And Industrial Aerodynamics*, v. 204, p. 1–19, 2020.
- COOLEY, J. W.; TUKEY, J. W. An algorithm for the machine calculation of complex fourier series. *Mathematics of Computation*, v. 19, p. 215–234, 1965.
- ELKHOURY, M.; KIWATA, T.; AOUN, E. Experimental and numerical investigation of a three-dimensional vertical-axis wind turbine with variable-pitch. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, v. 139, p. 111–123, 2015.
- FERREIRA, C. J. S. *The near wake of the VAWT 2D and 3D views of the VAWT aerodynamics*. Tese (Doutorado) — Delft University of Technology, Países Baixos, 2009.
- FERREIRA, C. J. S. et al. Simulating dynamic stall in a two-dimensional vertical-axis wind turbine: verification and validation with particle image velocimetry data. *Wind Energy*, v. 13, p. 1–13, 2010.
- FERRER, E.; WILLDEN, R. Blade–wake interactions in cross-flow turbines. *International Journal Of Marine Energy*, v. 11, p. 71–83, 2015.

FOX, R. W.; PRITCHARD, P. J.; MCDONALD, A. T. *Introdução a mecânica dos fluidos*. 8. ed. Rio de Janeiro: LTC, 2014.

GOUDE, A. *Fluid Mechanics of Vertical Axis Turbines: Simulations and Model Development*. Dissertação (Mestrado) — Uppsala Universitet, Sweden, 2012.

HANSEN, J.; MAHAK, M.; TZANAKIS, I. Numerical modelling and optimization of vertical axis wind turbine pairs: a scale up approach. *Renewable Energy*, v. 171, p. 1371–1381, 2021.

HAU, N. R. *Unsteady Aerodynamics of Vertical Axis Wind Turbines*. Tese (Doutorado) — The University of Sheffield, Janeiro 2021.

HETYEI, C.; MOLNAR, I.; SZLIVKA, F. Comparing different CFD software with NACA 2412 airfoil. *Progress in Agricultural Engineering Sciences*, v. 16, p. 25–40, 2020.

HOWELL, R. et al. Wind tunnel and numerical study of a small vertical axis wind turbine. *Renewable Energy*, v. 35, p. 412–422, 2010.

ILIO, G. D. et al. Fluid flow around NACA 0012 airfoil at low-Reynolds numbers with hybrid lattice Boltzmann method. *Computers and Fluids*, v. 166, p. 200–208, 2018.

KIRKE, B. K. *Evaluation of self-starting vertical axis wind turbines for stand-alone applications*. Tese (Doutorado) — Griffith University, Logan, 1998.

KOUSER, T. et al. Direct Numerical Simulations on the three-dimensional wake transition of flows over NACA0012 airfoil at $Re = 1000$. *International Journal of Micro Air Vehicles*, v. 13, 2021.

KURTULUS, D. F. On the unsteady behavior of the flow around NACA 0012 airfoil with steady external conditions at $Re=1000$. *International Journal of Micro Air Vehicles*, 2015.

KURTULUS, D. F. On the wake pattern of symmetric airfoils for different incidence angles at $Re=1000$. *International Journal of Micro Air Vehicles*, v. 8, p. 109–139, 2016.

LADSON, C. L. et al. Computer program to obtain ordinates for NACA airfoils. *NASA Technical Memorandum 4741*, NASA Langley Research Center, Hampton, VA, 1996.

LAÍN, S. et al. Design optimization of a vertical axis water turbine with CFD. *Advanced Structured Materials*, v. 34, p. 113–139, 2013.

LEE, J.; ZHAO, F. *Global Wind Report 2022*. Belgium, 2022.

LEE, Y.; LIM, H. Numerical study of the aerodynamic performance of a 500 W Darrieus-type vertical-axis wind turbine. *Renewable Energy*, v. 83, p. 407–415, 2015.

LEISHMAN, J. G. *Principles of helicopter aerodynamics*. 2. ed. New York: Cambridge University Press, 2006.

LI, C. et al. 2.5D large eddy simulation of vertical axis wind turbine in consideration of high angle of attack flow. *Renewable Energy*, v. 51, p. 317–330, 2013.

LIU, J.; LIN, H.; ZHANG, J. Review on the technical perspectives and commercial viability of vertical axis wind turbines. *Ocean Engineering*, v. 182, p. 608–626, 2019.

