

UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA
"JÚLIO DE MESQUITA FILHO"
CÂMPUS DE GUARATINGUETÁ

GABRIEL RODRIGUES PINTO

**Estudo das estruturas turbulentas de grande escala no escoamento separado sobre uma
seção de pá de turbina eólica, utilizando abordagem DES**

Guaratinguetá - SP

2025

Gabriel Rodrigues Pinto

Estudo das estruturas turbulentas de grande escala no escoamento separado sobre uma seção de pá de turbina eólica, utilizando abordagem DES

Dissertação apresentada à Faculdade de Engenharia do Campus de Guaratinguetá, Universidade Estadual Paulista, para a obtenção do título de Mestre em Engenharia.

Orientador: Prof^o Dr. Daniel Sampaio Souza
Coorientador: Prof^o Dr. Luiz A. C. A. Schiavo

Guaratinguetá - SP
2025

P659e Pinto, Gabriel Rodrigues
Estudo das estruturas turbulentas de grande escala no escoamento separado sobre uma seção de pá de turbina eólica, utilizando abordagem DES / Gabriel Rodrigues Pinto - Guaratinguetá, 2024.
75 f : il.
Bibliografia: f. 72-75

Dissertação (Mestrado) – Universidade Estadual Paulista, Faculdade de Engenharia e Ciências de Guaratinguetá, 2025.

Orientador: Prof. Dr. Daniel Sampaio Souza
Coorientador: Prof. Dr. Luiz A. C. A. Schiavo

1. Fluidodinâmica computacional. 2. Turbinas eólicas.
3. Aerodinâmica. I. Título.

CDU 532.5(043)

Luciana Máximo
Bibliotecária/CRB-8 3595

IMPACTO POTENCIAL DESTA PESQUISA

O fenômeno do escoamento separado nas seções das pás de turbinas eólicas desempenha um papel crucial no desempenho global desses dispositivos de geração de energia. Quando o escoamento se descola da superfície das pás, uma série de questões críticas se manifesta.

Primeiramente, o escoamento separado resulta em uma redução significativa na eficiência das pás, o que se traduz em uma capacidade reduzida da turbina em aproveitar a energia cinética do vento. Isso, por sua vez, afeta diretamente a produção de energia, resultando em uma notável diminuição na eficiência global da turbina eólica na conversão da energia cinética do vento em eletricidade.

Outro fator considerável decorrente do escoamento separado está relacionado ao aumento do ruído e ao desgaste acelerado das pás e dos componentes da turbina. As áreas de turbulência geradas por esse fenômeno podem causar níveis indesejados de ruído, e o escoamento separado também pode resultar em flutuações significativas na carga exercida sobre as pás. Ao longo do tempo, essas variações podem comprometer a vida útil da turbina, demandando manutenção frequente e dispendiosa.

Para enfrentar esses desafios, pesquisadores concentram seus esforços no desenvolvimento de perfis aerodinâmicos otimizados, na implementação de sistemas de controle ativo para ajustar o ângulo das pás e na adoção de sistemas de monitoramento avançados para identificar e solucionar problemas relacionados ao escoamento separado. Além disso, a criação de estratégias de controle de escoamento, incluindo o uso de dispositivos inteligentes, tem se destacado como uma abordagem promissora para otimizar o desempenho das turbinas eólicas, mitigando os efeitos adversos do escoamento separado.

A pesquisa contínua na área da aerodinâmica de pás eólicas é fundamental para a melhoria constante do projeto das pás, com o objetivo de minimizar o escoamento separado e, consequentemente, aumentar a eficiência das turbinas eólicas. Esses avanços contribuem significativamente para a produção de energia mais limpa e sustentável.

POTENTIAL IMPACT OF THIS RESEARCH

The phenomenon of separated flow on wind turbine blade sections plays a crucial role in the overall performance of these energy generation devices. When the flow detaches from the blade surface, a series of critical issues arises.

Firstly, separated flow results in a significant reduction of blade efficiency, translating into reduced capacity of the turbine to harness the kinetic energy of the wind. This, in turn, directly affects energy production, leading to a noticeable decrease in the overall efficiency of the wind turbine in converting wind kinetic energy into electricity.

Another significant factor stemming from separated flow is related to increased noise and accelerated wear and tear on the blades and turbine components. The areas of strong unsteadiness generated by this phenomenon can lead to undesirable noise levels, and separated flow can also result in significant fluctuations of the load exerted on the blades. Over time, these variations can compromise the turbine's lifespan, requiring frequent and costly maintenance.

To address these challenges, researchers are focusing their efforts on developing optimized aerodynamic profiles, implementing active control systems to adjust blade angles, and adopting advanced monitoring systems to identify and resolve issues related to separated flow. Additionally, the development of flow control strategies, including the use of smart devices, has emerged as a promising approach to optimize wind turbine performance while mitigating the adverse effects of separated flow.

Ongoing research in the field of wind turbine blade aerodynamics is essential for continuous blade design improvement, with the goal of minimizing separated flow and, consequently, increasing wind turbine efficiency. These advancements significantly contribute to cleaner and more sustainable energy production.

GABRIEL RODRIGUES PINTO

**Estudo das estruturas turbulentas de grande escala no escoamento separado
sobre uma seção de pá de turbina eólica, utilizando abordagem DES**

Dissertação apresentada à Universidade Estadual Paulista (UNESP), Faculdade de Engenharia e Ciências de Guaratinguetá, para obtenção do título de Mestre em Engenharia

Data da defesa: 19/02/2025

Banca Examinadora:

Documento assinado digitalmente
 DANIEL SAMPAIO SOUZA
Data: 19/02/2025 15:29:47-0300
Verifique em <https://validar.iti.gov.br>

Prof. Dr. DANIEL SAMPAIO SOUZA


Orientador - UNESP

Carlos do Carmo
Pagani
Junior:11682774856

Assinado de forma digital por
Carlos do Carmo Pagani
Junior:11682774856
Dados: 2025.02.19 13:15:01 -03'00'

Prof. Dr. CARLOS DO CARMO PAGANI JUNIOR

UNESP

Documento assinado digitalmente
 MARLON SPROESSER MATHIAS
Data: 19/02/2025 15:56:58-0300
Verifique em <https://validar.iti.gov.br>

Prof. Dr. MARLON SPROESSER MATHIAS

USP

DADOS CURRICULARES

GABRIEL RODRIGUES PINTO

NASCIMENTO 21/03/1996 – Sorocaba / SP

FILIAÇÃO Andréia Rodrigues Pinto
Ezequiel Vieira Pinto

2015 / 2019 Graduação em Engenharia Aeronáutica e Espaço.
Universidade do Vale do Paraíba (UNIVAP).

Dedico este trabalho à minha esposa,
Yasmin Ap. dos S. R. Pinto, e ao meu filho,
Gael dos Santos Rodrigues, que estiveram
sempre ao meu lado ao longo desta jornada.

AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente a Deus, que tem sido o pilar central da minha vida em todos os momentos.

Aos meus pais, Ezequiel Vieira Pinto e Andréia Rodrigues Pinto, pelo apoio incansável e incentivo ao longo desta jornada.

Ao meu orientador, Prof. Dr. Daniel Sampaio Souza, por me proporcionar a oportunidade de me envolver na pesquisa ao seu lado, acreditar no meu potencial e estar sempre disponível para me auxiliar com paciência e dedicação.

Ao meu coorientador, Prof. Dr. Luiz A. C. A. Schiavo, que acompanhou o desenvolvimento deste trabalho e contribuiu significativamente com sua experiência e conhecimento.

À Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (CAPES) pela concessão da bolsa (Código de Financiamento 001) no período de 03/2023 até o presente momento.

À minha esposa, pelo incentivo, companheirismo e paciência neste decurso.

O presente trabalho foi realizado com apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (CAPES) - Código de Financiamento 001.

“As invenções são, sobretudo, o resultado de um trabalho teimoso.”
(Alberto Santos Dumont)

RESUMO

O comportamento aerodinâmico de seções de asas rotativas, especialmente próximas à raiz, difere significativamente daquele esperado para aerofólios fixos devido aos efeitos combinados das forças inerciais (Coriolis e centrífugas) e das forças aparentes. Esses efeitos resultam em um aumento substancial da sustentação, conhecido como aumento rotacional. A região da raiz das pás, onde esses efeitos são mais pronunciados ainda não é completamente compreendida. Este trabalho tem como objetivo investigar, por meio de simulações numéricas utilizando a abordagem *Detached-Eddy Simulation* (DES), o impacto da extensão do domínio na direção z e os efeitos da rotação nas características aerodinâmicas, bem como no desenvolvimento de grandes estruturas turbulentas na região de separação do escoamento sobre o aerofólio NREL S809, típico de pás de turbinas eólicas. O modelo de turbulência $k-\omega$ SST foi selecionado por sua capacidade de capturar com precisão os fenômenos turbulentos em regiões de separação, comuns em perfis aerodinâmicos de turbinas eólicas. Embora a hipótese de homogeneidade do escoamento na direção da envergadura não seja adequada para capturar o bombeamento centrífugo, ela permite uma análise detalhada dos mecanismos fundamentais responsáveis pelo aumento rotacional. O método adotado revelou a presença de estruturas turbulentas, como a instabilidade de Kelvin-Helmholtz, no escoamento sobre o aerofólio. A formação de vórtices associados a essa instabilidade gerou regiões de baixa pressão no extradorso do aerofólio, contribuindo para os picos nos valores dos coeficientes de arrasto (C_d) e sustentação (C_l). A inclusão do efeito de rotação no modelo levou a um aumento no C_l , atribuído ao fenômeno de aumento rotacional. Além disso, observou-se um retardamento no descolamento da camada limite e uma redução na região de recirculação, indicando uma maior estabilidade do escoamento.

PALAVRAS-CHAVE: Aerofólio; Aumento rotacional; Dinâmica dos Fluídos Computacional; DES; Turbinas eólicas de eixo horizontal.

ABSTRACT

The aerodynamic behavior of rotating wing sections, especially near the root, differs significantly from that expected for fixed airfoils due to the combined effects of inertial forces (Coriolis and centrifugal) and apparent forces. These effects result in a substantial increase in lift, known as rotational augmentation. The root region of the blades, where these effects are most pronounced, is still not fully understood. This work aims to investigate, through numerical simulations using the Detached-Eddy Simulation (DES) approach, the impact of domain extension in the z direction and the effects of rotation on the aerodynamic characteristics and the development of large turbulent structures in the separation region of the flow over the NREL S809 airfoil, typical of horizontal-axis wind turbine blades. The $k-\omega$ SST turbulence model was chosen for its ability to accurately capture turbulent phenomena in separation regions, which are common in aerodynamic profiles of wind turbine blades. Although the assumption of homogeneity of the flow in the spanwise direction is not suitable for capturing centrifugal pumping, it allows for a detailed analysis of the fundamental mechanisms responsible for rotational augmentation. The adopted method revealed the presence of turbulent structures, such as the Kelvin-Helmholtz instability, in the flow over the airfoil. The formation of vortices associated with this instability generated low-pressure regions on the airfoil upper surface, contributing to the peaks in the drag (C_d) and lift (C_l) coefficients. The inclusion of rotational effects in the model resulted in an increase in the C_l , attributed to the rotational augmentation phenomenon. Additionally, a delay in boundary layer separation and a reduction in the recirculation region were observed.

KEYWORDS: Airfoil; Rotational Augmentation; Computational Fluid Dynamics; DES; Horizontal-Axis Wind Turbines.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1	Turbinas (a) HAWT e (b) VAWT	22
Figura 2	Escoamento na seção de uma pá de turbina eólica de eixo horizontal . . .	30
Figura 3	Geometria do aerofólio NREL S809	33
Figura 4	(a) Malha tipo C utilizada na simulação e (b) Malha próxima ao aerofólio	34
Figura 5	(a) Transiente inicial $Lz = 0,3$, (b) Transiente inicial $Lz = 0,6$, e (c) Transiente inicial $Lz = 0,3$, com rotação.	45
Figura 6	(a) Campo de Vorticidade em Z junto às linhas de correntes para o caso $Lz = 0,3$. e (b) para o caso $Lz = 0,6$	46
Figura 7	Distribuição média do coeficiente de pressão (C_p) no aerofólio.	47
Figura 8	Variância de C_p em toda a extensão do aerofólio.	47
Figura 9	O coeficiente de fricção (C_f) ao longo do aerofólio.	48
Figura 10	(a) Coeficiente de arrasto (C_d) e (b) Coeficiente de Sustentação (C_l) . . .	49
Figura 11	(a) Campo de escoamento instantâneo (vorticidade no sentido transversal, critério Q e pressão na superfície) para o tempos convectivos 16, (b) 18 , (c) 20 e (d) 22 para a extensão $Lz = 0,3$	50
Figura 12	(a) Campo de escoamento instantâneo (vorticidade no sentido transversal, critério Q e pressão na superfície) para o tempos convectivos 32, (b) 39 , (c) 46 e (d) 52 para a extensão $Lz = 0,6$	50
Figura 13	(a) Campo de escoamento instantâneo (vorticidade no sentido transversal, critério Q e pressão na superfície) e (b) C_p para o pico 3.87, (c) Campo de escoamento instantâneo (vorticidade no sentido transversal, critério Q e pressão na superfície) e (d) C_p do pico 48.60.	52
Figura 14	(a) Campo de escoamento instantâneo (vorticidade no sentido transversal, critério Q e pressão na superfície) e (b) C_p para o vale 33.90	53
Figura 15	(a) Campo de escoamento instantâneo (vorticidade no sentido transversal, critério Q e pressão na superfície) e (b) C_p para o pico 15.25, (c) Campo de escoamento instantâneo (vorticidade no sentido transversal, critério Q e pressão na superfície) e (d) C_p do pico 63.72.	54
Figura 16	(a) Campo de escoamento instantâneo (vorticidade no sentido transversal, critério Q e pressão na superfície) e (b) C_p para o vale 56.98.	55
Figura 17	Pontos selecionados ao longo da camada de mistura para o caso (a) $Lz =$ $0,3$ e (b) o caso $Lz = 0,6$	55
Figura 18	(a) PSD da componente u para o caso $Lz = 0,3$ e (b) para $Lz = 0,6$, (c) Detalhe das flutuações de alta frequência ($Strouhal > 1$) para $Lz = 0,3$ e (d) para $Lz = 0,6$	56
Figura 19	(a) PSD da componente v para o caso $Lz = 0,3$ e (b) para $Lz = 0,6$, (c) PSD da componente w para $Lz = 0,3$ e (d) para $Lz = 0,6$	57

Figura 20	(a) Correlação da componente u para o caso $Lz = 0,3$ e (b) para $Lz = 0,6$. (c) Correlação da componente v para $Lz = 0,3$ e (d) para $Lz = 0,6$. (e) Correlação da componente w para $Lz = 0,3$ e (f) para $Lz = 0,6$	58
Figura 21	Coerência da componente u para o caso $Lz = 0,3$. A primeira linha representa os pontos de 1 a 5; a segunda linha, os pontos de 6 a 10; e a terceira linha, os pontos de 11 a 15, todos organizados da esquerda para a direita.	59
Figura 22	Coerência da componente u para o caso $Lz = 0,6$. A primeira linha representa os pontos de 1 a 5; a segunda linha, os pontos de 6 a 10; e a terceira linha, os pontos de 11 a 15, todos organizados da esquerda para a direita.	59
Figura 23	Coerência da componente v para o caso $Lz = 0,3$. A primeira linha representa os pontos de 1 a 5; a segunda linha, os pontos de 6 a 10; e a terceira linha, os pontos de 11 a 15, todos organizados da esquerda para a direita.	60
Figura 24	Coerência da componente v para o caso $Lz = 0,6$. A primeira linha representa os pontos de 1 a 5; a segunda linha, os pontos de 6 a 10; e a terceira linha, os pontos de 11 a 15, todos organizados da esquerda para a direita.	60
Figura 25	Coerência da componente w para o caso $Lz = 0,3$. A primeira linha representa os pontos de 1 a 5; a segunda linha, os pontos de 6 a 10; e a terceira linha, os pontos de 11 a 15, todos organizados da esquerda para a direita.	61
Figura 26	Coerência da componente w para o caso $Lz = 0,6$. A primeira linha representa os pontos de 1 a 5; a segunda linha, os pontos de 6 a 10; e a terceira linha, os pontos de 11 a 15, todos organizados da esquerda para a direita.	61
Figura 27	(a) Campo de Vorticidade em Z junto às linhas de correntes para o caso sem rotação e (b) com rotação.	62
Figura 28	Distribuição média de pressão na superfície do aerofólio.	63
Figura 29	Coeficiente de atrito (C_f) ao longo do aerofólio.	64
Figura 30	(a) Coeficiente de arrasto (C_d) e (b) Coeficiente de Sustentação (C_l)	64
Figura 31	(a) Campo de escoamento instantâneo (vorticidade no sentido transversal, critério Q e pressão na superfície) e (b) C_p para o pico 0.81.	65
Figura 32	(a) Campo de escoamento instantâneo (vorticidade no sentido transversal, critério Q e pressão na superfície) e (b) C_p para o vale 19.80	66
Figura 33	Pontos selecionados ao longo da camada de mistura.	66
Figura 34	(a) PSD da componente u e (b) Detalhe das flutuações de alta frequência ($Strouhal > 1$).	67

Figura 35	(a)PSD da componente v e (b) da componente w	67
Figura 36	(a) Correlação da componente u , (b) v e (c) w	68
Figura 37	Coerência da componente u . A primeira linha representa os pontos de 1 a 5; a segunda linha, os pontos de 6 a 10; e a terceira linha, os pontos de 11 a 15, todos organizados da esquerda para a direita.	69
Figura 38	Coerência da componente v . A primeira linha representa os pontos de 1 a 5; a segunda linha, os pontos de 6 a 10; e a terceira linha, os pontos de 11 a 15, todos organizados da esquerda para a direita.	69
Figura 39	Coerência da componente w . A primeira linha representa os pontos de 1 a 5; a segunda linha, os pontos de 6 a 10; e a terceira linha, os pontos de 11 a 15, todos organizados da esquerda para a direita.	70

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Configurações das simulações DES realizada no projeto.	39
Tabela 2 – Parâmetros para o processamento de sinais.	43
Tabela 3 – Resultados da média e desvio padrão para C_l e C_d em diferentes extensão do domínio em z	51
Tabela 4 – Resultados da média e desvio padrão para C_l e C_d no caso com e sem rotação.	65

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

CFD	Dinâmica dos Fluidos Computacional (<i>COMPUTATIONAL FLUID DYNAMICS</i>)
DES	<i>Detached-Eddy Simulation</i>
HAWT	<i>Horizontal Axis Wind Turbine</i>
LES	<i>Large-Eddy Simulation</i>
MVF	Método dos Volumes Finitos
NREL	<i>National Renewable Energy Laboratory</i>
PIMPLE	<i>Pressure-Implicit with Splitting of Operators for Multiphase Flow Equations</i>
PSD	<i>Power Spectral Density</i>
RANS	<i>Reynolds Averaged Navier-Stokes</i>
SST	<i>Shear-Stress Transport</i>
VAWT	<i>Vertical Axis Wind Turbine</i>

LISTA DE SÍMBOLOS

b Termo fonte

c Corda do aerfólio

C_d Coeficiente de Arrasto

C_f Coeficiente de Atrito

C_l Coeficiente de Sustentação

C_p Coeficiente de Pressão

$C_{p,rms}^2$ Variância de C_p

d Distância

E Energia total específica

F_d Força de arrasto

F_l Força de sustentação

g Aceleração da gravitacional

K Constante de von Kármán

κ Condutividade térmica

L Envergadura

\mathbf{n} Vetor normal

p Pressão local

p_∞ Pressão no escoamento não perturbado

q Fluxo de calor

\dot{q} Taxa de geração de calor

r Posição radial da seção em relação ao eixo de rotação

Re Número de Reynolds

Ro Número de Rossby

S Superfície de controle

\dot{S} Tensor da taxa de deformação

T Temperatura

t Tempo

\mathbf{u} Vetor velocidade

$U_{i,j}$ Gradiente de velocidade

U_∞ Velocidade relativa

v Volume de controle

\bar{x} Média da variável x

$\overline{x'^2}$ Variância

ρ Densidade do fluido

μ_{ef} Viscosidade efetiva

$\boldsymbol{\tau}$ Tensor de tensões viscosas

τ_w Tensão de cisalhamento na parede

φ Ângulo entre a direção y e a direção do eixo de rotação

$\tilde{\nu}_t$ Viscosidade cinemática turbulenta

$\tilde{\nu}$ Viscosidade cinemática molecular

ε Taxa de dissipação.

ω Evolução da taxa específica de dissipação

Ω Velocidade angular

$\boldsymbol{\Theta}$ Tensor de taxa de rotação

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	21
1.1	OBJETIVOS	23
1.1.1	Objetivo geral	23
1.1.2	Objetivos específicos	23
2	FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	24
2.1	AERODINÂMICA DE TURBINA ÉOLICA	24
2.1.1	Aumento rotacional	25
2.1.2	Grandes vórtices coerentes em aerofólios em ângulos de ataque elevados	27
2.2	DINÂMICA DOS FLUIDOS COMPUTACIONAL	27
2.2.1	Método dos volumes finitos	29
2.2.2	Métodos numéricos para simulação de turbulência	31
3	MATERIAL E MÉTODO	33
3.1	PRÉ-PROCESSAMENTO	33
3.1.1	Perfil aerodinâmico	33
3.1.2	Malha computacional e condições de contorno	34
3.2	PROCESSAMENTO	35
3.2.1	Simulações híbridas DES	35
3.2.1.1	Modelo $k-\omega$ SST	36
3.2.2	OpenFOAM	36
3.2.2.1	Pimple	37
3.2.3	Parâmetros para a simulação	38
3.3	PÓS-PROCESSAMENTO	39
3.3.1	Coefficientes	40
3.3.2	Crítério Q	41
3.3.3	Processamento de sinais	41
4	RESULTADOS E DISCUSSÃO	44
4.1	TRANSIENTE INICIAL	44
4.2	IMPACTO DA EXTENSÃO DO DOMÍNIO NA DIREÇÃO z NAS SIMULAÇÕES SEM ROTAÇÃO	45
4.2.1	Média temporal do escoamento	46
4.2.2	Análise dos coeficientes aerodinâmicos e das estruturas turbulentas	48
4.2.3	Investigação do psd, correlação e coerência	55
4.3	IMPACTO DA ROTAÇÃO NA SIMULAÇÃO COM DOMÍNIO $Lz = 0, 3$.	62
4.3.1	Média temporal do escoamento	62
4.3.2	Análise dos coeficientes aerodinâmicos e das estruturas turbulentas	64
4.3.3	Investigação do psd, correlação e coerência	66
5	CONCLUSÃO	71

REFERÊNCIAS **73**

1 INTRODUÇÃO

A energia eólica é uma componente fundamental no cenário global de geração de eletricidade a partir de fontes renováveis, desempenhando um papel preponderante na transição para fontes mais limpas e sustentáveis. O processo de geração de energia por uma turbina eólica tem início com a conversão da energia cinética do vento em energia cinética rotacional através das pás aerodinâmicas especialmente projetadas, que possuem perfil e curvatura específicos para extrair a máxima quantidade de energia cinética do vento (BURTON *et al.*, 2001). À medida que o vento incide sobre as pás, ele exerce uma força que induz seu movimento rotativo, e essa rotação é então transmitida a um gerador, que converte o movimento rotacional em eletricidade.

Nos últimos anos, a energia eólica tem vivenciado um crescimento notável em escala global, conforme evidenciado pelos dados do GLOBAL WIND ENERGY COUNCIL (2024). No ano de 2023, registrou-se um aumento substancial de 117 gigawatts (GW) em comparação com o ano anterior, alcançando uma capacidade global de energia eólica de aproximadamente 1 terawatts (TW). Esse aumento substancial reflete o compromisso crescente dos países em adotar essa fonte de energia renovável como parte fundamental de suas matrizes energéticas.

No cenário brasileiro, a produção de energia eólica também tem experimentado um crescimento considerável ao longo dos anos, ganhando crescente relevância. Atualmente, o Brasil abriga 1079 parques eólicos, os quais, em conjunto, apresentam uma capacidade instalada de 32 GW. Isso representa um impressionante crescimento de 17,7% em comparação com o ano anterior, conforme indicado pela ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DE ENERGIA EÓLICA (2024). Esses números destacam a posição de destaque do Brasil na expansão da energia eólica como parte de sua matriz energética e seu compromisso com a transição para fontes de energia mais limpas e sustentáveis.

No contexto desse crescimento da energia eólica, as turbinas eólicas têm sido desenvolvidas em uma ampla gama de dimensões e configurações. As Turbinas Eólicas de Eixo Horizontal (HAWT), a qual podem ser observadas na Figura 1a, são o tipo mais amplamente difundido. Elas caracterizam-se pela disposição de suas pás em um eixo horizontal, funcionando de maneira análoga a um catavento, sendo eficazes em locais com ventos constantes e direcionais, como documentado por Fingersh, Hand e Laxson (). Por outro lado, as Turbinas Eólicas de Eixo Vertical (VAWT), ilustradas na Figura 1b, apresentam pás alinhadas verticalmente, perpendicularmente ao solo, sendo a preferência em áreas sujeitas a ventos turbulentos e a mudanças frequentes na direção do vento, conforme destacado por Saha e Paul (2018). A escolha entre esses dois tipos de turbinas é condicionada pela localização do projeto, as características do vento, os objetivos de geração de energia e os fatores econômicos, como delineado por Manwell, McGowan e Rogers (2009).

