



UNIVERSIDADE FEDERAL DE GOIÁS (UFG)
ESCOLA DE ENGENHARIA ELÉTRICA, MECÂNICA E DE COMPUTAÇÃO
(EMC)
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA
(PPGMEC)

MYLENA CARVALHO SILVA

Simulação de escoamentos em turbinas eólicas tipo savonius

GOIÂNIA
2025



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

TERMO DE CIÊNCIA E DE AUTORIZAÇÃO (TECA) PARA DISPONIBILIZAR VERSÕES ELETRÔNICAS DE TESES

E DISSERTAÇÕES NA BIBLIOTECA DIGITAL DA UFG

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

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

1. Identificação do material bibliográfico

Dissertação Tese Outro*: _____

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

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

2. Nome completo do autor

Mylena Carvalho Silva

3. Título do trabalho

Simulação de escoamentos em turbinas eólicas tipo Savonius

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

Concorda com a liberação total do documento SIM NÃO¹

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

a) consulta ao(a) autor(a) e ao(a) orientador(a);

b) novo Termo de Ciência e de Autorização (TECA) assinado e inserido no arquivo da tese ou dissertação. O documento não será disponibilizado durante o período de embargo.

Casos de embargo:

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

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



Documento assinado eletronicamente por **Andreia Aoyagui Nascimento, Professora do Magistério Superior**, em 10/07/2025, às 19:00, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no § 3º do art. 4º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **Mylena Carvalho Silva, Discente**, em 10/07/2025, às 20:33, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no § 3º do art. 4º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



A autenticidade deste documento pode ser conferida no site https://sei.ufg.br/sei/controlador_externo.php?acao=documento_conferir&id_orgao_acesso_externo=0, informando o código verificador **5497226** e o código CRC **F11B8482**.

Referência: Processo nº 23070.026696/2025-32

SEI nº 5497226

MYLENA CARVALHO SILVA

Simulação de escoamentos em turbinas eólicas tipo savonius

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, da Escola de Engenharia Elétrica, Mecânica e de Computação, da Universidade Federal de Goiás, como requisito para obtenção do título de Mestra em Engenharia Mecânica.

Área de Concentração: Ciências Mecânicas.

Orientadora: Profª. Dra. Andreia Aoyagui Nascimento

GOIÂNIA

2025

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

Silva, Mylena Carvalho
Simulação de escoamentos em turbinas eólicas tipo savonius
[manuscrito] / Mylena Carvalho Silva. - 2025.
CXLV, 145 f.

Orientador: Profa. Dra. Andreia Aoyagui Nascimento .
Dissertação (Mestrado) - Universidade Federal de Goiás, Escola de Engenharia Elétrica, Mecânica e de Computação (EMC), Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica, Goiânia, 2025.
Bibliografia. Apêndice.
Inclui abreviaturas, símbolos, gráfico, tabelas, lista de figuras, lista de tabelas.

1. IMERSPEC. 2. Método pseudoespectral de fourier. 3. Método de fronteira imersa. 4. Rotação induzida por escoamento. 5. Rotor savonius. I. Nascimento , Andreia Aoyagui, orient. II. Título.

CDU 621



UNIVERSIDADE FEDERAL DE GOIÁS

ESCOLA DE ENGENHARIA ELÉTRICA, MECÂNICA E DE COMPUTAÇÃO

ATA DE DEFESA DE DISSERTAÇÃO

Ata nº 04 da sessão de Defesa de Dissertação de **Mylena Carvalho Silva**, que confere o título de Mestra em **Engenharia Mecânica**, na área de concentração em **Ciências Mecânicas**.

Ao **décimo dia do mês de julho de dois mil e vinte e cinco**, a partir das **09h**, em sala virtual, realizou-se a sessão pública de Defesa de Dissertação intitulada **“SIMULAÇÃO DE ESCOAMENTOS EM GERADORES DE TURBINA EÓLICA SUBMETIDA A ROTAÇÃO INDUZIDA POR ESCOAMENTO”**. Os trabalhos foram instalados pela Orientadora, Professora Doutora **Andreia Aoyagui Nascimento (UFG)** com a participação dos demais membros da Banca Examinadora: Professor Doutor **Jonatas Emmanuel Borges (UFMT)**, membro titular externo; Professor Doutor **Aristeu da Silveira Neto (UFU)**, membro titular interno; **cujas participações ocorreram através de videoconferência pelo link: <https://meet.google.com/rpb-nzhb-sgz>**. Durante a arguição os membros da banca **fizeram** sugestão de alteração do título do trabalho. A Banca Examinadora reuniu-se em sessão secreta a fim de concluir o julgamento da Dissertação, tendo sido a candidata **aprovada** pelos seus membros. Proclamados os resultados pela Professora Doutora **Andreia Aoyagui Nascimento**, Presidente da Banca Examinadora, foram encerrados os trabalhos e, para constar, lavrou-se a presente ata que é assinada pelos Membros da Banca Examinadora, ao **décimo dia do mês de julho de dois mil e vinte e cinco**.

TÍTULO SUGERIDO PELA BANCA

Simulação de escoamentos em turbinas eólicas tipo Savonius



Documento assinado eletronicamente por **Andreia Aoyagui Nascimento, Professora do Magistério Superior**, em 10/07/2025, às 10:28, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no § 3º do art. 4º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **Jonatas Emmanuel Borges, Usuário Externo**, em 10/07/2025, às 10:30, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no § 3º do art. 4º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **Aristeu da Silveira Neto, Usuário Externo**, em 10/07/2025, às 10:32, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no § 3º do art. 4º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



A autenticidade deste documento pode ser conferida no site https://sei.ufg.br/sei/controlador_externo.php?acao=documento_conferir&id_orgao_acesso_externo=0, informando o código verificador **5386575** e o código CRC **4F0D64EA**.

Referência: Processo nº 23070.026696/2025-32

SEI nº 5386575

Aos meus pais e minha irmã, com muito amor.

AGRADECIMENTOS

Gostaria de agradecer, primeiramente, a Deus, por ter guiado meus caminhos e possibilitado o desenvolvimento da presente pesquisa. Expresso também minha profunda gratidão a todos que tornaram esta dissertação possível. Este trabalho é fruto de um longo percurso, e muitas pessoas contribuíram, direta ou indiretamente, para sua realização.

Agradeço à minha mãe Madalena de Fátima de Carvalho e meu pai Divino Alexo da Silva, por todo amor, carinho e dedicação direcionados a mim. Pelo constante incentivo ao meus estudos e pelos ensinamentos que sempre incentivaram a minha caminhada como uma eterna aprendiz.

A minha irmã, que tem me acompanhado nos altos e baixos desta caminhada. Fazendo com que os momentos de alegria e de frustração sejam mais reconfortantes ao seu lado.

Agradeço a minha orientadora, Andreia Aoyagui Nascimento, por sua orientação paciente, pelo incentivo e por toda sabedoria e conhecimento compartilhado. Sua confiança em meu trabalho foi fundamental para que eu pudesse superar os desafios. Nossa conversas no laboratório e os conselhos no desenvolvimento da pesquisa deixaram a minha caminhada mais produtiva e alegre. Seus incentivos me motivam a oferecer o meu melhor no desenvolvimento de nossas pesquisas.

Aos professores e funcionários da Universidade Federal de Goiás (UFG), pela excelência no ensino e pela assistência prestada durante todo o período de estudos. Sempre me senti acolhida por todos, o que me incentivou a participar mais do ambiente acadêmico.

Não poderia deixar de agradecer aos demais alunos de mestrado, que gentilmente dispuseram de seu tempo e compartilharam suas experiências e conhecimentos comigo, criando boas memórias e enriquecendo significativamente este trabalho.

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

À Furnas Centrais Elétricas S.A., à Eletrobras, ao Centro de Excelência em Hidrogênio e Tecnologias Energéticas Sustentáveis (CEHTES) e a Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES), por financiar minha pesquisa como aluna de mestrado, a qual deu origem ao presente trabalho.

Por fim, agradeço a todos que, de alguma maneira, me acompanharam neste período e contribuíram para a realização desta dissertação.

*A jornada de mil milhas começa com um único passo.
(Lao Tzu, Sécuro VII a.C.)*

RESUMO

A energia eólica constitui uma parcela significativa da matriz energética nacional, com estimativas expressivas de crescimento nos próximos anos. Dentre os modelos de turbinas eólicas, as de eixo vertical destacam-se por seu baixo nível de ruído e independência quanto à direção do vento. Nesse contexto, as turbinas com rotor Savonius, de formato característico em "S", apresentam boa capacidade de auto-inicialização. Logo, no presente trabalho busca-se compreender e modelar, de forma numérica e computacional, o comportamento do rotor Savonius submetido à rotação livre. Para isso, emprega-se o método numérico IMERSPEC, que combina o método pseudoespectral de Fourier (MPF) com o método da fronteira imersa (MFI). A análise tem início com a validação da metodologia frente ao escoamento sobre cilindros de seção quadrada e triangular, tanto em condição fixa quanto com rotação induzida, reproduzindo padrões de esteira e coeficientes aerodinâmicos compatíveis com dados da literatura. Em seguida, investigam-se os efeitos dos semitubos convexos e côncavos, evidenciando as diferenças nos mecanismos de recirculação e nos padrões de esteira. A análise do rotor Savonius fixo, em diferentes ângulos azimutais, indica que a configuração $\theta = \pi/4$ resulta no maior torque, enquanto $\theta = 3\pi/4$ é a única a apresentar torque negativo, devido ao sombreamento da pá de avanço. Por fim, analisa-se o comportamento em rotação livre para $Re = 100$ e $Re = 800$, onde são identificados dois regimes distintos: rotação de baixa amplitude e rotação contínua, respectivamente. No primeiro, observa-se uma relação direta entre o torque e o deslocamento azimutal, caracterizando um regime sem defasagem e uma esteira do tipo 2S. No segundo, o crescimento da velocidade angular leva à estabilização do regime permanente, formando uma esteira do tipo S+P. Os resultados obtidos consolidam a aplicabilidade da metodologia IMERSPEC na modelagem de rotores de eixo vertical, oferecendo contribuições relevantes à compreensão dos mecanismos fluidodinâmicos associados ao rotor Savonius.

Palavras-chaves: Turbina de Eixo Vertical; Rotor Savonius; Método Pseudoespectral de Fourier; Método da Fronteira Imersa.

ABSTRACT

Wind energy represents a significant portion of Brazil's energy matrix, with strong growth projections for the coming years. Among wind turbine models, vertical-axis turbines are characterized by low noise levels and independence from wind direction. In particular, Savonius turbines, which feature a distinctive S-shaped rotor, exhibit good self-starting capabilities. This study aims to numerically and computationally model the behavior of a Savonius rotor under free rotation. The IMERSPEC numerical methodology is employed, which couples the Fourier pseudospectral method (FPM) with the Immersed Boundary Method (IBM). The analysis begins with the validation of the methodology for flow over square and triangular cross-section cylinders, in both fixed and flow-induced rotation conditions, reproducing wake patterns and aerodynamic coefficients consistent with computational results reported in the literature. Next, the effects of convex and concave semi-cylinders are examined, highlighting differences in recirculation mechanisms and wake structures. The fixed Savonius rotor is analyzed at different azimuthal angles, revealing that the configuration $\theta = \pi/4$ yields the highest torque, whereas $\theta = 3\pi/4$ is the only one to produce negative torque, due to the shading of the advancing blade. Finally, free rotation is investigated for $Re = 100$ and $Re = 800$, where two distinct regimes are identified: low-amplitude rotation and continuous rotation, respectively. In the low-amplitude regime, a direct relationship is observed between torque and azimuthal displacement, characterizing an in-phase regime, with a 2S-type wake. In the continuous rotation regime, the angular velocity increases and reaches a steady state, forming an S+P-type wake. The results confirm the applicability of the IMERSPEC methodology for modeling vertical-axis wind rotors and offer relevant contributions to the understanding of the fluid dynamic mechanisms associated with the Savonius rotor.

Keywords: Vertical-axis Wind Turbine; Savonius rotor; Fourier Pseudospectral Method; Immersed Boundary Method.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 – O crescimento das energias renováveis reduz a extração de combustível fóssil de 2023 a 2025	1
Figura 1.2 – Perspectivas de novas instalações de energia eólica no período de 2022 a 2026	2
Figura 1.3 – Matriz Elétrica Brasileira.	3
Figura 1.4 – Expansão indicativa acumulada até 2031.	3
Figura 1.5 – Exemplos de alguns dos modelos existentes de turbinas eólicas com eixo vertical e horizontal	4
Figura 1.6 – Algumas variações dos principais modelos de turbinas verticais - (a) Savonius; (b) Darrieus Φ ; (c) Darrieus H; (d) Darrieus Helicoidal.	5
Figura 2.1 – Padrão de esteiras para escoamento sobre cilindro.	7
Figura 2.2 – Contornos das recirculações no plano longitudinal com linhas de corrente para $Re = 110$ em (a) $t = 300,5$ e (b) $t = 355$	8
Figura 2.3 – Contornos do campo de vorticidade para fluxo sobre cilindro triangular de rotação induzida por escoamento.	9
Figura 2.4 – Visão geral dos regimes no plano de fase (ρ, Re). De acordo com os regimes, o plano de fase é subdividido em seis regiões. Os casos com $\rho = 2$ correspondem à configuração analisadas por Ryu e Iaccarino (2017).	10
Figura 2.5 – Sobreposições da turbina Savonius de duas pás	11
Figura 2.6 – Parametrização de formato: (a) parametrização de formato e espessura da lâmina (CPs - pontos de controle) e (b) localização de conexão dos braços de apoio α_{Si}	12
Figura 2.7 – Linhas de corrente no campo de vorticidade selecionadas durante a inicialização do movimento, com $I = 1,0 [kgm^2]$	13
Figura 2.8 – Turbinas Savonius com rotor (a) monoestágio, (b) dois estágios e (c) três estágios,	13
Figura 2.9 – Mecanismo de deformação com excentricidade implementada: (a) pás, (b) anel guia, (c) cursores, (d) cubo, (e) eixo central da turbina e sua trajetória e (f) eixo de rotação da turbina.	14
Figura 2.10 – Campo de deformação no disco superior da turbina e nas pontas das pás no ângulo do rotor 1380°	15
Figura 2.11 – Modelo físico simplificado de uma VAWT híbrida com duas lâminas semicirculares Savonius e duas lâminas Darrieus.	16
Figura 2.12 – Distribuição de carga de pressão na pá da turbina Darrieus.	16
Figura 2.13 – Modelo físico simplificado da turbina Darrieus H.	17
Figura 2.14 – Ilustração de um projeto de VAWT típico de fluxo cruzado.	18

Figura 2.15–Contornos do deslocamento - lâmina extrudada otimizada.	18
Figura 2.16–Evolução temporal dos campos de vorticidade $-2 \leq \omega_z \leq 2$ para turbina de três pás.	19
Figura 3.1 – Formação de recirculações a jusante de corpos rombudos.	21
Figura 3.2 – Bolha de recirculação de um cilindro imerso em escoamento de $Re = 40$ no $t^* = 500$	22
Figura 3.3 – Formação da esteira de Von Kármán visível por nuvens a jusante da Ilha de Guadalupe.	23
Figura 3.4 – Esquema ilustrativo do rotor no caso Savonius	24
Figura 3.5 – Escoamento incidente com indicação das pás de avanço e retorno.	25
Figura 3.6 – Representação dos domínios euleriano (Ω) e lagrangiano (Γ).	26
Figura 3.7 – Domínio euleriano (O_{xy}) e lagrangiano (A_{XY}) com corpo genérico.	32
Figura 3.8 – Construção do semitubo no domínio euleriano a partir de pontos lagrangianos.	33
Figura 3.9 – Rotação pura de um corpo rígido sobre um ponto fixo O	34
Figura 3.10–Definição do plano π	38
Figura 3.11–Termos da equação de balanço de quantidade de movimento linear definidos em relação ao plano π	39
Figura 3.12–Projecção do termo fonte e do termo advectivo sobre o plano π	41
Figura 3.13–Fluxo de desenvolvimento das simulações no método numérico IMERSPEC	45
Figura 4.1 – Modelo físico simplificado de escoamento sobre cilindro de seção quadrada. 48	
Figura 4.2 – Evolução temporal do campo de vorticidade para o cilindro fixo de seção quadrada em $Re = 100$	50
Figura 4.3 – Coeficientes aerodinâmicos do cilindro fixo de seção quadrada em $Re = 100$	50
Figura 4.4 – Parâmetros de simulação do cilindro fixo de seção triangular.	51
Figura 4.5 – Evolução temporal do campo de vorticidade para o cilindro fixo de seção quadrada..	52
Figura 4.6 – Coeficientes aerodinâmicos do cilindro fixo de seção triangular em $Re = 100$	52
Figura 4.7 – Modelo físico simplificado.	53
Figura 4.8 – Campos de pressão, velocidade e vorticidade para semitubo convexo com $Re = 200$	54
Figura 4.9 – Representação das linhas de emissão (Fig. 4.9a), com linhas de corrente sobre o campo de vorticidade ω_z para 256×128 (Fig. 4.9b), 512×256 (Fig. 4.9c) e 1024×512 (Fig. 4.9d) pontos de colocação no $t^* = 2$	55
Figura 4.10–Representação das linhas de emissão (Fig. 4.10a), com linhas de corrente sobre o campo de vorticidade ω_z para 256×128 (Fig. 4.10b), 512×256 (Fig. 4.10c) e 1024×512 (Fig. 4.10d) pontos de colocação no $t^* = 8$	56

Figura 4.11–Representação das linhas de emissão (Fig. 4.11a), com linhas de corrente sobre o campo de vorticidade ω_z para 256×128 (Fig. 4.11b), 512×256 (Fig. 4.11c) e 1024×512 (Fig. 4.11d) pontos de colocação no $t^* = 10$	57
Figura 4.12–Comprimento de recirculação L_{RZ} (<i>length of the recirculation zone</i>).	57
Figura 4.13–Evolução temporal de L_{RZ} para fronteira única com 256×128 , 512×256 e 1024×512 pontos de colocação.	58
Figura 4.14–Modelo físico simplificado do semitubo convexo.	59
Figura 4.15–Linhas de corrente sobre o campo de vorticidade ω_z para 512×256 pontos de colocação.	59
Figura 4.16–Evolução temporal do campo de vorticidade.	60
Figura 4.17–Perfil de velocidade do semitubo convexo.	61
Figura 4.18–Coeficientes de arrasto e coeficiente de sustentação do semitubo convexo.	62
Figura 4.19–Modelo físico simplificado do semitubo côncavo	62
Figura 4.20–Campos de pressão, velocidade e vorticidade para semitubo côncavo com $Re = 200$	63
Figura 4.21–Evolução temporal do campo de vorticidade para o semitubo côncavo.	64
Figura 4.22–Perfil de velocidade do semitubo côncavo.	65
Figura 4.23–Coeficientes de arrasto (C_D) e coeficiente de sustentação (C_L) do semitubo côncavo.	66
Figura 4.24–Modelo físico simplificado do rotor Savonius em diferentes ângulos.	67
Figura 4.25–Campos de pressão, velocidade e vorticidade sobre Rotor Savonius com $\theta = \pi/4$ no $t^* = 0, 5$	68
Figura 4.26–Evolução temporal do campo de vorticidade, com $\theta = \pi/4$	69
Figura 4.27–Evolução temporal do coeficientes de Arrasto e coeficiente de sustentação da pá de retorno com $\theta = \pi/4$	70
Figura 4.28–Evolução temporal do coeficientes de Arrasto e coeficiente de sustentação da pá de avanço com $\theta = \pi/4$	70
Figura 4.29–Campos de pressão, velocidade e vorticidade sobre Rotor Savonius com $\theta = \pi/2$ no $t^* = 0, 5$	71
Figura 4.30–Evolução temporal do campo de vorticidade com $\theta = \pi/2$	72
Figura 4.31–Evolução temporal do coeficientes de Arrasto e coeficiente de sustentação da pá de retorno com $\theta = \pi/2$	72
Figura 4.32–Evolução temporal do coeficientes de Arrasto e coeficiente de sustentação da pá de avanço com $\theta = \pi/2$	73
Figura 4.33–Campos de pressão, velocidade e vorticidade sobre Rotor Savonius com $\theta = 3\pi/4$ no $t^* = 0, 5$	74
Figura 4.34–Evolução temporal do campo de vorticidade, para $\theta = 135$	75
Figura 4.35–Evolução temporal do coeficientes de Arrasto e coeficiente de sustentação da pá de retorno com $\theta = 3\pi/4$	75