- LIU, T. Evolutionary understanding of airfoil lift. *Advances in Aerodynamics*, 2021.
- LIU, T. S. et al. The origin of lift revisited: I. a complete physical theory. *AIAA Aviation*, 2015.
- LIU, Y. et al. Numerical bifurcation analysis of static stall of airfoil and dynamic stall under unsteady perturbation. *Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation*, v. 17, n. 3427–3434, 2012.
- MANWELL, J.; MCGOWAN, J.; ROGERS, A. *Wind energy explained: theory, design, and application*. 2. ed. United Kingdom: John Wiley e Sons Ltd., 2009.
- MARIANO, F. et al. An improved immersed boundary method by coupling of the multi-direct forcing and fourier pseudo-spectral methods. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, v. 44, p. 1–23, 2022.
- MARIANO, F. P. *Solução numérica das equações de Navier-Stokes usando uma hibridação das metodologias fronteira imersa e pseudo-espectral de Fourier*. Tese (Doutorado) — Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, 2011.
- MARINIĆ-KRAGIĆ, I.; VUČINA, D.; MILAS, Z. Numerical workflow for 3D shape optimization and synthesis of vertical-axis wind turbines for specified operating regimes. *Renewable Energy*, v. 115, p. 113–127, 2018.
- MCLAREN, K. W. *A Numerical and Experimental Study of Unsteady Loading of High Solidity Vertical Axis Wind Turbines*. Tese (Doutorado) — McMaster University, Hamilton, Ontario, 2011.
- MEENA, M. G.; TAIRA, K.; ASAI, K. Low Reynolds number wake modification using a Gurney flap. *AIAA Aerospace Sciences Meeting*, 2017.
- MÖLLERSTRÖM, E. et al. A historical review of vertical axis wind turbines rated 100 kW and above. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, v. 105, n. 1-13, 2019.
- MOREIRA, L. de Q. *Simulação de grandes escalas de jatos periódicos temporais utilizando a metodologia pseudo-espectral de Fourier*. Dissertação (Mestrado) — Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, 2007.
- MOREIRA, L. de Q. *Modelagem matemática de jatos em desenvolvimento espacial usando a metodologia pseudoespectral de Fourier*. Tese (Doutorado) — Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, 2011.
- NASCIMENTO, A. A. *Métodos pseudoespectral de Fourier e fronteira imersa aplicados a escoamentos simplificados de engenharia de perfuração*. Tese (Doutorado) — Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, 2016.
- OURO, P.; STOESSER, T. An immersed boundary-based large-eddy simulation approach to predict the performance of vertical axis tidal turbines. *Computers and Fluids*, v. 152, p. 74–87, 2017.
- PANTAKAR, S. V. *Numerical heat transfer and fluid flow*. USA: Hemisphere Publishing Corporation, 1980.

- PARASCHIVOIU, I. Double-multiple streamtube model for Darrieus wind turbines. *Second DOE/NASA Wind turbines dynamics workshop*, p. 19–25, 1981.
- PARASCHIVOIU, I. *Wind Turbine Design With Emphasis on Darrieus Concept*. Canadá: Polytechnic International Press, 2002.
- PESKIN, C. S. The immersed boundary method. *Acta Numerica*, 2002.
- POSA, A. Wake characterization of coupled configurations of vertical axis wind turbines using Large Eddy Simulation. *International Journal Of Heat And Fluid Flow*, v. 75, n. 27-43, 2019.
- RODRÍGUEZ, I. et al. Direct numerical simulation of a NACA 0012 in full stall. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, v. 43, p. 194–203, 2013.
- SHELDAHL, R. E.; KLIMAS, P. C. *Aerodynamic Characteristics of Seven Symmetrical Airfoil Sections Through 180-Degree Angle of Attack for Use in Aerodynamic Analysis of Vertical Axis Wind Turbines*. USA: Sandia National Laboratories, 1981.
- SILVEIRA-NETO, A. da. *Escoamentos turbulentos: análise física e modelagem teórica*. 1. ed. [S.l.]: Composer, 2020.
- SPERA, D. A. *Wind turbine technology: fundamental concepts of wind turbine engineering*. 2. ed. New York: ASME, 2009.
- STRICKLAND, J. H. The Darrieus turbine: a performance prediction model using multiple streamtubes. *Technical Report, Sandia National Laboratories Report SAND75-0431*, 1975.
- TAKAHASHI, D. *FFTE: A Fast Fourier Transform Package*. 2022. Disponível em: <<http://www.ffte.jp>>.
- TEMPLIN, R. J. Aerodynamic performance theory for the NRC vertical-axis wind turbine. *NRC Lab. Report LTR-LA-190*, p. 29, 1970.
- TORNBERG, A.; ENGQUIST, B. Numerical approximations of singular source terms in differential equations. *ournal of Computational Physics*, v. 200, p. 462–488, 2004.
- VILLELA, M. F. dos S. *Modelagem matemática de escoamentos bifásicos usando a metodologia IMERSPEC combinada com os métodos VOF e Front- Tracking*. Tese (Doutorado) — Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, 2015.
- WANG, S. et al. Turbulent intensity and Reynolds number effects on an airfoil at low Reynolds numbers. *Physics of Fluids*, v. 26, n. 1-23, 2014.
- WANG, Z.; FAN, J.; LUO, K. Combined multi-direct forcing and immersed boundary method for simulating flows with moving particles. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 34, n. 283-302, 2008.
- WANG, Z.; ZHUANG, M. Leading-edge serrations for performance improvement on a vertical-axis wind turbine at low tip-speed-ratios. *Applied Energy*, v. 208, p. 1184–1197, 2017.
- WHITE, F. M. *Viscous Fluid Flow*. 2. ed. USA: McGraw-Hill, Inc, 1991.
- WHITE, F. M. *Mecânica dos fluídos*. 6. ed. Porto Alegre: AMGH, 2011.

WILSON, R. E.; WALKER, S. N. Fixed wake theory for vertical axis wind turbines. *Journal Of Fluids Engineering*, v. 105, n. 4, p. 389–393, 1983.

WINSLOW, J. et al. Basic understanding of airfoil characteristics at low Reynolds numbers (104–105). *Journal of Aircraft*, v. 55, n. 3, p. 1050–1061, 2018.

YOUSEFI, K.; RAZEGHI, A. Determination of the critical Reynolds number for flow over symmetric NACA airfoils. *AIAA Aerospace Sciences Meeting*, 2018.

APÊNDICE A – SUB-ROTINA DO MODELO MATEMÁTICO DO MOVIMENTO ROTATIVO DAS PÁS

A sub-rotina computacional que simula o movimento rotativo das pás de turbinas de eixo vertical e a sua implementação, em conjunto com a metodologia IMERSPEC, é apresentada através de um fluxograma, mostrado na Fig. A.1.

Figura A.1: Fluxograma da sub-rotina computacional do modelo matemático que contempla o movimento rotativo das pás da turbina eólica de eixo vertical.