Figura 1 – Turbinas (a) HAWT e (b) VAWT



(a) Fonte: freepik.com



(b) Fonte: freepik.com

À medida que a tecnologia continua a evoluir, novos projetos e aprimoramentos nos modelos existentes contribuem para uma maior eficiência e produção de energia limpa a partir do vento. A geração de energia eólica registrou um crescimento significativo nas últimas décadas, consolidando-se como uma fonte importante de eletricidade global.

A eficiência da geração de energia eólica é intrinsecamente ligada ao desempenho aerodinâmico das turbinas. Como resultado, um esforço considerável tem sido direcionado para a pesquisa e desenvolvimento neste campo, com o objetivo de manter a energia eólica competitiva economicamente.

A aerodinâmica exerce uma função essencial na otimização do desempenho e da eficiência das turbinas eólicas, como destacado por Hansen (2013) e Sørensen (2011). Aspectos fundamentais, como o projeto preciso dos perfis aerodinâmicos, a manutenção adequada da distribuição de pressão, o controle preciso do ângulo de passo das pás e a capacidade de operar em diversas condições de vento, são elementos cruciais para maximizar a produção de energia e garantir a durabilidade e confiabilidade desses sistemas.

Além disso, a compreensão aprofundada do fenômeno conhecido como aumento rotacional, que está relacionado ao comportamento dinâmico das pás das turbinas eólicas em resposta às variações do vento, representa um desafio significativo no contexto do aprimoramento de turbinas com maior eficiência e confiabilidade.

1.1 OBJETIVOS

1.1.1 Objetivo geral

Investigar o impacto da rotação sobre o comportamento aerodinâmico de uma seção de pá de turbina eólica, utilizando o perfil aerodinâmico NREL S809, bem como em relação à dinâmica das estruturas de grande escala presentes na zona de escoamento separado.

1.1.2 Objetivos específicos

- Configuração e validação de um modelo CFD com a abordagem DES, levando em consideração a periodicidade na direção da envergadura, com o objetivo de simular o escoamento sobre um aerofólio utilizando a ferramenta de fonte aberta OpenFOAM;
- Avaliar o impacto da extensão do domínio na direção z nas simulações sem rotação;
- Adaptar o modelo CFD validado para incorporar os efeitos rotacionais no escoamento;
- Análise das estruturas de grande escala na região de escoamento separado sob condições com e sem rotação;
- Análise das estruturas de grande escala na região de escoamento separado em condições com e sem rotação, utilizando de método de processamento de sinais, como espectros de densidade de potência (PSD), correlação e coerência.

2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

2.1 AERODINÂMICA DE TURBINA ÉOLICA

A aerodinâmica de turbinas eólicas é essencial no desenvolvimento e aprimoramento de sistemas de conversão de energia eólica. Com o crescente interesse nas fontes de energia renovável, o entendimento profundo desses princípios é indispensável para projetar turbinas eólicas eficientes e confiáveis, desempenhando assim, um papel primordial na busca por fontes sustentáveis de eletricidade (HANSEN, 2013).

O estudo da aerodinâmica contribui para otimizar a produção de energia eólica, tornando-a uma fonte de energia limpa e sustentável cada vez mais competitiva. A compreensão dos princípios subjacentes permite o desenvolvimento de pás de turbina otimizadas, sistemas de controle eficazes e uma compreensão abrangente do comportamento das turbinas eólicas em diversas condições de vento.

A análise de arrasto e sustentação nas pás das turbinas é indispensável para compreender as interações com o vento, e para isso, a Dinâmica dos Fluidos Computacional (CFD) tem proporcionado percepções valiosas sobre essas interações e são amplamente empregados. Além disso, o controle ativo e passivo da aerodinâmica tem sido uma área de pesquisa ativa, com o desenvolvimento de estratégias para melhorar o desempenho e a estabilidade das turbinas em diferentes condições de vento (WANG; SMITH, 2016). O estudo dos efeitos da turbulência do vento é essencial, focando na minimização de seus impactos (LI *et al.*, 2019), assim como a análise de modelos de interação entre múltiplas turbinas em parques eólicos (BROWN; WILSON, 2018).

A utilização de materiais avançados para pás de turbinas eólicas é uma tendência recente, visando melhorar a eficiência e a durabilidade (CHEN *et al.*, 2021). Além disso, estudos avaliam os efeitos ambientais da aerodinâmica das turbinas (SMITH R.; GREEN, 2018).

Compreender os princípios da aerodinâmica é essencial para o progresso contínuo no campo da energia eólica. A seleção criteriosa do perfil aerodinâmico das pás é de extrema importância, uma vez que perfis otimizados são projetados para maximizar a conversão da energia do vento em torque, permitindo uma operação eficiente em uma ampla faixa de velocidades. A redução do arrasto, que representa a força de resistência ao movimento, é outro fator determinante para aumentar a eficiência global das turbinas. Por outro lado, a maximização da sustentação é essencial na captura eficiente da energia do vento, contribuindo significativamente para a geração de eletricidade e para a viabilidade econômica das turbinas. O entendimento da distribuição de pressão sobre a superfície das pás é necessário para identificar variações na carga ao longo de sua extensão, a fim de minimizar pontos de alta tensão que poderiam levar a falhas estruturais. O controle preciso do ângulo de passo das pás é indispensável para otimizar a eficiência, regulando a quantidade de vento incidente e influenciando diretamente a produção de energia. Além disso, a consideração da velocidade do vento durante o projeto das pás é crucial, garantindo que a

turbina opere de forma eficaz em diferentes condições ambientais. Para maximizar o desempenho em tempo real, sistemas de controle ativo são empregados, ajustando o ângulo de passo das pás e mantendo a turbina dentro de seus limites ideais de operação. Por fim, as pás devem ser projetadas para suportar tanto as cargas aerodinâmicas quanto as inerciais durante a operação, ressaltando a necessidade de um design robusto que assegure a confiabilidade e a durabilidade a longo prazo.

2.1.1 Aumento rotacional

Devido à natureza não linear do aumento rotacional, a modelagem representa um desafio, como apontado por Bossanyi (2003). Portanto, pesquisas teóricas e experimentais estão em andamento para desenvolver modelos mais precisos que possam prever o aumento rotacional com maior exatidão em diferentes condições de vento. Métodos de engenharia que se baseiam em dados bidimensionais para prever as forças sobre asas rotativas frequentemente estimam valores abaixo dos observados experimentalmente (HARRIS, 1966). Na prática, observa-se que, em condições de elevado carregamento, o coeficiente de sustentação medido em seções próximas à raiz de pás de hélices, rotores de helicópteros e de HAWT podem ser maiores do que o coeficiente máximo para o aerofólio correspondente (RONSTEN, 1992). A rotação também tem efeitos sobre outros aspectos aerodinâmicos das seções das pás, como o coeficiente de arrasto e a distribuição do coeficiente de pressão. Entretanto, simulações de Herráez, Stoevesandt e Peinke (2014) evidenciam a falta de um comportamento único válido para todas as geometrias de turbina eólica no que diz respeito ao efeito da rotação sobre essas características.

Uma análise das pesquisas realizadas até o momento permite concluir que os efeitos rotacionais atuam no sentido de aumentar a sustentação em diferentes regimes de escoamento, possivelmente por meio de mecanismos físicos diversos. Esses diferentes regimes foram demonstrados por meio de simulações realizadas por pesquisadores como Soerense, Michelsen e Schreck (2002) e Mauro, Lanzafame e Messina. (2017).

Em ângulos de ataque moderados, o aumento da sustentação devido à rotação, aqui denominado de aumento rotacional, está associado a um retardo na separação da camada limite sobre o extradorso da pá. Análises conduzidas por Du e Selig (2000), com base nas equações integrais da camada limite 3D transicional, mostram que a rotação desloca o ponto de separação para jusante em seções mais próximas à raiz da pá. Segundo esses autores, a aceleração de Coriolis, resultante do escoamento radial na camada limite, causada pelo gradiente de pressão e pela aceleração centrífuga, reduz o gradiente de pressão desfavorável na direção da corda. Simulações numéricas realizadas por Narramore e Vermeland (1992) e Hu, Hua e Du (2006) também identificam um aumento na resistência da camada limite à separação em asas rotativas, além do aumento da sustentação em comparação com dados bidimensionais.

Entretanto, observa-se que o aumento rotacional é mais intenso em ângulos de ataque mais elevados, nos quais os efeitos rotacionais não são suficientes para evitar a separação da

camada limite. Sicot *et al.* (2008) relatam um significativo aumento na sustentação em seções de uma pá de turbina eólica, embora não tenham identificado uma mudança substancial no ponto de separação em comparação com observações bidimensionais. Nesse caso, o aumento na sustentação está frequentemente relacionado à despressurização do extradorso causada pelo bombeamento radial do escoamento, conhecido como bombeamento centrífugo (CORTEN, 2001; LINDENBURG, 2003). Argumenta-se que, à medida que a aceleração centrífuga aumenta em direção à ponta da pá, a vorticidade na região da raiz é bombeada para seções mais externas, reduzindo o volume da região de recirculação próxima à raiz. Simulações quase -3D (CHAVIAROPOULOS; HANSEN, 2000) e totalmente 3D (LANZAFAME; MAURO; MESSINA, 2015) indicam que o efeito do bombeamento é mais intenso quando ocorre a separação, devido às baixas velocidades na zona de recirculação, sugerindo que o bombeamento reduz o volume da região de separação. Além disso, Zhang e Deng (2019) também identificam uma redução do volume da região de separação, enquanto Bangga *et al.* (2017) interpretam isso como um enfraquecimento do efeito de diminuição do arqueamento efetivo do aerofólio.

O bombeamento de vorticidade da raiz para a ponta também foi sugerido como mecanismo responsável pela estabilização do vórtice no bordo de ataque em asas de insetos (JARDIN; DAVID, 2014). No entanto, um estudo do balanço de vorticidade realizado por Wojcik e Buchholz (2014) revelou que esse mecanismo por si só não é suficiente para justificar a estabilização do vórtice. De acordo com essa observação, as simulações realizadas por Souza e Gennaro (2020) mostram que, mesmo com a adoção de uma condição de periodicidade na direção da envergadura, é possível capturar a redução da região de recirculação devido aos efeitos rotacionais. Uma vez que a condição de periodicidade não permite que a vorticidade flua continuamente para fora do domínio pelas fronteiras laterais, as simulações indicam que algum outro mecanismo pode ter um papel relevante na estabilização da região de recirculação da seção.

Uma possível explicação para as observações de Wojcik e Buchholz (2014) é oferecida por Werner *et al.* (2019) e Eldredge e Jones (2019). Esses autores argumentam que a componente perpendicular à superfície do gradiente da força de Coriolis, causada pelo gradiente da velocidade radial, cria um mecanismo que contrabalança a vorticidade que flui da camada limite à montante da separação e alimenta a região de recirculação. Simulações quasi tridimensionais realizadas por Trombini, Gennaro e Souza (2022) indicam que o mecanismo proposto por Werner *et al.* (2019) também é relevante no contexto de pás de turbinas eólicas. No entanto, não há conhecimento de estudos sobre o efeito desse mecanismo nas estruturas tridimensionais do escoamento separado sobre as seções das pás de turbinas eólicas.

Além disso, é fundamental destacar que a compreensão e o controle eficaz do aumento rotacional são vitais para a segurança e a integridade estrutural das turbinas eólicas (NYGAARD; SØRENSEN, 2005). O aumento rotacional pode resultar em cargas mecânicas significativas sobre as pás e outros componentes da turbina, o que pode afetar sua durabilidade e confiabilidade. Portanto, estratégias de controle em tempo real são essenciais para adaptar as pás às mudanças nas condições de vento e minimizar o impacto do aumento rotacional (HANSEN M. H.; PEDERSEN,

2009).

2.1.2 Grandes vórtices coerentes em aerofólios em ângulos de ataque elevados

A formação de estruturas coerentes, como vórtices de ponta de asa e vórtices de separação, é um fenômeno comum em escoamentos aerodinâmicos, especialmente em condições de ângulo de ataque elevado. Essas estruturas, caracterizadas por regiões de rotação intensa do fluido, exercem uma influência significativa nas características aerodinâmicas do perfil, afetando a sustentação, o arrasto e a estabilidade. A complexidade dessas estruturas é influenciada por diversos fatores, incluindo a geometria do aerofólio, a velocidade do escoamento, a rugosidade da superfície e as condições de turbulência do escoamento livre. A evolução dos vórtices é governada por mecanismos como a instabilidade de Kelvin-Helmholtz, responsável pelo desenvolvimento inicial de estruturas ondulatórias, e o rolamento de vórtices, que pode resultar na formação de pares coerentes de vórtices com impactos aerodinâmicos significativos (WILLIAMSON, 1996).

Na dinâmica de turbinas eólicas, as estruturas de grande escala diretamente no desempenho e na estabilidade das pás (MANWELL; MCGOWAN; ROGERS, 2009). A rotação das pás induz uma complexa dinâmica de vórtices, alterando a distribuição de pressão, a formação da camada limite e gerando vibrações estruturais (TIAN *et al.*, 2015). Esses vórtices podem induzir cargas dinâmicas nas estruturas, reduzindo sua vida útil e eficiência energética.

Além disso, o estudo desses fenômenos é essencial para a mitigação de ruídos aerodinâmicos, uma preocupação crescente em turbinas eólicas localizadas próximas à áreas habitadas.

2.2 DINÂMICA DOS FLUIDOS COMPUTACIONAL

O cerne do CFD se baseia nas equações fundamentais da mecânica dos fluidos, notadamente as equações de Navier-Stokes, que governam o transporte de massa, quantidade de movimento e energia. No entanto, vale destacar que essas equações possuem soluções analíticas apenas para problemas de geometria muito simples e apenas para escoamentos em baixo número de Reynolds.

O método de resolução envolve a subdivisão do domínio de interesse em uma grade computacional, na qual cada célula representa uma região específica do espaço. Posteriormente, as equações de Navier-Stokes são discretizadas e resolvidas numericamente em cada célula da grade, proporcionando informações detalhadas sobre o campo de escoamento, tais como velocidade, pressão, temperatura e concentração de espécies químicas.

Versteeg e Malalasekera (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007) explicam que a equação de conservação de massa, também chamada de equação da continuidade, é responsável por descrever a variação temporal da densidade do fluido. Essa equação fundamental pode ser expressa na forma diferencial:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \quad (2.1)$$

onde ρ é a densidade do fluido, t é o tempo, \mathbf{u} é o vetor velocidade.

A segunda equação fundamental, conhecida como a equação da quantidade de movimento linear, descreve a variação temporal da quantidade de movimento do fluido. De acordo com Moukalled, Mangani e Darwish (2015), essa equação pode ser formulada da seguinte maneira para um escoamento incompressível:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{u}) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = -\nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{u} + \rho \mathbf{g} \quad (2.2)$$

onde p é a pressão, μ é a viscosidade dinâmica, e \mathbf{g} é a aceleração da gravidade.

A terceira equação fundamental é a equação de conservação de energia, cuja descrição, conforme explicado por (FERZIGER; PERIĆ, 2020), que envolve a equação da energia total por unidade de volume. Nessa equação, cada termo representa uma origem ou um destino de energia, e sua formulação é a seguinte:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \nabla \cdot (\rho E \mathbf{u}) = \nabla \cdot (q) + \rho \dot{q} + \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{u}) \quad (2.3)$$

onde E é a energia específica, $\boldsymbol{\tau}$ é o tensor de tensões viscosas, q é o vetor fluxo de calor, e \dot{q} é a taxa de geração de calor.

O conjunto de expressões apresentado constitui as equações de Navier-Stokes em sua forma conservativa mais geral. No entanto, ao adotar a suposição de que os fluidos tratados se comportam como newtonianos, ou seja, com tensão de cisalhamento linearmente proporcional à taxa de deformação, e considerar o escoamento incompressível e aproximadamente isotérmico (ou seja, com pequenas ou desprezíveis variações locais de temperatura), as viscosidades dinâmica e cinemática podem ser tratadas como constantes (CENGEL; CIMBALA, 2013).

A aplicabilidade de CFD abrange uma ampla gama de setores. Na indústria aeroespacial, por exemplo, ela é essencial para o projeto de aeronaves mais eficientes, análise do escoamento de ar ao redor de veículos e análise da aerodinâmica de asas e fuselagem de aeronaves (ANDERSON, 2010). Em engenharia de motores, o CFD desempenha um papel crucial na otimização do desempenho, na análise do fluxo de combustível e na dissipação de calor (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007). Outro campo de aplicação crucial é a indústria de energia, onde ela é empregada para melhorar a eficiência de trocadores de calor, prever o comportamento de escoamentos em reatores nucleares e otimizar a distribuição de calor em processos de geração de energia (FERZIGER; PERIĆ, 2020).

2.2.1 Método dos volumes finitos

A aplicação bem-sucedida de métodos numéricos na resolução de problemas complexos tem se mostrado crucial em uma ampla gama de campos científicos e tecnológicos. Entre esses métodos, os Métodos dos Volumes Finitos (MVF) têm sido amplamente adotados e continuam a desempenhar um papel fundamental na análise e simulação de fenômenos físicos.

Uma das principais vantagens dos MVF é a capacidade de conservação. A técnica garante a conservação local de propriedades do escoamento, o que a torna particularmente eficaz na simulação de fenômenos que envolvem a conservação de massa, quantidade de movimento e energia. Além disso, os MVF são altamente flexíveis em relação a malhas não estruturadas, permitindo a modelagem de geometrias complexas com relativa facilidade (LEVEQUE, 2002). Sua discretização espacial envolve a criação de uma malha composta por volumes finitos, com propriedades calculadas nos centros desses volumes ou em pontos nodais discretos, como discutido por Anderson (2010) e Ferziger e Perić (2020).

Para cada célula, as equações de conservação são aplicadas na forma integral em seu volume. O objetivo primordial é a dedução dos valores da solução para cada volume de controle, empregando os valores conhecidos nas células adjacentes e as condições de contorno estabelecidas (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007).

Como as pás de turbinas eólicas operam em velocidades baixas em relação à velocidade do som, a hipótese de incompressibilidade foi adotada nas simulações realizadas. Portanto, os modelos consistem basicamente na solução da equação da conservação da massa na forma integral

$$\int_S \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS = 0, \quad (2.4)$$

e da equação da quantidade de movimento.

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_v \rho \mathbf{u} dv + \int_S \rho \mathbf{u} (\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) dS = \int_S (\mu_{ef} \nabla \mathbf{u} - p[I]) \cdot \mathbf{n} dS + \int_v \rho b dv, \quad (2.5)$$

onde S é a superfície de controle, v é volume de controle, \mathbf{n} é o vetor normal a S orientado para fora de v , μ_{ef} é a viscosidade efetiva.

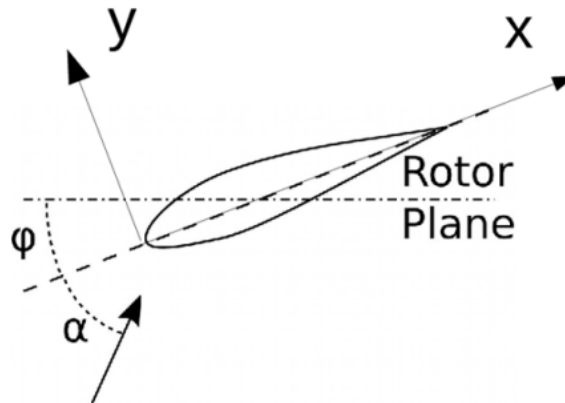
O termo b representa o termo fonte de aceleração nesta análise. Conforme a abordagem seguida por Gross *et al.* (2012), esse termo fonte englobará a aceleração centrífuga, a aceleração de Coriolis e termos associados à curvatura que estão na ordem de grandeza de U_∞ . Adotando um sistema de coordenadas com x na direção de U_∞ , z na direção da envergadura e y tal que xyz formam um sistema ortogonal positivamente orientado, b será dado por:

$$b = - \left[\left(\frac{2\tilde{u}w}{r} - 2\Omega w \right) \cos \varphi, - \left(\frac{2\tilde{u}w}{r} - 2\Omega w \right) \sin \varphi, 2\Omega \tilde{u} - \frac{\tilde{u}^2}{r} - \Omega^2 r \right], \quad (2.6)$$

sendo $\tilde{u} = u \cos \varphi - v \sin \varphi$, em que u , v e w representam as componentes de velocidade

nas direções x , y e z , respectivamente, Ω velocidade angular e φ denota o ângulo entre a direção y e o eixo de rotação. A Figura 2 representa esquematicamente o escoamento local em uma seção de turbina eólica a uma distância r do eixo de rotação.

Figura 2 – Escoamento na seção de uma pá de turbina eólica de eixo horizontal



Fonte: Trombini, Gennaro e Souza (2022).

Métodos de segunda ordem são amplamente aplicados para a interpolação de variáveis dependentes, como velocidade, temperatura e pressão, devido à sua maior precisão em problemas onde a suavidade da solução é garantida (SOERENSE; MICHELSEN; SCHRECK, 2002; MAURO; LANZAFAME; MESSINA., 2017; GHARALI; JOHNSON, 2013). Esses métodos consideram a variação das variáveis no entorno dos pontos de cálculo, reduzindo erros de truncamento e melhorando a qualidade da solução numérica. No presente trabalho, os termos convectivos das equações governantes foram discretizados utilizando o método *Upwind Linear* de segunda ordem (WARMING; BEAM, 1976). Essa abordagem, uma evolução do esquema *Upwind* tradicional de primeira ordem, realiza a interpolação das variáveis nas interfaces de controle considerando o gradiente na direção do escoamento. Com isso, reduz-se os efeitos de difusão numérica e aumenta-se a precisão na captura de gradientes fortes, especialmente em regiões próximas às discontinuidades ou fronteiras de camada limite.

Para os termos difusivos, foi utilizada a discretização pelo método de diferenças centradas de segunda ordem, que representa as derivadas espaciais de forma simétrica e precisa, empregando pontos adjacentes ao ponto de cálculo. Essa técnica é amplamente adotada por sua eficácia em garantir soluções exatas em problemas dominados por difusão.

O algoritmo de solução adotado foi o PIMPLE, que combina as estratégias PISO (Pressure-Implicit with Splitting of Operators) e SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations). Esse algoritmo consiste em um passo preditor, no qual o campo de velocidade é estimado a partir da equação de Navier-Stokes baseada no campo de pressão do passo de tempo anterior. Em seguida, são realizados sucessivos passos corretores para ajustar o campo de pressão até que seja alcançado um campo de velocidade com divergente nulo. Esse processo

iterativo é repetido até que os campos de velocidade, pressão e do modelo de turbulência atinjam a convergência em cada passo de tempo (INNO *et al.*, 2017).

2.2.2 Métodos numéricos para simulação de turbulência

A simulação de escoamentos turbulentos requer abordagens numéricas sofisticadas, dado o caráter complexo e multiescala da turbulência. Modelos analíticos e experimentais nem sempre são adequados para capturar todos os fenômenos envolvidos, tornando a abordagem numérica uma ferramenta essencial para entender e prever o comportamento desses escoamentos. Os métodos numéricos são fundamentais na resolução de equações governantes, como as equações de Navier-Stokes, incorporando técnicas que lidam com fenômenos como a difusão, convecção e dissipação de energia em escalas variadas. Com a evolução contínua dos computadores e dos algoritmos numéricos, técnicas avançadas têm sido desenvolvidas para resolver problemas de turbulência, como os métodos RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes), LES (Large-Eddy Simulation) e DNS (Direct Numerical Simulation), cada um com diferentes níveis de precisão e custos computacionais, dependendo das simplificações e pressupostos adotados.

As simulações RANS utilizam uma média temporal das equações de Navier-Stokes para analisar escoamentos turbulentos, assumindo que as propriedades do escoamento variam em torno de valores médios ao longo do tempo. Para fechar o sistema de equações, são empregados modelos de turbulência, que incorporam os efeitos médios da turbulência no escoamento.

Os modelos de turbulência RANS podem ser classificados em duas categorias principais: modelos de viscosidade de vórtice e modelos de tensão de Reynolds. Os primeiros utilizam o conceito de viscosidade turbulenta para modelar a transferência de momento, assumindo a hipótese de Boussinesq. Essa hipótese relaciona a tensão de Reynolds com o gradiente de velocidade média através de uma viscosidade turbulenta. Em contrapartida, os modelos de tensão de Reynolds calculam diretamente as tensões de Reynolds, sem a necessidade de uma viscosidade turbulenta.