Figura 4.36–Evolução temporal do Coeficientes de Arrasto e Coeficiente de Sustentação da pá de avanço com $\theta = 3\pi/4$	76
Figura 4.37–Campos de pressão, velocidade e vorticidade sobre Rotor Savonius com $\theta = \pi$ no $t^* = 0,5$	76
Figura 4.38–Evolução temporal do campo de vorticidade, para $\theta = 180$	77
Figura 4.39–Evolução temporal do coeficientes de Arrasto e coeficiente de sustentação da pá de retorno com $\theta = \pi$	78
Figura 4.40–Evolução temporal do Coeficientes de Arrasto e Coeficiente de Sustentação da pá de avanço com $\theta = \pi$	78
Figura 4.41–Mapeamento dos coeficientes médios em relação à posição azimutal (θ) do rotor.	79
Figura 4.42–Comparação do campo de vorticidade para cilindro de seção quadricular e $Re = 60$	81
Figura 4.43–Evolução temporal do campo de vorticidade, para $Re = 60$ em rotação induzida por escoamento.	82
Figura 4.44–Evolução temporal das variáveis para o cilindro com seção quadrada em $Re = 60$	82
Figura 4.45–Comparação do campo de vorticidade para cilindro de seção triangular e $Re = 110$	84
Figura 4.46–Evolução temporal do campo de vorticidade, para $Re = 110$ em rotação induzida por escoamento.	85
Figura 4.47–Evolução temporal das variáveis para o cilindro com seção triangular em $Re = 110$	85
Figura 4.48–Comparação do campo de vorticidade para cilindro de seção triangular e $Re = 180$	87
Figura 4.49–Evolução temporal do campo de vorticidade, para $Re = 180$ em rotação induzida por escoamento.	87
Figura 4.50–Evolução temporal das variáveis para o cilindro com seção triangular em $Re = 180$	88
Figura 4.51–Comportamento do deslocamento angular θ em relação ao tempo.	89
Figura 4.52–Evolução temporal do campo de vorticidade, para $Re = 100$ em rotação induzida por escoamento.	90
Figura 4.53–Comportamento de θ , ω e C_M em relação ao tempo.	91
Figura 4.54–Espectro de frequência de θ e C_L no regime permanente.	91
Figura 4.55–Evolução temporal do campo de vorticidade, para $Re = 800$ em rotação induzida por escoamento.	92
Figura 4.56–Comportamento do deslocamento angular θ em relação ao tempo.	93
Figura 4.57–Espectro de frequência de θ e C_L no regime permanente.	93

Figura .1 – Pá semicilíndrica oca com eixo de rotação O na extremidade. O centro de massa (CM) está deslocado horizontalmente.	109
Figura .2 – Rotor Savonius em "S" com eixo de rotação O	110
Figura .3 – Geometria de uma casca cilíndrica espessa com raio interno R_1 , raio externo R_2 , e altura L . O elemento de massa dm está a uma distância r do eixo Z	111
Figura .4 – Semicilindro homogêneo com centro de massa indicado.	113
Figura .5 – Pá semicilíndrica oca com eixo de rotação O na extremidade. O centro de massa (CM) está deslocado horizontalmente.	114

LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1 – Grupos adimensionais para dinâmica rotacional bidimensional.	36
Tabela 3.2 – Coeficientes α^l e β^l do método RK46 (ALLAMPALLI et al., 2009). . .	43
Tabela 4.1 – Parâmetros de simulação do cilindro fixo.	48
Tabela 4.2 – Comparação de coeficientes aerodinâmicos no escoamento sobre cilindro fixo de seção quadrada para $Re = 100$	49
Tabela 4.3 – Comparação de coeficientes aerodinâmicos no escoamento sobre cilindro triangular para $Re = 100$	51
Tabela 4.4 – Parâmetros de simulação.	54
Tabela 4.5 – Coeficientes médios.	62
Tabela 4.6 – Parâmetros de simulação para o semitubo côncavo.	63
Tabela 4.7 – Coeficientes médios de Arrasto (C_D) e sustentação (C_L), semitubo côncavo.	66
Tabela 4.8 – Parâmetros de simulação para a turbina Savonius estática.	67
Tabela 4.9 – Parâmetros de simulação do cilindro de seção quadrada.	80
Tabela 4.10–Comparação dos coeficientes médios para $Re = 60$ e $t^* \geq 150$	81
Tabela 4.11–Parâmetros de simulação do cilindro de seção triangular.	83
Tabela 4.12–Comportamentos médio de θ (rad), para $Re = 110$ em $t^* \geq 50$	84
Tabela 4.13–Comportamentos médio de θ (rad), para $Re = 180$ e $t^* \geq 40$	86
Tabela 4.14–Parâmetros de simulação do rotor Savonius.	89

LISTA DE SÍMBOLOS

Sobrescritos

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

Símbolos Gregos

ρ	massa específica do fluido em $[kgm^{-3}]$
ρ_e	massa específica da estrutura em $[kgm^{-3}]$
Δs	discretização do comprimento do domínio lagrangiano [m]
Δx	discretização do comprimento do domínio na direção x [m]
Δy	discretização do comprimento do domínio na direção y [m]
Δt	discretização do tempo em [s]
ν	viscosidade cinemática do fluido em $[m^2s^{-1}]$
i	número imaginário, $i = \sqrt{-1}$
Γ	domínio lagrangiano
Ω	domínio euleriano
θ	ângulo azimutal do aerofólio
ω_z	vorticidade $[s^{-1}]$
λ	tip speed ratio (TSR), razão de velocidade de ponta
π	número real constante $\pi = 3.14159265359$
$\vec{\omega}$	velocidade angular da turbina em $[rads^{-1}]$

Letras Latinas

\vec{F}_D	força de Arrasto [N]
-------------	----------------------

\vec{F}_L	força de Sustentação [N]
\vec{k}	vetor número de onda
\vec{M}_0	momento [Nm]
\vec{U}	velocidade lagrangiana [ms^{-1}]
\vec{u}	velocidade euleriana [ms^{-1}]
u_∞	velocidade de corrente livre ou velocidade na entrada do domínio euleriano [ms^{-1}]
\vec{X}	vetor posição do ponto lagrangiano [m]
\vec{x}	vetor posição do ponto euleriano [m]
C_d	coeficiente de arrasto
C_l	coeficiente de sustentação
C_p	coeficiente de potência
F	campo de força lagrangiano [Nm^{-3}]
f	campo de forma euleriano [Nm^{-3}]
N_x	número de pontos de colocação do domínio calculado em x
N_y	número de pontos de colocação do domínio calculado em y
N_L	número de pontos lagrangianos
D	diâmetro da geometria
Re_D	número de Reynolds
S^ϕ	matriz de rotação
T	torque aplicado sobre o aerofólio [Nm]
W_h	função peso
x_c	coordenadas do centro da pá no eixo x
y_c	coordenadas do centro da pá no eixo y

Operadores

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

∂ derivada parcial

Σ somatório

Siglas

AUX variável auxiliar do método RK46

CFD *Computational Fluid Dynamics*, Dinâmica dos Fluidos Computacional

DFT *Discrete Fourier Transform*, Transformada Discreta de Fourier

FFT *Fast Fourier Transform*, Transformada Rápida de Fourier

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

NIT número máximo de interações da Múltipla Imposição da Força

RHS *right hand side*, somatório dos termos lagrangianas que estão do lado direito das equações de Navier-Stokes

rhs *right hand side*, somatório dos termos eulerianos que estão do lado direito das equações de Navier-Stokes

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

tnl termo não-linear

EDP equação diferencial parcial

IMERSPEC hibridação do método pseudoespectral de Fourier e do método da fronteira imersa

MDI método da fronteira imersa

MPEF método pseudoespectral de Fourier

Subscritos

i índice de notação tensorial

j índice de notação tensorial

x direção x no domínio euleriano

y direção y no domínio euleriano

X direção x no domínio lagrangiano

Y direção y no domínio lagrangiano

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	1
1.1	Principais modelos de turbinas eólicas	2
1.2	Justificativa	6
1.3	Objetivos	6
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	7
2.1	Rotor Savonius	10
2.2	Rotor Darrieus	15
3	METODOLOGIA	21
3.1	PROBLEMA FÍSICO	21
3.2	MODELO MATEMÁTICO	26
3.2.1	Domínios de cálculo: euleriano e lagrangiano	26
3.2.2	Dinâmica dos Fluidos - Domínio euleriano	27
3.2.3	Acoplamento entre domínio euleriano e lagrangiano	27
3.2.4	Cálculo da força lagrangiana	28
3.2.5	Modelagem estrutural	31
3.2.5.1	Equivalência das descrições euleriana e lagrangiana no movimento de um corpo rígido	31
3.2.5.2	Definição geométrica do semitubo no domínio lagrangiano	32
3.2.5.3	Dinâmica do corpo rígido	33
3.2.5.4	Formulação adimensional	35
3.3	MODELAGEM MATEMÁTICA DIFERENCIAL NUMÉRICA	38
3.3.1	Método Pseudoespectral de Fourier	38
3.3.2	Projeção	39
3.3.3	Discretização espacial	41
3.3.4	Discretização temporal	42
3.3.5	Acoplamento entre as metodologias pseudoespectral de Fourier, fronteira imersa e interação fluido-estrutura - IMERSPEC	43
4	RESULTADOS	47
4.1	Escoamentos sobre corpos fixos	47
4.1.1	Cilindro fixo com seção quadrada	47
4.1.2	Cilindro fixo com seção triangular	51
4.1.3	Semitubo fixo com seção convexa	53
4.1.3.1	Análise da influência dos pontos de colocação do domínio euleriano	53

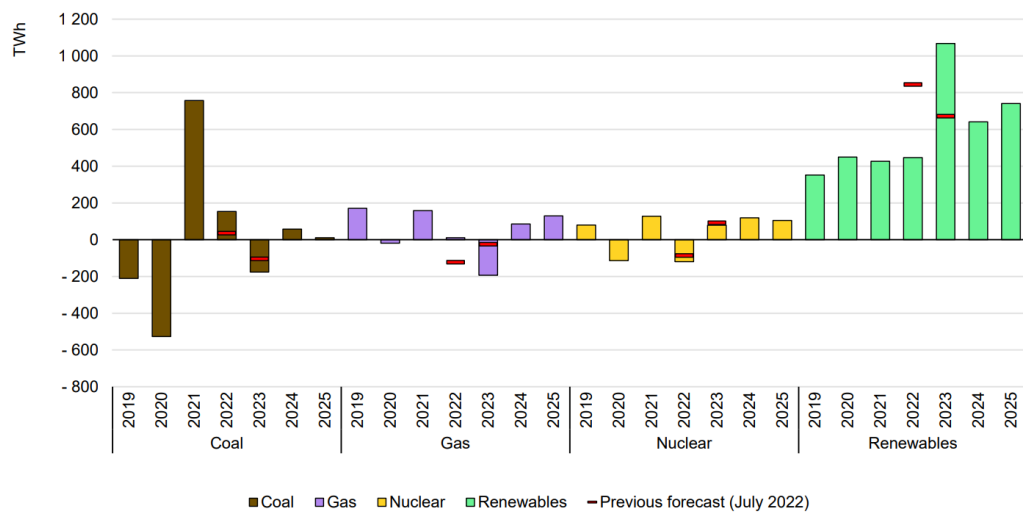
4.1.3.2	Análise da formação da esteira e coeficientes aerodinâmicos em domínio estendido	58
4.1.4	Semitubo fixo com seção côncava	62
4.1.5	Rotor savonius fixo	66
4.1.5.1	Rotor na posição $\theta = \pi/4$	68
4.1.5.2	Rotor na posição $\theta = \pi/2$	70
4.1.5.3	Rotor na posição $\theta = 3\pi/4$	73
4.1.5.4	Rotor na posição $\theta = \pi$	74
4.1.5.5	Comportamento médio com coeficientes aerodinâmicos	78
4.2	Rotação de Corpos Rígidos Induzidos por Escoamento	79
4.2.1	Rotação de Cilindro com Seção Quadrada	80
4.2.2	Rotação de Cilindro com Seção Triangular	83
4.2.2.1	Rotação de baixa amplitude ($Re = 110$)	83
4.2.2.2	Rotação contínua ($Re = 180$)	86
4.2.3	Rotor Savonius	88
4.2.3.1	Rotação de baixa amplitude ($Re = 100$)	89
4.2.3.2	Rotação contínua ($Re = 800$)	92
5	CONSIDERAÇÕES FINAIS	95
5.1	Trabalhos Futuros	96
	REFERÊNCIAS	99
	APÊNDICES	105

1 INTRODUÇÃO

Devido a fatores econômicos, ambientais e tecnológicos, as energias renováveis têm ganhado destaque e se tornado mais populares nas últimas décadas. Com a crise do petróleo em 1972, os preços dos combustíveis aumentaram drasticamente, gerando uma sensação de instabilidade no fornecimento e levando a um interesse crescente por fontes de energia alternativas, incluindo as renováveis (SPERA, 2009). Além disso, muitos países se comprometeram a estabelecer metas ambiciosas para reduzir suas emissões de gases de efeito estufa e aumentar a proporção de energias renováveis em sua matriz energética, em decorrência do Acordo de Paris de 2015. Atualmente, muitos governos, empresas privadas e investidores têm destinado recursos ao desenvolvimento e à implementação de tecnologias de energia renovável, incluindo programas de apoio à pesquisa, subsídios e incentivos financeiros (ONU, 2016; NUB, 2023).

O crescimento do investimento em métodos mais eficazes e limpos de produzir energia está indicado na Fig. 1.1 para o período de 2019 a 2025. Nota-se que as energias renováveis (*Renewables*) têm liderado o aumento de novos investimentos energéticos no mundo, segundo a Agência Internacional de Energia (*International Energy Agency - IEA*), que também estipula que as energias renováveis, principalmente a eólica e a fotovoltaica, representarão mais de 90% do crescimento da geração elétrica previsto para os anos de 2023 a 2025 (ÇAM, 2023).

Figura 1.1: O crescimento das energias renováveis reduz a extração de combustível fóssil de 2023 a 2025

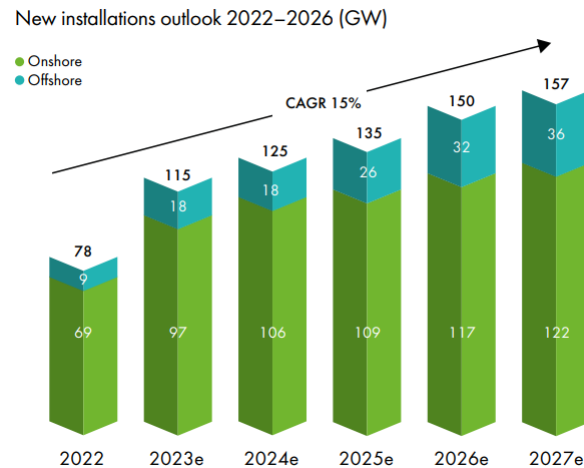


Fonte: Çam (2023)

Assim, a energia eólica tem conquistado seu espaço entre as formas de energia

renováveis mais promissoras, recebendo forte investimento e previsão de crescimento contínuo para os próximos anos (Fig. 1.2). O Conselho Global de Energia Eólica (*Global Wind Energy Council - GWEC*) espera que 680 GW de capacidade eólica global sejam adicionados entre 2023 e 2027, dos quais 130 GW serão em parques eólicos *offshore* (ALBIERO et al., 2014).

Figura 1.2: Perspectivas de novas instalações de energia eólica no período de 2022 a 2026



Fonte: Zhao e Hutchinson (2023)

No Brasil, as energias renováveis já representam a maior parte da produção elétrica do país. A maior porcentagem de produção elétrica é gerada pela energia hidráulica e, em segundo lugar, pela energia eólica, conforme indicado pelo balanço energético anual de 2022, disponibilizado pela Empresa de Pesquisa Energética, juntamente com o Ministério de Minas e Energia (Fig. 1.3) (CARVALHO; OLIVEIRA, 2022).

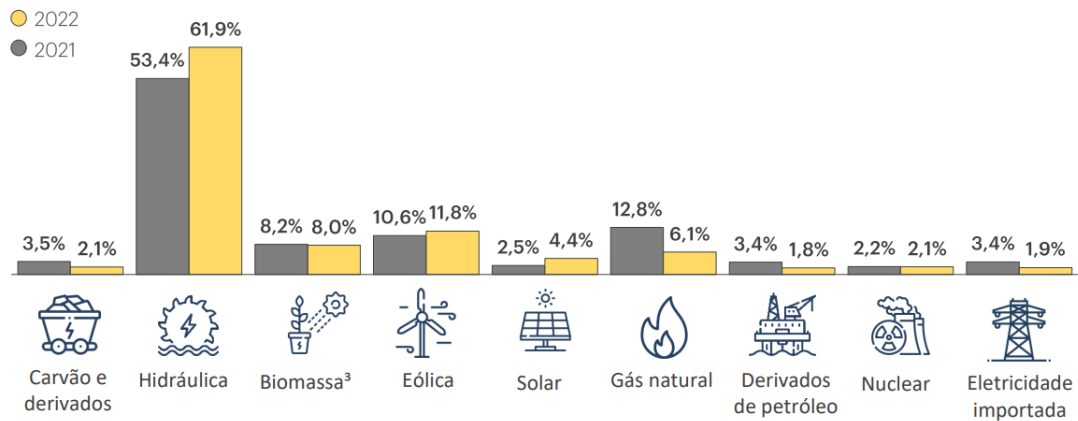
Segundo o Plano Decenal de Expansão de Energia, elaborado pelo Ministério de Minas e Energia, é previsto para 2031 um aumento de 10,17% na produção de energia elétrica do país (Fig. 1.4) (ALBUQUERQUE; FERREIRA; DOMINGUES, 2021), onde 4.344 MW serão produzidos através da energia eólica.

1.1 Principais modelos de turbinas eólicas

A transformação de energia elétrica pode ocorrer através de diferentes modelos de turbinas. Contudo, todas tem como objetivo converter a energia cinética da massa de ar em energia mecânica de rotação. A principal característica distintiva entre as turbinas é a orientação do eixo do rotor. Os dois modelos principais de rotores para as turbinas eólicas são: o eixo vertical (TEV) e o eixo horizontal (TEH).

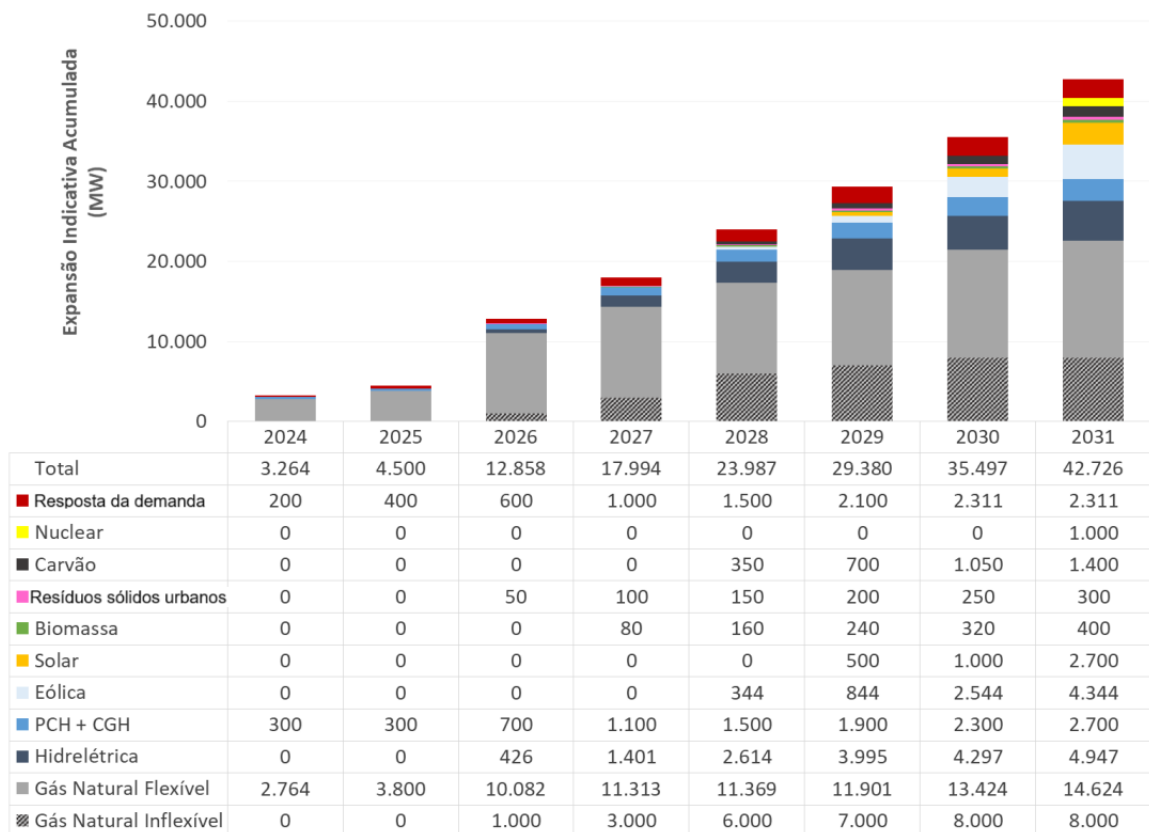
As turbinas de eixo vertical (Fig. 1.5a) têm a vantagem de operar independentemente

Figura 1.3: Matriz Elétrica Brasileira.



Fonte: Carvalho e Oliveira (2022)

Figura 1.4: Expansão indicativa acumulada até 2031.



Fonte: ALBUQUERQUE, FERREIRA e DOMINGUES (2021) modificado.

da direção do vento, além de serem mais estáveis, o que funciona melhor para escoamentos turbulentos (JOHARI; JALIL; SHARIFF, 2018). Contudo, elas apresentam uma eficiência menor quando colocadas em escoamentos com alta velocidade, em comparação com as

TEH (SAAD; ASMUIN, 2014). Uma das causas dessa perda, é o design de suas pás, que geram um torque de resistência ao movimento, juntamente ao torque favorável a rotação. Este mesmo problema foi discutido na criação dos moinhos de vento (SPERA, 2009), e atualmente, os perfis das TEV tentam minimizar essa resistência com novos projetos e hibridação dos modelos.

Na turbina de eixo horizontal (Fig. 1.5b), as pás criam menos resistência ao movimento rotativo, por estarem direcionadas perpendicularmente ao vento, coletando assim energia do escoamento a uma velocidade maior na sua parte superior, enquanto cobrem uma área mais eficiente para a geração de energia (JOHARI; JALIL; SHARIFF, 2018). Contudo, as TEH de grande porte não se desempenham bem em escoamentos turbulentos ou velocidades baixas (WINSLOW, 2017) e produzem mais ruído que as TEV (SAAD; ASMUIN, 2014).