Por outro lado, o LES permite uma representação mais detalhada, simulando diretamente as maiores escalas de turbulência, enquanto as menores são modeladas por meio de um modelo de subgrade ou submalha. Segundo Versteeg e Malalasekera (2007), essa técnica é especialmente útil em domínios onde as escalas turbulentas de interesse são comparáveis ao tamanho da simulação e pode ser aplicada a geometrias complexas. Já o DNS, a abordagem mais precisa, resolve todas as escalas de movimento do fluido, desde as maiores até as escalas de Kolmogorov, exigindo, no entanto, uma malha extremamente fina e elevado poder computacional. Embora forneça resultados altamente detalhados, o DNS é limitado a casos específicos devido ao seu alto custo computacional (FERZIGER; PERIĆ, 2020).

Já a técnica de modelagem de turbulência Detached Eddy Simulation (DES) combina os métodos de simulação de grandes escalas (LES, do inglês Large Eddy Simulation) e as equações médias de Reynolds (RANS, Reynolds-Averaged Navier-Stokes). Ela foi desenvolvida para

superar limitações individuais desses métodos, especialmente em escoamentos complexos que envolvem separação, superfícies curvas e interação de grandes escalas turbulentas. O DES opera como uma abordagem híbrida que utiliza equações RANS para resolver a turbulência nas proximidades das superfícies sólidas, onde as pequenas escalas dominam, enquanto aplica o LES em regiões afastadas da camada limite, como em recirculações e esteiras, onde as grandes escalas são predominantes. A transição entre os modos RANS e LES é governada por um critério que avalia o comprimento de escala da malha em relação à turbulência local (SPALART *et al.*, 1997).

No contexto de turbinas eólicas, a abordagem RANS é amplamente utilizada devido ao seu menor custo computacional, sendo empregada para modelar o desenvolvimento da camada limite ao longo das pás (SOERENSE; MICHELSEN; SCHRECK, 2002) (MO; LEE, 2012) (YELMULE; ANJURI, 2013) (SONG; PEROT, 2015). Em contrapartida, o LES é mais frequentemente usado para analisar a interação entre as esteiras de turbinas HAWTs e a camada limite atmosférica (WANG *et al.*, 2019), mas ainda enfrenta limitações práticas para estudar a camada limite próxima às pás. Simulações híbridas, que combinam RANS em regiões próximas às paredes e LES em regiões afastadas, têm se mostrado promissoras (SEDANO *et al.*, 2019). Resultados obtidos por metodologias híbridas (XU *et al.*, 2017), como o DES, demonstram maior precisão em relação ao uso exclusivo do RANS, especialmente em estudos envolvendo aerofólios com periodicidade na direção da envergadura.

3 MATERIAL E MÉTODO

A realização de uma simulação CFD segue um conjunto de etapas bem definidas, que envolvem o pré-processamento, processamento e pós-processamento dos dados.

3.1 PRÉ-PROCESSAMENTO

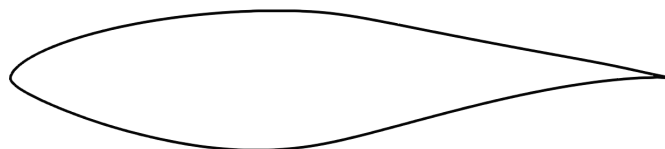
Blazek (2012) destaca que a qualidade do pré-processamento desempenha um papel crítico, uma vez que erros nessa fase podem afetar significativamente a confiabilidade dos resultados. Além disso, Anderson (2010) enfatiza que falhas no pré-processamento podem comprometer integralmente a simulação, impactando tanto a precisão dos resultados quanto a confiabilidade do modelo.

A etapa de pré-processamento consiste na escolha do objeto de estudo, preparação do domínio de simulação e definição das condições de contorno necessárias. Isso inclui a criação da malha computacional, que discretiza o domínio em volumes de controle, bem como a definição das propriedades físicas do fluido e parâmetros numéricos.

3.1.1 Perfil aerodinâmico

O aerofólio escolhido para esta simulação é o S809, desenvolvido pelo National Renewable Energy Laboratory (NREL) dos Estados Unidos, com uma espessura de 21% Somers (1997). Ele se destaca por sua alta sustentação e baixo arrasto de perfil em comparação com outros aerofólios. Além disso, o aerofólio S809 demonstra um comportamento de estol suave. Seu design resulta em coeficientes de momento de arfagem negativos menores em comparação com o aerofólio NACA 4421 e coeficientes ainda mais negativos do que o aerofólio NACA 23021, ambos amplamente utilizados em pás de turbinas eólicas de eixo horizontal (HAWT). A Figura 3 destaca o referido aerofólio.

Figura 3 – Geometria do aerofólio NREL S809

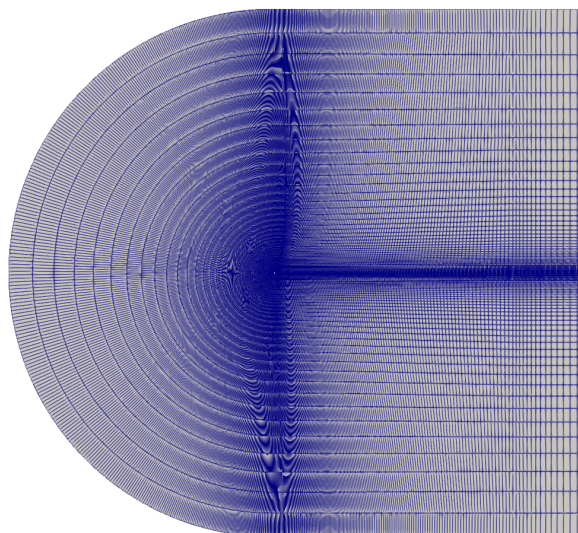


Fonte: Autor.

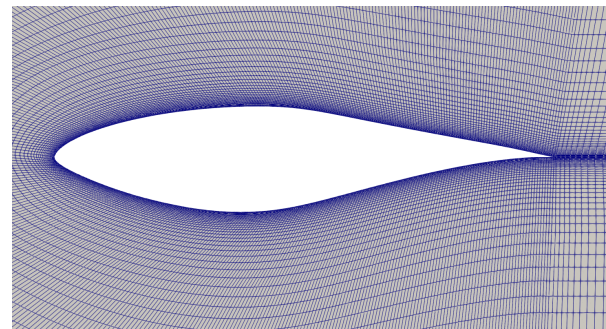
3.1.2 Malha computacional e condições de contorno

A estrutura da malha utilizada neste projeto foi desenvolvida através do software Gmsh. A Figura 4a ilustra a abordagem adotada na malha, que segue o padrão de malha do tipo C. A estrutura da malha é composta por um total de 1.908.900 elementos, abrangendo um domínio de simulação com dimensões de 50c (cordas) para ambas as direções. Esse tamanho de domínio é superior ao definido em simulações RANS, conforme determinado em um estudo de convergência de domínio Souza e Gennaro (2020). O aumento nas dimensões foi adotado para garantir maior segurança de que o domínio seria suficientemente grande para capturar adequadamente os fenômenos físicos do escoamento. A Figura 4b ilustra detalhes da malha nas proximidades do aerofólio, destacando o número de divisões ao longo da curvatura do aerofólio (400 volumes), esse refinamento foi determinado com base em um estudo de convergência previamente realizado Souza e Gennaro (2020). A taxa de crescimento dos volumes na direção perpendicular à superfície do aerofólio é de 1.1. O valor máximo do $y+$ nos elementos adjacentes à superfície do aerofólio é de 1.27. Realizamos a simulação em duas extensões do domínio na direção da envergadura, uma com 0,3 da corda e outra com 0,6 da corda.

Figura 4 – (a) Malha tipo C utilizada na simulação e (b) Malha próxima ao aerofólio



(a) Fonte: Autor



(b) Fonte: Autor

Neste estudo, as condições de contorno, incluem a periodicidade na direção da envergadura, conforme mencionado anteriormente, uma condição de parede na superfície do aerofólio, pressão prescrita e um gradiente de velocidade nulo na porção da fronteira externa do domínio por onde o escoamento sai e o oposto na porção da fronteira externa do domínio por onde o escoamento entra.

3.2 PROCESSAMENTO

A etapa de processamento engloba a resolução numérica das equações governantes do escoamento, fazendo uso de algoritmos e métodos numéricos apropriados. Essas equações, a exemplo das equações de Navier-Stokes, responsáveis por descrever o comportamento do fluido e suas interações, demandam a seleção de um modelo de turbulência adequado, tal como o modelo DES, com base nas características do escoamento em análise.

Neste estágio, o desenvolvimento do projeto se apoia nas simulações numéricas executadas por meio do software OpenFoam. O OpenFoam é uma plataforma de código aberto destinada à realização de simulações numéricas de dinâmica dos fluidos computacional (CFD).

3.2.1 Simulações híbridas DES

A abordagem híbrida conhecida como DES foi concebida com base na previsão de que a demanda computacional para simulações LES de escoamentos externos com números de Reynolds realísticos provavelmente continuará a exceder os recursos geralmente disponíveis para projetistas e grupos de pesquisa até aproximadamente o final da década de 2030. A proposta de (SPALART *et al.*, 1997) para essa metodologia é que ela permita a modelagem de regiões de escoamento separado por meio da abordagem LES, enquanto a turbulência na camada limite adjacente seja modelada por meio de modelos RANS.

A metodologia DES não se restringe a zonas específicas. Ela requer uma estratégia para que o modelo de turbulência RANS se transforme em um modelo de subescala em regiões onde a malha é suficientemente refinada (STRELETS, 2001). No caso do modelo $k - \omega$ SST (MENTER, 1994), que será empregado no trabalho em questão, a estratégia proposta por (STRELETS, 2001) consistiu em permitir a alternância na definição da escala de comprimento de turbulência no termo de dissipação da equação de transporte da energia cinética turbulenta, o qual passou a ser representado da seguinte maneira:

$$d_{DES} = \min(d, C_{DES}\Delta), \quad (3.1)$$

sendo d a escala de comprimento de turbulência associada ao modelo RANS, C_{DES} uma constante do modelo e Δ o espaçamento local da malha, que em malhas estruturadas representa o valor máximo entre as três direções, e caso a malha seja não estruturada, é definido como o valor máximo da distância entre os centroides dos volumes adjacentes.

Essa estratégia de adaptação da escala de comprimento de turbulência tem como objetivo assegurar que o modelo de turbulência RANS seja usado em regiões de malha grosseira, enquanto, quando a malha é refinada (tipicamente em regiões de separação ou zonas de grande gradiente de vorticidade), a abordagem LES assume o controle para resolver as grandes estruturas de vórtices.

3.2.1.1 Modelo k- ω SST

O modelo de turbulência k- ω SST (Shear-Stress Transport) é um dos modelos de turbulência mais empregados na simulação de escoamentos turbulentos na dinâmica dos fluidos computacional (CFD) e foi escolhido para este estudo. Sua difundida utilização vem da sua boa precisão na captura de pontos de separação de recolamento em escoamentos separados, tornando-se uma ferramenta essencial na resolução de problemas envolvendo turbulência (MENTER, 1994).

Uma das características notáveis do modelo k- ω SST é sua capacidade de capturar uma vasta gama de fenômenos turbulentos. Ele se destaca em lidar com escoamentos complexos, abrangendo desde regiões de separação e recirculação até camadas limites turbulentas, onde a precisão na previsão das grandezas turbulentas se torna fundamental.

A equação de transporte para k descreve o transporte da energia cinética específica, a qual está intrinsecamente relacionada à intensidade da turbulência. Essa equação é representada por:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + U_j \frac{\partial(\rho k)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\tilde{\nu} + \frac{\sigma_k \tilde{\nu}_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) - \rho \varepsilon. \quad (3.2)$$

Onde: U_j é a velocidade média do fluido na direção j , $\tilde{\nu}$ é a viscosidade cinemática molecular, $\tilde{\nu}_t$ é a viscosidade turbulenta, ε é a taxa de dissipação específica. É importante destacar que a equação 3.2 está escrita na forma da notação de Einstein, nesse caso, índices repetidos indicam uma soma nas três direções do espaço.

A equação de transporte para ω descreve a evolução da taxa específica de dissipação, relacionada à taxa de dissipação da turbulência, e é representada por:

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + U_j \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left((\tilde{\nu} + \sigma_\omega \tilde{\nu}_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + \beta \rho \omega^2 - \sigma_\omega \rho \kappa \varepsilon. \quad (3.3)$$

Onde: β é uma constantes do modelo.

3.2.2 OpenFOAM

Uma das notáveis características do OpenFOAM reside em sua flexibilidade. O software é capaz de modelar uma variada gama de cenários, desde os mais simples escoamentos até aplicações extremamente complexas de CFD. A abordagem baseada em solucionadores possibilita que os usuários selecionem e configurem solucionadores específicos para suas necessidades, conferindo-lhes uma notável adaptabilidade (FERZIGER; PERIĆ, 2020).

O OpenFOAM é amplamente reconhecido por sua habilidade em lidar com escoamentos turbulentos e fenômenos multifásicos, o que o torna uma ferramenta útil para análises de escoamentos complexos no campo da engenharia e da pesquisa (LAUNDER; SPALDING, 1974). Além disso, o software é uma escolha proeminente para a investigação de processos de

transferência de calor, abrangendo fenômenos como a convecção e a radiação, simplificando assim a resolução de desafios relacionados à troca de calor em uma ampla variedade de aplicações (INCROPERA; DEWITT, 2011). O OpenFOAM também beneficia-se de um ativo e colaborativo ecossistema de desenvolvedores e usuários, que contribuem de forma constante para seu progresso e aprimoramento.

Para o presente trabalho, a modelagem de volumes finitos será realizada com base nas ferramentas oferecidas pela plataforma de código aberto OpenFOAM, seguindo a abordagem adotada por (GROSS *et al.*, 2012). Em conformidade com essa metodologia, os termos viscosos associados à curvatura foram desconsiderados. Em situações específicas nas quais o aumento rotacional se revela relevante, a importância dos termos relacionados à curvatura pode ser limitada.

3.2.2.1 Pimple

O *solver* escolhido para este projeto é o PIMPLE (Pressure-Implicit with Splitting of Operators for Multiphase Flow Equations), que tem capacidade de fornecer simulações precisas e versáteis em uma variedade de cenários, incluindo aqueles com múltiplas fases de fluido.

Os esquemas de discretização, como os usados no *solver* PIMPLE (uma combinação dos métodos PISO e SIMPLE), transformam as equações diferenciais parciais (EDPs) em sistemas de equações algébricas para que possam ser resolvidas numericamente. O processo ocorre em várias etapas principais. Primeiro, o domínio contínuo é discretizado, dividindo o espaço físico em células que formam uma malha, onde cada célula possui um ponto central para armazenar variáveis como velocidade e pressão, e superfícies para calcular escoamento entre células vizinhas.

Os termos das EDPs, como os temporais, convectivos, difusivos e de fonte, são discretizados. Os termos temporais, como $\partial\phi/\partial t$, podem ser tratados com diferenças finitas no tempo, usando métodos explícitos, que dependem dos valores no passo de tempo anterior, ou implícitos, que requerem a solução de sistemas algébricos, por exemplo, $\frac{\phi^{n+1}-\phi^n}{\Delta t}$. Os termos convectivos, como $\nabla \cdot (\rho\mathbf{u}\phi)$, que representam o transporte devido ao movimento do fluido, são discretizados por esquemas de volumes finitos, como o upwind, que avalia o escoamento com base na direção do escoamento. Os termos difusivos, como $\nabla \cdot (\Gamma\nabla\phi)$, representam transporte devido a gradientes e são aproximados com base nos valores das células vizinhas, por exemplo, $(\Gamma\nabla\phi) \approx \Gamma \frac{\phi_{\text{vizinho}} - \phi_{\text{atual}}}{\Delta x}$. Os termos de fonte, como S_ϕ , são avaliados diretamente no ponto central da célula.

Após a discretização, as EDPs contínuas são transformadas em sistemas de equações algébricas da forma $a_P\phi_P + \sum a_N\phi_N = S_P$, onde a_P é o coeficiente da célula atual, a_N são os coeficientes das células vizinhas, ϕ_P e ϕ_N representam os valores das variáveis na célula atual e vizinhas, respectivamente, e S_P é o termo de fonte.

Para garantir um alto nível de precisão, o PIMPLE implementa um esquema de integração

temporal avançado, que inclui um acoplamento implícito entre pressão e velocidade. Isso o torna especialmente eficaz na simulação de fenômenos transientes e na manutenção da precisão em simulações de longa duração.

Por fim, o sistema algébrico é resolvido para cada passo de tempo, produzindo valores discretos das variáveis em cada célula da malha, aproximando assim a solução da EDP original.

3.2.3 Parâmetros para a simulação

Dentro da estrutura organizacional do OpenFoam, existem arquivos específicos que determinam cada parâmetro de interesse. Esses arquivos definem os esquemas de discretização, os *solvers*, as características do escoamento, condições iniciais e as condições de contorno.

O arquivo fvSolution contém as definições dos solvers e parâmetros de controle utilizados na simulação. Diferentes solvers são definidos para cada variável, como a pressão (p), o campo de velocidade (U) e a turbulência (nut, K, omega). Cada um possui configurações específicas, como o tipo de solver GAMG e smoothSolver, o tipo de suavizador DIC e GaussSeidel, bem como os critérios de convergência (tolerance, relTol), todos definidos para resíduos inferiores a 10^{-5} na simulação proposta.

As características do escoamento são definidas nos arquivos transportProperties e turbulenceProperties. O arquivo transportProperties contém as propriedades físicas do fluido e do escoamento, enquanto no turbulenceProperties são selecionados parâmetros para a modelagem de turbulência.

As simulações DES foram executadas utilizando o solver PIMPLE do OpenFOAM, com a aplicação do modelo de turbulência SST. O escoamento adotou periodicidade na direção da envergadura e foi adotado ângulo de ataque de 16 graus.

Considerando as condições estabelecidas, é relevante agrupar as grandezas de interesse em parâmetros adimensionais. Dentre eles, destacam-se o número de Rossby, representado por $Ro = U_\infty (c\Omega)^{-1}$, e a razão de velocidade, conhecida como $\lambda = \Omega r U_\infty^{-1}$. Além disso, o número de Reynolds, que no caso foi igual a $Re = 10^5$, é calculado utilizando a seguinte expressão:

$$Re = \frac{U_\infty c}{\tilde{\nu}}. \quad (3.4)$$

Em uma situação prática, é importante notar que U_∞ resulta da combinação da velocidade do vento, da velocidade tangencial oposta da seção e da velocidade induzida pela esteira da turbina. Com o propósito de simplificação, optamos por empregar valores unitários para a corda e a velocidade do escoamento distante do aerofólio, ou seja, $c = 1\text{m}$ e $U_\infty = 1\text{m/s}$. Além disso, a viscosidade cinemática $\tilde{\nu}$ está correlacionada ao número de Reynolds, de forma que nas configurações adotadas na simulação, seu valor equivale ao inverso de Re .

É importante destacar que o valor de $Re = 10^5$ utilizado na simulação é relativamente baixo em comparação com o que é tipicamente observado em seções próximas à raiz de turbinas

eólicas reais. Essa escolha de um número de Reynolds menor foi motivada pela necessidade de limitar a demanda de recursos computacionais. Embora o valor adotado seja inferior ao tipicamente encontrado em seções próximas à raiz, o objetivo da pesquisa não é prever com exatidão a resposta aerodinâmica da seção, mas sim entender o impacto da rotação no escoamento turbulento separado. Além disso, como a abordagem proposta assume o escoamento completamente turbulento, a adoção de um número de Reynolds menor não deverá induzir a formação artificial de uma bolha de separação laminar. Assim, a topologia geral do escoamento não será substancialmente alterada por essa escolha.

Neste estudo, como a simulação foi realizada pela primeira vez e apresentou um tempo de execução elevado (ainda sob investigação), não foi possível realizar o teste de independência da malha. Foi conduzido apenas o estudo de dependência do domínio na direção z . A tabela 1 apresenta as configurações simuladas, sendo duas para o caso sem rotação e uma para o caso com rotação, abrangendo diferentes cenários de análise.

Tabela 1 – Configurações das simulações DES realizada no projeto.

Simulação	Re	λ	Ro	Lz/c	Nz
1	10^5	∞	∞	0,3	30
2	10^5	∞	∞	0,6	60
3	10^5	1,0	5,0	0,3	30

Fonte: Elaborada pelo autor.

Foram adotados valores representativos para os parâmetros pertinentes, baseados nos experimentos conduzidos no âmbito do projeto Phase-VI, conduzido pelo *National Renewable Energy Laboratory* (NREL). Vale ressaltar que, os efeitos rotacionais podem ter uma sensibilidade limitada em relação ao número de Reynolds, conforme mostrado por (MAURO; LANZAFAME; MESSINA., 2017).

Para otimizar o desempenho computacional, utilizamos o paralelismo com o auxílio do Cluster GridUnesp, que disponibilizou 28 processadores. Essa abordagem visa distribuir eficazmente a carga computacional, aproveitando a capacidade de processamento de vários núcleos em conjunto com a estratégia de divisão do domínio, contribuindo para a redução do tempo de simulação.

3.3 PÓS-PROCESSAMENTO

Após a conclusão da simulação, procedemos à fase de pós-processamento com o objetivo de analisar e representar visualmente os resultados obtidos. Este procedimento envolve a criação de gráficos, contornos de campo e animações que retratam diversas propriedades do escoamento, como velocidade, vorticidade, pressão, temperatura e coeficiente de fricção. Utilizamos o software paraview, uma ferramenta especializada na visualização e análise de resultados provenientes de simulações computacionais.

3.3.1 Coeficientes

Neste trabalho, foram calculados os coeficientes C_p , C_f , C_d e C_l para o escoamento, considerando as condições previamente mencionadas, ou seja, escoamento incompressível, $U_\infty = 1$, $c = 1$ e as análises realizadas para duas extensões de domínio: $L = 0,3$ e $L = 0,6$.

- Coeficiente de Pressão: O coeficiente de pressão é definido como a razão entre a diferença de pressão local e a pressão dinâmica total do escoamento, conforme a seguinte fórmula:

$$C_p = \frac{p - p_\infty}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} \quad (3.5)$$

- Coeficiente de Atrito: O coeficiente de atrito é dado pela relação entre a resistência de fricção ao escoamento e a pressão dinâmica total, descrito pela equação:

$$C_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} \quad (3.6)$$

Onde: τ_w é a tensão de cisalhamento na parede.

- Coeficiente de Arrasto: O coeficiente de arrasto quantifica a resistência total ao movimento devido à interação do escoamento com a superfície do objeto e é expressado como:

$$C_d = \frac{F_d}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 S} \quad (3.7)$$

Onde: F_d é a força de arrasto e S é a área da seção do objeto, onde $S = c \times L$ e L é a envergadura.

- Coeficiente de Sustentação: O coeficiente de sustentação mede a força gerada perpendicular à direção do escoamento e é dado por:

$$C_l = \frac{F_l}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 S} \quad (3.8)$$

Onde: F_l é a força de sustentação.

Adicionalmente, foram empregadas as funcionalidades de pós-processamento integradas ao OpenFoam para o tratamento dos dados gerados. Nesse contexto, foram calculadas as médias do coeficiente de pressão, velocidade e vorticidade, utilizando a seguinte fórmula:

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \quad (3.9)$$

Onde: x é uma variável qualquer; N o número de amostras; \bar{x} a média da variável x .

Para o coeficiente de pressão, também foi analisados a variância, a qual foi obtida pela seguinte expressão:

$$\overline{x'^2} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2 \quad (3.10)$$

3.3.2 Critério Q

Foi empregado o Critério Q, que permite a identificação de vórtices. Este critério se baseia na avaliação das características do campo de velocidade de um escoamento e tem como principal objetivo detectar regiões no escoamento que apresentem gradientes de velocidade acentuados e rotação local significativa. Para este trabalho, o valor do critério Q foi definido como 40. Matematicamente, o Critério Q é definido como (WILCOX, 2006):

$$Q = \frac{1}{2} (\omega_x^2 + \omega_y^2 + \omega_z^2) - S_{ij}S_{ij} \quad (3.11)$$

aqui, $\omega_x, \omega_y, \omega_z$ são componentes da vorticidade ao longo dos eixos x, y e z , enquanto S_{ij} são as componentes do tensor da taxa de cisalhamento. Valores positivos de Q indicam regiões onde a rotação domina o escoamento, o que frequentemente corresponde a áreas onde os vórtices são predominantes. Essas regiões podem ser visualizadas usando técnicas como isosuperfícies, que ajudam a identificar estruturas coerentes presentes no campo de escoamento. Por outro lado, valores negativos de Q estão associados a regiões dominadas por deformação, onde o cisalhamento é a principal característica do escoamento.

3.3.3 Processamento de sinais

O PSD (Densidade Espectral de Potência) é uma medida que descreve como a potência de um sinal é distribuída ao longo de diferentes frequências. Neste trabalho, a frequência é representada pelo número adimensional de *Strouhal* (St), definido como:

$$St = \frac{f \cdot L}{U_\infty}, \quad (3.12)$$

sendo f é a frequência característica. Essa representação adimensional permite comparar a dinâmica de diferentes escoamentos, independentemente das suas escalas específicas, facilitando a análise de padrões de flutuações e estruturas turbulentas em sistemas aerodinâmicos.

Neste trabalho, a frequência do PSD é representada pelo número adimensional de *Strouhal* (St). A estimativa da PSD foi realizada utilizando o Método de Welch, uma técnica espectral que reduz a variância da estimativa. Esse método divide o sinal em segmentos sobrepostos, aplica uma janela a cada segmento e, em seguida, calcula a transformada de Fourier de cada segmento. O espectro resultante de cada segmento é somado e a média das estimativas espectrais é calculada, proporcionando uma estimativa mais suave e robusta da PSD.

Correlação é uma medida que avalia a similaridade entre dois sinais, indicando o grau de dependência ou relação entre eles. Existem diferentes formas de analisar essa medida, dependendo do domínio de interesse.

A correlação espectral mede a similaridade entre os espectros de dois sinais.

Neste trabalho, utilizou-se a correlação cruzada, que calcula o grau de semelhança entre dois sinais à medida que um deles é deslocado no tempo em relação ao outro. Com a adoção da condição de periodicidade, os primeiros e últimos pontos dos sinais são idênticos, resultando em uma correlação perfeita entre eles. Para evitar efeitos artificiais dessa periodicidade, é fundamental que o domínio da envergadura seja suficientemente longo para que o escoamento se torne completamente descorrelacionado. Caso contrário, a análise poderá ser distorcida por efeitos periódicos artificiais.

Além disso, a coerência complementa a análise da correlação ao examinar a relação entre os sinais em frequências específicas. A coerência é uma medida que quantifica a relação de fase entre dois sinais como uma função da frequência, sendo definida por:

$$C(f) = \frac{|G_{xy}(f)|^2}{G_{xx}(f)G_{yy}(f)}, \quad (3.13)$$

onde: $C(f)$: Coerência entre os sinais na frequência f , $G_{xy}(f)$: Densidade espectral de potência cruzada entre os sinais, $G_{xx}(f)$: Densidade espectral de potência do primeiro sinal e $G_{yy}(f)$: Densidade espectral de potência do segundo sinal.

A coerência varia entre 0 e 1. Um valor de $C(f) = 1$ indica que os sinais são perfeitamente coerentes na frequência f , compartilhando a mesma fase. Já $C(f) = 0$ significa que não há correlação de fase entre os sinais nessa frequência.

A estimativa espectral da PSD, bem como as análises de coerência e correlação, dependem de alguns parâmetros fundamentais. Os principais parâmetros utilizados em cada simulação são detalhados abaixo.

- Tamanho da janela (winL): Define o comprimento dos segmentos do sinal que serão analisados. Janelas maiores proporcionam melhor resolução em frequência, mas podem reduzir a resolução temporal, o que pode ser importante para detectar variações rápidas no sinal.
- Número de janelas (nwin): Refere-se ao número de janelas (ou segmentos) em que o sinal é dividido. Mais janelas geralmente resultam em uma estimativa mais estável e robusta da PSD, coerência ou correlação. Isso é particularmente útil quando o sinal contém ruído, pois mais janelas ajudam a suavizar a estimativa espectral. No entanto, um número excessivo de janelas pode aumentar o custo computacional e reduzir a resolução temporal.
- Sobreposição das janelas (ol): Indica a fração da janela que se sobrepõe à janela anterior. Quando as janelas são sobrepostas, mais pontos do sinal são utilizados na média espectral, o que melhora a precisão da estimativa da PSD, coerência e correlação. O ajuste do valor

de ol pode ajudar a capturar detalhes rápidos do sinal, além de reduzir a variabilidade nas estimativas.

- Número de pontos (nr): Refere número de pontos usados em uma análise para calcular essas métricas e está relacionado com a resolução espectral do método utilizado.
- Intervalo de tempo entre amostras (dt): Define a frequência com que os dados são coletados. Valores de dt menores permitem uma melhor resolução temporal, sendo essenciais para sinais que apresentam variações rápidas. No entanto, amostras mais frequentes também aumentam o volume de dados a ser processado.
- Resolução de frequência (df): É a separação entre as frequências representadas na estimativa espectral. A resolução de frequência é inversamente proporcional ao tamanho da janela $df = (winL \cdot dt)^{-1}$.

A Tabela 2 apresenta os valores dos parâmetros utilizados nas simulações. A terceira simulação, referente ao caso com rotação, apresentou valores diferentes para $winL$ e $nwin$, devido à quantidade de tempo convectivo simulada.

Tabela 2 – Parâmetros para o processamento de sinais.

Simulação	$winL$	$nwin$	ol	nr	dt
1	1024	10	0,5	30	0,01
2	1024	10	0,5	60	0,01
3	1000	3	0,5	30	0,01

Fonte: Elaborada pelo autor.

4 RESULTADOS E DISCUSSÃO

Nesta seção, apresentamos os resultados das simulações numéricas do escoamento sobre o perfil aerodinâmico S809, considerando um ângulo de ataque de 16 graus, e discutimos suas implicações. A análise teve início com a identificação do estado transiente inicial. Em seguida, avaliamos o impacto da extensão do domínio computacional na direção z , comparando os resultados obtidos com domínios de largura igual a 0,3 e 0,6 da corda do aerofólio para simulações sem rotação. Posteriormente, investigou-se o efeito da rotação no escoamento, comparando os resultados da simulação sem rotação com aqueles obtidos para o caso rotacional, utilizando o domínio com extensão de 0,3 da corda.

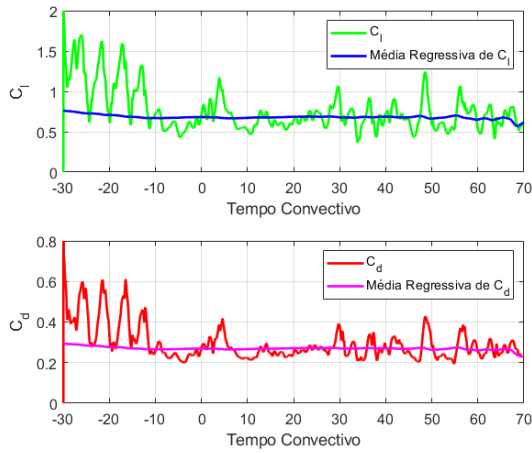
Devido às elevadas demandas computacionais, especialmente nas simulações com rotação, a análise dos resultados nesse caso foi realizada considerando um intervalo reduzido de tempos convectivos em relação às simulações sem o efeito da rotação. O tempo convectivo é definido como o período necessário para que uma partícula fluida percorra uma distância equivalente à corda do aerofólio, é empregado como uma escala de tempo adimensional nas simulações.

4.1 TRANSIENTE INICIAL

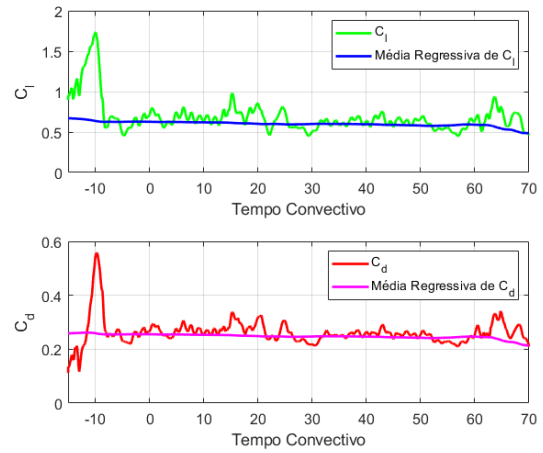
O transiente inicial em simulações CFD é um período no qual a solução está se adaptando às condições de contorno. A análise do estado transiente inicial foi conduzida por meio da média retroativa do C_l e C_d em relação ao tempo, conforme apresentado na Figura 5. Os valores de C_d e C_l serão discutidos na seção subsequente.

As figuras 5 mostram que o estado transiente inicial persiste até tempos convectivos diferentes entre as simulações. No gráfico, os tempos convectivos negativos indicam o momento em que os resultados apresentam uma grande variabilidade. Na Figura 5a, essa variabilidade dura 30 tempos convectivos; na figura 5b, dura 15 tempos convectivos; e na figura 5c, a variabilidade dura um pouco mais de 15 tempos convectivos. Após esses períodos, observa-se uma convergência dos resultados para um estado mais estável numericamente. Como mencionado, o caso com rotação (figura 5c) apresenta um intervalo de tempo útil menor, com apenas 20 tempos convectivos. Em contraste, nas duas simulações sem rotação ($Lz = 0,3$ e $Lz = 0,6$), são utilizados 70 tempos convectivos para a análise.

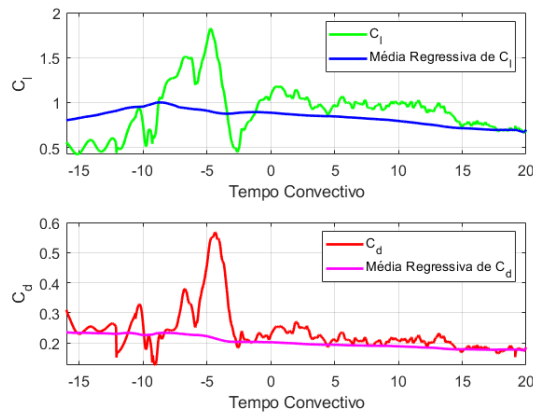
Figura 5 – (a) Transiente inicial $Lz = 0,3$, (b) Transiente inicial $Lz = 0,6$, e (c) Transiente inicial $Lz = 0,3$, com rotação.



(a) Fonte: Autor



(b) Fonte: Autor



(c) Fonte: Autor

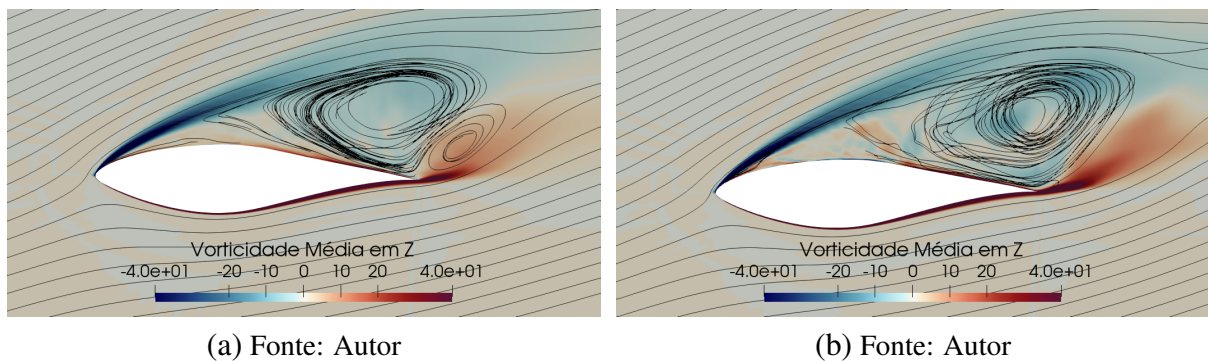
4.2 IMPACTO DA EXTENSÃO DO DOMÍNIO NA DIREÇÃO z NAS SIMULAÇÕES SEM ROTAÇÃO

Nesta seção, analisamos o impacto da extensão do domínio computacional na direção z sobre os resultados das simulações sem rotação. Foram realizadas duas simulações com diferentes extensões do domínio em z , correspondendo a $Lz = 0,3$ e $Lz = 0,6$ da corda do aerofólio. A análise tem como foco a comparação dos resultados obtidos para essas duas configurações, discutindo as possíveis variações nos resultados numéricos e suas implicações para a compreensão do comportamento do escoamento. A seguir, são apresentados os resultados dessas simulações e as diferenças observadas.

4.2.1 Média temporal do escoamento

Baseados na média temporal do escoamento, a figura Figura 6 ilustra as linhas de corrente e o campo da componente em z da vorticidade sobre o aerofólio NREL S809 para as condições especificadas (ângulo de ataque $\alpha = 16^\circ$ e número de Reynolds $Re = 10^5$). Essas linhas de corrente proporcionam uma representação visual do comportamento do escoamento à medida que percorre a superfície do aerofólio.

Figura 6 – (a) Campo de Vorticidade em Z junto às linhas de correntes para o caso $Lz = 0,3$, e (b) para o caso $Lz = 0,6$

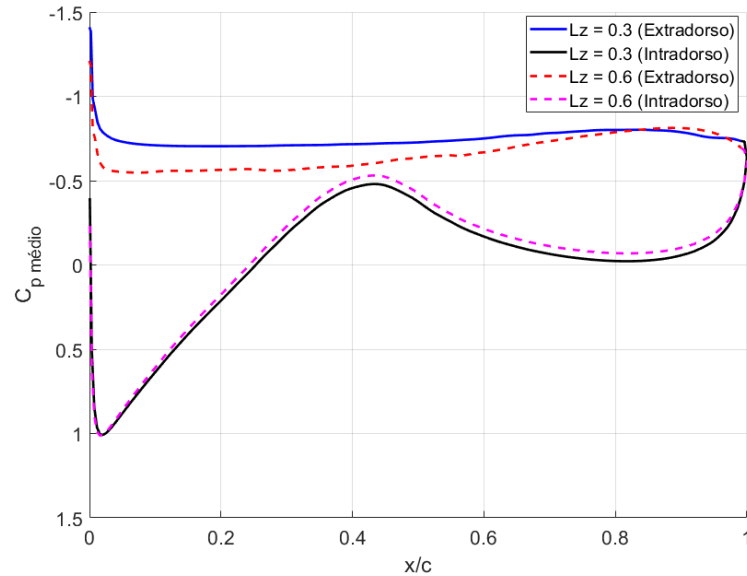


A análise das figuras Figura 6a e Figura 6b evidenciam uma região de recirculação significativa no extradorso, próxima ao bordo de fuga do aerofólio. Além disso, a distribuição de vorticidade no bordo de ataque revela o descolamento da camada limite em ambos os casos avaliados. Ao comparar as duas configurações, observa-se que não há diferenças significativas na região média do escoamento de recirculação, tanto em relação ao tamanho quanto à localização dessa região.

Foram calculadas a média e a variância do coeficiente de pressão (C_p), que fornecem informações sobre a distribuição de pressão na superfície do aerofólio, e a média do coeficiente de atrito (C_f), associado à resistência de fricção experimentada pelo aerofólio. A análise desses coeficientes é essencial para o entendimento do comportamento aerodinâmico, permitindo avaliar o desempenho do aerofólio nos dois casos com diferentes extensões de domínio.

A figura Figura 7 apresenta a comparação da distribuição média do C_p ao longo da superfície do aerofólio em função da corda. Os resultados indicam consistência em ambos os casos, com $C_p = 1$ no ponto de estagnação. O caso com $Lz = 0,3$ apresenta um pico de sucção que é 0,2 mais intenso em relação ao observado no caso com $Lz = 0,6$. Observa-se também que a área interna da figura Figura 7 do C_p para $Lz = 0,3$ é maior, indicando um coeficiente de força normal superior em relação ao caso $Lz = 0,6$.

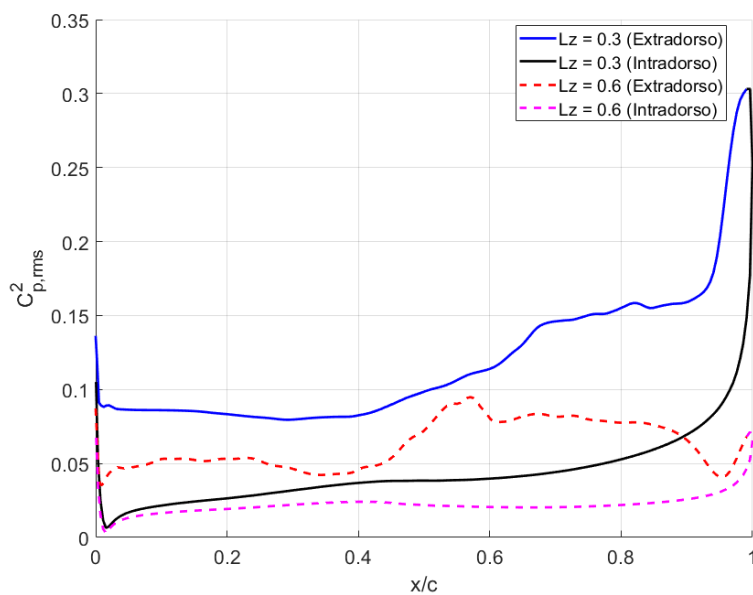
Figura 7 – Distribuição média do coeficiente de pressão (C_p) no aerofólio.



Fonte: Autor.

Por sua vez, a figura Figura 8 apresenta o gráfico da variância do coeficiente de pressão ($C_{p,rms}^2$) ao longo da corda do aerofólio. Nota-se flutuações intensas na pressão no extradorso, especialmente na região da corda entre 0.4 e 0.8, para ambos os casos analisados. Contudo, as flutuações são mais intensas em todas as regiões da superfície no caso $Lz = 0,3$. O pico observado na figura Figura 8, localizado no bordo de fuga do aerofólio, pode ser associado à presença de vórtices de bordo de fuga organizados, cuja intensidade é maior no caso $Lz = 0,3$, essa característica contribui para as flutuações de pressão mais elevadas observadas nessa região.

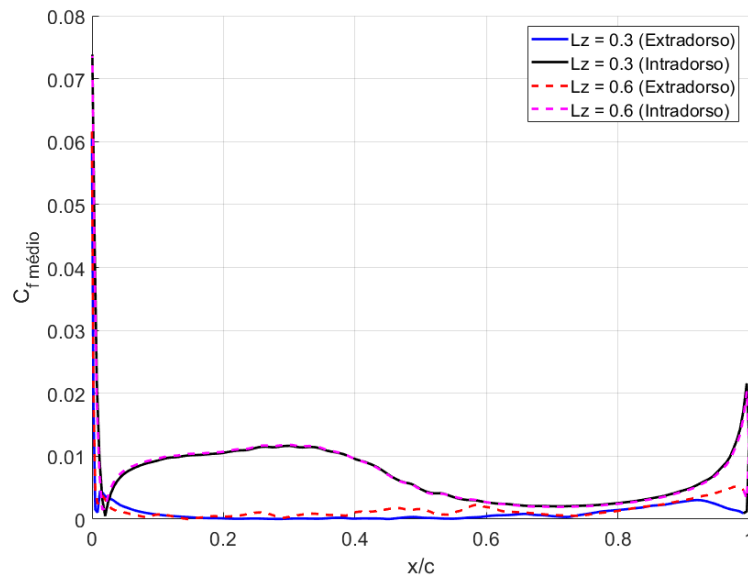
Figura 8 – Variância de C_p em toda a extensão do aerofólio.



Fonte: Autor.

A análise do coeficiente de atrito (C_f) é apresentada na Figura 9, evidenciando que o escoamento encontra-se descolado em ambos os casos. A separação do escoamento é identificada pelo ponto em que o módulo de C_f cruza o valor zero. O caso $Lz = 0,3$ apresenta uma distribuição de C_f mais regular ao longo da superfície do aerofólio, embora, de maneira geral, os valores de C_f sejam semelhantes nos dois casos. Essa observação do descolamento da camada limite está em consonância com as informações obtidas a partir das linhas de corrente, ilustradas na Figura 6.

Figura 9 – O coeficiente de fricção (C_f) ao longo do aerofólio.



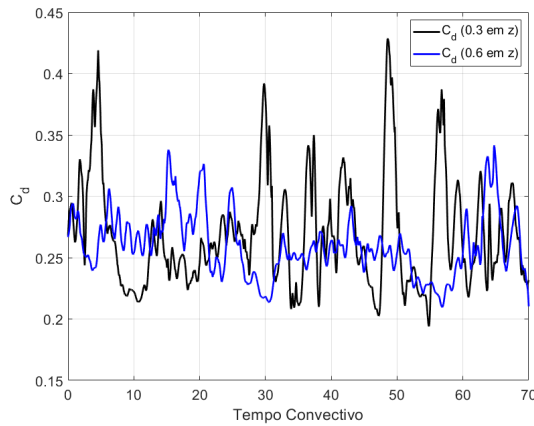
Fonte: Autor.

4.2.2 Análise dos coeficientes aerodinâmicos e das estruturas turbulentas

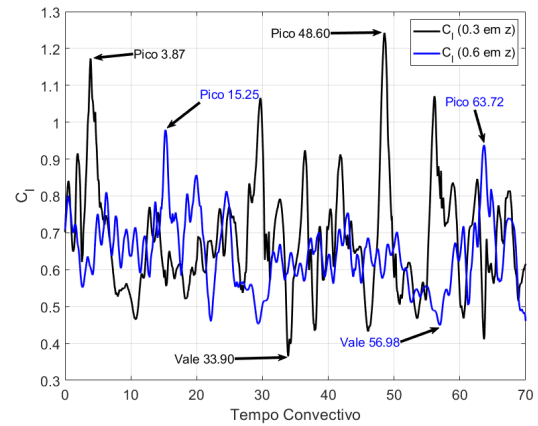
Neste trabalho, foram analisados os coeficientes aerodinâmicos: o coeficiente de arrasto (C_d), que quantifica a resistência à medida que o aerofólio se desloca pelo ar e o coeficiente de sustentação (C_l), que descreve a capacidade do aerofólio de gerar sustentação.

Na figura 10, são apresentados os gráficos dos coeficientes C_d e C_l . Ao analisar as figuras 10a e 10b, observa-se que o caso $Lz = 0,3$ apresenta maiores flutuações nos valores de C_d e C_l , o que está em conformidade com o que foi observado na figura 8.

Figura 10 – (a) Coeficiente de arrasto (C_d) e (b) Coeficiente de Sustentação (C_l)



(a) Fonte: Autor



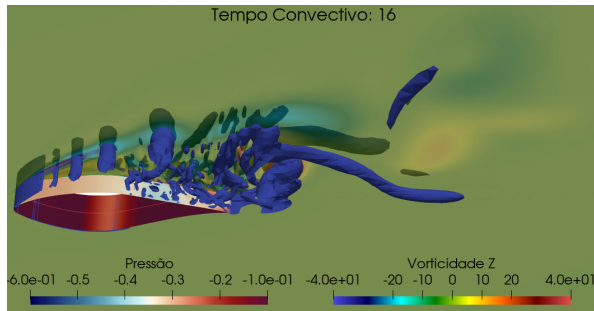
(b) Fonte: Autor

Observa-se na figura Figura 10, comportamento intermitente nas forças de C_d e C_l , com intervalos de tempos convectivos em que há flutuações menos intensas para as duas larguras de domínio. Para o caso com $L_z = 0, 3$, essas flutuações reduzidas ocorrem aproximadamente entre os tempos convectivos 16 e 22. Já para $L_z = 0, 6$, esse comportamento é notado aproximadamente no intervalo de tempo entre 32 e 52.

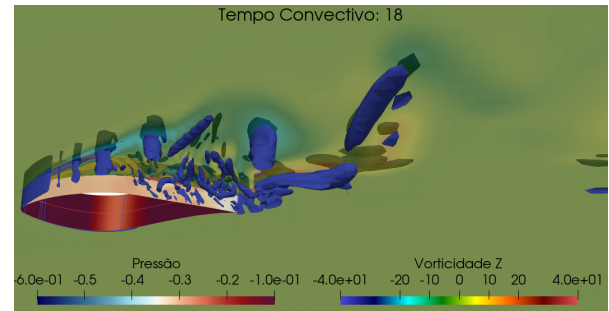
Com base nessas observações, as figuras Figura 11 e Figura 12 apresentam as estruturas turbulentas presentes nos intervalos de tempo convectivo em que as flutuações nos coeficientes de arrasto e sustentação são menos intensas para as extensões do domínio $L_z = 0, 3$ e $L_z = 0, 6$.

Nas figura Figura 11 e Figura 12, é possível identificar a presença de vórtices de Kelvin-Helmholtz bem definidos, núcleos de vórtices substanciais, vórtices longitudinais e vórtices de bordo de fuga ao longo dos tempos convectivos. Além disso, a distribuição de pressão no extradorso do aerofólio demonstra uma consistência similar entre os diferentes tempos analisados. Tal semelhança contribui para justificar as flutuações menos intensa nos valores de C_d e C_l .