Figura 1.5 – Exemplos de alguns dos modelos existentes de turbinas eólicas com eixo vertical e horizontal



(a) A turbina eólica de três pás de eixo vertical na Suécia

Fonte: Kumar et al. (2019)



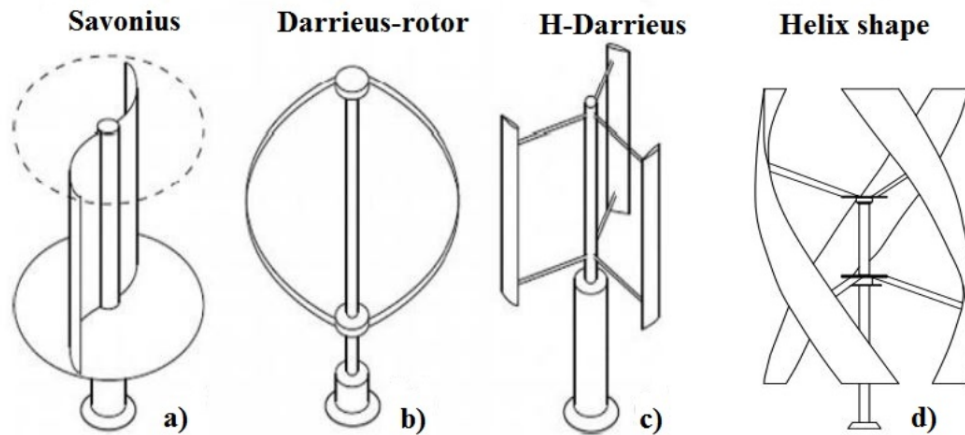
(b) Turbinas eólica de eixo horizontais na Austrália

Fonte: Zhao e Hutchinson (2023)

Além da direção do eixo, as turbinas também são categorizadas pelo local onde são instaladas, podendo ser denominadas turbinas *offshore* ou *onshore*. Os parques eólicos *offshore* geram eletricidade a partir do vento que sopra do mar para o continente, enquanto

os *onshore* estão localizados no continente, mais afastados do mar. As turbinas *offshore* são consideradas mais eficientes do que as *onshore* devido à maior velocidade e consistência dos ventos no mar, além da ausência de interferências físicas, como prédios, árvores ou montanhas (OLCZAK; SURMA, 2023).

Figura 1.6: Algumas variações dos principais modelos de turbinas verticais - (a) Savonius; (b) Darrieus Φ ; (c) Darrieus H; (d) Darrieus Helicoidal.



Fonte: Castellani et al. (2019)

As turbinas de eixo vertical também são encontradas em vários modelos, sendo os mais populares o modelo Savonius e Darrieus. O modelo Savonius (Fig. 1.6a) é reconhecido por seu formato de "S", mas pode conter uma ou mais "conchas", de formato côncavo e convexo em relação à direção do escoamento, que se encaixam para coleta do vento. Já o modelo Darrieus Φ (Fig. 1.6b), suporta duas ou mais pás de aerofólio, cada uma em forma de arco, com as extremidades de cada pá presas na parte superior e inferior do eixo (KUMAR et al., 2019).

A turbina Darrieus tem melhor eficiência para altas velocidades de rotação, mas precisa de um maior torque de partida. Já a turbina Savonius exige um menor torque de partida, contudo é menos eficiente em altas velocidades. Por essa razão, existem algumas turbinas híbridas Savonius-Darrieus que tentam combinar os aspectos positivos de ambos os modelos (BHUTTA et al., 2012).

Alguns exemplos mais comuns de turbinas Darrieus são: aerofólios em forma de H (Fig. 1.6c), que são mais encontrados em grande escala devido à sua capacidade de operar em regiões com maior velocidade de vento (MÖLLERSTRÖM et al., 2019); e aerofólios helicoidais (Fig. 1.6d), que também combinam características dos modelos Savonius e Darrieus (CASTELLANI et al., 2019).

No entanto, os métodos de obtenção de energia limpa não são perfeitos (SANTANA; SILVA, 2021). Entre as dificuldades enfrentadas com a energia eólica, temos: a inconsistência

das correntes de vento (ALBUQUERQUE; FERREIRA; DOMINGUES, 2021); o impacto ambiental local (TEFF-SEKER et al., 2022; SOLÉ et al., 2022; STADLER, 2021); e o custo elevado de planejamento, fabricação, transporte, montagem e manutenção (DANTAS; LEITE, 2009).

Ainda assim, as desvantagens do uso de aerogeradores para a produção de energia podem ser mitigadas com um bom planejamento, tecnologias avançadas e políticas de investimento em pesquisas que permitam o aumento da eficiência e a diminuição dos impactos causados pelas turbinas eólicas.

1.2 Justificativa

Com o desenvolvimento rápido de turbinas eólicas, vários estudos têm sido realizados com o intuito de impulsionar o desenvolvimento de sistemas de captação e transformação de energia mais eficientes e sustentáveis.

A busca pelo melhor desempenho das turbinas de diferentes modelos leva ao estudo do comportamento dinâmico estrutural, com interações em um meio fluido, principalmente quando os efeitos do meio não são apenas fontes de excitação estrutural, mas uma característica chave do sistema acoplado, resultante da interação recíproca entre os meios fluido e estrutural.

O presente estudo aborda o aprimoramento da metodologia IMERSPEC para a modelagem numérica da interação fluido-estrutura (*two-way*) aplicada em aerogeradores de eixo vertical tipo Savonius.

1.3 Objetivos

O presente trabalho tem como objetivo principal desenvolver no IMERSPEC um modelo numérico computacional para representar o fenômeno de interação fluido-estrutura bidimensional, que permita a simulação da rotação induzida pelo escoamento de uma turbina de eixo vertical.

Os objetivos específicos são:

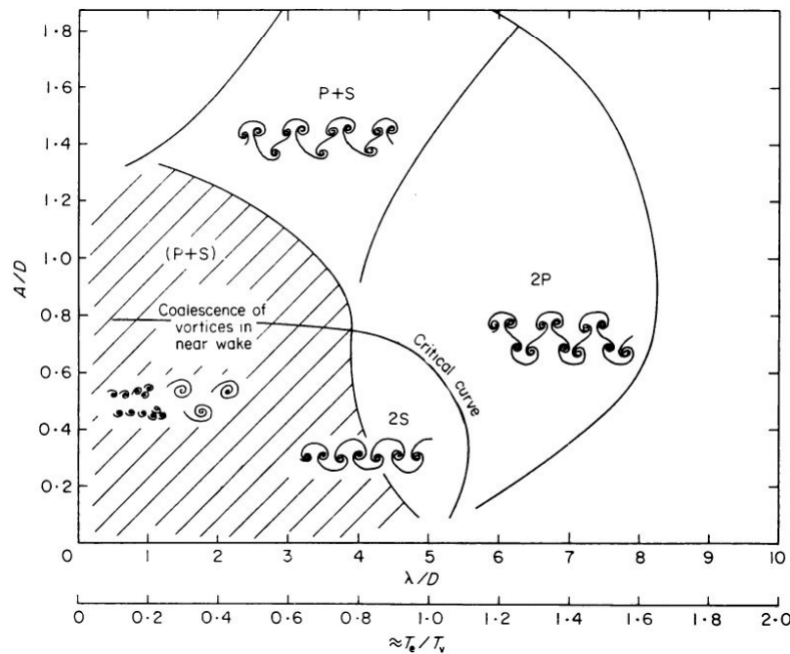
1. Compreender o estado da arte da energia eólica no Brasil;
2. Compreender os problemas físicos oriundos do fenômeno de vibração induzida pelo escoamento;
3. Analisar fisicamente problemas de interação fluido-estrutura *two-way*;
4. Utilizar a metodologia IMERSPEC para resolver problemas relacionados com a energia eólica e interação fluido-estrutura, com maior acurácia.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

O estudo de Gerrard (1966) estabeleceu os fundamentos mecânicos da região de formação de recirculações em corpos rombudos, destacando-se a interação entre as camadas de cisalhamento e a dinâmica de convecção-difusão de recirculações como determinantes para a frequência de desprendimento (número de Strouhal). Posteriormente, Perry e Chong (1982) propuseram uma classificação dos modos de desprendimento, identificando padrões tridimensionais como os modos 2S e 2P, associados a diferentes regimes de número de Reynolds em escoamento sobre corpos rombudos estáticos, o que ampliou a compreensão sobre a instabilidade estrutural em esteiras complexas.

O modo 2S (*Single Vortex Shedding*), é composto por duas recirculações isoladas que são liberadas por ciclos de desprendimento, alternando-se em sentido de rotação (um no sentido horário e outro no anti-horário). Já o modo 2P (*Pair Vortex Shedding*), dois pares de vórtices contra-rotativos são formados e desprendidos por ciclo. Cada par consiste em um vórtice principal e um secundário, gerando interações mais complexas na esteira (GERRARD, 1966; WILLIAMSON, 1996).

Figura 2.1 – Padrão de esteiras para escoamento sobre cilindro.



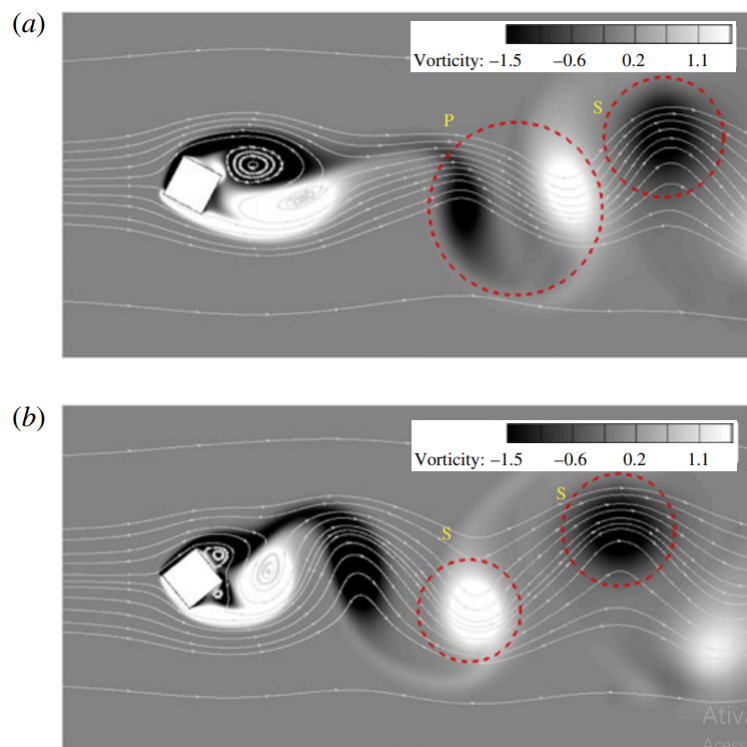
Fonte: Williamson (1996).

A contribuição de Williamson (1996) elucidou a dinâmica de liberação das recirculações em vibrações induzidas por escoamento (*vortex induced vibration - VIV*). Os autores investigaram experimentalmente o comportamento das estruturas contra rotativas desenvolvidas a jusante do corpo rombudo, vinculando à sincronização entre frequências

naturais e fluidodinâmicas. Complementarmente, Williamson e Roshko (1998) mapearam experimentalmente padrões de formação de vórtices em cilindros oscilantes, correlacionando parâmetros de amplitude e frequência com estruturas de recirculações específicas, como os modos 2S, 2P e S+P (Fig. 2.1). Sendo o modo S+P, uma hibridação dos modos 2S e 2P.

Ryu e Iaccarino (2017) apresentam uma investigação numérica da rotação induzidas por escoamento em um cilindro quadrado rígido, livre para girar em torno de seu eixo azimutal, imerso em um escoamento bidimensional uniforme. As simulações foram realizadas para números de Reynolds entre 45 e 150, considerando massa e momento de inércia do corpo fixos. Os autores utilizam diferenças finitas de segunda ordem para a discretização espacial e o método de fronteira imersa para a representação do corpo móvel sobre uma malha cartesiana fixa de 1024×512 . A análise paramétrica revelou seis regimes dinâmicos distintos, cada um associado a padrões de desprendimento de recirculações variam entre os modos 2S e S+P (Fig. 2.2).

Figura 2.2: Contornos das recirculações no plano longitudinal com linhas de corrente para $Re = 110$ em (a) $t = 300,5$ e (b) $t = 355$.

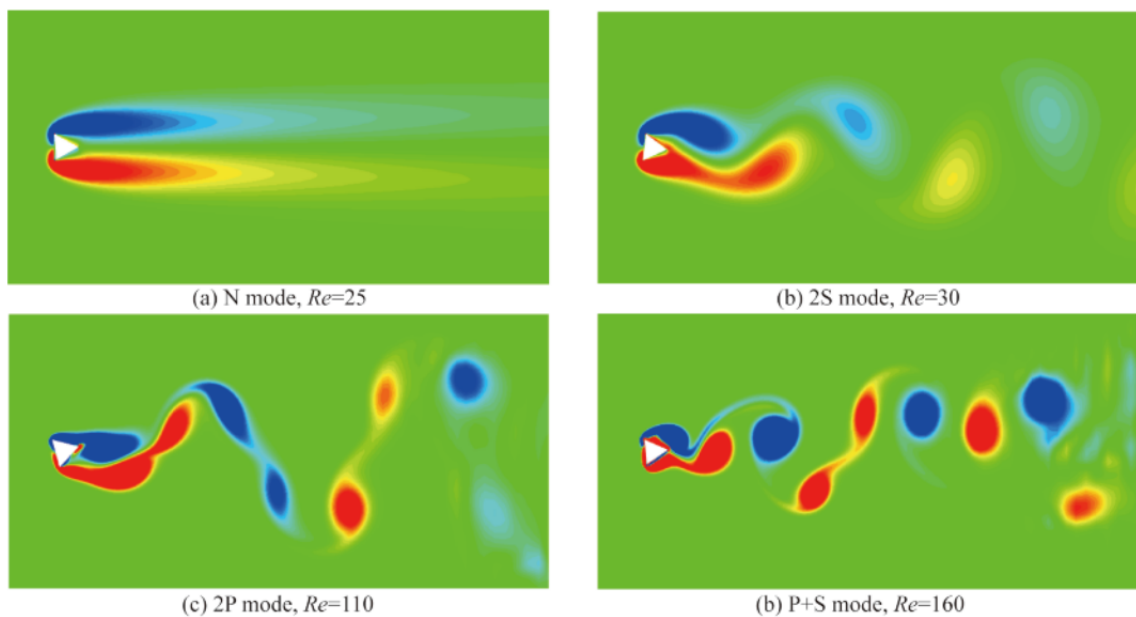


Fonte: Ryu e Iaccarino (2017).

Wang et al. (2019) realiza uma nova investigação sobre a rotação induzida por escoamento, empregando o método dos volumes finitos discretizado por uma malha cartesiana fixa e não uniforme de 768×384 , em conjunto com o método de fronteira imersa. O modelo numérico é validado a partir do caso de um cilindro retangular rotatório e, em

seguida, aplicado a um cilindro triangular com massa e momento de inércia fixos, variando o número de Reynolds entre 25 e 180. São identificados quatro regimes dinâmicos com padrões de desprendimento entre os modos 2P, 2S e S+P (Fig. 2.3). Observa-se que a rotação livre antecipa o início do desprendimento das recirculações, deslocando o cilindro para uma posição mais estável, o que altera significativamente as forças aerodinâmicas atuantes sobre o corpo.

Figura 2.3: Contornos do campo de vorticidade para fluxo sobre cilindro triangular de rotação induzida por escoamento.

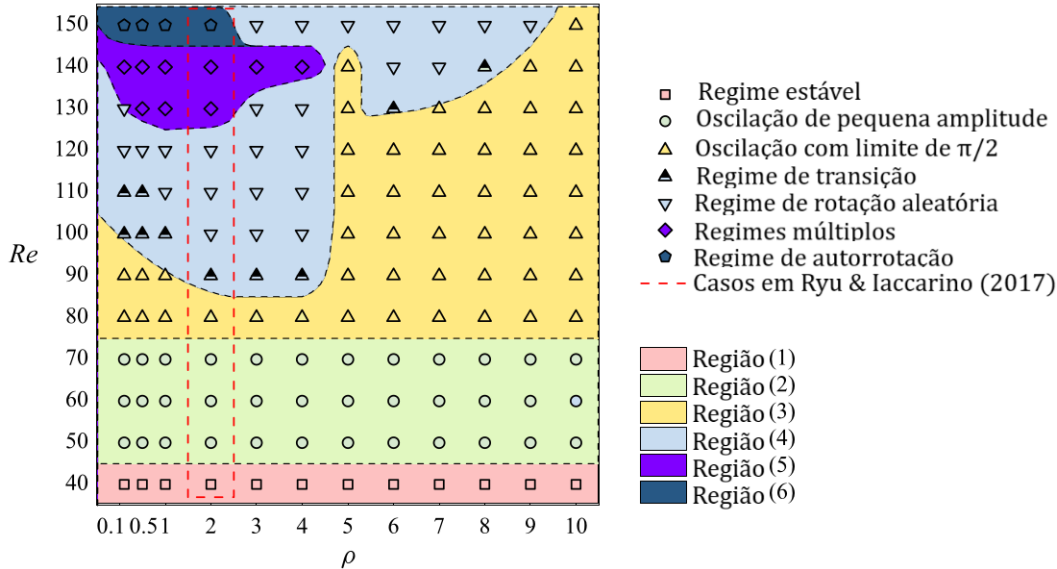


Fonte: Wang et al. (2019)

Dando continuidade ao estudo de Ryu e Iaccarino (2017), Mou et al. (2024) apresenta simulações numéricas bidimensionais das rotações induzidas por escoamento em um cilindro quadrado rígido, variando não apenas o número de Reynolds (de 40 a 150), mas também a razão de densidade (relação entre a massa específica do corpo e do fluido), no intervalo de 0,1 a 10. Para isso, os autores utilizam o método de Lattice Boltzmann (LBM) acoplado ao método de fronteira imersa, devidamente validado com dados da literatura. Como resultado, são identificados oito regimes dinâmicos, incluindo novos modos de transição e rotação ondulada, e evidenciada a influência da razão de densidade na forma "denteada" do mapa de regimes oscilatórios e dos coeficientes aerodinâmicos. Em relação aos modos de liberação de recirculações, estes continuam variando entre os modos 2S e S+P (Fig. 2.4).

Ao migrar esse conhecimento para rotores de TEV, aproveita-se a interação contínua desses fluxos com as lâminas, de forma que cada pá "captura" alternadamente energia cinética do escoamento e converte-a em rotação do eixo. Assim, a compreensão do compor-

Figura 2.4: Visão geral dos regimes no plano de fase (ρ, Re) . De acordo com os regimes, o plano de fase é subdividido em seis regiões. Os casos com $\rho = 2$ correspondem à configuração analisadas por Ryu e Iaccarino (2017).



Fonte: Mou et al. (2024) modificado.

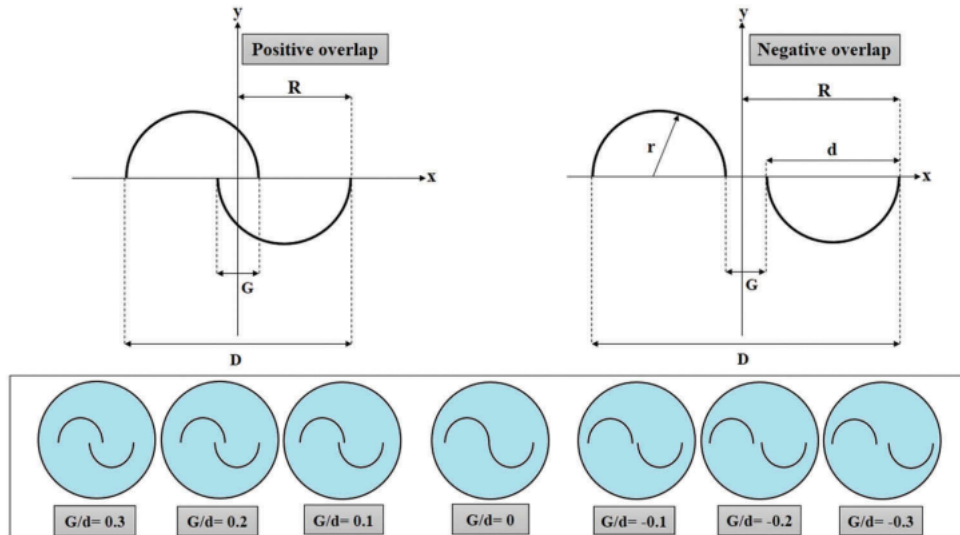
tamento rotacional em cilindros proporciona diretrizes para otimizar o perfil das pás, o espaçamento angular e a fase de posicionamento, assegurando máximo aproveitamento em rotores de eixo vertical.

2.1 Rotor Savonius

Hassanzadeh e Mohammadnejad (2019) desenvolvem um código próprio com o objetivo de analisar a influência das taxas de sobreposição das duas pás no desempenho de turbinas eólicas de eixo vertical Savonius com rotação livre. Os autores utilizam o método de volumes finitos (MVF) para a resolução da modelagem *Reynolds Averaged Navier-Stokes* (URANS). Os resultados são validados com dados da literatura, indicando que o modelo computacional bidimensional consegue reproduzir bem o comportamento do material. Várias taxas de sobreposição interna e externa foram estudadas (Fig. 2.5) com diferentes velocidades do vento e taxas de velocidade de ponta (*Tip Speed Ratio* - λ). O estudo teve como objetivo esclarecer o impacto das taxas de sobreposição no comportamento do escoamento e na geração de energia na zona rotativa das turbinas. Os resultados demonstraram que a relação de sobreposição afeta significativamente os coeficientes de torque e potência, com relações de sobreposição interna mostrando maior geração de torque devido à injeção de fluxo no espaço de folga. Além disso, o aumento da velocidade do vento melhorou a captação e transformação de energia, com $\lambda = 0,8$

produzindo os maiores coeficientes de potência. As descobertas sugerem que uma taxa de sobreposição positiva de $G/d = 0,2$ é ideal para a construção de rotores Savonius de duas pás, enquanto uma taxa de sobreposição externa de $G/d = -0,3$ é menos eficaz.