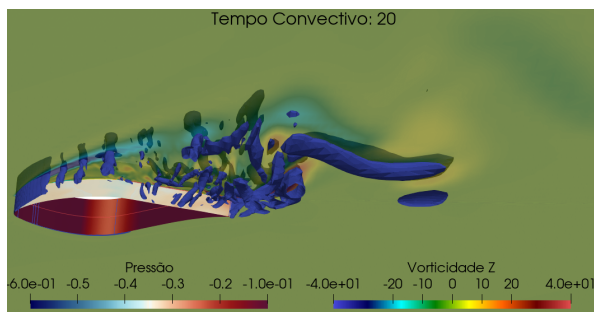
Figura 11 – (a) Campo de escoamento instantâneo (vorticidade no sentido transversal, critério Q e pressão na superfície) para o tempos convectivos 16, (b) 18 , (c) 20 e (d) 22 para a extensão $L_z = 0,3$



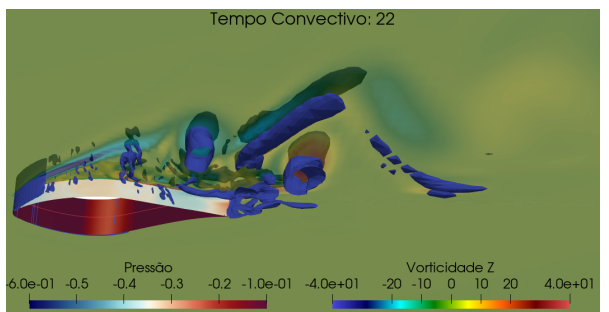
(a) Fonte: Autor



(b) Fonte: Autor

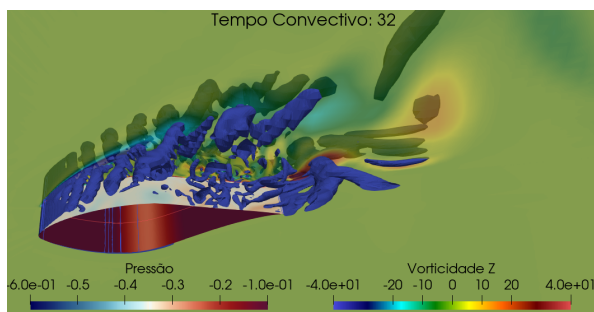


(c) Fonte: Autor

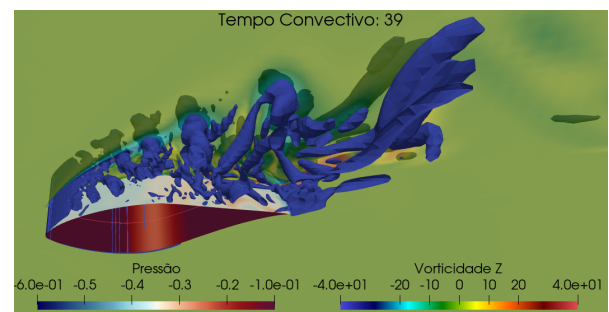


(d) Fonte: Autor

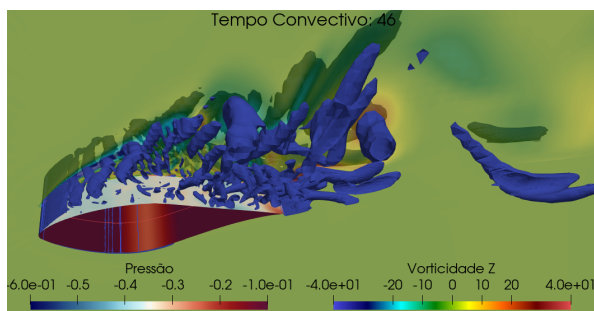
Figura 12 – (a) Campo de escoamento instantâneo (vorticidade no sentido transversal, critério Q e pressão na superfície) para o tempos convectivos 32, (b) 39 , (c) 46 e (d) 52 para a extensão $L_z = 0,6$



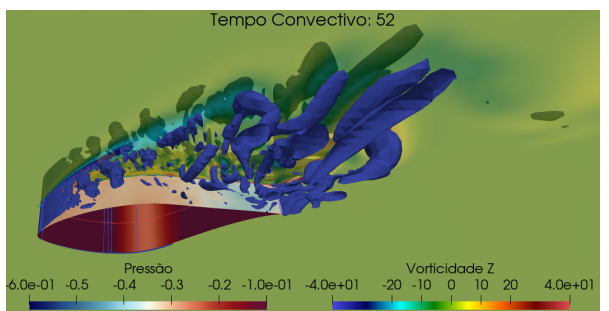
(a) Fonte: Autor



(b) Fonte: Autor



(c) Fonte: Autor



(d) Fonte: Autor

Na Tabela 3, são apresentados os valores médios e os desvios padrão dos coeficientes de sustentação e arrasto para os dois casos analisados: $Lz = 0,3$ e $Lz = 0,6$. Observa-se que o caso com $Lz = 0,3$ apresentou valores médios mais elevados para ambos os coeficientes em comparação ao caso com $Lz = 0,6$. O C_l foi 0,0386 maior, com a diferença relativa de 5,68%, enquanto o C_d foi de 0,0092, apresentando uma diferença relativa de 3,57%. Além disso, conforme observado nas flutuações apresentadas na Figura 10, o caso $Lz = 0,6$ apresentou os menores valores de desvio padrão, com uma diferença de 0,0531 para o C_l e 0,0195 para o C_d .

Tabela 3 – Resultados da média e desvio padrão para C_l e C_d em diferentes extensão do domínio em z .

Simulação	Média C_l	Desvio Padrão C_l	Média C_d	Desvio Padrão C_d
Caso (0,3)	0,6821	0,1482	0,2695	0,0452
Caso (0,6)	0,6435	0,0951	0,2603	0,0257

Fonte: Elaborada pelo autor.

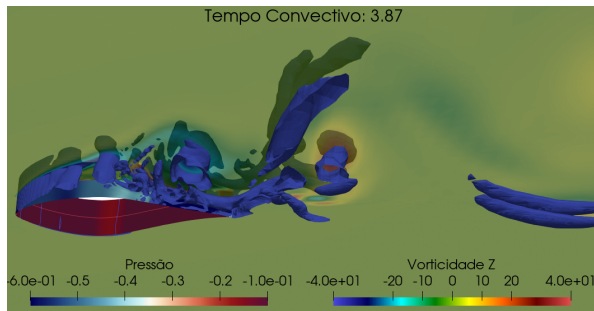
Na figura 10b, observam-se dois picos e um vale em ambos os casos ($Lz = 0,3$ e $Lz = 0,6$), que serão investigados em maior detalhe, com foco em suas estruturas turbulentas e a distribuição de C_p .

Para o caso $Lz = 0,3$, os picos e o vale, destacados nos tempos convectivos de 3.87, 33.90 e 48.60, foram analisados detalhadamente utilizando o Critério Q. Esse critério permite identificar os vórtices, contribuindo para a compreensão da dinâmica das estruturas de grande escala presentes no escoamento.

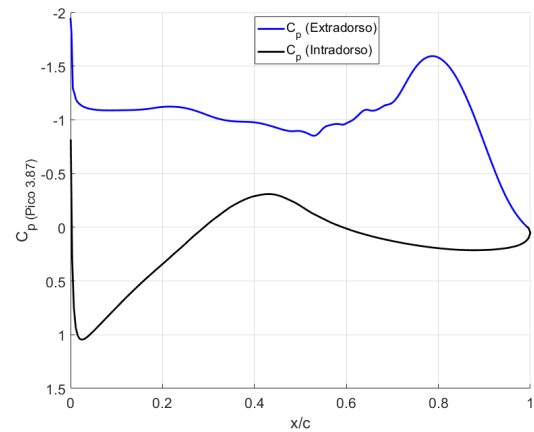
Ao observar as figuras 13a e 13c, foi possível identificar a presença de uma camada de mistura no bordo de ataque do aerofólio. Além disso, observa-se núcleos de vórtices substanciais, sugerindo a possível ocorrência de uma instabilidade de Kelvin-Helmholtz. Há presença de vórtices grandes bem correlacionados na direção da envergadura.

Próximo ao bordo de fuga, foi notada uma concentração significativa desses núcleos de vórtices, o que resultou em uma redução local da pressão, conforme observado nas figuras 13b e 13d, entre $x/c = 0.6$ e $x/c = 0.85$. Essa redução na pressão pode ser associada ao aumento observado em C_l (conforme mostrado na figura 10b). Além disso, na esteira do aerofólio, identificaram-se vórtices longitudinais entre os vórtices principais.

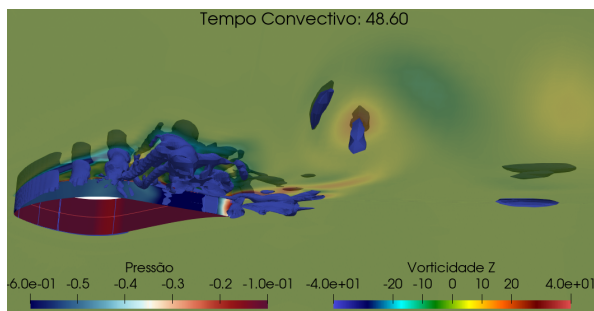
Figura 13 – (a) Campo de escoamento instantâneo (vorticidade no sentido transversal, critério Q e pressão na superfície) e (b) C_p para o pico 3.87, (c) Campo de escoamento instantâneo (vorticidade no sentido transversal, critério Q e pressão na superfície) e (d) C_p do pico 48.60.



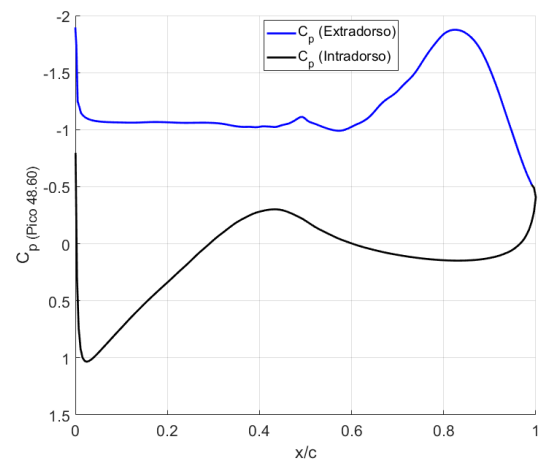
(a) Fonte: Autor



(b) Fonte: Autor



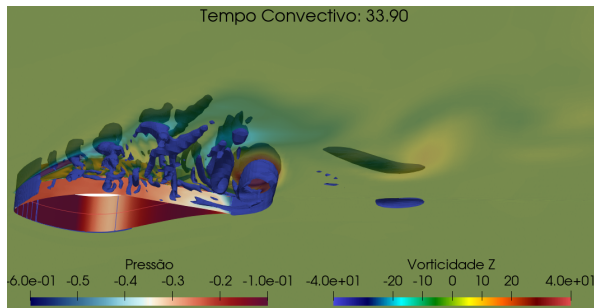
(c) Fonte: Autor



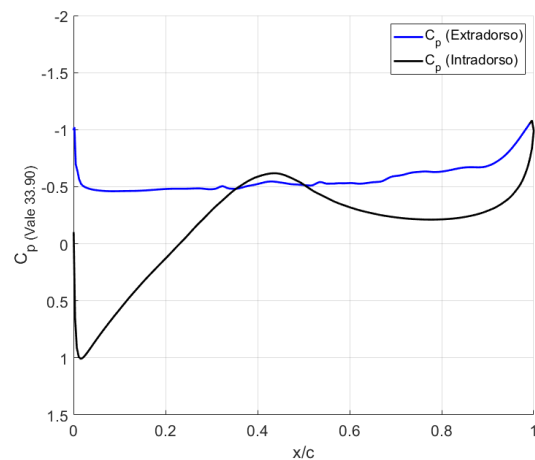
(d) Fonte: Autor

No vale, ilustrado na figura Figura 14, observa-se uma camada de mistura menos pronunciada em comparação aos picos (figuras Figura 13a e Figura 13c), além da ausência de vórtices de Kelvin-Helmholtz bem organizados. A região de recirculação apresenta-se mais limpa, com uma quantidade reduzida de núcleos de vórtices, resultando em uma seção menos intensa (figura Figura 14b). Nesse tempo convectivo, o C_p mantém-se praticamente constante ao longo do extradorso.

Figura 14 – (a) Campo de escoamento instantâneo (vorticidade no sentido transversal, critério Q e pressão na superfície) e (b) C_p para o vale 33.90



(a) Fonte: Autor



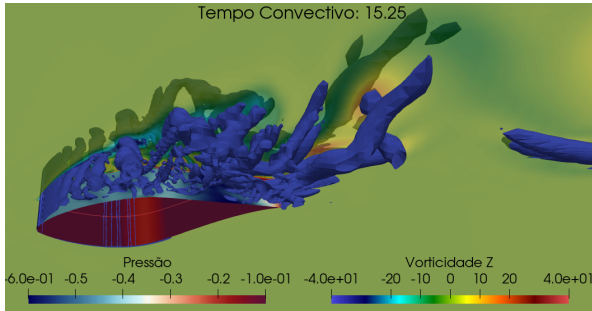
(b) Fonte: Autor

As figuras Figura 15 e Figura 16 a seguir apresentam os picos e o vale correspondentes aos maiores e menor valores de C_l , localizados nos tempos convectivos 15.25, 63.72 e 56.98, para o caso $Lz = 0,6$. A análise contempla tanto as estruturas turbulentas quanto a distribuição do C_p ao longo da superfície do aerofólio. O objetivo é investigar as semelhanças e diferenças nas estruturas turbulentas associadas a cada extensão do domínio.

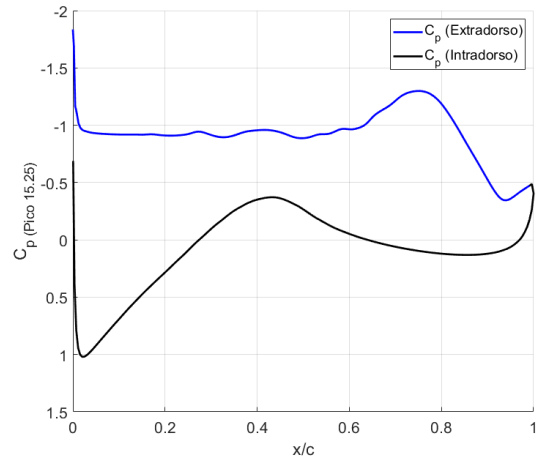
Ao analisar os picos nas figuras Figura 15a e Figura 15c, observa-se que há semelhanças em relação aos picos do caso $Lz = 0,3$, mas com algumas diferenças notáveis. No caso $Lz = 0,6$, a região de circulação apresenta uma maior quantidade de vórtices presentes. No entanto, os vórtices de Kelvin-Helmholtz apresentam uma organização menos definida e mais tridimensional, com uma coerência reduzida na direção z .

Já o C_p nos picos, ilustrado nas figuras Figura 15b e Figura 15d, apresenta-se semelhante em ambos os casos, indicando que, apesar das diferenças nas estruturas turbulentas, a distribuição de pressão ao longo da superfície do aerofólio permanece comparável. A única diferença notável é a intensidade de sucção do C_p , localizada aproximadamente em $x/c \approx 0.8$, onde há presença de vórtices de bordo de fuga.

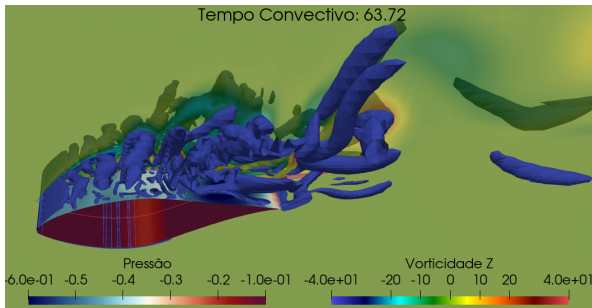
Figura 15 – (a) Campo de escoamento instantâneo (vorticidade no sentido transversal, critério Q e pressão na superfície) e (b) C_p para o pico 15.25, (c) Campo de escoamento instantâneo (vorticidade no sentido transversal, critério Q e pressão na superfície) e (d) C_p do pico 63.72.



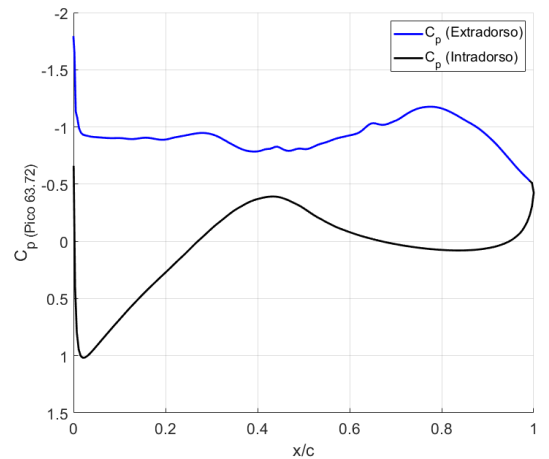
(a) Fonte: Autor



(b) Fonte: Autor



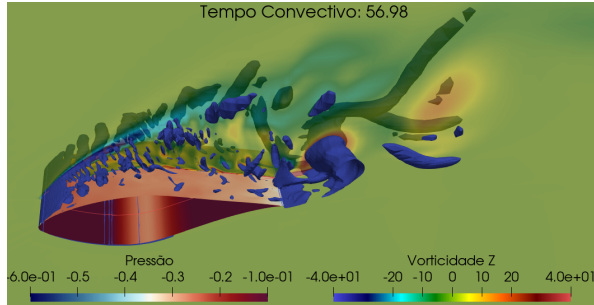
(c) Fonte: Autor



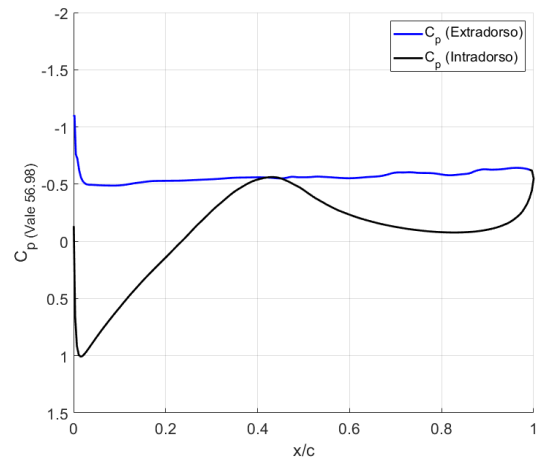
(d) Fonte: Autor

O vale, representado na figura Figura 16a, corresponde ao instante em que foi observado o menor valor de C_l . Esse comportamento apresenta as mesmas características do caso $Lz = 0, 3$, embora com estruturas mais tridimensionais na camada de mistura. A figura Figura 16b de C_p do vale exhibe o mesmo padrão observado no caso $Lz = 0, 3$, indicando um comportamento semelhante da distribuição de pressão, apesar das diferenças nas características da camada de mistura.

Figura 16 – (a) Campo de escoamento instantâneo (vorticidade no sentido transversal, critério Q e pressão na superfície) e (b) C_p para o vale 56.98.



(a) Fonte: Autor

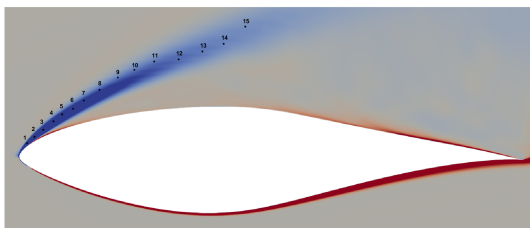


(b) Fonte: Autor

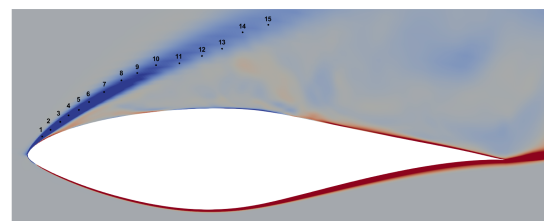
4.2.3 Investigação do psd, correlação e coerência

Para o processamento de sinais, foram selecionados 15 pontos distribuídos ao longo da camada de mistura, onde o processamento foi realizado individualmente para cada ponto. A figura Figura 17 apresenta a localização desses pontos, que foram aplicados em ambas as extensões de domínio analisadas.

Figura 17 – Pontos selecionados ao longo da camada de mistura para o caso (a) $Lz = 0, 3$ e (b) o caso $Lz = 0, 6$



(a) Fonte: Autor



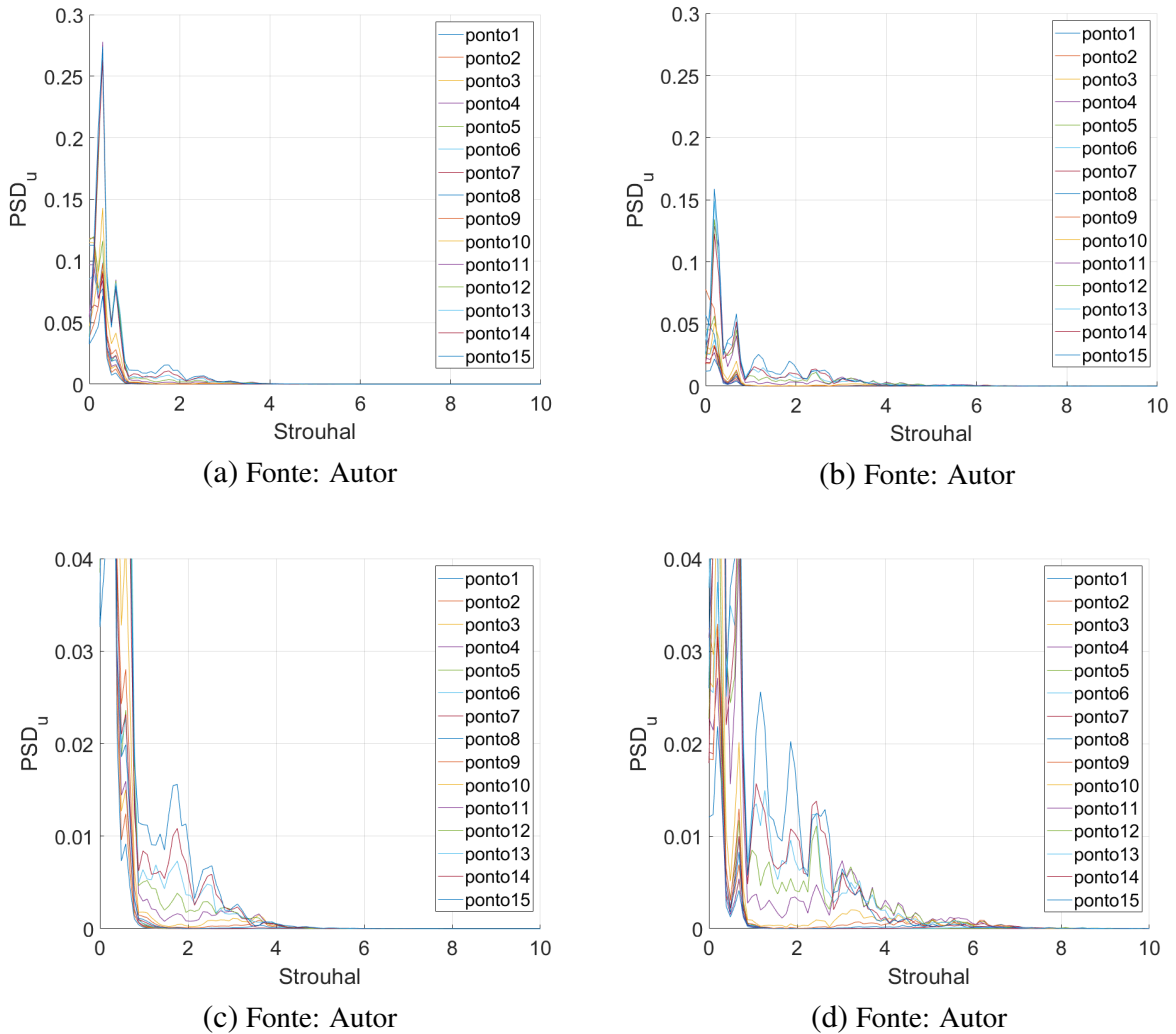
(b) Fonte: Autor

Foi realizada a análise da Densidade Espectral de Potência (PSD) das componentes de velocidade nas direções x , y e z , representadas por u , v e w , respectivamente.

As Figuras Figura 18 apresentam o PSD da componente u , destacando uma flutuação de baixa frequência ($Strouhal < 1$) mais intensa no caso $Lz = 0,3$. Adicionalmente, nas Figuras Figura 18c e Figura 18d, são identificadas flutuações em frequências superiores a $Strouhal = 1$, com maior intensidade no caso $Lz = 0,6$. Até o momento, não foi possível associar essas flutuações a fenômenos específicos do campo de escoamento. Foi estimada a frequência de passagem dos vórtices de Kelvin-Helmholtz, correspondendo a um número de

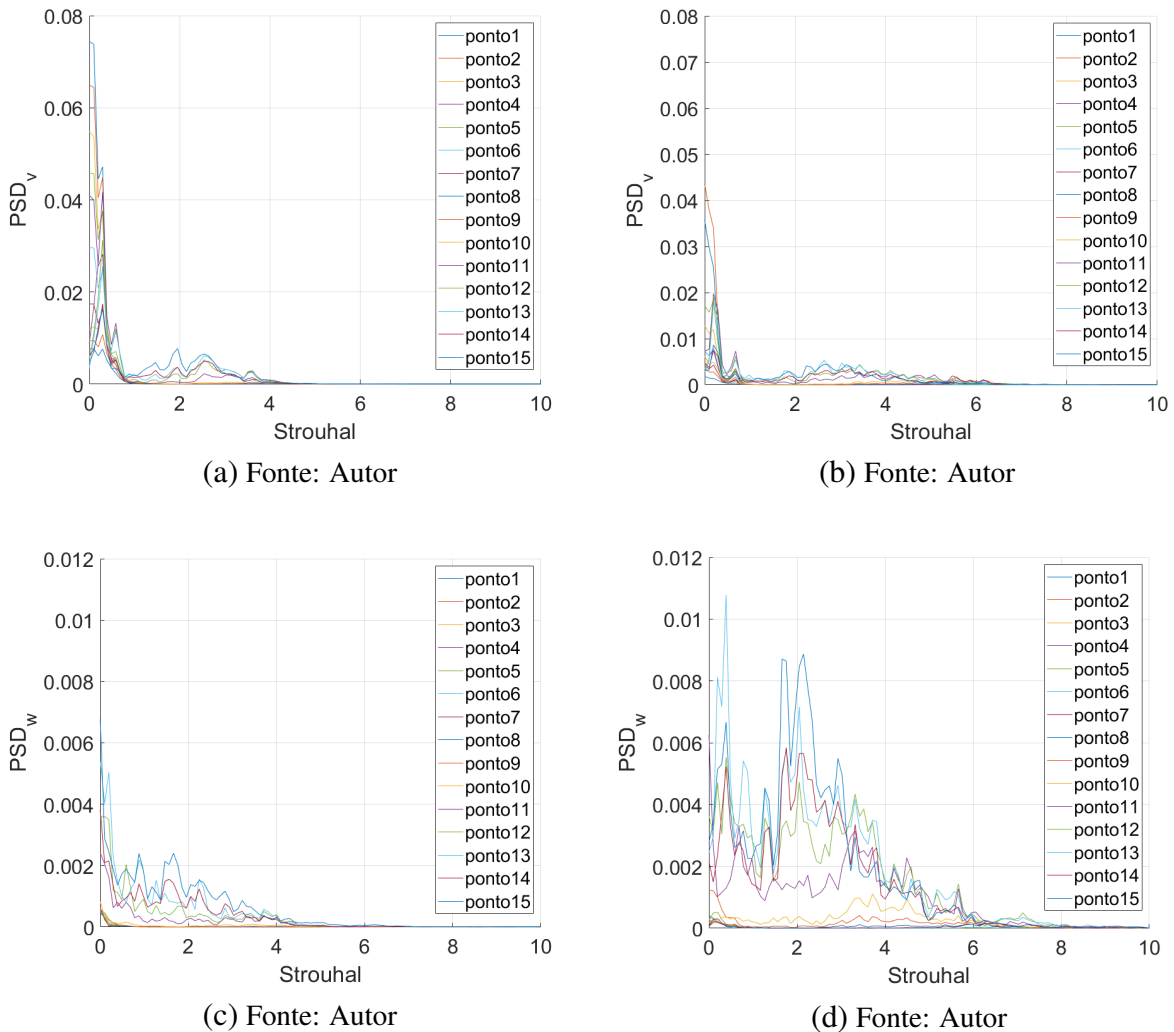
$Strouhal = 10$. No entanto, essa estimativa não apresentou correspondência com as frequências de maior energia observadas nos espectros analisados.

Figura 18 – (a) PSD da componente u para o caso $Lz = 0,3$ e (b) para $Lz = 0,6$, (c) Detalhe das flutuações de alta frequência ($Strouhal > 1$) para $Lz = 0,3$ e (d) para $Lz = 0,6$.



Na figura Figura 19, são apresentados os PSDs das componentes v e w , permitindo a análise das flutuações dessas variáveis ao longo da camada de mistura para os dois casos de extensão de domínio, $Lz = 0,3$ e $Lz = 0,6$. As observações dessas figuras são semelhantes às discutidas na figura Figura 18, com a diferença de que a energia da componente v está mais distribuída, sem apresentar picos bem definidos para $Strouhal > 1$. Além disso, o PSD da componente w mostra flutuações com maior energia no caso $Lz = 0,6$.

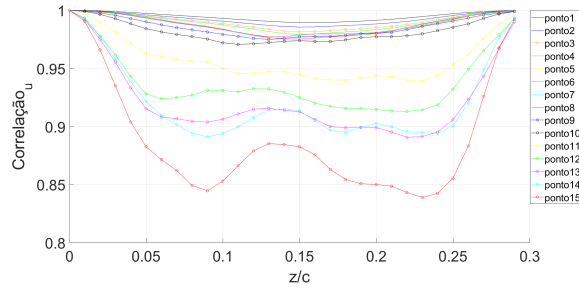
Figura 19 – (a) PSD da componente v para o caso $Lz = 0,3$ e (b) para $Lz = 0,6$, (c) PSD da componente w para $Lz = 0,3$ e (d) para $Lz = 0,6$.



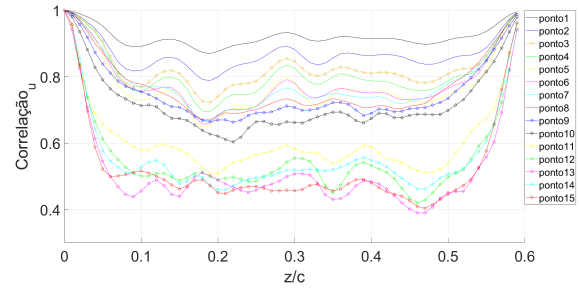
Na figura Figura 20, são apresentados os resultados da correlação entre os dados para $Lz = 0,3$ e $Lz = 0,6$. É possível perceber que, à medida que os pontos avançam na camada de mistura, a correlação entre as componentes diminui. Para o caso $Lz = 0,3$, a correlação é maior nas componentes u e v , decaindo até aproximadamente 0.84. Em contraste, a correlação para a componente w foi mais baixa, com um valor aproximado de -0.6. Este valor é inferior ao observado no caso com maior extensão do domínio, $Lz = 0,6$, onde a correlação de w foi um pouco abaixo de -0.2. Além disso, para o caso $Lz = 0,6$, as componentes u e v apresentaram valores de correlação baixos, com o valor de correlação de u ficando um pouco abaixo de 0.4 e o de v abaixo de 0.3. Isso indica uma maior dispersão das flutuações nas componentes u e v para a maior extensão do domínio. Esses resultados destacam o impacto da extensão do domínio na organização e coerência das estruturas turbulentas ao longo da camada de mistura. No caso $Lz = 0,3$, observa-se uma correlação mais pronunciada entre as componentes, especialmente para u e v , enquanto o caso $Lz = 0,6$ apresenta uma dispersão mais acentuada e correlações reduzidas. Essa diferença sugere que uma extensão de domínio menor pode restringir

o decaimento da correlação, portanto, sugere que uma largura maior do domínio pode ser mais adequada.

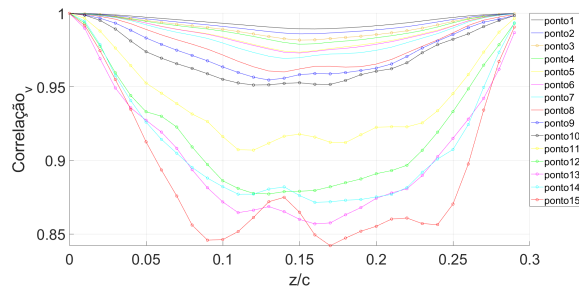
Figura 20 – (a) Correlação da componente u para o caso $Lz = 0, 3$ e (b) para $Lz = 0, 6$. (c) Correlação da componente v para $Lz = 0, 3$ e (d) para $Lz = 0, 6$. (e) Correlação da componente w para $Lz = 0, 3$ e (f) para $Lz = 0, 6$



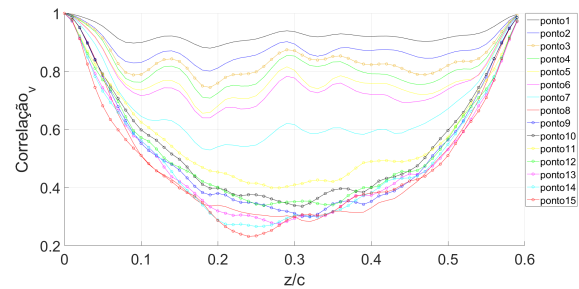
(a) Fonte: Autor



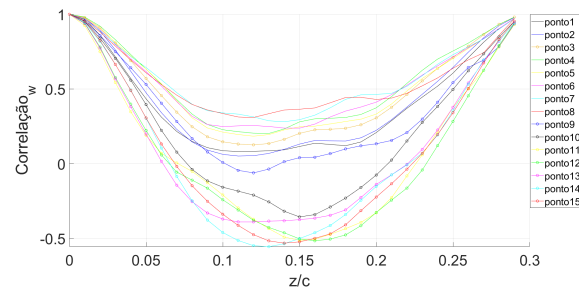
(b) Fonte: Autor



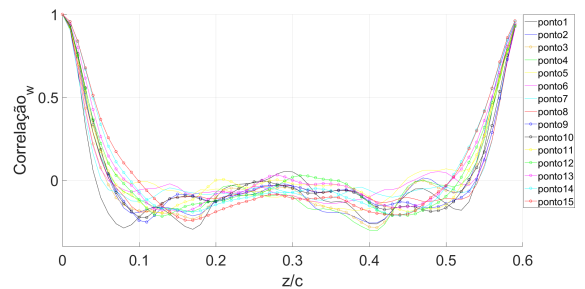
(c) Fonte: Autor



(d) Fonte: Autor



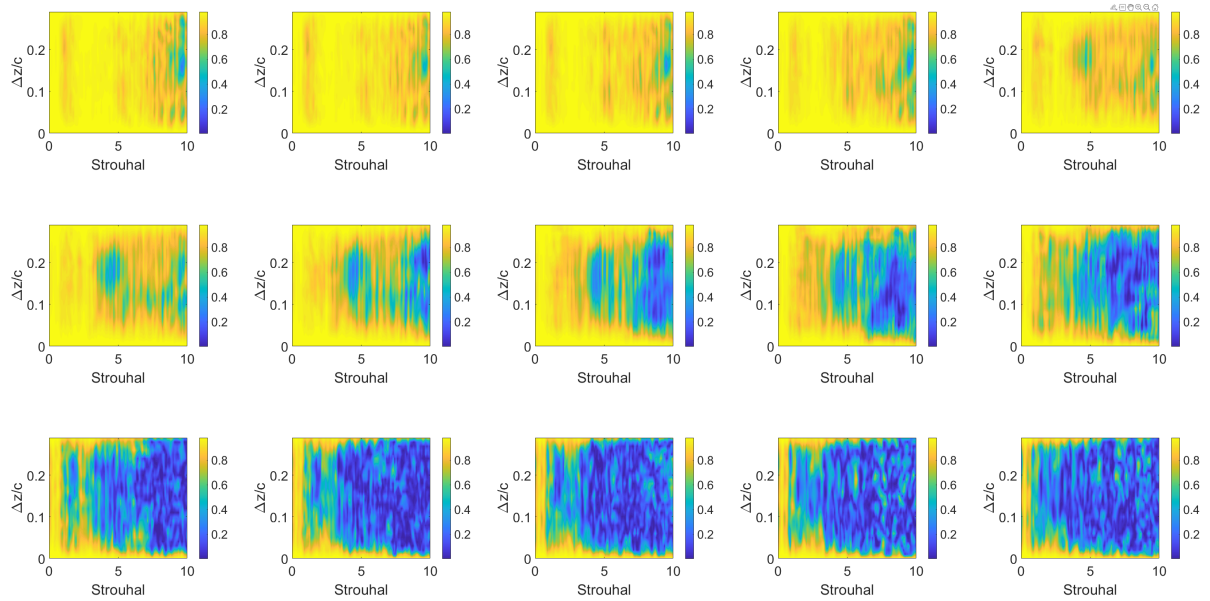
(e) Fonte: Autor



(f) Fonte: Autor

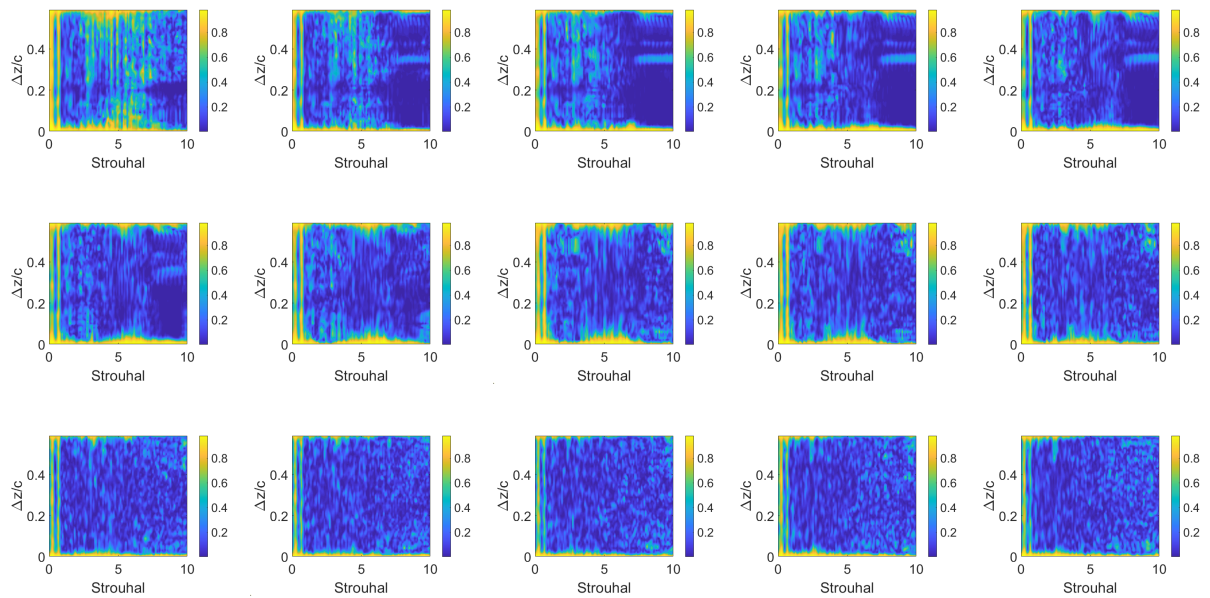
Nas figuras Figura 21 e Figura 22, são apresentadas as análises de coerência para a componente u , enquanto as figuras Figura 23 e Figura 24 exibem os resultados para a componente v , e as figuras Figura 25 e Figura 26 correspondem à componente w . As figuras Figura 21, Figura 23 e Figura 25 referem-se ao caso $Lz = 0, 3$, enquanto as figuras Figura 22, Figura 24 e Figura 26 mostram os resultados para $Lz = 0, 6$.

Figura 21 – Coerência da componente u para o caso $Lz = 0, 3$. A primeira linha representa os pontos de 1 a 5; a segunda linha, os pontos de 6 a 10; e a terceira linha, os pontos de 11 a 15, todos organizados da esquerda para a direita.



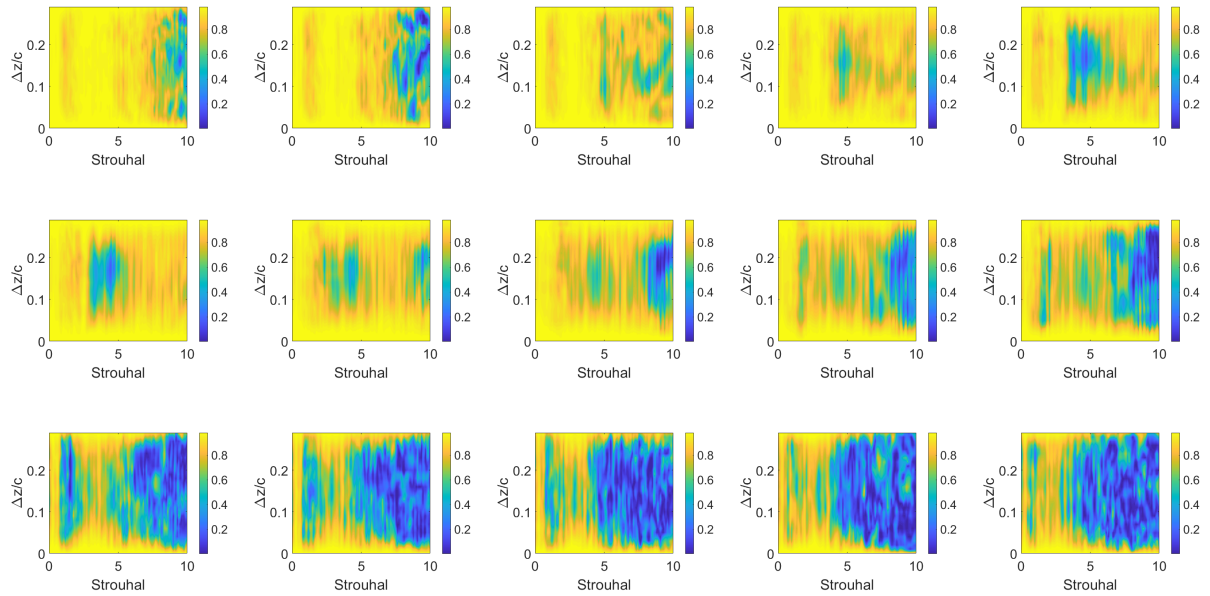
Fonte: Autor

Figura 22 – Coerência da componente u para o caso $Lz = 0, 6$. A primeira linha representa os pontos de 1 a 5; a segunda linha, os pontos de 6 a 10; e a terceira linha, os pontos de 11 a 15, todos organizados da esquerda para a direita.



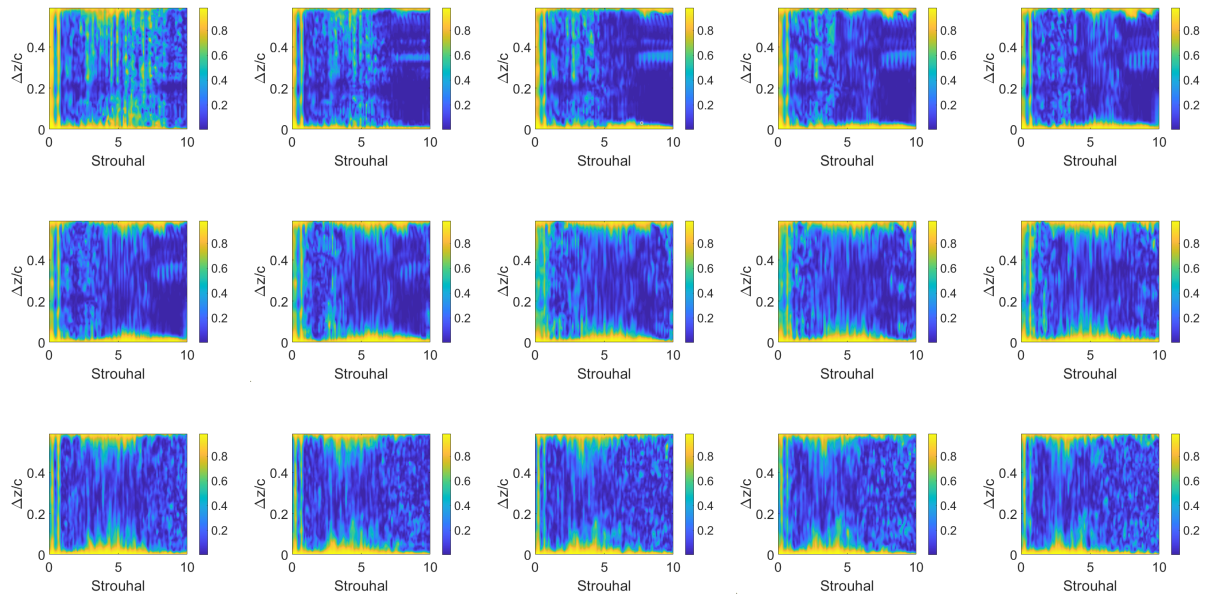
Fonte: Autor

Figura 23 – Coerência da componente v para o caso $Lz = 0, 3$. A primeira linha representa os pontos de 1 a 5; a segunda linha, os pontos de 6 a 10; e a terceira linha, os pontos de 11 a 15, todos organizados da esquerda para a direita.



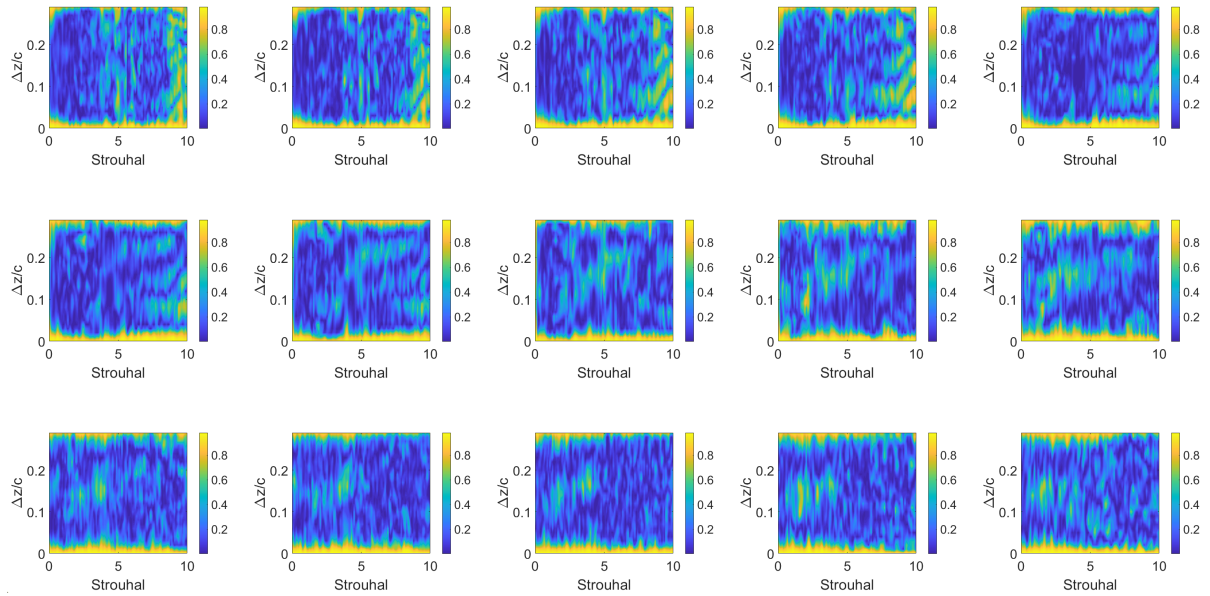
Fonte: Autor

Figura 24 – Coerência da componente v para o caso $Lz = 0, 6$. A primeira linha representa os pontos de 1 a 5; a segunda linha, os pontos de 6 a 10; e a terceira linha, os pontos de 11 a 15, todos organizados da esquerda para a direita.



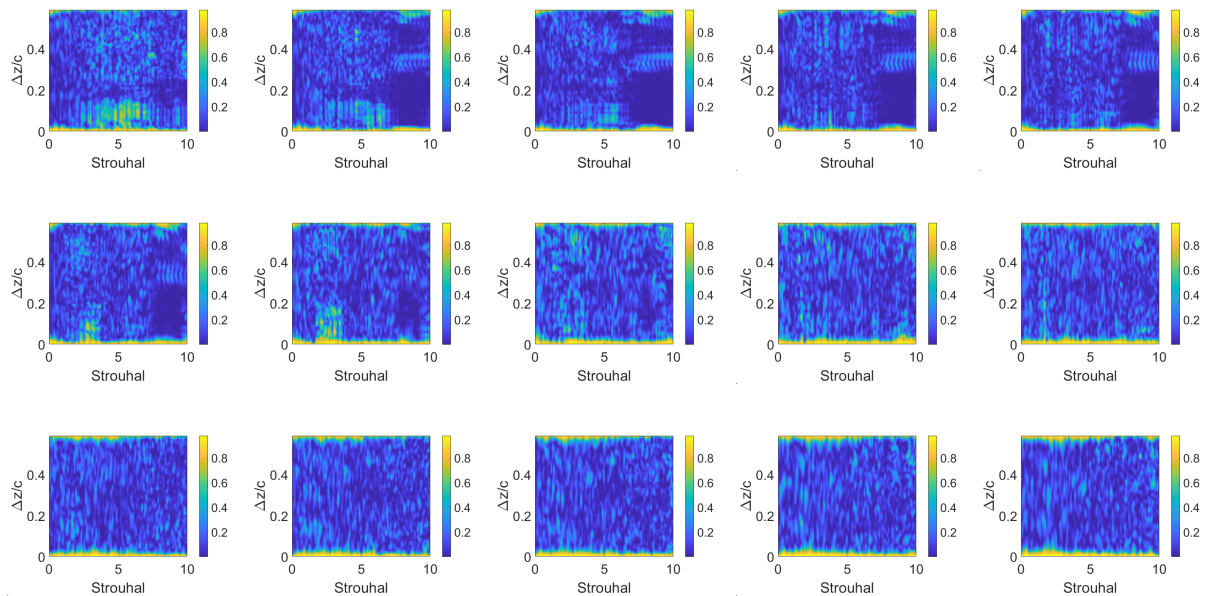
Fonte: Autor

Figura 25 – Coerência da componente w para o caso $Lz = 0, 3$. A primeira linha representa os pontos de 1 a 5; a segunda linha, os pontos de 6 a 10; e a terceira linha, os pontos de 11 a 15, todos organizados da esquerda para a direita.



Fonte: Autor

Figura 26 – Coerência da componente w para o caso $Lz = 0, 6$. A primeira linha representa os pontos de 1 a 5; a segunda linha, os pontos de 6 a 10; e a terceira linha, os pontos de 11 a 15, todos organizados da esquerda para a direita.