Figura 2.5: Sobreposições da turbina Savonius de duas pás

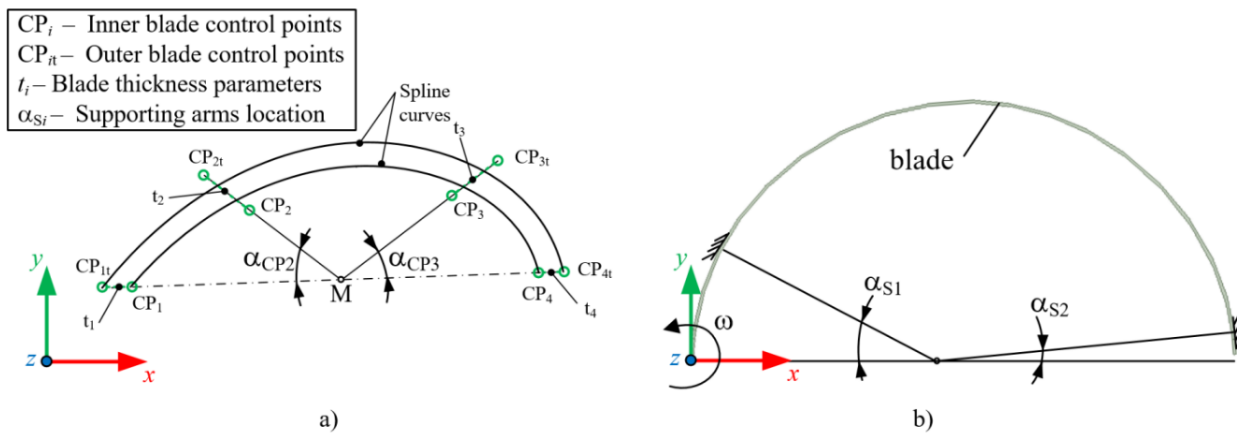


Fonte: Hassanzadeh e Mohammadnejad (2019)

Marinić-Kragić, Vučina e Milas (2019) oferecem uma nova abordagem para melhorar a eficiência de conversão de energia de turbinas eólicas de eixo vertical, introduzindo um design de pá flexível e realizando simulações computacionais para otimização de forma. Em seu estudo ele utiliza um modelo transiente baseado em RANS, implementado no software *ANSYS CFX 17.2*, para investigar o desempenho dessas pás flexíveis (Fig. 2.6). O estudo inclui análises detalhadas do desempenho, validação do modelo e potencial de otimização adicional. Os resultados indicam que o design flexível oferece melhorias significativas no coeficiente de potência, especialmente em taxas de velocidade de ponta (*Tip Speed Ratio* - λ) mais altas. A otimização do formato da lâmina demonstrou um aumento de 8% no coeficiente de potência em comparação com projetos convencionais de VAWT. A flexibilidade da lâmina permite a deformação, aumentando o raio da lâmina e melhorando a conversão de energia.

Ueda (2019) apresenta um estudo numérico sobre fenômeno de rotação livre induzida pelo escoamento sobre o rotor Savonius em forma de "S", sem sobreposição zero. O estudo aplica o método de partículas de vórtice juntamente com a equação integral de contorno em relação à função de Bernoulli, para calcular a pressão na superfície do rotor. A metodologia é validada a partir de uma análise do escoamento transiente sobre um cilindro circular sem e com rotação. Em seguida, o rotor Savonius é analisado com rotação induzida por escoamento transiente, com número de Reynolds 500. Em seguida, os autores avaliam

Figura 2.6: Parametrização de formato: (a) parametrização de formato e espessura da lâmina (CPs - pontos de controle) e (b) localização de conexão dos braços de apoio α_{Si} .



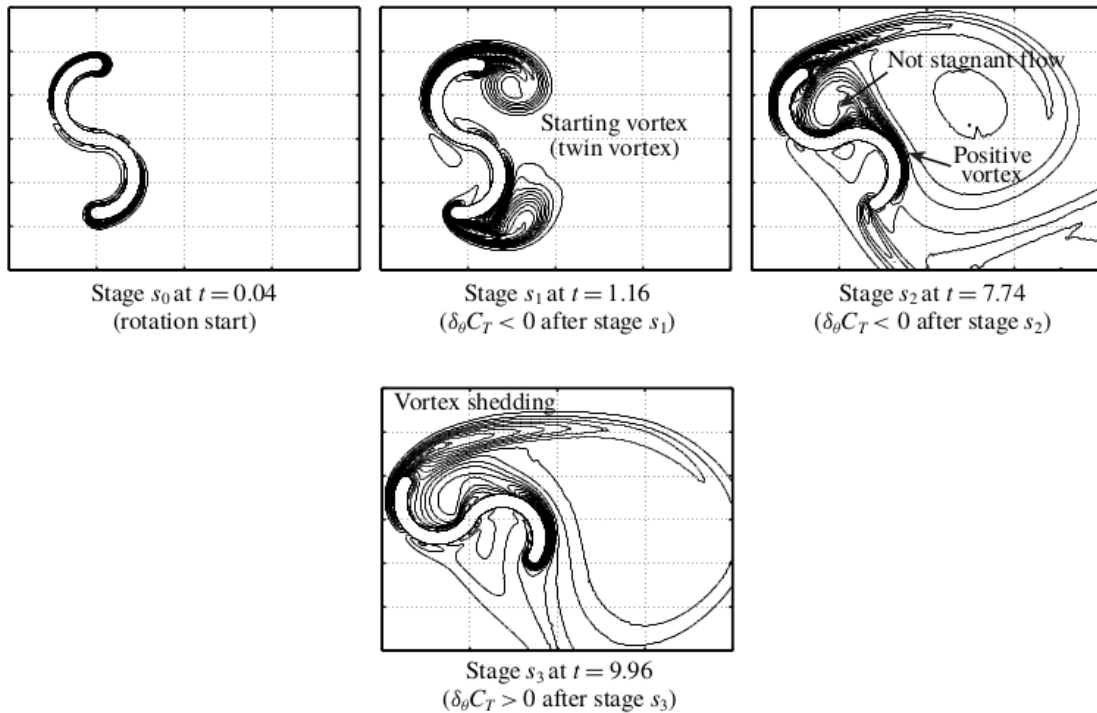
Fonte: Marinić-Kragić, Vučina e Milas (2019)

a influência dos momentos de inércia e do ângulo inicial do rotor. Além disso, o estudo também discute o teorema de *Poincaré-Bendixon* e sua aplicação para determinar a existência de ciclos limites no sistema. A Fig. 2.7, ilustra as linhas de corrente em tempos diferentes, para o início do fluxo e do movimento das pás.

Mrigua et al. (2020) apresenta a investigação de um rotor Savonius de múltiplos estágios e pás elípticas em proporções variadas (Fig. 2.8). A investigação tridimensional é realizada utilizando o método de volumes finitos (MVF) através do solver ANSYS Fluent, com o modelo de turbulência SST $k-\omega$, e os resultados são validados com dados de modelos experimentais. O resultado satisfatório indica a possibilidade de reprodução numérica do problema físico, mesmo utilizando modelos médios de turbulência. Em seguida, a pesquisa explora o impacto do número de estágios do rotor. Os resultados mostram que o coeficiente máximo de potência aumenta proporcionalmente ao número de estágios da turbina. O estudo também examina a influência de vários parâmetros, incluindo perfis de velocidade e distribuições de pressão, no desempenho do rotor.

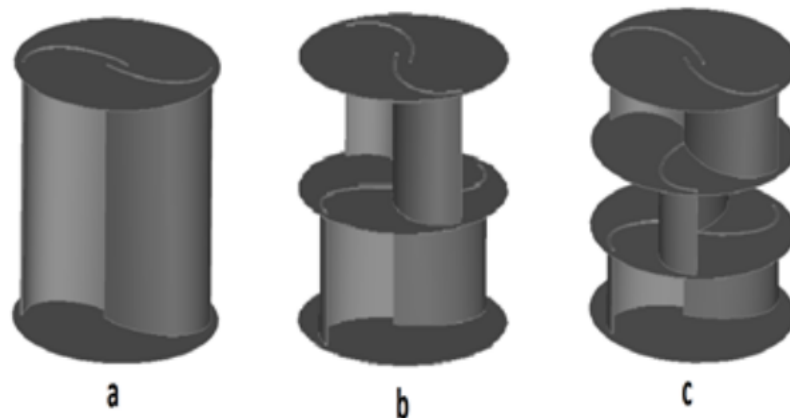
Marchewka et al. (2021) avalia o desempenho das turbinas Savonius com pás rígidas e deformáveis (Fig. 2.9) utilizando modelos tridimensionais. Os autores empregaram o ANSYS Fluent e o ANSYS Transient Structural com o modelo de turbulência SST $k-\omega$, integrando a abordagem de malha *overset*. Os resultados experimentais são comparados com os resultados computacionais para turbinas com pás rígidas, mostrando uma boa capacidade de reprodução dos coeficientes de torque e potência. A introdução de pás deformáveis com excentricidade de 10% leva a um aumento substancial (55%) no coeficiente de potência em comparação com turbinas com pás rígidas. Isso sugere que a deformação da

Figura 2.7: Linhas de corrente no campo de vorticidade selecionadas durante a inicialização do movimento, com $I = 1,0$ [kgm^2].



Fonte: Ueda (2019)

Figura 2.8: Turbinas Savonius com rotor (a) monoestágio, (b) dois estágios e (c) três estágios,

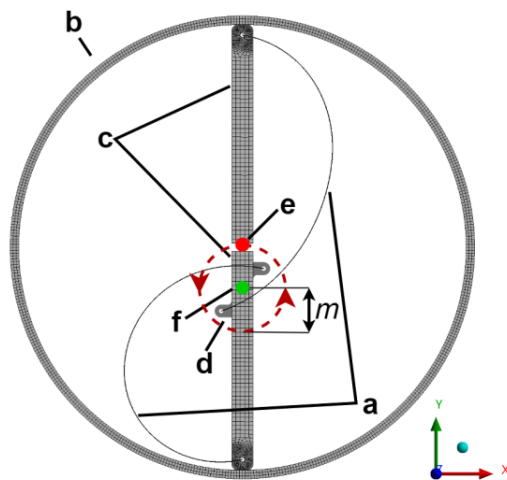


Fonte: Mrigua et al. (2020)

pá pode aumentar significativamente a eficiência da turbina em modelos tridimensionais.

Marzec, Buliński e Krysiński (2021) apresentam uma análise abrangente da interação fluido-estrutura com rotação induzida por escoamento na operação de turbinas eólicas

Figura 2.9: Mecanismo de deformação com excentricidade implementada: (a) pás, (b) anel guia, (c) cursores, (d) cubo, (e) eixo central da turbina e sua trajetória e (f) eixo de rotação da turbina.

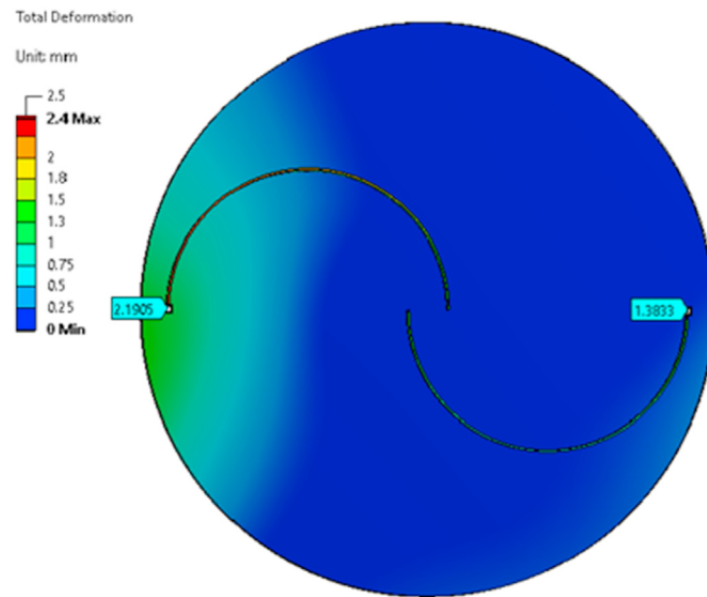


Fonte: Marchewka et al. (2021)

Savonius com altas velocidades de vento em 3D. A modelagem numérica do fluxo utiliza o método de volumes finitos (MVF) para a solução do modelo matemático URANS SST $k-\omega$ e o método de elementos finitos (MEF) para a modelagem estrutural. Os dois métodos são integrados no *ANSYS Workbench*. A pesquisa explora como as deformações do rotor (Fig. 2.10) influenciam significativamente o desempenho da turbina, resultando em um aumento na eficiência mesmo em velocidades moderadas do vento. Com uma velocidade de 15 m/s, as deformações causadas pelo vento aumentam o coeficiente de potência da turbina em cerca de 5% em comparação com um rotor não deformável. As descobertas revelam que, para pequenas turbinas eólicas, a força centrífuga desempenha um papel crucial na estabilização do rotor da turbina, reduzindo deformações e aumentando o desempenho geral.

Pan, Ferreira e Zuijlen (2024) investigam o desempenho de uma turbina eólica vertical de eixo combinado Darrieus-Savonius (Fig. 2.11). O escoamento é simplificado como um fluxo incompressível, invíscido, sem perturbações e bidimensional, com número de Reynolds $9,67 \times 10^5$. Os autores realizam um estudo do escoamento sobre a geometria côncava, convexa e sobre a turbina híbrida com rotação livre no software *OpenFOAM*. O modelo numérico do atuador é validado em relação ao modelo teórico ideal. Os resultados indicam que a configuração híbrida da VAWT pode melhorar o desempenho inicial, mas não alcança a mesma eficiência energética que uma turbina Darrieus única. Além disso, os autores relatam que ajustar a distribuição de força pode compensar a perda de potência na VAWT híbrida. No entanto, o estudo enfatiza que alcançar uma saída com eficiência energética maior do que a de uma turbina Darrieus única, para as TEV, pode ser improvável,

Figura 2.10: Campo de deformação no disco superior da turbina e nas pontas das pás no ângulo do rotor 1380°.



Fonte: Marzec, Buliński e Krysiński (2021)

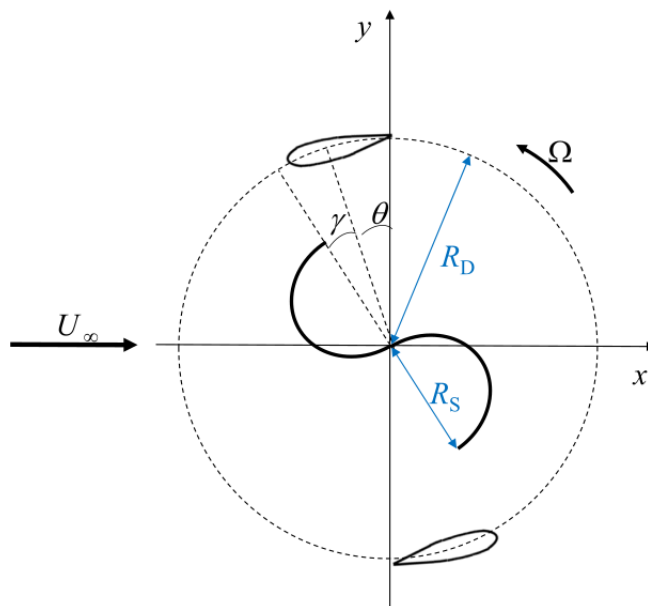
embora a TEV híbrida tenha vantagens, como auto-inicialização e desempenho consistente em diferentes condições de vento. Otimizar esses atributos pode ser mais viável do que buscar uma potência máxima.

2.2 Rotor Darrieus

Yigit (2020) explora a simulação de turbinas Darrieus, com foco principal na análise da segurança estrutural. O autor utilizou o *software ANSYS Fluent* com o modelo numérico SST $k-\omega$, SST transiente e $k-\eta$ RNG para o escoamento turbulento e a avaliação de duas abordagens para o cálculo do movimento das pás em rotação livre: solucionador de malha deslizante e 6-DOF (Seis Graus de Liberdade). Os resultados demonstram consistentemente a superioridade do solucionador 6-DOF sobre o método de malha deslizante, fornecendo melhores previsões no desempenho do VAWT sob várias condições operacionais. Contudo, o método da malha deslizante, embora menos preciso, continua sendo uma alternativa computacionalmente eficiente. Após comparação e validação dos resultados com dados experimentais, foi avaliado o comportamento estrutural do rotor (Fig. 2.12), considerando propriedades como pressão, deformação e outros fatores críticos.

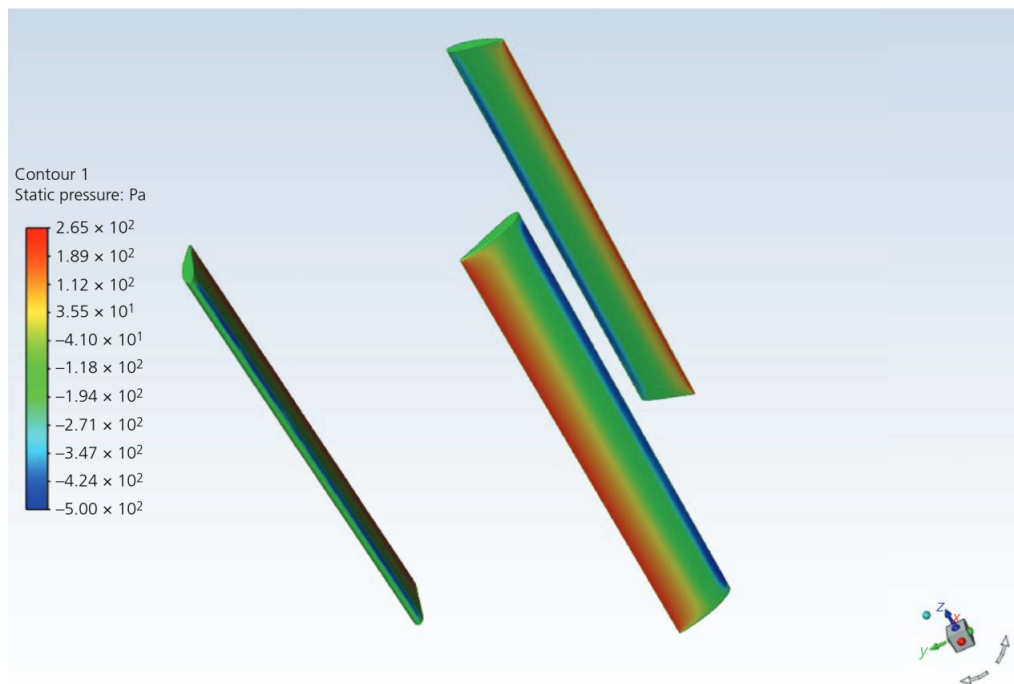
Tunio et al. (2020) analisa uma turbina Darrieus H com rotação imposta (*one-way*). O comportamento estrutural e o fluido dinâmico foram desenvolvidos no *software ANSYS Fluent* com o modelo de turbulência RANS. O modelo físico em análise consiste em um

Figura 2.11: Modelo físico simplificado de uma VAWT híbrida com duas lâminas semicirculares Savonius e duas lâminas Darrieus.



Fonte: Pan, Ferreira e Zuijlen (2024)

Figura 2.12: Distribuição de carga de pressão na pá da turbina Darrieus.

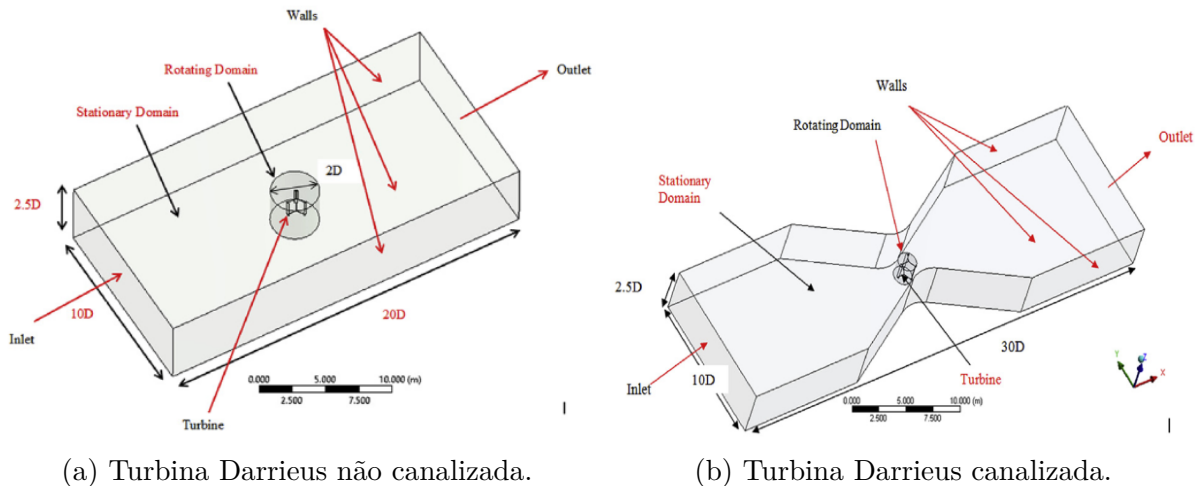


Fonte: Yigit (2020)

canal de passagem com e sem estreitamento próximo à turbina (Fig. 2.13). Os resultados

mostraram um aumento de 112% na potência com o estreitamento no domínio; contudo, os valores das tensões se elevaram para valores duas vezes maiores em comparação com a turbina em um canal aberto, o que aumentará consideravelmente o custo do material.

Figura 2.13 – Modelo físico simplificado da turbina Darrieus H.



(a) Turbina Darrieus não canalizada.

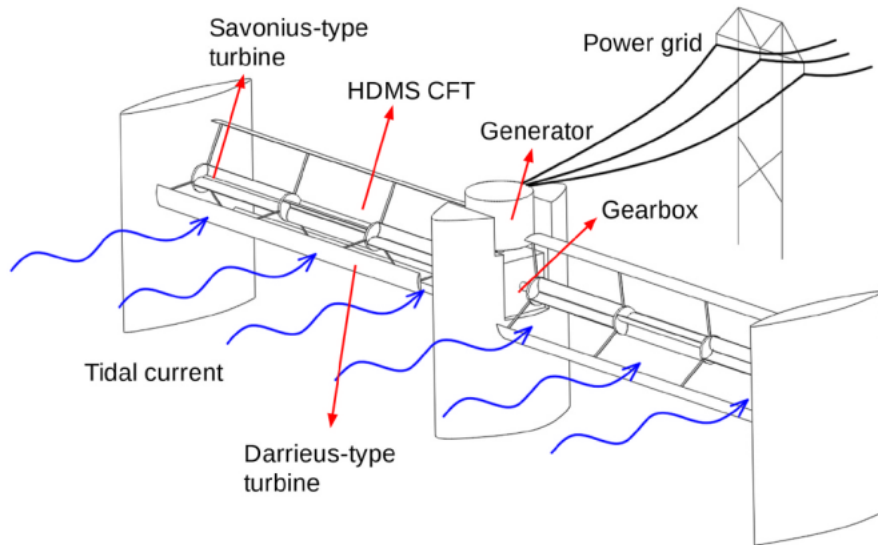
(b) Turbina Darrieus canalizada.

Fonte: Tunio et al. (2020)

Liu, Yu e Zhu (2021) analisou algumas variações da combinação de turbinas hidráulicas de eixo vertical com modelo híbrido (Darrieus e Savonius). O intuito é unir as qualidades de cada rotor para o escoamento de água monofásica em um canal aberto bifásico (Fig. 2.14). Para isso, foi utilizado o *software ANSYS Fluent* para a resolução dos modelos numéricos que descrevem o comportamento da interação fluido-estrutura, com condições de fluxo instável URANS. Além das variações na combinação dos rotores Darrieus e Savonius, os autores investigam a influência do escoamento multifásico e da posição relativa da turbina. Dessa forma, concluem que, na turbina Darrieus, sem auto-iniciação, o fluxo em canal aberto pode aumentar significativamente a eficiência para uma turbina de grande porte. O estudo também constatou que, para velocidades de ponta λ que geram alta taxa de bloqueio do fluxo, o coeficiente de *Betz*, que mede a taxa máxima de conversão de energia cinética em energia potencial da turbina ($C_p = 59\%$), pode ser ultrapassado. A explicação para esse resultado, segundo o artigo, pode vir do fato de que turbinas simuladas em 2D tendem a uma estimativa exagerada dos coeficientes de potência, tanto em escoamentos na água quanto no ar.

Marzec et al. (2023) discute a otimização estrutural das pás da turbina eólica Darrieus (Fig. 2.15), com uma abordagem de interação fluido-estrutura em 3D e rotação imposta. O estudo visa reduzir a massa das pás mantendo limites máximos de tensão e deformação. Os autores utilizam o *software ANSYS* para a resolução do comportamento fluido dinâmico modelado com URANS e da interação fluido-estrutura com movimento imposto. Foi implementada uma velocidade de fluxo livre de 30 m/s, com rotação constante

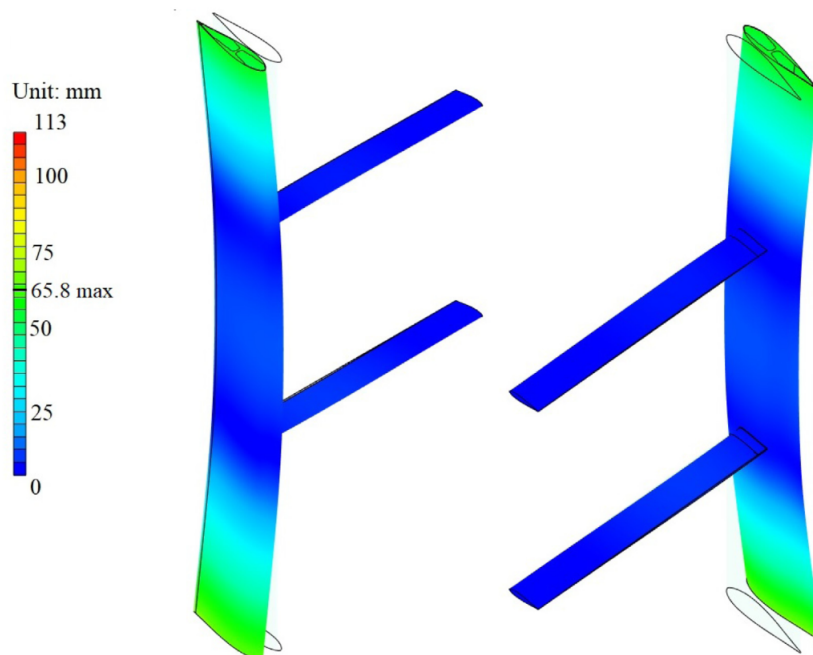
Figura 2.14: Ilustração de um projeto de VAWT típico de fluxo cruzado.



Fonte: Liu, Yu e Zhu (2021)

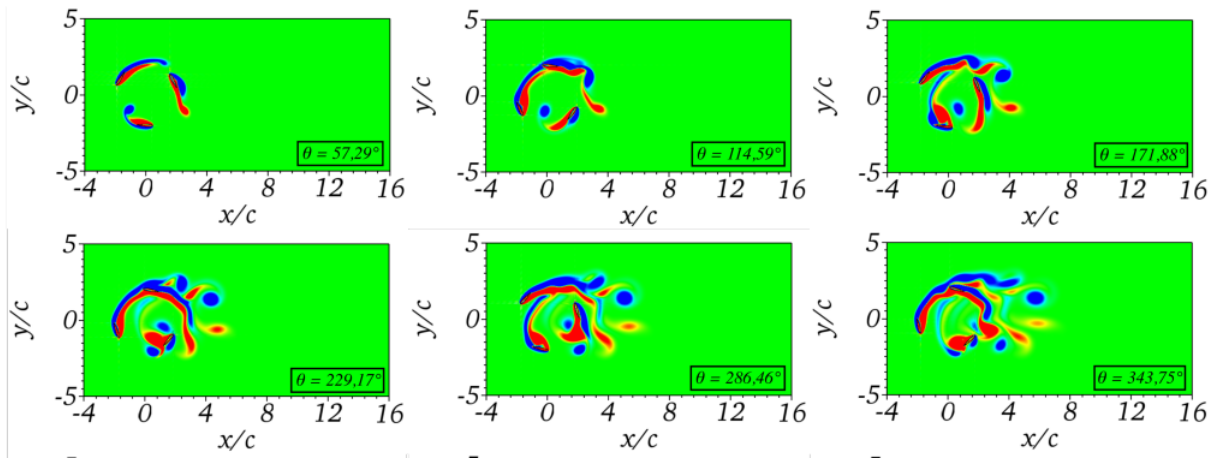
da turbina de 90 rad/s e velocidade de ponta $\lambda = 3$. Os resultados mostram que a massa da lâmina pode ser reduzida em cerca de 63%, ao mesmo tempo em que se reduzem os valores de tensão e deformação.

Figura 2.15: Contornos do deslocamento - lâmina extrudada otimizada.



Fonte: Marzec et al. (2023)

Figura 2.16 – Evolução temporal dos campos de vorticidade $-2 \leq \omega_z \leq 2$ para turbina de três pás.



Fonte: Monteiro (2023)

Já Monteiro (2023) investigou a aplicabilidade da metodologia IMERSPEC para a solução de problemas fluidodinâmicos em aerofólios e turbinas eólicas de eixo vertical do modelo Darrieus H. O autor validou a metodologia utilizando um aerofólio NACA 0012 em escoamento bidimensional, onde obteve resultados próximos aos encontrados na literatura. Em seguida, a metodologia foi utilizada na simulação do rotor Darrieus em movimento rotativo *one-way*, utilizando o aerofólio NACA 0015 (Fig. 2.16). Os resultados mostraram que a metodologia é capaz de modelar com precisão o escoamento sobre o corpo aerodinâmico e sobre a turbina com movimento imposto.

3 METODOLOGIA

A implementação foi desenvolvida a partir da metodologia IMERSPEC. Portanto, a descrição que se segue abordará os principais componentes do método, com ênfase no que foi implementado para a resolução do problema físico simplificado, neste caso, a modelagem da interação fluido-estrutura. Mais detalhes sobre o funcionamento da metodologia podem ser encontrados nos trabalhos de Mariano (2011), Moreira (2011), Nascimento (2016), Mariano et al. (2022) e Nascimento et al. (2024).

3.1 PROBLEMA FÍSICO

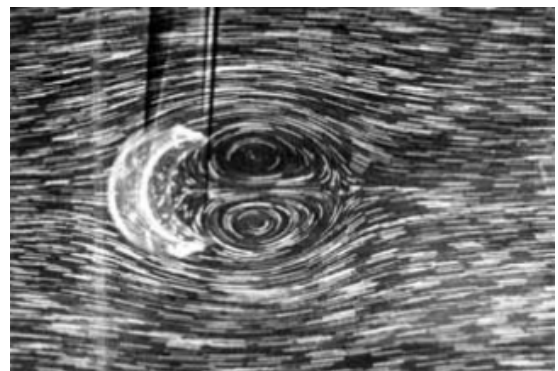
Segundo Bearman (1984), “*When placed in a fluid stream, some bodies generate separated flow over a substantial proportion of their surface and hence can be classified as bluff.*” - ou seja, ao serem colocados em uma corrente de fluido, alguns corpos geram separação do escoamento em uma proporção substancial de sua superfície e, portanto, podem ser classificados como corpos rombudos.

Esse comportamento está associado à formação da camada limite sobre a geometria. Em um corpo bidimensional, duas camadas-limite delgadas se desenvolvem na parte frontal do corpo rombudo, permitindo que as linhas de corrente contornem a superfície do corpo. Entretanto, na região posterior, uma mudança abrupta da geometria impõe à camada limite um gradiente adverso de pressão, levando à separação da superfície e, conseqüentemente, à formação de recirculações contra rotativas (Fig. 3.1) (WHITE; MAJDALANI, 2006; CENGEL; CIMBALA, 2015).

Figura 3.1 – Formação de recirculações a jusante de corpos rombudos.



(a) Escoamento sobre cilindro circular. Fonte: Dyke (1982).



(b) Escoamento sobre semitubo concavo. Fonte: Coutanceau, Migeon e Ehrmann (2000).

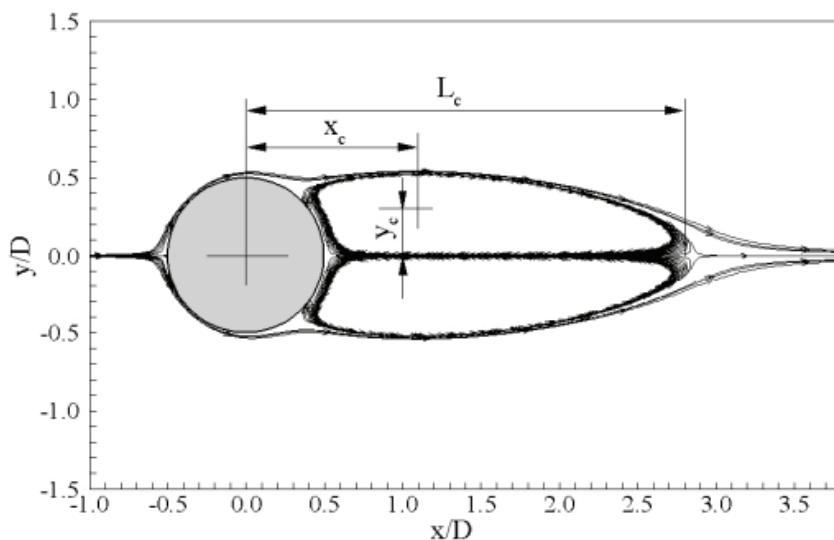
O comportamento da camada limite em contato com o corpo é analisado com base no número de Reynolds (Re), uma grandeza adimensional que expressa a razão entre os

efeitos advectivos e difusivos do escoamento (SILVEIRA-NETO, 2020). Ele é definido a partir das propriedades do fluido e da geometria do corpo (Eq. 3.1), como a velocidade característica do escoamento incidente u_∞ , o comprimento característico D (perpendicular ao escoamento), e a viscosidade cinemática ν .

$$Re = \frac{u_\infty D}{\nu} \quad (3.1)$$

Em valores muito baixos de Re o escoamento é dominado pelos efeitos difusivos, caracterizando um regime laminar altamente estável e simétrico, no qual o fluido contorna o corpo sem separação perceptível. À medida que Re aumenta, inicia-se a separação da camada limite, formando uma bolha com recirculações fixas e simétrica. Embora ainda estável, essa separação modifica o campo de pressão (Fig. 3.2).

Figura 3.2 – Bolha de recirculação de um cilindro imerso em escoamento de $Re = 40$ no $t^* = 500$.

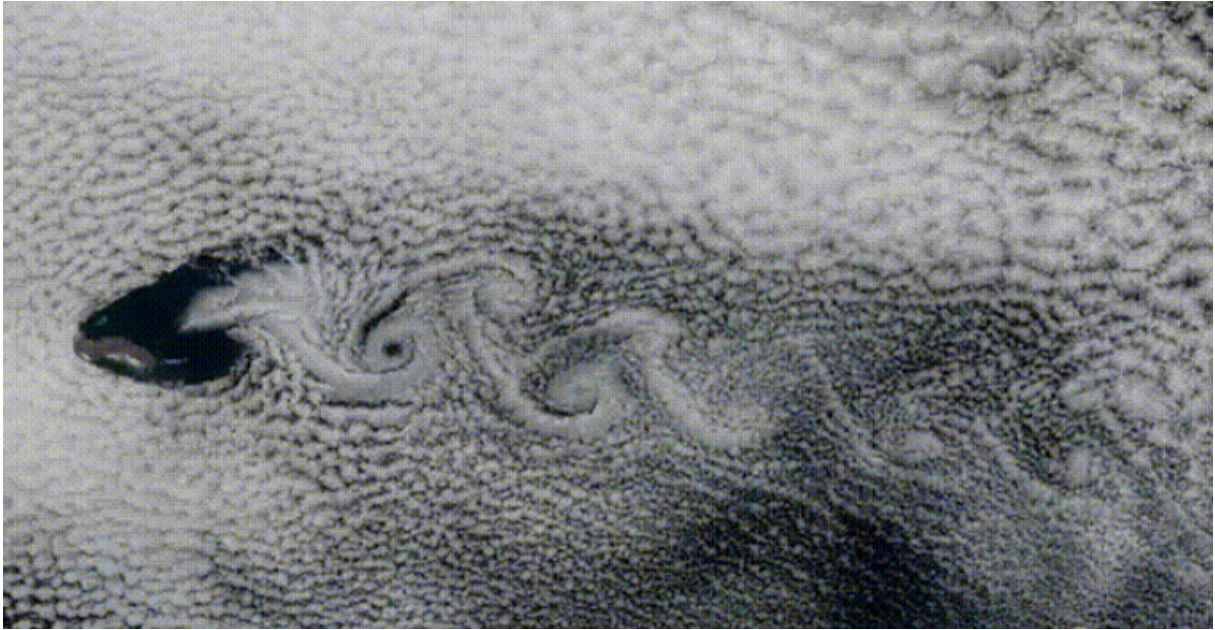


Fonte: Mariano (2011).

Com o aumento de Re , o escoamento torna-se instável, e as recirculações que anteriormente permaneciam confinadas em uma bolha a jusante do corpo passam a desenvolver assimetrias entre si e a se desprender alternadamente, formando a esteira. No caso de escoamentos ao redor de cilindros, a liberação lateral alternada dessas recirculações dá origem à chamada esteira de Von Kármán (Fig. 3.3). Esse fenômeno introduz flutuações periódicas nas forças fluidodinâmicas atuantes sobre o corpo, podendo induzir vibrações e rotações estruturais.

Como esses vórtices são liberados de forma alternada, é possível analisar a frequência de desprendimento dos vórtices por meio do número de Strouhal (St), que indica quão dominantes são as forças inerciais oscilatórias em relação ao escoamento principal (Eq. 3.2). Significando que a frequência de desprendimento de vórtices (f) é proporcional à

Figura 3.3 – Formação da esteira de Von Kármán visível por nuvens a jusante da Ilha de Guadalupe.



Fonte: Gross (2020).

velocidade do escoamento incidente (u_∞) e inversamente proporcional ao comprimento característico do corpo (D).

$$St = \frac{fD}{u_\infty} \quad (3.2)$$

O gradiente de pressão gerado pela formação e desenvolvimento da camada-limite junto à superfície de um corpo rígido induz variações locais de pressão. A diferença entre a alta pressão na região de estagnação frontal e a baixa pressão na região de separação traseira gera uma contribuição significativa ao arrasto, denominada arrasto de pressão. Essa contribuição soma-se ao arrasto por atrito (integral do esforço de cisalhamento ao longo da superfície), sendo frequentemente a componente de pressão a predominante. A soma dessas duas contribuições constitui o coeficiente de arrasto (C_D), que caracteriza de forma adimensional a força paralela ao escoamento (F_D), atuante sobre o corpo (Eq. 3.3).

$$C_D = \frac{2F_D}{\rho u_\infty^2 D} \quad (3.3)$$

De maneira análoga, o coeficiente de sustentação (C_L), quantifica a força perpendicular ao escoamento incidente (F_L), resultante das diferenças de pressão entre as faces superior e inferior do corpo (Eq. 3.4).

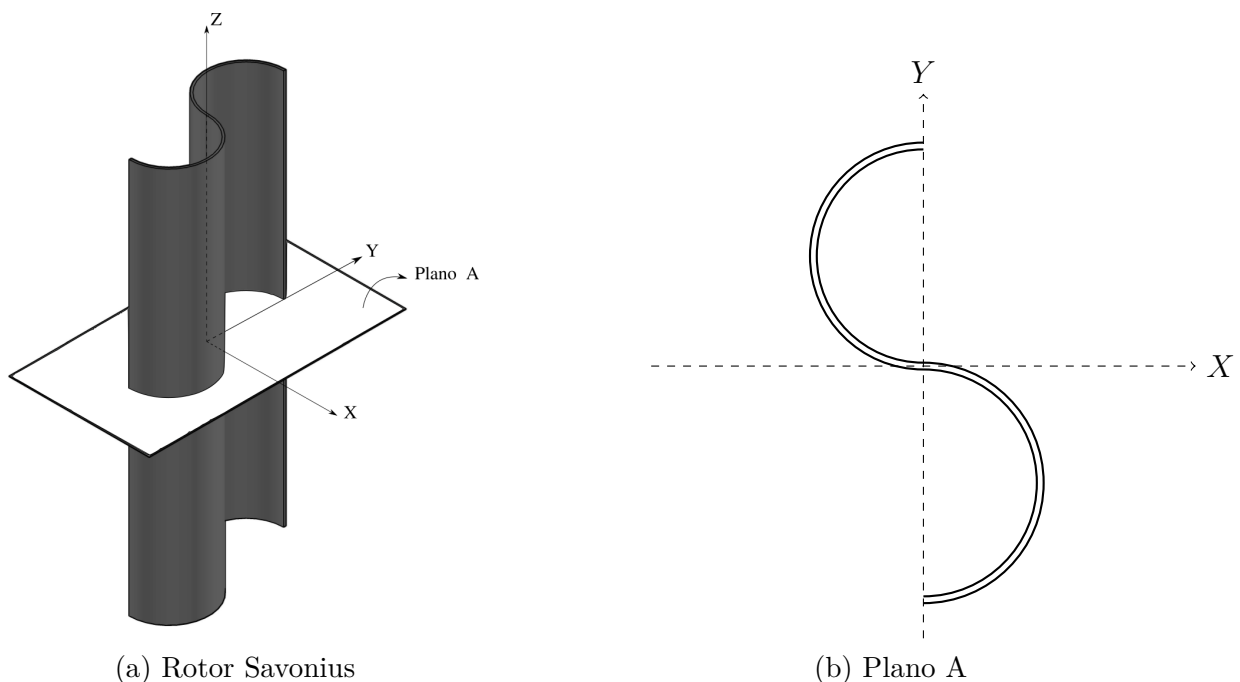
$$C_L = \frac{2F_L}{\rho u_\infty^2 D} \quad (3.4)$$

Os termos utilizados no cálculo dos coeficientes, Eq. 3.3 e Eq. 3.4, são: massa específica do fluido (ρ), a velocidade de corrente livre incidente u_∞ e o comprimento característico da interface imersa projetada sobre o plano normal ao escoamento (D).

Ao inserir um grau de liberdade à estrutura as forças periódicas que atuam sobre o corpo podem induzir movimentos auto-organizados. Esse fenômeno é conhecido como vibração induzida por escoamento (*vortex induced vibration*) tendo sido extensivamente estudado para cilindros circulares, retangulares, triangulares entre outros (WILLIAMSON, 1996; NASCIMENTO, 2016; RYU; IACCARINO, 2017; WANG et al., 2019; NASCIMENTO et al., 2024; MOU et al., 2024).