Fonte: Autor

Observando as figuras de coerência, percebe-se que, para o caso $Lz = 0, 3$, as componentes u e v apresentam maior coerência. Nos pontos iniciais não se observe mudança na coerência elevada, o que corrobora com os resultados da correlação. Já no caso $Lz = 0, 6$, a coerência é significativa apenas para $Strouhal < 1$, conforme também identificado nas figuras

do PSD. Em ambas as extensões de domínio, a coerência diminui gradualmente à medida que os pontos avançam na camada de mistura, preservando-se apenas para $Strouhal < 1$ e apresentando valores mais elevados em regiões com menores valores de z/c . Para $Strouhal > 1$, observa-se coerência elevada apenas em pequenos valores de z/c .

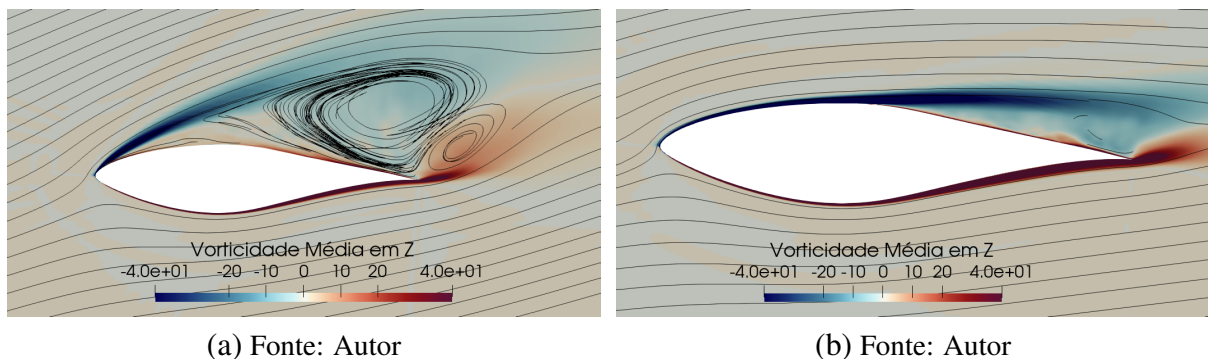
4.3 IMPACTO DA ROTAÇÃO NA SIMULAÇÃO COM DOMÍNIO $Lz = 0, 3$.

Nesta seção, serão comparados os resultados das simulações realizadas para o caso com domínio $Lz = 0, 3$ sem os efeitos da rotação e para o caso em que a rotação foi imposta. A análise busca identificar as diferenças nas características do escoamento, destacando a influência da rotação na camada de mistura, nos coeficientes aerodinâmicos, na distribuição do coeficiente de pressão, nas flutuações das variáveis de interesse e nas estruturas turbulentas.

4.3.1 Média temporal do escoamento

Baseadas na média temporal do escoamento, as figuras Figura 27 ilustram as linhas de corrente e o campo da componente em Z (direção da envergadura) da vorticidade, para os casos sem e com rotação.

Figura 27 – (a) Campo de Vorticidade em Z junto às linhas de correntes para o caso sem rotação e (b) com rotação.

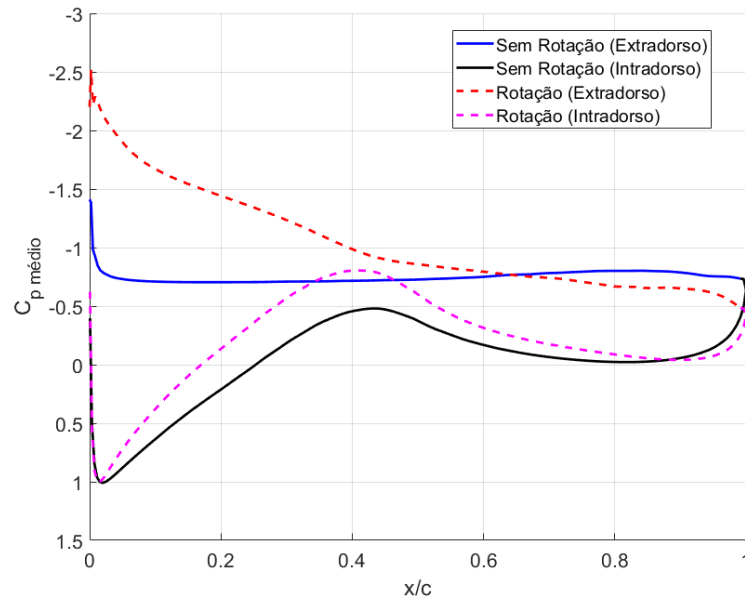


Ao comparar a figura Figura 27, observa-se uma diferença significativa na região de recirculação do escoamento. No caso sem rotação, a região de recirculação é menor em comparação ao caso com rotação. Além disso, verifica-se que a rotação influencia diretamente na separação da camada limite, adiando seu início e alterando a dinâmica do escoamento nessa região.

A figura Figura 28 apresenta o gráfico da distribuição média de pressão ao longo do aerofólio. Para facilitar a análise, tanto o gráfico da figura Figura 28 quanto os demais gráficos de C_p que serão apresentados para o caso com rotação foram ajustados verticalmente, de modo que o ponto de estagnação fosse igual a 1. Esse ajuste foi necessário devido à constatação de que o domínio computacional utilizado na simulação era menor do que o ideal.

Além disso, a distribuição de pressão assume uma forma triangular na presença de efeitos rotacionais até aproximadamente $x/c = 0.4$, comportamento também identificado em simulações RANS no trabalho de Souza e Gennaro (2020). Após esse ponto, o coeficiente de pressão apresenta um gradiente aproximadamente constante, caracterizado por uma inclinação linear.

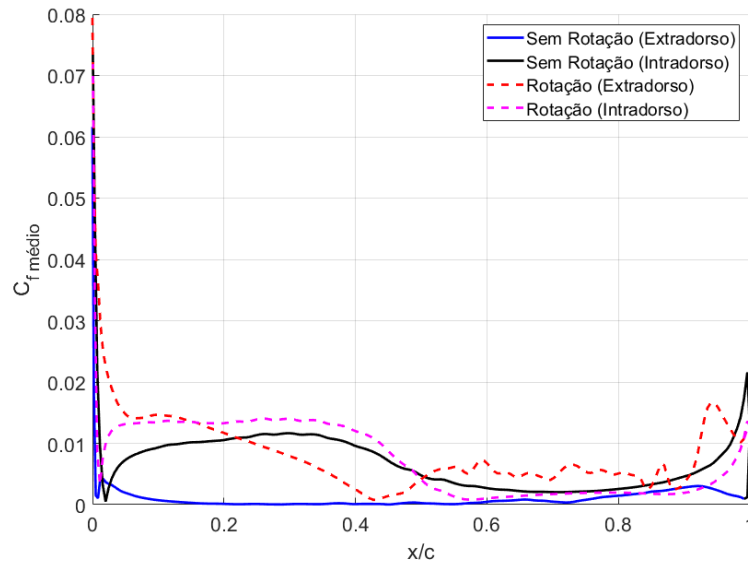
Figura 28 – Distribuição média de pressão na superfície do aerofólio.



Fonte: Autor.

A figura Figura 29 apresenta a comparação entre o coeficiente de atrito ao longo do aerofólio para os casos com e sem rotação. Ao analisar a figura, observa-se que, no caso com rotação, C_f atinge 0 em x/c um pouco maior que 0.4, enquanto no caso sem rotação, isso ocorre no início do aerofólio, em um valor de x/c um pouco superior a 0. Essa diferença é refletida nas linhas de corrente mostradas na figura Figura 27. O ponto de separação do escoamento justifica o comportamento observado no gráfico de C_p na figura Figura 28, onde, após $x/c \approx 0.4$, o gradiente de pressão torna-se constante. Esse comportamento é explicado por Corten (2001), que afirma que o gradiente de pressão equilibra aproximadamente a aceleração de Coriolis no sentido do escoamento, a qual se mantém uniforme na região do escoamento separado.

Figura 29 – Coeficiente de atrito (C_f) ao longo do aerofólio.

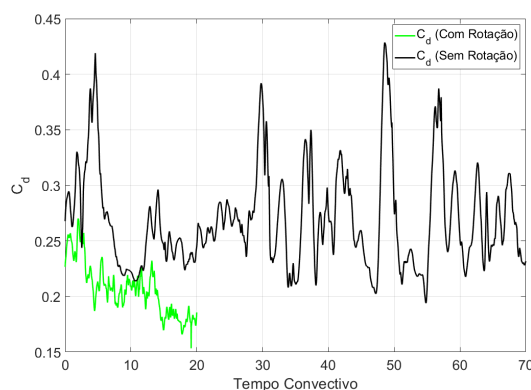


Fonte: Autor.

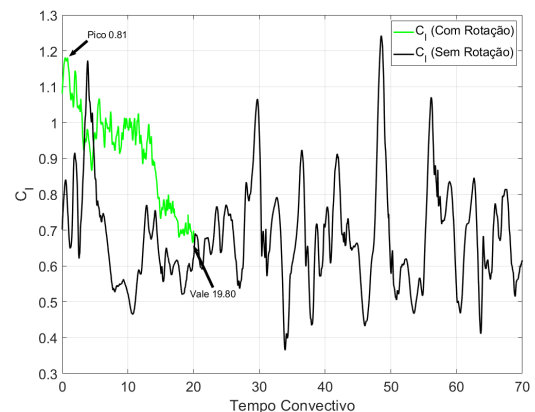
4.3.2 Análise dos coeficientes aerodinâmicos e das estruturas turbulentas

A figura Figura 30 mostra as variações de C_d e C_l em função do tempo convectivo, comparando os casos com e sem rotação. Observa-se que, em ambos os casos, há grandes flutuações nos coeficientes C_d e C_l . Assim como no caso sem rotação, foram destacados o pico e o vale de C_l para o caso com rotação, com o objetivo de estudar as estruturas turbulentas associadas a esses tempos convectivos.

Figura 30 – (a) Coeficiente de arrasto (C_d) e (b) Coeficiente de Sustentação (C_l)



(a) Fonte: Autor



(b) Fonte: Autor

A Tabela 4 revela que, no caso com rotação, o C_l foi 0,2051 superior, representando um aumento de 30,07% em relação ao caso sem rotação, conforme já esperado, com base na figura Figura 28 e na fundamentação teórica sobre o aumento rotacional apresentada neste

trabalho. O desvio padrão de C_l foi semelhante em ambos os casos. Em contrapartida, o coeficiente de arrasto C_d apresentou valores menores no caso com rotação, com uma redução de 0,0667, o que corresponde a uma diferença de 24,75% em relação ao caso sem rotação, acompanhado de um desvio padrão reduzido em comparação ao caso sem rotação.

Tabela 4 – Resultados da média e desvio padrão para C_l e C_d no caso com e sem rotação.

Simulação	Média C_l	Desvio Padrão C_l	Média C_d	Desvio Padrão C_d
Caso (Com rotação)	0,8872	0,1448	0,2028	0,0239
Caso (Sem rotação)	0,6821	0,1482	0,2695	0,0452

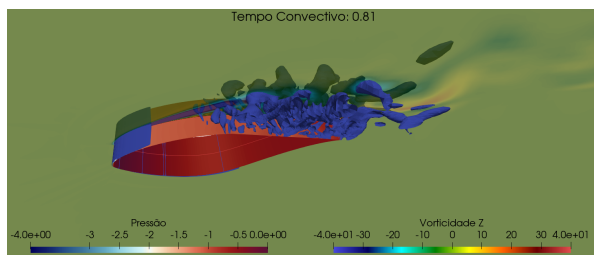
Fonte: Elaborada pelo autor.

O pico e o vale destacados na figura Figura 30b, localizados nos tempos convectivos 0.81 e 19.80, respectivamente, foram analisados utilizando o Critério Q. Além disso, os gráficos de C_p para esses tempos foram gerados. Esses resultados serão comparados com os picos e vales correspondentes do caso sem rotação.

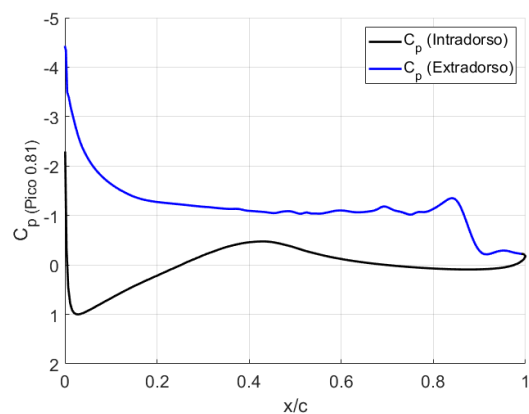
Analisando a figura Figura 31, observa-se a presença de vórtices longitudinais e uma região de recirculação bem definida, embora menor em comparação com as figuras Figura 13a e Figura 13c, como já foi destacado. Contudo, essa região apresenta núcleos de vórtices maiores. Não se observa a formação de vórtices de bordo de fuga organizados, como é o caso no escoamento sem rotação.

No gráfico de C_p , é possível observar um pico de sucção intenso, em comparação com os picos observados no caso sem rotação, nas figuras Figura 13b e Figura 13d. Após esse pico, nota-se um decaimento do C_p até $x/c \approx 0.4$, seguido de pequenas flutuações de C_p . A maior flutuação ocorre em $x/c \approx 0.8$, um comportamento também observado para os casos sem rotação, conforme indicado nas figuras Figura 13b e Figura 13d.

Figura 31 – (a) Campo de escoamento instantâneo (vorticidade no sentido transversal, critério Q e pressão na superfície) e (b) C_p para o pico 0.81.



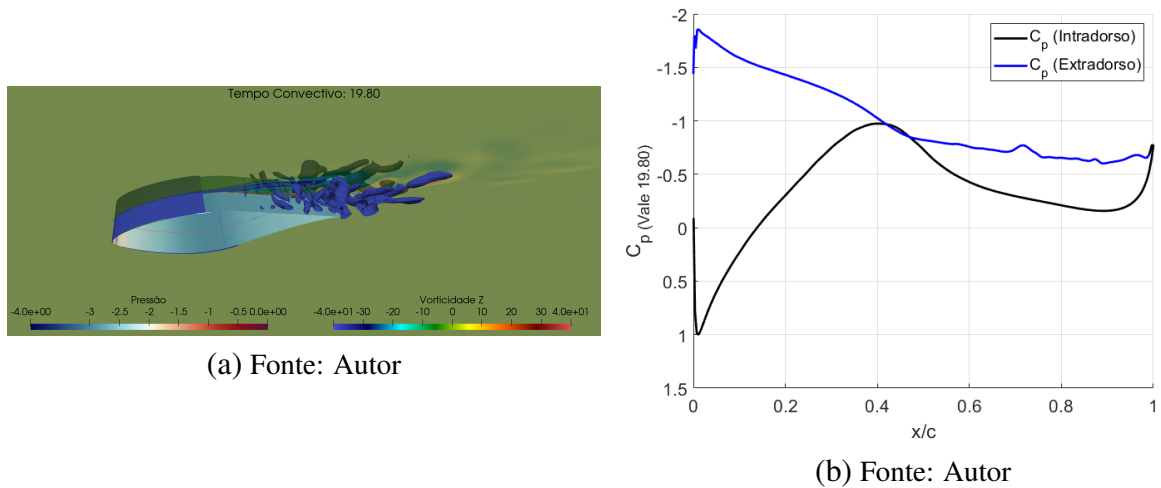
(a) Fonte: Autor



(b) Fonte: Autor

No vale, mostrado na figura Figura 32, observa-se uma região de recirculação mais limpa, resultando em um pico de sucção menos intenso em comparação com o pico do mesmo caso, comportamento semelhante ao observado no escoamento sem rotação (figura Figura 14).

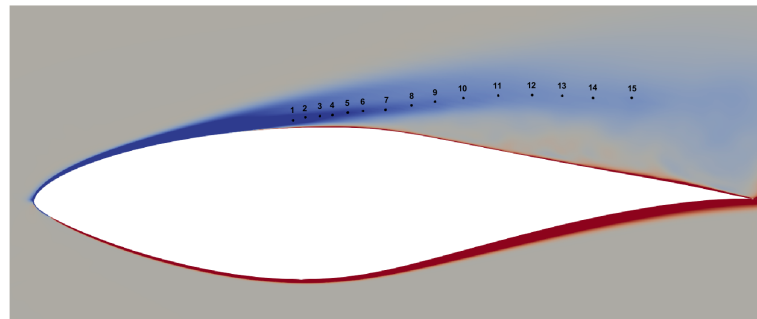
Figura 32 – (a) Campo de escoamento instantâneo (vorticidade no sentido transversal, critério Q e pressão na superfície) e (b) C_p para o vale 19.80



4.3.3 Investigação do psd, correlação e coerência

Assim como no caso sem rotação, foram selecionados 15 pontos distribuídos ao longo da camada de mistura. Para o caso com rotação, esses pontos foram definidos com base na diferença no local da separação da camada limite, uma vez que a separação ocorre mais à frente em comparação com o caso sem rotação. Os pontos selecionados estão representados na figura Figura 33.

Figura 33 – Pontos selecionados ao longo da camada de mistura.

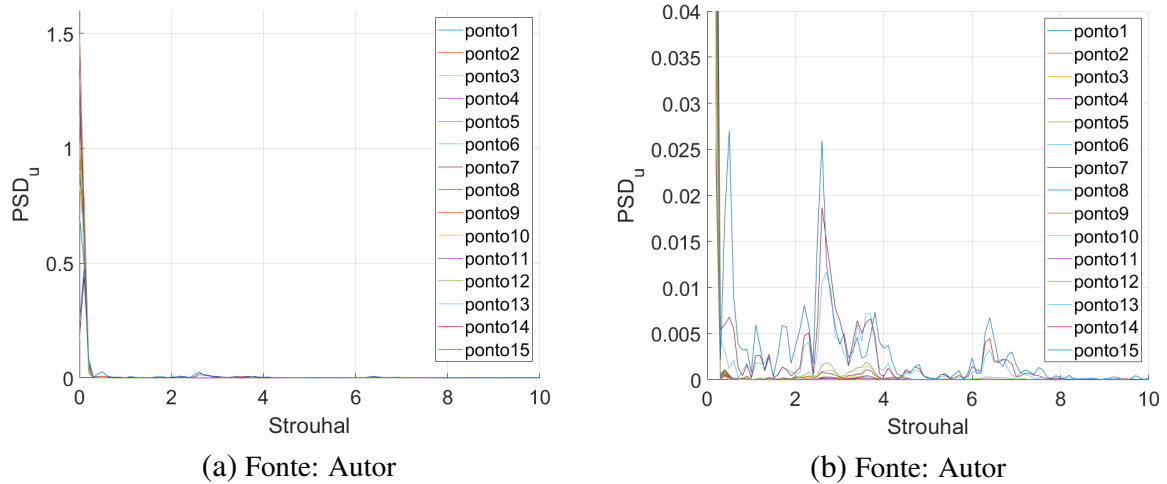


Fonte: Autor.

A figura Figura 34 apresenta o PSD da componente u , destacando uma flutuação de baixa frequência $Strouhal < 1$, comportamento também observado para o caso sem rotação

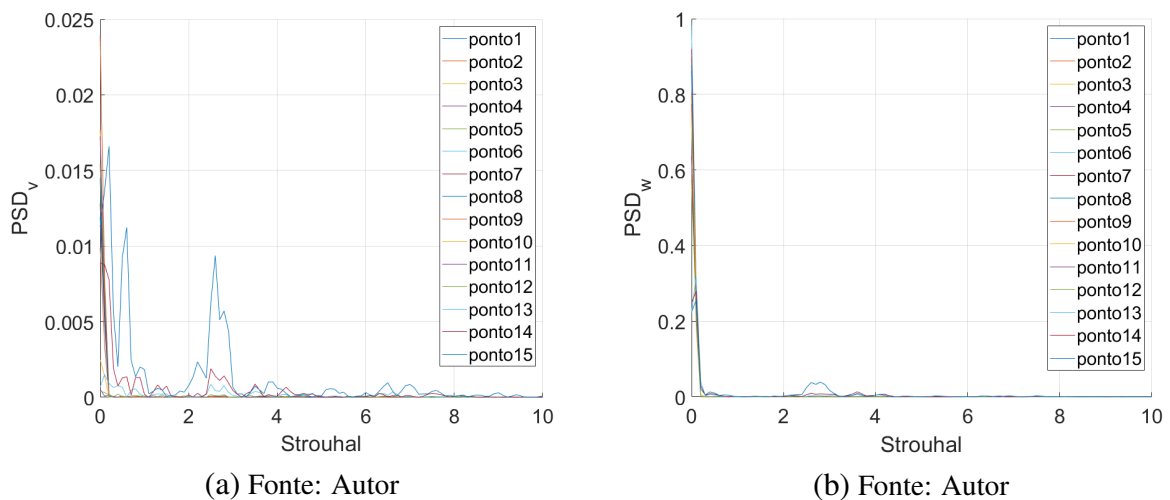
(figura Figura 18), embora com menor intensidade. Além disso, são observadas flutuações de baixa energia para $Strouhal > 1$, com destaque para as flutuações nos pontos 13, 14 e 15, com frequência $Strouhal \approx 3$. Assim como no caso sem rotação, ainda não foi possível associar essas flutuações a fenômenos específicos do escoamento.

Figura 34 – (a) PSD da componente u e (b) Detalhe das flutuações de alta frequência ($Strouhal > 1$).



As observações do PSD da componente v e w , ilustrado na figura Figura 35, são semelhantes às discutidas na figura Figura 34, embora com menor intensidade para a componente v , esse comportamento também foi observado no caso sem rotação.

Figura 35 – (a) PSD da componente v e (b) da componente w .

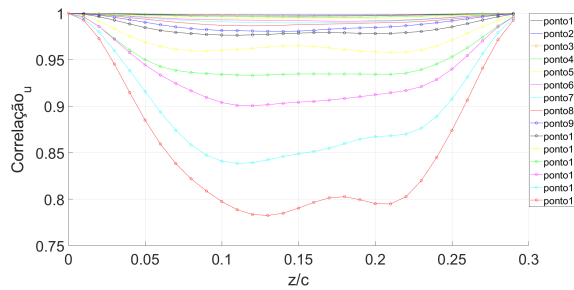


A figura Figura 36 apresenta os resultados da correlação para as componentes u , v e w . Em particular, a figura Figura 36a mostra a correlação da componente u , evidenciando que, à medida que os pontos avançam na camada de mistura, a correlação diminui, um comportamento também observado no caso sem rotação. No entanto, neste caso com rotação, o menor valor de

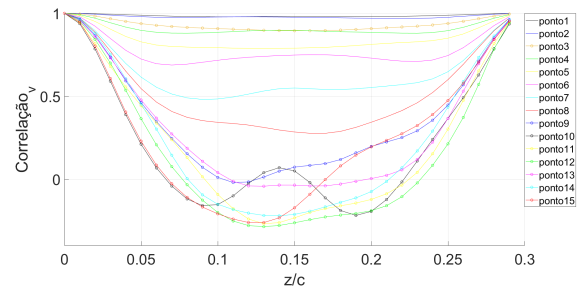
correlação registrado é inferior a 0.8, enquanto no caso sem rotação (figura Figura 20a), o menor valor obtido foi de 0.84, com valores de correlação próximos entre os dois casos. Em contraste, a correlação da componente v no caso com rotação (figura Figura 36b) apresenta diferenças significativas em relação ao caso sem rotação. No caso com rotação, o menor valor de correlação foi registrado no ponto 12, com um valor de aproximadamente -0.3. Por outro lado, no caso sem rotação, o menor valor da correlação da componente v foi consideravelmente maior, atingindo aproximadamente 0.84.

Já a correlação da componente w , ilustrada na figura Figura 36c, apresenta um comportamento oposto ao observado para a componente v . No caso com rotação, a menor correlação registrada foi ligeiramente inferior a 0.7. Por outro lado, no caso sem rotação (figura Figura 20c), a menor correlação atingiu um valor próximo de -0.6 no ponto 14, evidenciando uma diferença significativa entre os dois casos na correlação das componentes v e w .

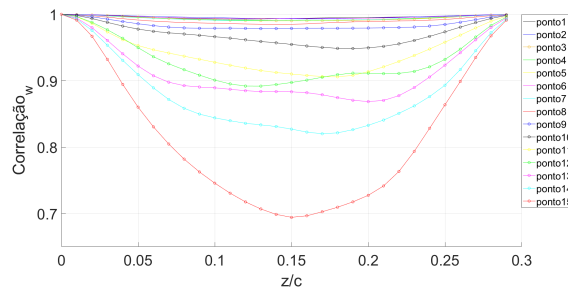
Figura 36 – (a) Correlação da componente u , (b) v e (c) w .