Esse tipo de dinâmica foi posteriormente estendido a aplicações práticas, como rotores de turbinas de eixo vertical. Estudos computacionais e experimentais mostraram que, ao serem submetidos a um escoamento incidente, esses rotores, compostos por pás de geometria assimétrica, desenvolvem movimento rotacional devido à interação fluido-estrutura (HASSANZADEH; MOHAMMADNEJAD, 2019; MARINIĆ-KRAGIĆ; VUČINA; MILAS, 2019; UEDA, 2019; MRIGUA et al., 2020; MARCHEWKA et al., 2021).

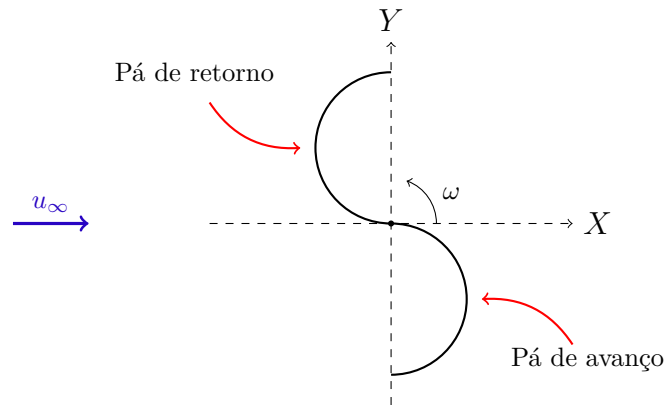
Figura 3.4 – Esquema ilustrativo do rotor no caso Savonius



O perfil alongado do rotor (Fig. 3.4a) permite a simplificação do problema físico para duas dimensões (Fig. 3.4b), mantendo-se sua forma característica em "S". Com a introdução de u_∞ , torna-se possível identificar as faces côncava e convexa do rotor em relação à direção do escoamento (Fig. 3.5). A pá cuja face côncava está voltada para o escoamento é denominada *pá de avanço*, enquanto a pá cuja face convexa está voltada para o escoamento é denominada *pá de retorno* (KUMAR; DALAL, 2006; HASSANZADEH;

MOHAMMADNEJAD, 2019; UEDA, 2019; MRIGUA et al., 2020; MARCHEWKA et al., 2021). Nesta configuração, a pá de avanço encontra-se sempre abaixo do eixo lagrangiano X , com coordenadas Y negativas, enquanto a pá de retorno localiza-se acima do eixo. Essa nomenclatura decorre da contribuição mais significativa da pá de avanço para o desenvolvimento da rotação.

Figura 3.5 – escoamento incidente com indicação das pás de avanço e retorno.



As forças de arrasto e sustentação atuando sobre as superfícies do rotor geram momentos em torno de seu centro de rotação (M_O), promovendo a rotação espontânea do sistema após a superação de sua inércia rotacional (I_O). A eficiência da conversão de energia cinética do escoamento incidente em energia mecânica pode ser avaliada de forma adimensional por meio do coeficiente de momento (C_M),

$$C_M = \frac{2M_O}{\rho D^2 u_\infty^2}. \quad (3.5)$$

Em complemento, a eficiência global de extração de potência do rotor pode ser expressa pelo coeficiente de potência (C_P), definido como a razão entre a potência útil extraída pelo rotor e a potência disponível no escoamento,

$$C_P = \frac{2\pi M_O \omega}{\rho D^2 u_\infty^3}. \quad (3.6)$$

Para dispositivos eólicos, esse coeficiente está limitado pelo limite de Betz, que impõe um valor máximo teórico de $C_P \approx 0,593$ para rotores ideais baseados em sustentação (BETZ, 1926; MANWELL; MCGOWAN; ROGERS, 2010; HAU, 2013). No entanto, rotores de arrasto como o Savonius operam com coeficientes de potência tipicamente mais baixos, em torno de $C_P \approx 0,2$ para escoamentos turbulentos, priorizando simplicidade construtiva e partida espontânea em detrimento da eficiência máxima (KAMOJI; KEDARE; PRABHU, 2009; KHALID; ADARAMOLA, 2016; MENET, 2004; HAU, 2013).

Outro parâmetro fundamental é a velocidade de ponta (λ) ou *Tip Speed Ratio*, que relaciona a velocidade tangencial da extremidade da pá com a velocidade do escoamento incidente

$$\lambda = \frac{\omega D}{2u_\infty}. \quad (3.7)$$

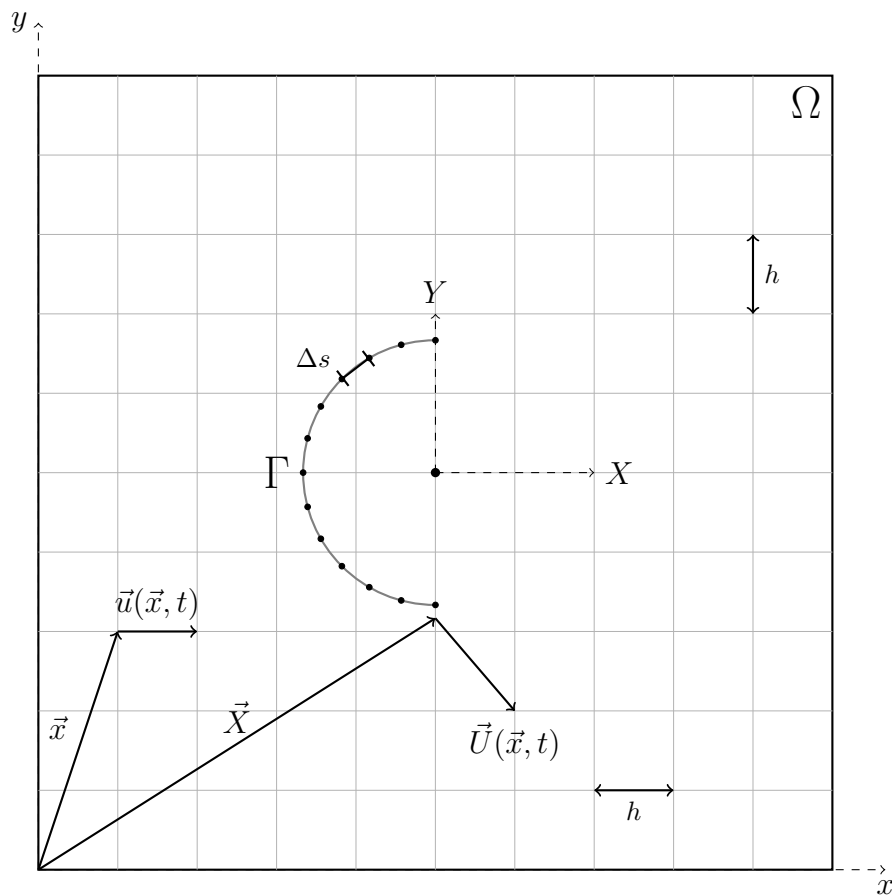
Assim, o modelo adotado considera escoamento laminar, sem transferência de calor, considerando o fluido newtoniano e o escoamento como incompressível, sem efeitos gravitacionais e com propriedades constantes.

3.2 MODELO MATEMÁTICO

A presente seção explica conceitos sobre o modelo matemático da dinâmica dos fluidos, fronteira imersa e dinâmica do corpo rígido.

3.2.1 Domínios de cálculo: euleriano e lagrangiano

Figura 3.6 – Representação dos domínios euleriano (Ω) e lagrangiano (Γ).



No método de fronteira imersa, utilizam-se dois domínios independentes: o domínio lagrangiano (Γ), que representa a geometria imersa no fluido, e o domínio euleriano (Ω),

que corresponde ao plano cartesiano fixo no qual ocorre o escoamento (MARIANO, 2011; NASCIMENTO, 2016). Na Fig. 3.6, está apresentada a geometria convexa composta pelo domínio lagrangiano, e o campo no qual a geometria está submersa é o domínio euleriano.

As coordenadas \vec{X} do domínio lagrangiano são uniformemente espaçadas por uma distância Δs entre pontos consecutivos. Essas coordenadas são movimentadas com uma velocidade \vec{U} sobre um plano cartesiano fixo. Este movimento é gerado pela velocidade \vec{u} imposta nos diferentes pontos \vec{x} do domínio euleriano. Os pontos de colocação do domínio euleriano são separados por uma distância h entre vizinhos consecutivos em todas as direções.

3.2.2 Dinâmica dos Fluidos - Domínio euleriano

Reforçando as hipóteses simplificadoras aplicadas aos modelos analisados, temos: escoamento laminar, sem transferência de calor, fluido newtoniano, escoamento incompressível, sem efeitos gravitacionais e com propriedades constantes. Assim, o comportamento fluido dinâmico do escoamento sobre o rotor é descrito pela equação da continuidade, Eq. 3.8, e pela equação de balanço de quantidade de movimento linear, Eq. 3.9.

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial(u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} + f_i \quad (3.9)$$

Onde t representa o tempo (s), $u_i(\mathbf{x}, t)$ é o componente de velocidade vetorial em (m/s), e \mathbf{x} é o vetor posição do campo euleriano para as duas dimensões. O termo $p = p^*/\rho$ é calculado como uma relação entre o campo de pressão estático p^* (N/m²) e a massa específica do fluido ρ (kg/m³). O termo ν representa a viscosidade cinemática do fluido (m²/s). Finalmente, $f_i = f_i^*/\rho$ é uma relação entre a força oriunda do método de fronteira imersa f_i^* (N/m³) e a massa específica do fluido (ρ). Os termos i e j são índices de notação tensorial.

3.2.3 Acoplamento entre domínio euleriano e lagrangiano

O campo de força (f_i) imposto ao escoamento, Eq. 3.9, é utilizado para moldar a interação da interface da geometria (Γ) com o campo de escoamento imposto (Ω). Quando próximo do domínio lagrangiano, o termo fonte de força f_i pode ser escrito como

$$f_i(\vec{x}, t) = \sum_{\Gamma} D_h(\vec{x} - \vec{X}) F_i(\vec{X}, t) \Delta s^2, \quad (3.10)$$

sendo influenciado pela força lagrangiana (F_i), distância entre os pontos lagrangianos (Δs) e a função de distribuição D_h

$$D_h(\mathbf{x} - \mathbf{X}) = \frac{1}{\Delta x^2} W_c(r_x) W_c(r_y), \quad (3.11)$$

onde $r_x = \frac{x-X}{\Delta x}$, $r_y = \frac{y-Y}{\Delta y}$, Δx e Δy são os espaços entre os pontos de colocação eulerianos em x e y , respectivamente, e W_c é a função peso, dada por

$$W_c(r) = \begin{cases} 1 - \frac{1}{2}|r| - |r|^2 + \frac{1}{2}|r|^3 & \text{se } 0 \leq |r| < 1, \\ 1 + \frac{11}{6}|r| + |r|^2 - \frac{1}{6}|r|^3 & \text{se } 1 \leq |r| < 2, \\ 0 & \text{se } |r| \geq 2. \end{cases} \quad (3.12)$$

A escolha da função peso adequada é essencial para a acurácia e convergência da simulação (MARIANO, 2011). Além da Eq. 3.12 escolhida, existem outras opções de distribuição, como indicadas por Peskin (2002), Stockie (1997) e Mariano (2011).

3.2.4 Cálculo da força lagrangiana

O método de fronteira imersa possui diferentes abordagens. Quando baseado no *Método da Múltipla Imposição Direta da Força* (WANG; FAN; LUO, 2008; MARIANO et al., 2022), é necessário ajustar a Eq. 3.9 para obter a força lagrangiana (F_i). Inicialmente, obtém-se a força euleriana (f_i) com

$$f_i(\vec{x}, t) = \frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial(u_i u_j)}{\partial x_j} + \frac{\partial p}{\partial x_i} - \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j}, \quad (3.13)$$

onde as variáveis primitivas (velocidade e pressão) indicadas pela letra minúscula correspondem ao domínio euleriano.

Como o domínio lagrangiano está contido no euleriano e, implementando a hipótese do contínuo, é possível descrever a força lagrangiana como

$$F_i(\vec{X}, t) = \frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial(U_i U_j)}{\partial X_j} + \frac{\partial P}{\partial X_i} - \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial X_j \partial X_j}, \quad (3.14)$$

com as variáveis primitivas em maiúsculo, indicando o campo lagrangiano. Desta forma, é possível aplicar a Eq. 3.14 no fluido imediatamente próximo à geometria.

Para a aplicação do *Método da Múltipla Imposição Direta da Força*, é utilizado o termo temporário U_i^* na derivada temporal da Eq. 3.14. De forma simplificada, aplicando o método de Euler explícito para fins didáticos, obtemos a força lagrangiana F_i através de

$$F_i(\vec{X}, t) = \frac{U_i^{t+\Delta t} - U_i^* + U_i^* - U_i^t}{\Delta t} + R H S_i^t, \quad (3.15)$$

onde $U_i^{t+\Delta t}$ é a velocidade lagrangiana no próximo passo de tempo $t + \Delta t$, U_i^t é a velocidade lagrangiana no tempo atual, Δt é o passo de tempo, e RHS_i^t representa os três últimos termos indicados do lado direito (*right hand side - RHS*) da Eq. 3.14.

É possível resolver a Eq. 3.15 em duas etapas dentro do mesmo passo de tempo, gerando

$$\frac{U_i^* - U_i^t}{\Delta t} + RHS_i^t = 0 \quad (3.16)$$

e

$$F_i(\vec{X}, t) = \frac{U_i^{t+\Delta t} - U_i^*}{\Delta t}. \quad (3.17)$$

Pela hipótese do contínuo, a Eq. 3.16 é aplicável também ao domínio euleriano (Ω), tendo

$$\frac{u_i^* - u_i^t}{\Delta t} + rhs_i^t = 0, \quad (3.18)$$

onde u_i^* é também um parâmetro temporário, mas para o domínio euleriano. Desta forma, é possível calcular inicialmente o termo temporário, sem avançar no tempo ou impor o campo de força f_i sobre o domínio euleriano.

Em seguida, realiza-se o processo oposto ao processo de distribuição da força euleriana, chamado interpolação, que possibilita calcular o parâmetro temporário U_i^* do domínio lagrangiano com

$$U_i^* = \sum_{\Gamma} u_i^* D_h(\vec{x} - \vec{X}) h^2. \quad (3.19)$$

Tendo o termo U_i^* , calcula-se o campo de força lagrangiano pela Eq. 3.17, utilizando a velocidade no próximo passo de tempo $U_i^{t+\Delta t}$, fazendo $U_i^{t+\Delta t} = U_i^{FI}$. Para o caso de escoamento sobre geometria estática teremos $U_i^{t+\Delta t} = 0$.

Após determinação da força F_i , é utilizada a Eq. 3.10 para interpolação da força euleriana nos pontos próximos à geometria. Desta forma, a atualização da velocidade para o próximo tempo $u_i^{t+\Delta t}$ pode ser calculada com um reajuste da Eq. 3.18 para o campo euleriano, onde teremos

$$u_i^{t+\Delta t} = u_i^* + \Delta t f_i. \quad (3.20)$$

Contudo, a discretização temporal da metodologia IMERSPEC, com o uso das distribuições, funções de interpolação e modelagem da geometria submersa, não são suficientes para satisfazer a condição de não escorregamento sobre a geometria. Sabendo

disso, um esquema iterativo é implementado a fim de aumentar a acurácia da obtenção de $u_i^{t+\Delta t}$. Esse processo iterativo é chamado de Multi-Direct Forcing (MARIANO, 2011; WANG; FAN; LUO, 2008) e é aplicado conforme os passos a seguir:

1. Antes de avançar no tempo, determinamos $u_i^{t+\Delta t} = u_i^{t+\Delta t, it}$, onde it é o número de interações realizadas pela múltipla imposição de força;
2. Em seguida, $u_i^{t+\Delta t, it}$ é interpolado utilizando a Eq. 3.19;
3. O novo valor de velocidade do campo lagrangiano $U_i^{t+\Delta t, it}$ é substituído em U_i^* na Eq. 3.17, calculando o novo valor de F_i^{it} ;
4. Com a Eq. 3.10 a Eq. 3.12, o valor de F_i^{it} é distribuído e o novo f_i^{it} é calculado;
5. Em seguida, o termo f_i^{it} é utilizado para atualizar o valor de $u_i^{t+\Delta t, it}$, obtendo $u_i^{t+\Delta t, it+1}$, com

$$u_i^{t+\Delta t, it+1} = u_i^{t+\Delta t, it} + \Delta t f_i^{it}; \quad (3.21)$$

6. Assim, o valor de it é atualizado para $it = it + 1$, e retorna-se para o passo 1, até que seja atingido o número de interações desejadas;

A força resultante agindo sobre a geometria, que será responsável pelo movimento rotativo, é calculada a partir do somatório das forças lagrangianas F_i sobre os pontos do domínio. A força resultante pode ser então calculada por

$$F_c = \rho \sum_{NIT}^{it=1} \int_{\Lambda} F_i(\vec{X}, t) ds, \quad (3.22)$$

aproximando a integral do domínio lagrangiano para um somatório, teremos

$$F_c = \rho \sum_{NIT}^{it=1} \sum_{N_L}^{p=1} F_i(\vec{X}, t) h \Delta s, \quad (3.23)$$

onde F_c será a força resultante em N_l . Sendo N_l , h e Δs o número de pontos da fronteira imersa, a espessura da estrutura e a distância entre os pontos lagrangianos, respectivamente.

Assim, a metodologia IMERSPEC é configurada de forma a calcular iterações até atingir o valor máximo NIT (número de iterações), ou até atingir a máxima diferença entre as velocidades lagrangianas (U_i) em duas iterações consecutivas ε (Eq. 3.24) (MARIANO, 2011; NASCIMENTO, 2016). Ambos os valores, NIT e ε , são estipulados como dados de entrada da simulação. Contudo, com o termo ε , é possível diminuir o número de iterações caso a velocidade tenda a um valor constante. Desta forma, a duração do *loop* é determinada e a simulação avança no tempo.

$$\max |U_i^{\text{it}+1} - U_i^{\text{it}}| \leq \varepsilon \quad (3.24)$$

Quanto maior o número máximo de iterações e menor a diferença entre as velocidades lagrangianas consecutivas, mais preciso é a imposição de não escorregamento sobre a geometria e, por consequência, mais precisos são os valores esperados da simulação, como os coeficientes de arrasto (C_D), Eq. 3.3, e coeficiente de sustentação (C_L), Eq. 3.4, contudo, maior é o gasto computacional da simulação.

Mais detalhes sobre a junção do método Pseudoespectral de Fourier e do método de fronteira imersa, para o surgimento da metodologia IMERSPEC, podem ser encontrados com detalhes no trabalho de Mariano (2011), Moreira (2011), Nascimento (2016), Mariano et al. (2022) e Nascimento et al. (2024).

3.2.5 Modelagem estrutural

Para a formação do rotor, é necessário compreender a equivalência entre os domínios euleriano e lagrangiano, bem como implementar as equações responsáveis pela geração da geometria semicircular das pás que compõem o rotor Savonius. Na sequência, desenvolve-se a modelagem matemática que descreve a dinâmica do corpo rígido, à qual o rotor está submetido, permitindo representar o desenvolvimento da rotação induzida pelo escoamento.

3.2.5.1 Equivalência das descrições euleriana e lagrangiana no movimento de um corpo rígido

Um corpo rígido é definido como um sistema de partículas onde a distância entre dois pontos quaisquer do corpo permanecem constantes durante o movimento (MEIROVITCH, 2010). Assim, considere um corpo rígido com um ponto de referência A e um ponto genérico B , ambos fixos no corpo. Lembre-se que o domínio euleriano é representado pelas coordenadas fixas (x, y) , enquanto o sistema lagrangiano se move com o corpo e está ancorado no ponto A , com coordenadas locais (X, Y) (Fig. 3.7).

O vetor posição de B em relação ao sistema fixo pode ser decomposto como

$$\vec{r}_B(t) = \vec{r}_A(t) + \vec{r}_{AB}(t), \quad (3.25)$$

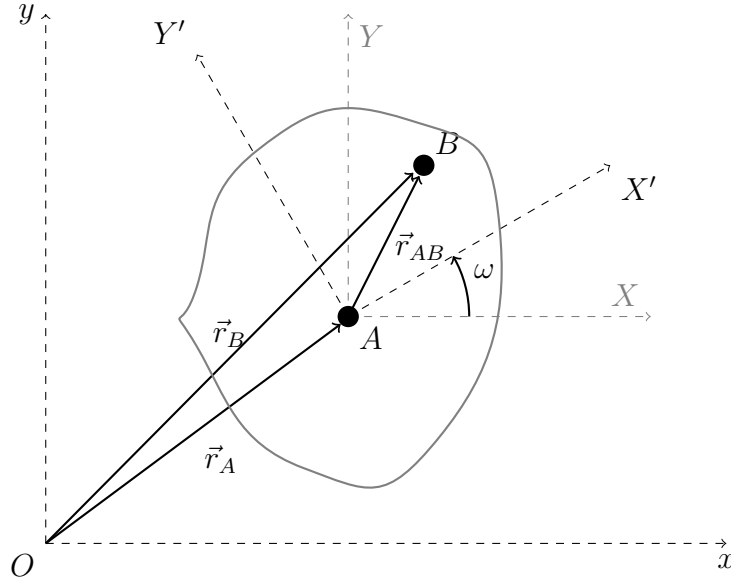
onde $\vec{r}_A(t)$ é a posição do ponto de referência A no sistema fixo, $\vec{r}_{AB}(t)$ é o vetor de A até B , expresso no sistema fixo.

No corpo rígido, o vetor \vec{r}_{AB} varia no tempo no referencial fixo, devido à rotação do corpo. Sua derivada temporal é dada por

$$\frac{d\vec{r}_{AB}}{dt} = \vec{\omega} \times \vec{r}_{AB}, \quad (3.26)$$

onde $\vec{\omega}$ é o vetor velocidade angular do corpo.

Figura 3.7 – Domínio euleriano (O_{xy}) e lagrangiano (A_{XY}) com corpo genérico.



A velocidade absoluta de B é, então

$$\vec{v}_B = \vec{v}_A + \vec{\omega} \times \vec{r}_{AB}. \quad (3.27)$$

No presente trabalho, considera-se o caso de rotação pura, ou seja, sem translação do corpo rígido. Isso implica que $\vec{v}_A = 0$, e portanto

$$\vec{v}_B = \vec{\omega} \times \vec{r}_{AB} \quad (3.28)$$

Essas expressões demonstram que, embora o corpo seja rígido, a rotação em torno de A gera velocidades não nulas em diferentes pontos do corpo. Assim, a equivalência entre as descrições lagrangiana e euleriana depende da consideração correta da rotação do referencial, mas não depende do vetor $\vec{r}_A(t)$, por não apresentar qualquer movimento de translação.

3.2.5.2 Definição geométrica do semitubo no domínio lagrangiano

O formato do semitubo é definido pela Eq. 3.29 e Eq. 3.30, que descrevem as posições dos pontos lagrangianos nas coordenadas x (x_l) e y (y_l), respectivamente

$$x_l = x_c + \frac{D}{4} \cos \gamma, \quad (3.29)$$

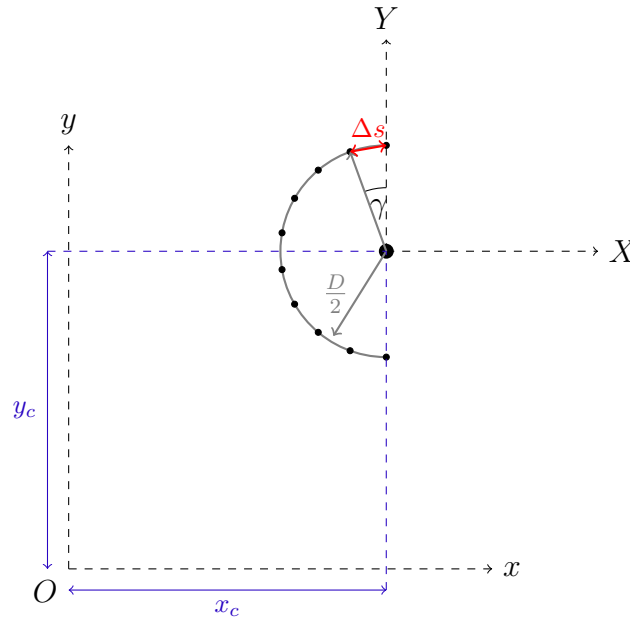
$$y_l = y_c + \frac{D}{4} \sin \gamma, \quad (3.30)$$

onde (x_c, y_c) representa a posição do centro da geometria no plano bidimensional euleriano, D é o diâmetro do rotor, e γ é o ângulo polar que determina a localização dos pontos ao

longo da curva. Este ângulo varia conforme o número total de pontos lagrangianos N_l , que são uniformemente distribuídos com espaçamento Δs , conforme ilustrado na Fig. 3.8.

O semitubo convexo é construído para o intervalo angular $0 \leq \gamma \leq \pi$, enquanto o semitubo côncavo corresponde ao intervalo $\pi \leq \gamma \leq 2\pi$. A partir desses pontos, define-se o vetor posição \vec{X}_i correspondente ao domínio lagrangiano.

Figura 3.8 – Construção do semitubo no domínio euleriano a partir de pontos lagrangianos.



3.2.5.3 Dinâmica do corpo rígido

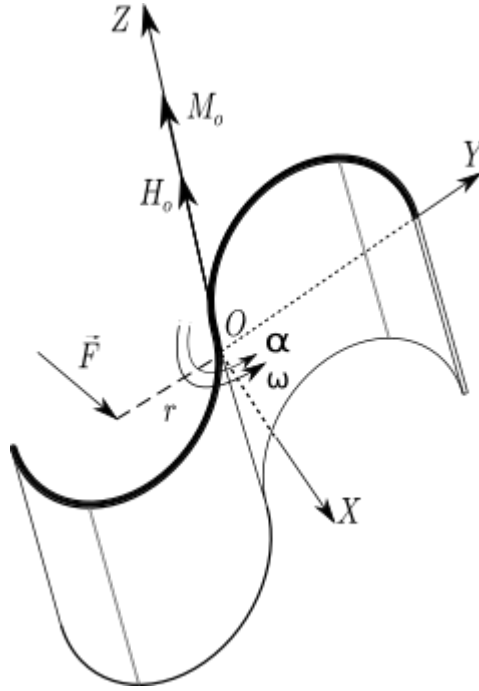
Esta análise restringe-se à rotação pura em torno de um ponto fixo O , conforme ilustrado na Fig. 3.9. Assume-se que o corpo possui massa específica ρ_e constante e geometria contínua. Desta forma, o momento angular \vec{H}_O , em relação ao ponto O , é definido como o *momento do momento linear* ($\vec{r} \times m\vec{v}$) de uma partícula. Ele representa a tendência de rotação do ponto material em torno de O (HIBBELER, 2004; MEIROVITCH, 2010).

Para um ponto material movendo-se em uma trajetória circular no plano $x - y$, o vetor momento angular possui apenas componente z . Assim, sua magnitude escalar é dada por

$$H_O = r \cdot mU_i, \quad (3.31)$$

onde r é a distância do ponto material ao eixo O (braço de momento), m é a massa do ponto material e U_i é a componente tangencial da velocidade, com direção perpendicular a r .

Figura 3.9 – Rotação pura de um corpo rígido sobre um ponto fixo O .



Aplicando a segunda lei de Newton à partícula, a força tangencial F_i relaciona-se com a aceleração tangencial $\frac{dU_i}{dt}$:

$$F_i = m \frac{dU_i}{dt}. \quad (3.32)$$

Assim, o momento resultante M_O gerado por F_i em relação a O é

$$\sum M_O = r \cdot F_i = r \cdot m \frac{dU_i}{dt}. \quad (3.33)$$

Como indicado no Apêndice A, a derivada temporal do momento angular (Eq. 3.31) é

$$\frac{dH_O}{dt} = \frac{d}{dt}(r \cdot mU_i) = \underbrace{\frac{dr}{dt} \cdot mU_i}_{\text{Termo 1}} + \underbrace{r \cdot m \frac{dU_i}{dt}}_{\text{Termo 2}}. \quad (3.34)$$

O *Termo 1* anula-se, pois $\frac{dr}{dt} = 0$, já que o braço r é constante em corpos rígidos.

Assim

$$\frac{dH_O}{dt} = r \cdot m \frac{dU_i}{dt} = \sum M_O. \quad (3.35)$$

Para corpos rígidos, a velocidade tangencial (U_i) relaciona-se com a velocidade angular (ω) por

$$U_i = \omega r, \quad (3.36)$$

Substituindo Eq. 3.32 e Eq. 3.36 em Eq. 3.33, obtém-se:

$$\sum M_O = mr^2 \frac{d\omega}{dt}. \quad (3.37)$$

A expressão mr^2 na Eq. 3.37 representa o momento de inércia I_O de uma partícula pontual de massa m girando a uma distância r do eixo O . Contudo, para corpos rígidos reais (não pontuais), é necessário considerar a distribuição de massa ao longo de sua geometria.

Assim, para um corpo rígido composto por infinitos elementos de massa dm , considerando a hipótese do contínuo, o momento de inércia total I_O é calculado pela integral

$$I_O = \int_{\text{Corpo}} r^2 dm, \quad (3.38)$$

onde dm é o elemento infinitesimal de massa da geometria.

Substituindo I_O na Eq. 3.37, o momento resultante generaliza-se para

$$\sum M_O = I_O \frac{d\omega}{dt}. \quad (3.39)$$

3.2.5.4 Formulação adimensional

A adimensionalização de variáveis, conforme destacado por Li, Sherwin e Bearman (2002) e Nascimento (2016), é um procedimento essencial em modelagens numéricas, pois permite simplificar sistemas físicos complexos através da normalização de grandezas. No presente estudo, adotaram-se parâmetros de referência representativos do fenômeno: o comprimento característico (D), a velocidade da corrente livre (u_∞) e as massas específicas do fluido (ρ) e da estrutura (ρ_e).

Para sistemas rotacionais, esse processo inicia-se com a definição do coeficiente de momento (C_M). Conforme estabelecido na literatura (RYU; IACCARINO, 2017; HASSANZADEH; MOHAMMADNEJAD, 2019; SANTOS, 2024) e indicado anteriormente, o coeficiente de momento é expresso por

$$C_m = \frac{2M_0}{\rho D^2 u_\infty^2}. \quad (3.40)$$

Substituindo M_0 na equação do movimento rotacional (Eq. 3.39), obtém-se

$$\frac{C_m \rho D^2 u_\infty^2}{2} = I_0 \frac{d\omega}{dt}. \quad (3.41)$$

Para introduzir variáveis adimensionais, multiplica-se e divide-se a equação por D ,

$$\frac{C_m \rho D^2 u_\infty^2}{2} = I_0 \frac{d\omega}{dt} \frac{D}{D}. \quad (3.42)$$

Reorganizando a equação, tem-se

$$\frac{C_m \rho D^3 u_\infty}{2} = I_0 \frac{d\omega}{dt} \frac{D}{u_\infty}. \quad (3.43)$$

Neste estágio, identifica-se a velocidade angular adimensional $\omega^* = \frac{\omega D}{u_\infty}$, que substitui ω na equação

$$\frac{C_m \rho D^3 u_\infty}{2} = I_0 \frac{d\omega^*}{dt}. \quad (3.44)$$

A introdução do tempo adimensional $t^* = \frac{t u_\infty}{D}$ requer nova manipulação algébrica. Multiplicando e dividindo o termo à direita por D , e com reorganização dos termos, obtém-se

$$\frac{C_m \rho D^4}{2} = I_0 \frac{d\omega^*}{dt^*} \frac{D}{u_\infty}, \quad (3.45)$$

o que permite isolar a derivada temporal adimensional

$$\frac{C_m \rho D^4}{2} = I_0 \frac{d\omega^*}{dt^*}. \quad (3.46)$$

Para completar a adimensionalização, define-se o momento de inércia normalizado como $I_0^* = \frac{I_0}{\rho D^4}$ (RYU; IACCARINO, 2017; UEDA, 2019; WANG et al., 2019; MOU et al., 2024). Substituindo I_0^* na equação

$$\frac{C_m}{2} = I_0^* \frac{d\omega^*}{dt^*}, \quad (3.47)$$

obtém-se uma relação puramente adimensional entre momento, inércia e aceleração angular. A Tab. 3.1 resume os grupos adimensionais envolvidos. Entre eles, a razão de densidades $\frac{\rho_e}{\rho}$ que surge na adimensionalização da inércia, e é um parâmetro crítico na interação dinâmica de fluido-estrutura (RYU; IACCARINO, 2017; UEDA, 2019; WANG et al., 2019).

Tabela 3.1 – Grupos adimensionais para dinâmica rotacional bidimensional.

Grandeza Física	Símbolo	Formulação Adimensional
Coeficiente de Momento	C_m	$\frac{2M_0}{\rho D^2 u_\infty^2}$
Tempo	t^*	$\frac{t u_\infty}{D}$
Velocidade angular	ω^*	$\frac{\omega D}{u_\infty}$
Momento de inércia	I_0^*	$\frac{I_0}{\rho D^4}$

O método de Euler explícito, por exemplo, pode ser aplicado diretamente à forma adimensional

$$\omega^{*(t+\Delta t)} = \omega^{*(t)} + \Delta t^* \cdot \frac{C_m}{2I_0^*}, \quad (3.48)$$

fazendo com que a velocidade angular atual $\omega^{*(t)}$ e o passo temporal adimensional Δt^* sejam utilizados para calcular a velocidade angular no próximo passo de tempo $\omega^{*(t+\Delta t)}$.

Já o ângulo $\theta^{*(t+\Delta t)}$, que o corpo rígido foi deslocado no passo de tempo Δt^* , pode ser calculado por

$$\theta^{*(t+\Delta t)} = \omega^{*(t+\Delta t)} \Delta t^* \quad (3.49)$$

Desta forma, o deslocamento do domínio lagrangiano (Γ), determinado inicialmente pela Eq. 3.29 e Eq. 3.30, pode ser realizado a partir de uma matriz rotação S^θ , determinada por

$$S^\theta = \begin{pmatrix} \cos(\theta^{t+\Delta t}) & -\sin(\theta^{t+\Delta t}) & 0 \\ \sin(\theta^{t+\Delta t}) & \cos(\theta^{t+\Delta t}) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (3.50)$$

Esta, quando multiplicada pelo vetor que indica a posição do domínio lagrangiano \vec{X}^t , ocasiona na sua rotação para a nova posição

$$\vec{X}^{t+\Delta t} = S^\theta \vec{X}^t. \quad (3.51)$$

Para o cálculo da velocidade lagrangiana $\vec{U}^{t+\Delta t}$ em cada ponto de colocação do domínio, retornamos à Eq. 3.36, que pode ser calculada a partir da matriz de velocidade tangencial Z^ω , escrita como

$$Z^\omega = \begin{pmatrix} 0 & -\omega^{t+\Delta t} & 0 \\ \omega^{t+\Delta t} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (3.52)$$

para a obtenção da velocidade tangencial \vec{U}_i em cada ponto do campo lagrangiano, com

$$\vec{U}^{t+\Delta t} = Z^\omega \vec{X}^t. \quad (3.53)$$

3.3 MODELAGEM MATEMÁTICA DIFERENCIAL NUMÉRICA

3.3.1 Método Pseudoespectral de Fourier

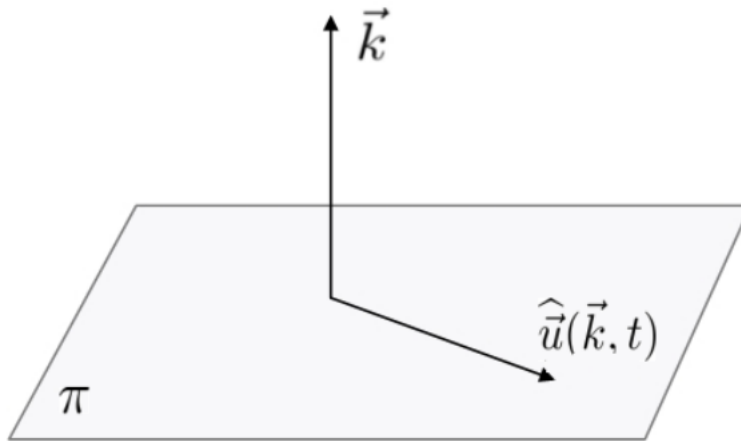
O método pseudoespectral de Fourier realiza a transformação das variáveis do espaço físico para o espaço espectral, utilizando a transformada direta de Fourier (BRIGGS; HENSON, 1995). Assim, a Eq. 3.8, no espaço espectral, se torna a Eq. 3.54,

$$ik_j \hat{u}_j = 0 \quad (3.54)$$

sendo \hat{u} o campo de velocidade no espaço espectral, k_j o vetor número de onda e i o número complexo $\sqrt{-1}$.

Sabendo que, se o produto escalar entre dois vetores for nulo, eles devem ser ortogonais entre si, podemos afirmar que o vetor número de onda k_j é ortogonal ao campo de velocidade transformada $\hat{u}_i(\vec{k}, t)$. Assim, o plano perpendicular ao vetor número de onda é definido como plano π , e nele está contido o campo de velocidade transformada com divergência nula (Fig. 3.10).

Figura 3.10 – Definição do plano π .



Fonte: Nascimento (2016)

A Eq. 3.9, transformada para o espaço espectral de Fourier, se torna a Eq. 3.55,

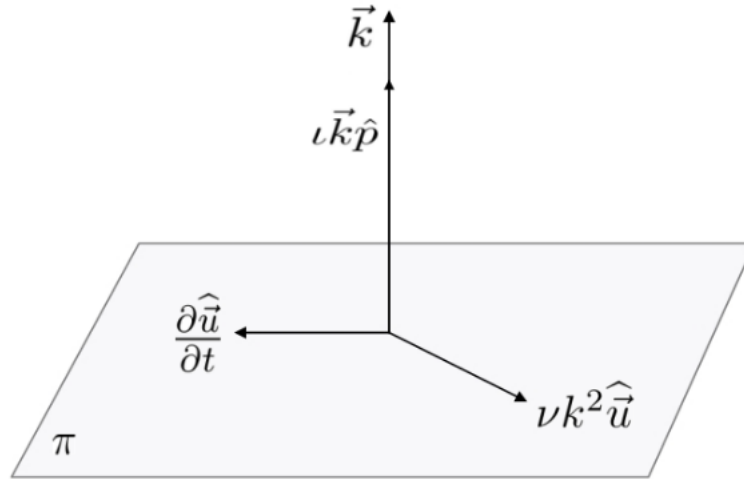
$$\frac{\partial \hat{u}_i}{\partial t} + ik_j \widehat{(u_i u_j)} = -ik_i \hat{p} - \nu k^2 \hat{u}_i + \hat{f}_i, \quad (3.55)$$

onde k^2 é o quadrado do vetor número de onda dado por $k^2 = k_j k_j$.

Como k^2 é uma grandeza escalar, é possível afirmar que o termo difusivo ($\nu k^2 \hat{u}_i$), assim como a taxa de variação da quantidade de movimento linear ($\frac{\partial \hat{u}_i}{\partial t}$), pertencem ao

plano π . Já a pressão é um escalar e, quando multiplicada pelo vetor número de onda k_i , o gradiente de pressão ($ik_i\hat{p}$) assume uma direção ortogonal ao plano π . Assim, os termos mencionados se relacionam com o plano π , conforme indicado pela Fig. 3.11.

Figura 3.11 – Termos da equação de balanço de quantidade de movimento linear definidos em relação ao plano π .



Fonte: Nascimento (2016)

O termo advectivo ($ik_j(\widehat{u_i u_j})$) da Eq. 3.55, após a transformação para o espaço espectral, resulta no termo de convolução

$$ik_j \widehat{u_i u_j}(\vec{k}) = ik_j \int_{\vec{k}=\vec{r}+\vec{s}} \hat{u}_i(\vec{r}) \hat{u}_j(\vec{k} + \vec{r}) d\vec{r}, \quad (3.56)$$

onde $\vec{k} = \vec{r} + \vec{s}$, indica a interação triádica entre os vetores número de onda \vec{k} , \vec{r} e \vec{s} . Logo, não é possível indicar a posição do termo advectivo, ou do termo fonte de força (\hat{f}_i), em relação ao plano π .

A solução da integral de convolução para o termo não linear possui um elevado custo computacional e, portanto, a presente dissertação utiliza o método pseudoespectral apresentado por Canuto et al. (2007) e validado nos trabalhos de Mariano (2011), Nascimento et al. (2020) e Nascimento et al. (2024). Esse método envolve a multiplicação das funções do termo advectivo no espaço físico, seguida da transformação do produto para o espaço espectral. Dessa forma, a derivada é calculada no espaço espectral, e o processo é repetido a cada passo de tempo, mantendo a precisão da metodologia.

3.3.2 Projeção

Após definir os termos que pertencem ao plano π , a equação da quantidade de movimento linear pode ser organizada da seguinte forma:

$$\underbrace{\left[\frac{\partial \vec{u}_i}{\partial t} + \nu k^2 \hat{u}_i \right]}_{\in \pi} + \left[ik_j \widehat{(u_i u_j)} - \hat{f}_i + ik_i \hat{p} \right] = 0. \quad (3.57)$$

Assim, é possível identificar que, se a soma do termo transiente com o termo difusivo pertence ao plano π , então a soma vetorial do termo não-linear com o gradiente de pressão e o termo fonte de força também deve pertencer ao plano π . Isso ocorre porque a soma dos dois termos entre colchetes é vetorial e nula.

Logo, a projeção consiste em projetar no plano π os termos da equação de quantidade de movimento linear que não pertencem a este plano (Eq. 3.57). Para isso, definimos um tensor de projeção \wp_{ij} , descrito como

$$\wp_{ij} = \delta_{ij} - \frac{k_i k_j}{k^2}, \quad (3.58)$$

onde δ_{ij} é definido como

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{se } i = j \\ 0 & \text{se } i \neq j \end{cases} \quad (3.59)$$

O tensor \wp_{ij} projeta um vetor qualquer a_i no plano π (SILVEIRA-NETO, 2020). Desta forma, sabendo que o termo de pressão é ortogonal a π , é possível afirmar que:

$$\left[ik_j \widehat{(u_i u_j)} + ik_i \hat{p} - \hat{f}_i \right] = \wp_{im} \left[ik_j \widehat{(u_m u_j)} - \hat{f}_m \right]. \quad (3.60)$$

Note que o termo de pressão ($ik_i \hat{p}$) não aparece do lado direito da Eq. 3.60. Isso se deve ao fato de que a projeção de um vetor ortogonal sobre um dado plano de referência é nula. Assim, como indicado na Fig. 3.12, os vetores do termo de fonte e do termo advectivo são projetados no plano π . Já o vetor do termo de pressão desaparece quando projetado. Desta forma, ocorre o desacoplamento do campo de pressão da equação de balanço de quantidade de movimento linear para o escoamento incompressível.