(a) Fonte: Autor



(b) Fonte: Autor

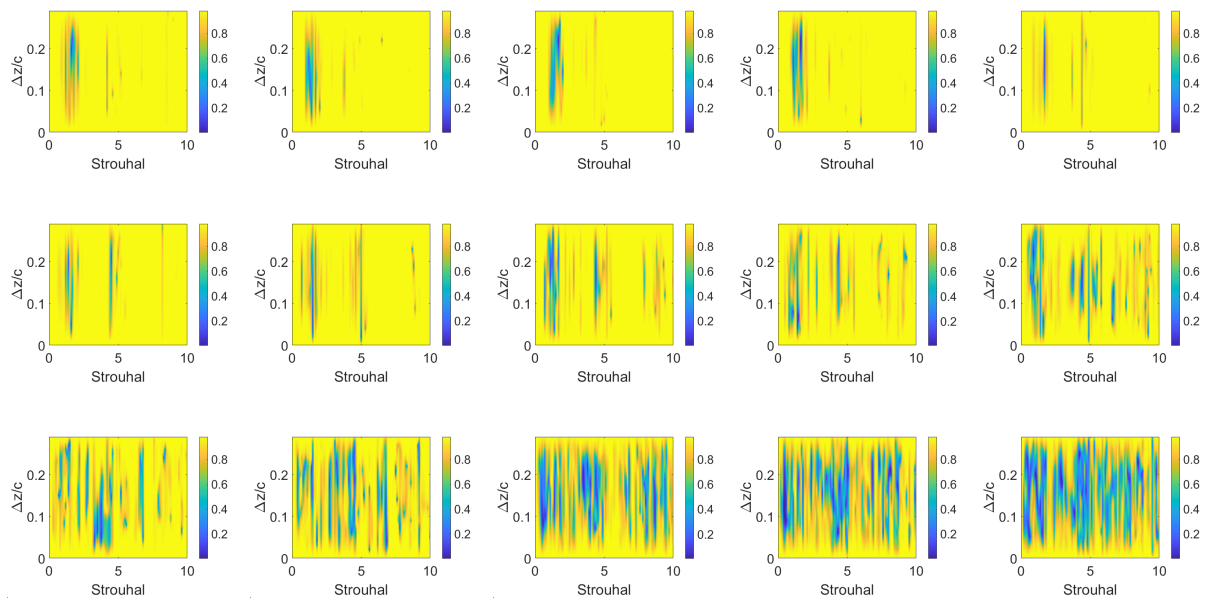


(c) Fonte: Autor

Nas figuras Figura 37, Figura 38 e Figura 39, são apresentadas as análises de coerência para as componentes u , v e w , respectivamente. Observa-se que todas as componentes apresentam alta coerência, com uma redução gradual à medida que os pontos avançam na camada de mistura, corroborando os resultados obtidos na análise de correlação. Além disso, nota-se na figura Figura 37 uma faixa de baixa coerência em $Strouhal \approx 1$, que se mantém ao longo de todos os pontos da camada de mistura. No caso sem rotação (figura Figura 21 e figura Figura 23), as componentes u e v mantêm uma alta coerência em baixas frequências ($Strouhal < 1$), comportamento que não se repete no caso com rotação (figura Figura 37 e figura Figura 38), onde os pontos 13, 14 e 15 apresentam baixa coerência nessas frequências.

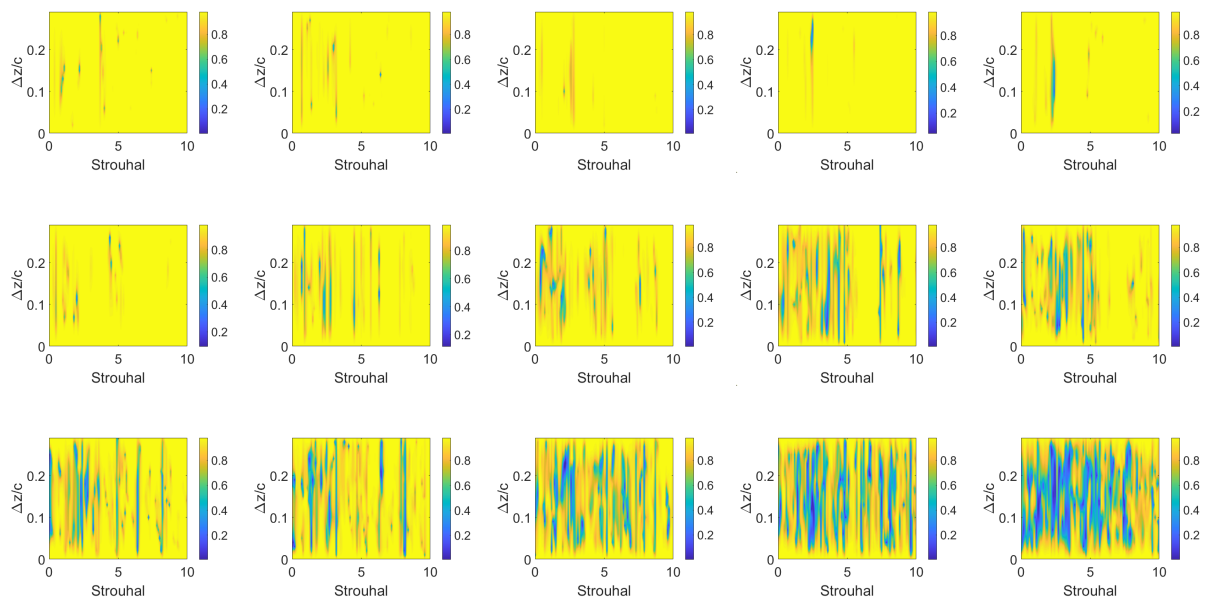
Quanto à coerência da componente w , observa-se um comportamento semelhante ao das componentes u e v . No entanto, no caso sem rotação (figura Figura 25), a coerência da componente w é predominantemente baixa ao longo de toda a extensão de x/c e para todos os pontos analisados.

Figura 37 – Coerência da componente u . A primeira linha representa os pontos de 1 a 5; a segunda linha, os pontos de 6 a 10; e a terceira linha, os pontos de 11 a 15, todos organizados da esquerda para a direita.



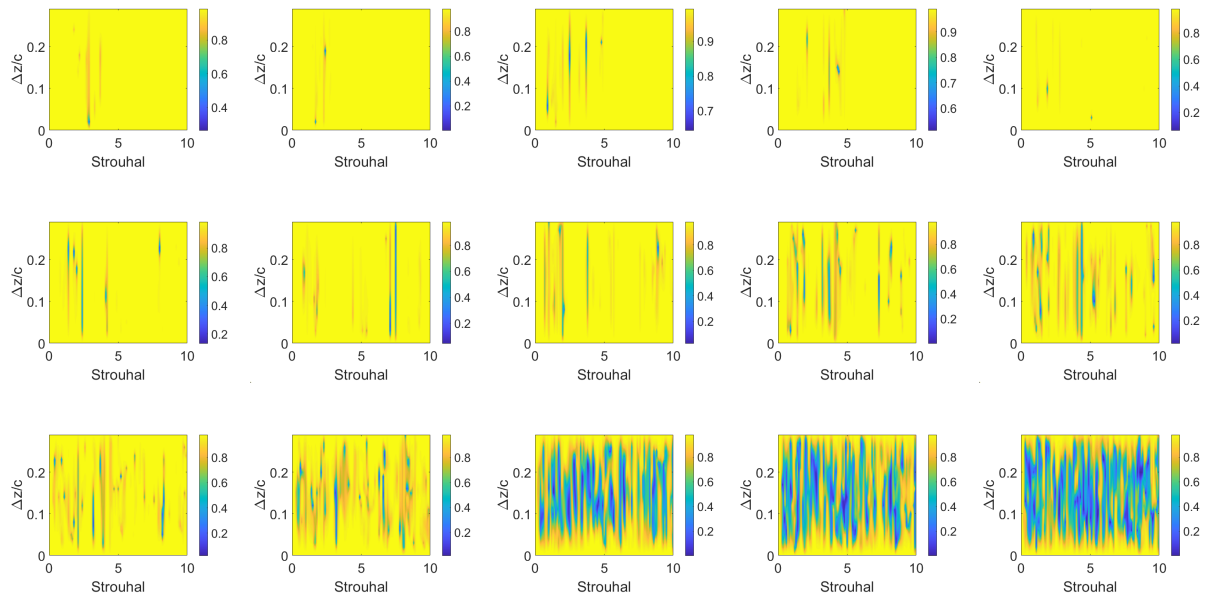
Fonte: Autor

Figura 38 – Coerência da componente v . A primeira linha representa os pontos de 1 a 5; a segunda linha, os pontos de 6 a 10; e a terceira linha, os pontos de 11 a 15, todos organizados da esquerda para a direita.



Fonte: Autor

Figura 39 – Coerência da componente w . A primeira linha representa os pontos de 1 a 5; a segunda linha, os pontos de 6 a 10; e a terceira linha, os pontos de 11 a 15, todos organizados da esquerda para a direita.



Fonte: Autor

5 CONCLUSÃO

Neste estudo, foi realizada a análise da dinâmica das estruturas turbulentas de grande escala no escoamento separado sobre uma seção de pá de turbina eólica de eixo horizontal. O trabalho foi conduzido por meio de simulações numéricas realizadas no software OpenFOAM.

A metodologia adotada baseou-se na abordagem Detached-Eddy Simulation (DES), utilizando o modelo de turbulência $k-\omega$ SST, selecionado por sua capacidade de capturar fenômenos turbulentos em regiões de separação. As simulações foram conduzidas com o solver PIMPLE, considerando o aerofólio NREL S809 com um ângulo de ataque de 16° e um número de $Re = 10^5$. Foram aplicadas condições de contorno específicas, incluindo periodicidade na direção da envergadura, condição de parede na superfície do aerofólio, pressão prescrita e gradientes de velocidade nulos nas fronteiras externas do domínio de entrada e saída do escoamento. Embora a periodicidade na direção da envergadura não permita capturar o bombeamento centrífugo, ela possibilitou a análise dos mecanismos fundamentais associados ao aumento rotacional.

Simulações foram realizadas sem considerar o efeito da rotação para duas extensões de domínio na direção da envergadura: $Lz = 0,3c$ e $Lz = 0,6c$. O método adotado revelou a presença de estruturas turbulentas, como a instabilidade de Kelvin-Helmholtz, que induziram a formação de vórtices e regiões de baixa pressão no extradorso do perfil aerodinâmico. Esses fenômenos resultaram na observação de picos e vales nos coeficientes de arrasto e sustentação, além de um comportamento intermitente com flutuações tanto intensas quanto menos significativas dessas forças. Foi possível identificar a formação de vórtices longitudinais na região de interação entre a vorticidade no extradorso e a vorticidade de bordo de fuga.

A análise dos espectros de densidade revelou fenômenos de baixa frequência $St < 1$ persistentes ao longo de toda a camada de mistura, entretanto, não foi possível identificar estruturas associadas a essa frequência no escoamento.

Foi avaliado o impacto da extensão do domínio na direção z sobre as características aerodinâmicas e a formação de estruturas turbulentas. Os resultados indicaram que a largura $Lz = 0,3c$ é pouca, apresentando diferenças significativas nos níveis de flutuações dos coeficientes de sustentação (C_l) e arrasto (C_d), refletidas em maiores valores de desvio padrão. Além disso, as estruturas turbulentas correlacionadas na direção da envergadura demonstraram dependência da largura do domínio, sugerindo que a solução obtida com $Lz = 0,3c$ pode estar sujeita a efeitos artificiais decorrentes da limitação do domínio.

Entretanto, foi utilizada a extensão $Lz = 0,3c$ para incluir os efeitos da rotação, com número de Rossby igual a 5. Esta extensão foi selecionada devido à limitação de recursos computacionais. Mesmo assim, o modelo considerado foi capaz de capturar efeitos observados na literatura, como o aumento rotacional, que resultou em um aumento de 30,07% no valor de C_l em relação ao caso sem rotação. Além disso, foi observado um retardamento na separação do escoamento e uma diminuição na altura do escoamento separado.

As estruturas turbulentas presentes na simulação com o efeito da rotação, revelam-se mais tridimensionais, com vórtices de Kelvin-Helmholtz menos evidentes, e a presença de vórtices longitudinais, embora a presença de vórtices de bordo de fuga não é clara. A análise dos espectros de densidade revelou fenômenos $St < 1$, observados também no caso sem rotação, mas com intensidade maior no caso com rotação.

Houve a identificação da necessidade de uma maior extensão do domínio no plano da seção, visto que o aumento significativo de C_l demanda um domínio maior, sugerindo a importância de testar outros tamanhos de domínio.

Baseado nas discussões apresentadas neste trabalho, pode-se propor estudos subsequentes voltados para a análise da dinâmica das estruturas turbulentas de grande escala no escoamento separado sobre uma seção de pá de turbina eólica de eixo horizontal. Nesse sentido, as seguintes atividades são sugeridas:

- Testar uma maior extensão do domínio no plano da seção para $Lz = 0,3c$ e subsequente para $Lz = 0,6c$;
- Realizar simulação considerando o efeito da rotação para a extensão do domínio $Lz = 0,6c$;
- Propor e testar malhas que reduzam o custo computacional das simulações com efeito da rotação, visto que, atualmente, a simulação apresenta um tempo de execução excessivo;
- Analisar a contribuição da força de Coriolis no balanço da componente de vorticidade na direção da envergadura;
- Examinar os efeitos da rotação em diferentes condições de escoamento, variando o número de Rossby e a razão de velocidade;
- Estudar as estruturas de grande escala na região de escoamento separado em condições com e sem rotação utilizando métodos de decomposição modal, como SPOD, resolvente, entre outros;
- Comparar qualitativamente as simulações realizadas com observações sobre o efeito rotacional obtidas através de experimentos ou simulações tridimensionais do escoamento sobre pás de turbinas.

REFERÊNCIAS

- ANDERSON, J. D. **Computational fluid dynamics**: The basics with applications. New York: McGraw-Hill Education, 2010.
- ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DE ENERGIA EÓLICA. **Associação Brasileira de Energia Eólica**. 2024. Disponível em: <https://abeeolica.org.br/>. Acesso em: 01 nov. 2024.
- BANGGA, G. *et al.* Cfd studies on rotational augmentation at the inboard sections of a 10mw wind turbine rotor. **Journal of Renewable and Sustainable Energy**, Melville, 2017.
- BLAZEK, J. **Computational Fluid Dynamics**: Principles and applications. Amsterdam: Elsevier, 2012.
- BOSSANYI, E. A. Wind turbine control for load reduction. **Wind Energy**, Chichester, v. 6, n. 2, p. 119–128, 2003.
- BROWN, J.; WILSON, K. Multi-turbine wind farm layout optimization. **Renewable and Sustainable Energy Reviews**, Amsterdam, v. 28, n. 2, p. 44–60, 2018.
- BURTON, T. *et al.* **Wind Energy Handbook**. Chichester: Wiley, 2001.
- CENGEL, Y. A.; CIMBALA, J. M. **Fluid Mechanics**: Fundamentals and applications. 3rd. ed. New York: McGraw-Hill Education, 2013. 1040 p. (Mechanical Engineering). ISBN 978-0073380322.
- CHAVIAROPOULOS, P.; HANSEN, M. Investigating three-dimensional and rotational effects on wind turbine blades by means of quasi-3D navier-stokes solver. **Journal of Fluids Engineering**, New York, v. 122, n. 1, p. 53–62, 2000.
- CHEN, Y. *et al.* Advanced materials for wind turbine blade construction. **Materials Science and Engineering**, Amsterdam, v. 75, n. 3, p. 342–356, 2021.
- CORTEN, G. P. **Flow separation on wind turbines blades**. Tese (Doutorado) — University of Utrecht, Netherlands, jan 2001.
- DU, Z.; SELIG, M. The effect of rotation on the boundary layer of a wind turbine. **Renewable Energy**, Oxford, United Kingdom, v. 20, n. 4, p. 473–484, 2000.
- ELDREDGE, J.; JONES, A. Leading-edge vortices: Mechanics and modeling. **Annual Review of Fluid Mechanics**, Annual Reviews, Palo Alto, v. 51, p. 285–308, 2019.
- FERZIGER, J. H.; PERIĆ, M. **Computational Methods for Fluid Dynamics**. 4. ed. Berlin: Springer, 2020.
- FINGERSH, L. J.; HAND, M. M.; LAXSON, A. **Wind Turbine Design Cost and Scaling Model**. **NREL Technical Report**, Golden: National Renewable Energy Laboratory, 2006, NREL/TP-500-40566.
- GHARALI, K.; JOHNSON, D. Dynamic stall simulation of a pitching airfoil under unsteady freestream velocity. **Journal of Fluids and Structures**, Amsterdam, v. 42, p. 228–244, 2013.
- GLOBAL WIND ENERGY COUNCIL. **Global Wind Energy Council**. 2024. Disponível em: <https://gwec.net/>. Acesso em: 01 nov. 2024.

- GROSS, A. *et al.* Numerical investigation of rotational augmentation for s822 wind turbine airfoil. **Wind Energy**, Chichester, v. 15, n. 4, p. 799–812, 2012.
- HANSEN, M. **Aerodynamics of Wind Turbines**. 2. ed. London, United Kingdom: Earthscan, 2013.
- HANSEN M. H.; PEDERSEN, T. F. Optimal control of wind turbines for maximum energy capture. **Wind Energy**, Chichester, v. 12, n. 5, p. 565–586, 2009.
- HARRIS, F. Preliminary study of radial flow effects on rotor blades. **Journal of the American Helicopter Society**, Alexandria, Virginia, USA, v. 11, n. 3, p. 15–28, 1966.
- HERRÁEZ, I.; STOEVE SANDT, B.; PEINKE, J. Insight into rotational effects on a wind turbine blade using navier-stokes computations. **Energies**, Basel, v. 7, n. 4, p. 2192–2210, 2014.
- HU, D.; HUA, O.; DU, Z. A study on stall-delay for horizontal axis wind turbine. **Renewable Energy**, Oxford, v. 31, n. 3, p. 451–460, 2006.
- INCROPERA, F. P.; DEWITT, D. P. **Fundamentals of Heat and Mass Transfer**. 7th. ed. Hoboken; New Jersey; USA: Wiley, 2011.
- INNO, G. *et al.* Enhanced coupling of solid body motion and fluid flow in finite volume framework. **Ocean Engineering**, Oxford, v. 143, p. 295–304, 2017.
- JARDIN, T.; DAVID, L. Spanwise gradients in flow speed help stabilize leading-edge vortices on revolving wings. **Physical Review E**, Maryland, v. 90, n. 6, p. M30.002, 2014.
- LANZAFAME, R.; MAURO, S.; MESSINA, M. Evaluation of the radial flow effects on micro HAWTs through the use of transition cfd 3d model - part ii: Post-processing and comparison of the results. **Energy Procedia**, Amsterdam, v. 82, p. 156–163, 2015.
- LAUNDER, B. E.; SPALDING, D. B. The numerical computation of turbulent flows. **Computer methods in applied mechanics and engineering**, New York, v. 3, n. 2, p. 269–289, 1974.
- LEVEQUE, R. J. **Finite Volume Methods for Hyperbolic Problems**. Cambridge, United Kingdom: Cambridge University Press, 2002.
- LI, X. *et al.* Turbulence effects on wind turbine performance. **Environmental Impact Assessment Review**, New York, v. 42, n. 4, p. 58–70, 2019.
- LINDENBURG, C. **Investigation into rotor blade aerodynamics**. California, 2003. Technical Report.
- MANWELL, J. F.; MCGOWAN, J. G.; ROGERS, A. L. **Wind Energy Explained: Theory, design, and application**. Hoboken: John Wiley & Sons, 2009.
- MAURO, S.; LANZAFAME, R.; MESSINA, M. An insight into the rotational augmentation on hawts by means of cfd simulations- part ii: Post processing and force analysis. **International Journal of Applied Engineering Research**, New Delhi, v. 12, n. 21, p. 10505–10529, 2017.
- MENTER, F. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. **AIAA Journal**, Reston, v. 32, n. 8, p. 1598–1605, 1994.

- MO, J.-O.; LEE, Y.-H. Cfd investigation on the aerodynamic characteristics of a small sized wind turbine of nrel phase vi operating with stall regulated method. **Journal of Mechanical Science and Technology**, Seoul, South Korea, v. 26, n. 1, p. 81–92, 2012.
- MOUKALLED, F.; MANGANI, L.; DARWISH, M. **The Finite Volume Method in Computational Fluid Dynamics: An advanced introduction with openfoam® and matlab**. Switzerland: Springer International Publishing, 2015. 791 p. ISBN 3319168738.
- NARRAMORE, J.; VERMELAND, R. Navier-stokes calculations of inboard stall delay due to rotation. **Journal of Aircraft**, Reston, v. 29, n. 1, p. 1010–1016, 1992.
- NYGAARD, T. A.; SØRENSEN, J. N. Structural reliability of wind turbine blades. **Wind Energy**, Chichester, v. 8, n. 3, p. 309–317, 2005.
- RONSTEN, G. Static pressure measurements on a rotating and a non-rotating 2.375 m wind turbine blade. Comparison with 2D calculations. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, Amsterdam, v. 39, p. 105–118, 1992.
- SAHA, U.; PAUL, S. Design and analysis of vertical axis wind turbine blade for low wind speed application. **Energy Procedia**, Amsterdam, v. 152, p. 648–653, 2018.
- SEDANO, C. *et al.* Cfd validation of a model wind turbine by means of improved and delayed detached eddy simulation in openfoam. **Energies**, Basel, v. 12, n. 10, p. 1859, 2019.
- SICOT, C. *et al.* Rotational and turbulence effect on a wind turbine blade. investigation of the stall mechanisms. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, Amsterdam, v. 96, n. 12, p. 2073–2085, 2008.
- SMITH R.; GREEN, M. Environmental impacts of wind turbine aerodynamics. **Environmental Science and Technology**, Washington, v. 21, n. 5, p. 657–671, 2018.
- SOERENSE, N.; MICHELSEN, J.; SCHRECK, S. Navier-stokes prediction of the nrel phase vi rotor in the nasa ames 80ft × 120ft wind tunnel. **Wind Energy**, Chichester, v. 5, n. 2, p. 151–169, 2002.
- SOMERS, D. M. **Design and Experimental Results for the S809 Airfoil**. Golden: National Renewable Energy Laboratory, 1997. Technical Report.
- SONG, Y.; PEROT, J. Cfd simulation of the nrel phase vi rotor. **Wind Engineering**, London, v. 39, n. 3, p. 271—298, 2015.
- SØRENSEN, J. N. **Introduction to the Physics of Wind Turbines**. Berlin, Germany: Springer, 2011.
- SOUZA, D.; GENNARO, E. Rotational effects on the spanwise periodic flow over a wind turbine blade *In: BRAZILIAN CONGRESS OF THERMAL SCIENCES AND ENGINEERING*, 18., 2020. Bento Gonçalves. **Proceedings of the 18th - ENCIT**, Rio de Janeiro: ABCM, 2020.
- SPALART, P. *et al.* Comments on the feasibility of LES for wings, and on a hybrid RANS/LES approach *In: AFOSR INTERNATIONAL CONFERENCE ON DNS/LES. Proceedings [...]*, Ruston, August 1997.
- STRELETS, M. Detached eddy simulation of massively separated flow *In: AIAA AEROSPACE SCIENCES MEETING AND EXHIBIT. Proceedings of the 39th - AIAA*, Reno, jan 2001.

TIAN, W.-M. *et al.* Effects of blade rotation on vortex shedding from a bluff body. **Journal of Fluids and Structures**, Amsterdam, v. 54, p. 123–138, 2015.

TROMBINI, P.; GENNARO, E.; SOUZA, D. Effect of coriolis acceleration on the span-wise vorticity field over a wind-turbine airfoil *In: AIAA AVIATION FORUM AND EXPOSITION*, Chicago, 2022. **Proceedings [...]**, Reston: AIAA, 2022.

VERSTEEG, H. K.; MALALASEKERA, W. **An introduction to computational fluid dynamics: The finite volume method**. 2. ed. Harlow, England: Pearson Education, 2007.

WANG, J. *et al.* Wake behavior and control: comparison of les simulations and wind tunnel measurements. **Wind Energy Science**, Oxford, v. 4, n. 1, p. 71–88, 2019.

WANG, Q.; SMITH, T. Wind turbine control for enhanced performance. **Energy Conversion and Management**, Oxford, v. 55, n. 1, p. 118–128, 2016.

WARMING, R.; BEAM, R. M. Upwind second-order difference schemes and applications in aerodynamic flows. **AIAA Journal**, Reston, v. 14, n. 2, p. 104–107, 1976.

WERNER, N. *et al.* Radial planetary vorticity tilting in the leading-edge vortex of revolving wings. **Physics of Fluids**, Melville, v. 31, n. 7, p. 077101, 2019.

WILCOX, D. C. **Turbulence Modeling for CFD**. 3. ed. La Cañada, CA: DCW Industries, 2006.

WILLIAMSON, C. H. K. Vortex dynamics in the cylinder wake. **Annual Review of Fluid Mechanics**, Palo Alto, v. 28, p. 477–539, 1996.

WOJCIK, C.; BUCHHOLZ, J. Vorticity transport in the leading-edge vortex on a rotating blade. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge, v. 743, p. 249–261, 2014.

XU, H.-Y. *et al.* Delayed detached eddy simulation of the wind turbine airfoil s809 for angles of attack up to 90 degrees. **Energy**, Oxford, v. 122, p. 451–461, 2017.

YELMULE, M.; ANJURI, E. Cfd predictions of nrel phase vi rotor experiments in nasa/ames wind tunnel. **International Journal of Renewable Energy Research**, Turkey, v. 3, n. 4, p. 1045–1052, 2013.

ZHANG, Y.; DENG, S. Rans and ddes simulations of a horizontal-axis wind turbine under stalled flow condition using openfoam. **Energy**, United Kingdom, v. 174, p. 1039–1050, 2019.