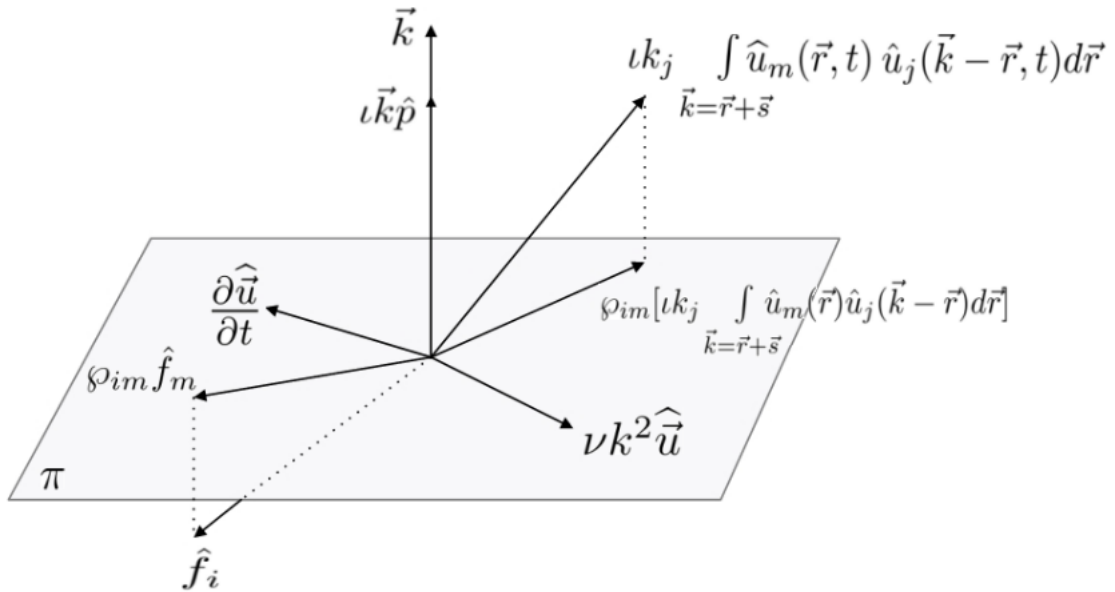
Logo, de forma pseudoespectral, é possível resolver a Eq. 3.55 projetada como:

$$\frac{\partial \widehat{u}_i}{\partial t}(\vec{k}, t) + \nu k^2 \widehat{u}_i(\vec{k}, t) = \wp_{im} \left[\hat{f}_m(\vec{k}, t) - ik_j \widehat{(u_m u_j)}(\vec{k}, t) \right]. \quad (3.61)$$

A recuperação do campo de pressão pode ser obtido a partir da Eq. 3.60, isolando o campo de pressão obteremos

$$\hat{p}(\vec{k}) = \frac{ik_m}{k^2} \left[ik_j \widehat{(u_m u_j)}(\vec{k}) - \hat{f}_m(\vec{k}) \right]. \quad (3.62)$$

Figura 3.12 – Projeção do termo fonte e do termo advectivo sobre o plano π .



Fonte: Nascimento (2016)

Mais detalhes sobre a projeção foram apresentados nos trabalhos de Mariano (2011), Moreira (2011), Nascimento (2016) e Silveira-Neto (2020).

3.3.3 Discretização espacial

A transformação das variáveis primitivas (pressão e velocidade) do domínio físico para o espectral é realizada pela transformada discreta de Fourier (DFT) (BRIGGS; HENSON, 1995), utilizando

$$\hat{\sigma}_k = \sum_{n=-\frac{N}{2}+1}^{\frac{N}{2}} \sigma_n e^{\frac{-i2\pi kn}{N}}, \quad (3.63)$$

onde σ_n é a variável no domínio físico que será convertida para o domínio espectral $\hat{\sigma}_k$, com N representando o número total de pontos de colocação. O índice n determina a posição dos nós de colocação x_n , que são calculados como $x_n = n\Delta x$, sendo Δx o espaçamento entre dois pontos de colocação. Esta transformação permite representar funções periódicas em termos de suas componentes de frequência, facilitando a análise e a solução numérica de problemas complexos em dinâmica dos fluidos e outros campos.

O algoritmo da Transformada Rápida de Fourier (FFT), proposto por Cooley e Tukey (1965), opera pelo sistema de rotação de bits, o que reduz o número de operações de $\mathcal{O}(N^2)$ para $\mathcal{O}(N \log_2 N)$, onde N é o número de pontos no domínio euleriano. Na presente aplicação da metodologia IMERSPEC, foi utilizada a versão bidimensional mais

recente da FFTE (FFTE 7.0), disponibilizada em 20 de agosto de 2020 por Takahashi (2020). O algoritmo foi escrito na linguagem computacional FORTRAN 77.

No domínio físico, as variáveis do modelo matemático são espaciais. No domínio espectral, as variáveis transformadas são definidas como uma função de \mathbf{k} , um vetor número de onda, que é determinado por:

$$k_i(n) = \begin{cases} \frac{2\pi}{L_i}(n-1) & \text{para } 1 \leq n \leq \frac{N}{2} + 1 \\ \frac{2\pi}{L_i}(n-1-N) & \text{para } \frac{N}{2} + 2 \leq n \leq N \end{cases} \quad (3.64)$$

onde k_i é o componente i do vetor número de onda, N é o número de pontos em uma determinada direção, L_i é o comprimento físico do domínio na direção i , e n é a posição do vetor na direção correspondente do domínio. Esta formulação permite a conversão eficaz das variáveis espaciais do domínio físico para o domínio espectral, onde as operações matemáticas podem ser realizadas mais eficientemente.

3.3.4 Discretização temporal

A discretização temporal é realizada pelo método Runge-Kutta de quarta ordem e seis passos (RK46), apresentada por Allampalli et al. (2009). O método RK46 de elevada ordem de convergência é otimizado, com diminuição do custo de armazenamento, baixa dispersão e dissipação numérica.

O algoritmo do método RK46, utiliza-se do calculo de variáveis auxiliares para cada passo de tempo l , como

$$\begin{cases} AUX_i^l = \alpha^l AUX_i^{l-1} + \Delta t \left[-(\nu k^2 \widehat{u}_i^*)^l - \wp(\widehat{tnl}_m^*)^l \right] \\ (\widehat{u}_i^*)^{l+1} = (\widehat{u}_i^*)^l + \beta^l AUX_i^l \end{cases} \quad (3.65)$$

onde l é o índice de passo contando de 1 a 6, AUX é a variável auxiliar, α^l e β^l são constantes, indicadas na tabela 3.2.

O passo de tempo Δt é calculado por

$$\Delta t = CFL \cdot \min \left\{ \min \left[\frac{\Delta x}{\max[|u|]}; \frac{\Delta y}{\max[|y|]} \right]; \frac{2}{\nu} \left(\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} \right)^{-1} \right\}, \quad (3.66)$$

sendo o CFL (Courant-Friedrichs-Lewy) um parâmetro entre 0 e 1, configurado inicialmente de acordo com o tipo de escoamento analisado.

Após a aplicação das seis iterações propostas na Eq. 3.65, é calculado o parâmetro temporário \widehat{u}_i^* conforme descrito na seção 3.2.4.

Tabela 3.2 – Coeficientes α^l e β^l do método RK46 (ALLAMPALLI et al., 2009).

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

3.3.5 Acoplamento entre as metodologias pseudoespectral de Fourier, fronteira imersa e interação fluido-estrutura - IMERSPEC

Após o entendimento de pontos específicos da metodologia IMERSPEC, uni-se estes componentes de forma a entender o funcionamento geral da metodologia com a implementação da dinâmica de corpos rígidos.

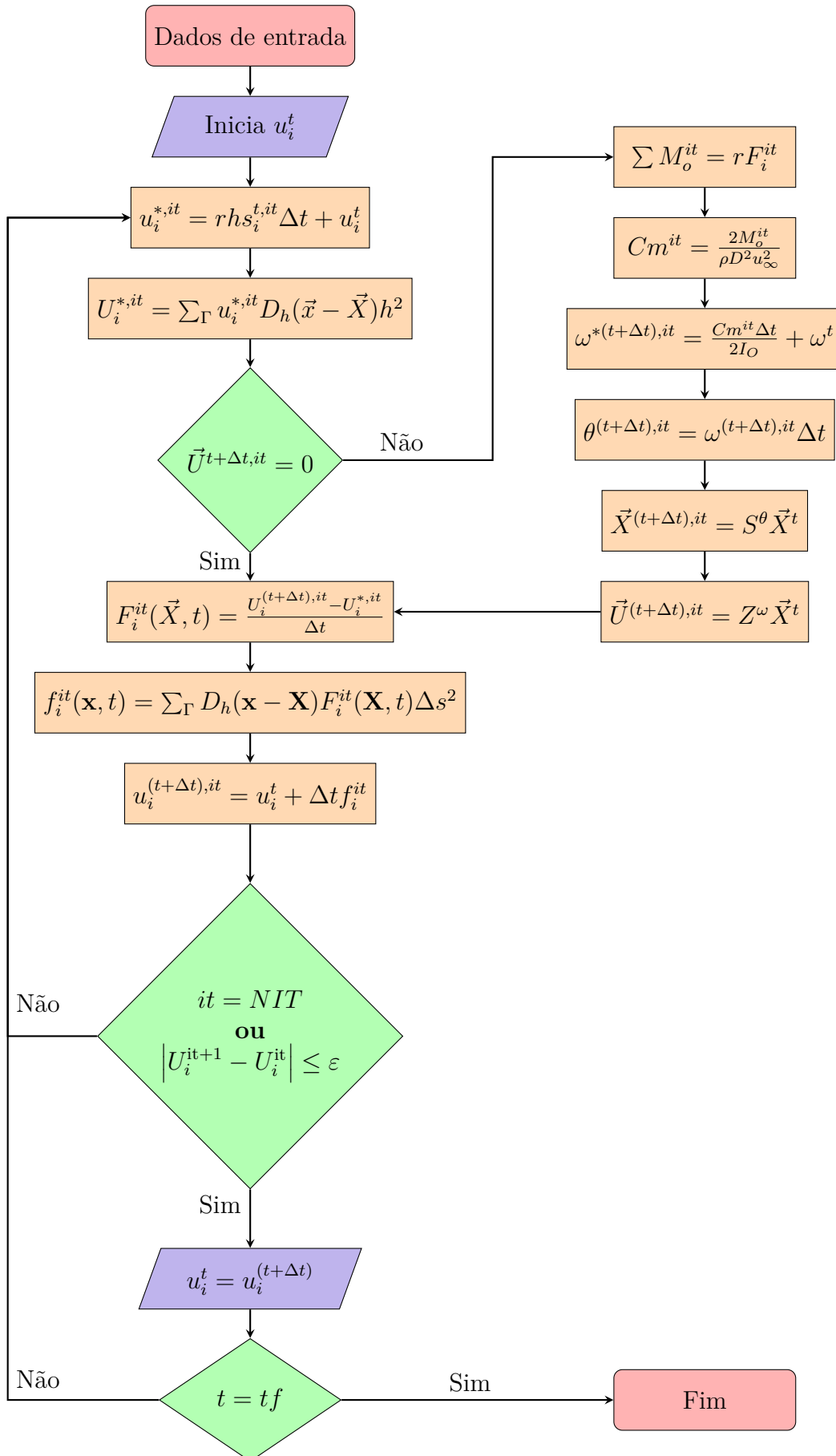
O fluxograma da Fig. 3.13 ilustra parte do fluxo seguido no desenvolvimento das simulações realizadas pelo IMERSPEC.

O algoritmo é então desenvolvido a seguinte forma:

1. Defini-se os dados de entrada para a simulação;
2. Em seguida, o campo de velocidade inicial é imposto;
3. Inicia-se calculando o parâmetro temporário do campo de velocidade u_i^* ;
4. Calcula-se $u_i^{*,it}$ a partir da Eq. 3.18;
5. Usando o processo de interpolação da Eq. 3.19, o parâmetro calculado no domínio euleriano (u_i^*) é passado para o domínio lagrangiano, calculando U_i^* ;
6. Em seguida, como a velocidade da geometria no próximo passo de tempo não é conhecida ($U_i^{t+\Delta t} \neq 0$) é preciso calcular o momento M_0 pela Eq. 3.33;
 - a) O coeficiente de momento também é calculado (3.40);
 - b) A velocidade angular da turbina é determinada pela Eq. 3.48;
 - c) O ângulo θ deslocado é calculado pela Eq. 3.49;
 - d) Assim é possível atualizar a posição \vec{X} do rotor (Eq. 3.51);

- e) Em seguida obter a velocidade \vec{U} de cada componente do domínio lagrangiano (Eq. 3.53) e retornar ao calculo da força lagrangiana;
7. A força lagrangiana é calculada com a Eq. 3.17;
 8. A partir da Eq. 3.10, é distribuída a força lagrangiana nos pontos do domínio euleriano mais próximos à geometria, determinando assim o capo f_i ;
 9. Desta forma, o campo $u_i^{t+\Delta t, it}$ é ajustado por f_i^{it} , utilizando a Eq. 3.21 e atualizando a iteração;
 10. Assim o valor de it é atualizado para $it = it + 1$, e retorna-se pra o passo 3, até que seja atingido o número de interações desejadas;
 11. Com todas as iterações NIT realizadas ou atingindo a máxima diferença entre as velocidades lagrangianas em duas iterações consecutivas ε , é possível avançar no tempo e repetir o processo;
 12. Quando atingido o tempo final $t = tf$, a simulação termina;

Figura 3.13 – Fluxo de desenvolvimento das simulações no método numérico IMERSPEC



4 RESULTADOS

No presente capítulo, são apresentados os resultados obtidos por meio da aplicação da metodologia *IMERSPEC* em escoamentos sobre corpos fixos e corpos com rotação induzida pelo escoamento.

Todas as imagens do campo de vorticidade ω_z foram geradas utilizando o *software open source LLNL VisIt 3.1.4*. As linhas de corrente foram calculadas com o método *Runge-Kutta Dormand-Prince*, adotando-se uma tolerância relativa de 10^{-6} e uma tolerância absoluta de 10^{-8} . O intervalo de coloração do campo de vorticidade foi fixado em $-5 \leq \omega_z \leq 5$.

Em todas as simulações foi utilizado incremento temporal (Eq. 3.66) na ordem de 10^{-3} . Dessa forma, os dados foram coletados também com intervalo de 10^{-3} . O número de pontos de colocação no domínio lagrangiano foi determinado individualmente para cada corpo rígido, assegurando que o espaçamento satisfaça $\Delta s \approx h$. Os parâmetros de convergência adotados foram $NIT = 500$ e $\varepsilon = 10^{-4}$.

4.1 Escoamentos sobre corpos fixos

Entre os corpos fixos analisados nesta seção, incluem-se os escoamentos sobre cilindros de seção quadrada e triangular, bem como sobre semitubos com seções convexa e côncava em relação ao fluxo incidente. Por fim, considera-se também o escoamento sobre o rotor Savonius fixo, com deslocamentos azimutais de $\theta = \pi/4, \pi/2, 3\pi/4$ e π (rad).

4.1.1 Cilindro fixo com seção quadrada

O modelo físico simplificado, representado na Fig. 4.1, é constituído por um cilindro rígido de seção quadrada e com comprimento D . O domínio Euleriano (Ω) é subdividido em três regiões: Zona de *Buffer* (ZB), Zona de Imposição de Força (ZF) e Domínio Útil (DU). Dessa forma, o domínio total possui comprimento igual a $36D$; a ZB apresenta extensão de $6D$; a ZF, $2D$; e o DU, $24D$. A geometria encontra-se posicionada no centro do domínio Euleriano, na coordenada $16D \times 8D$.

Os parâmetros utilizados no modelo numérico computacional são apresentados na Tab. 4.4. Já Tab. 4.2, apresenta a comparação dos coeficientes médios de arrasto, valor quadrático médio do coeficiente de sustentação ($C_{L,RMQ}$) e número de Strouhal obtidos neste trabalho para diferentes pontos de colocação, bem como os valores reportados na literatura para o escoamento ao redor de um cilindro quadrado estático com número de Reynolds $Re = 100$. Observa-se que os pontos de colocação intermediários de 512×256 , mostraram-se adequados para capturar os principais fenômenos associados à dinâmica do

Figura 4.1 – Modelo físico simplificado de escoamento sobre cilindro de seção quadrada.

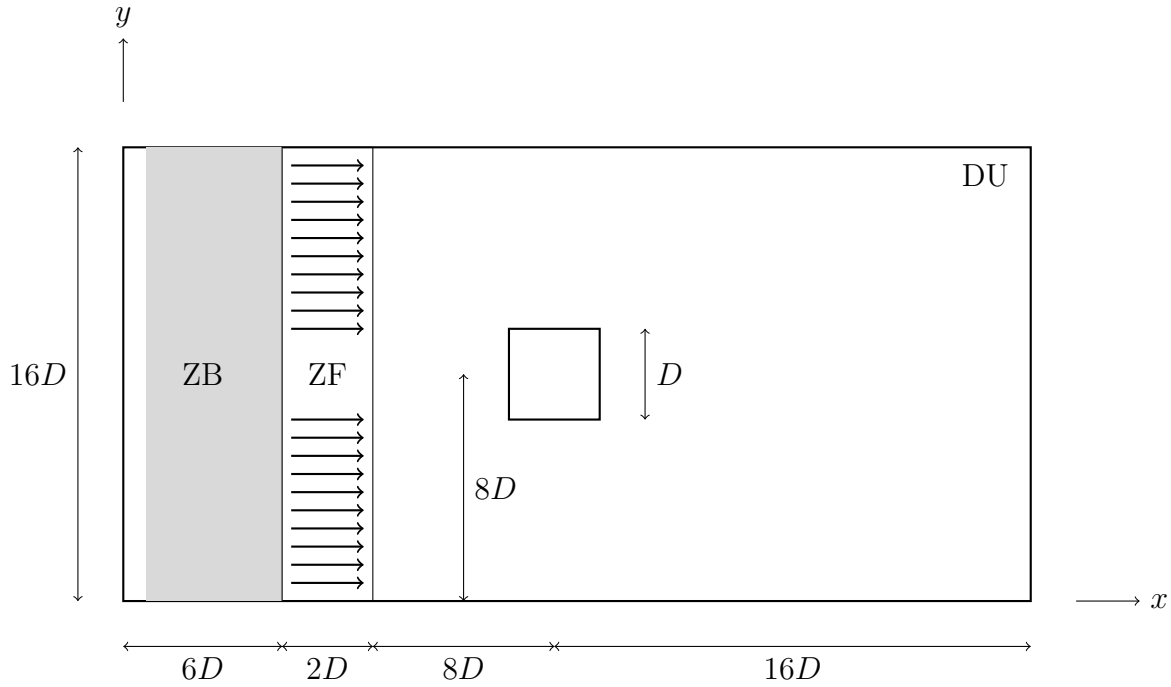


Tabela 4.1 – Parâmetros de simulação do cilindro fixo.

Parâmetro	Símbolo	Valor
		256×128
Pontos de colocação Eulerianos	$N_x \times N_y$	512×256
		1024×512
Comprimento característico (m)	D	1,0
Velocidade uniforme na entrada (m/s)	u_∞	1,0
Massa específica do fluido (kg/m^3)	ρ	1,0
Número de Reynolds	Re	100
Número de Courant-Friedrichs-Lewy	CFL	0,1
Tempo Final Adimensional	$t_f^* = tu_\infty/D$	300

Tabela 4.2 – Comparação de coeficientes aerodinâmicos no escoamento sobre cilindro fixo de seção quadrada para $Re = 100$.

Referência	C_D	C_{LRMQ}	St
Arnal, Goering e Humphrey (1991)	1,39	—	0,14
Sohankar, Norberg e Davidson (1997)	1,47	0,156	0,146
Cheng, Whyte e Lou (2007)	1,44	0,152	0,144
Yoon, Yang e Choi (2010)	1,4385	0,1774	—
Sen, Mittal e Biswas (2011)	1,5287	0,1928	0,1452
Park, Choi e Lee (2015)	1,378	0,161	0,141
Ryu e Iaccarino (2017)	1,5642	0,1932	0,1506
Mou et al. (2024)	1,5874	0,1938	0,1477
Presente trabalho			
256×128	1,5854	0,1554	0,3430
512×256	1,5617	0,1828	0,1516
1024×512	1,4882	0,1568	0,1412

escoamento fornecendo resultados coerentes com a literatura (com até 8% de erro relativo) e proporcionando um menor custo computacional.

Analisando o comportamento da esteira por meio do campo de vorticidade ω_z , observa-se que, nos instantes iniciais ($t^* = 1$), duas camadas-limite delgadas se desenvolvem a partir da superfície do cilindro, formando as primeiras recirculações resultantes da separação induzida pela geometria de formato rombudo, conforme ilustrado na Fig. 4.2.

De $t^* = 10$ a 15 (Fig. 4.2b -c), é possível identificar o início do desenvolvimento da esteira a jusante do cilindro. As recirculações desenvolvem assimetria e começam a ser desprendidas da superfície. Então, no instante $t^* = 40$, o campo de vorticidade apresenta um padrão 2S bem estabelecido de desprendimento alternado (Fig. 4.2d) (BEARMAN, 1984; WILLIAMSON, 1996). Este comportamento caracteriza o regime permanente observado no decorrer da simulação.

Na evolução temporal dos coeficiente, é possível constatar o comportamento observado anteriormente. Nota-se que o C_D (Fig. 4.3a) inicia com valores elevados devido ao desenvolvimento inicial da camada limite, atinge os valores mais baixos durante o desenvolvimento da bolha de recirculação, estabilizando-se posteriormente em torno de um valor médio. O coeficiente de sustentação (Fig. 4.3b), por sua vez, apresenta oscilações simétricas em torno de zero, com amplitude crescente nos instantes iniciais e atingindo um regime permanente aproximadamente em $tu_\infty/D \approx 30$.

Figura 4.2 – Evolução temporal do campo de vorticidade para o cilindro fixo de seção quadrada em $Re = 100$.

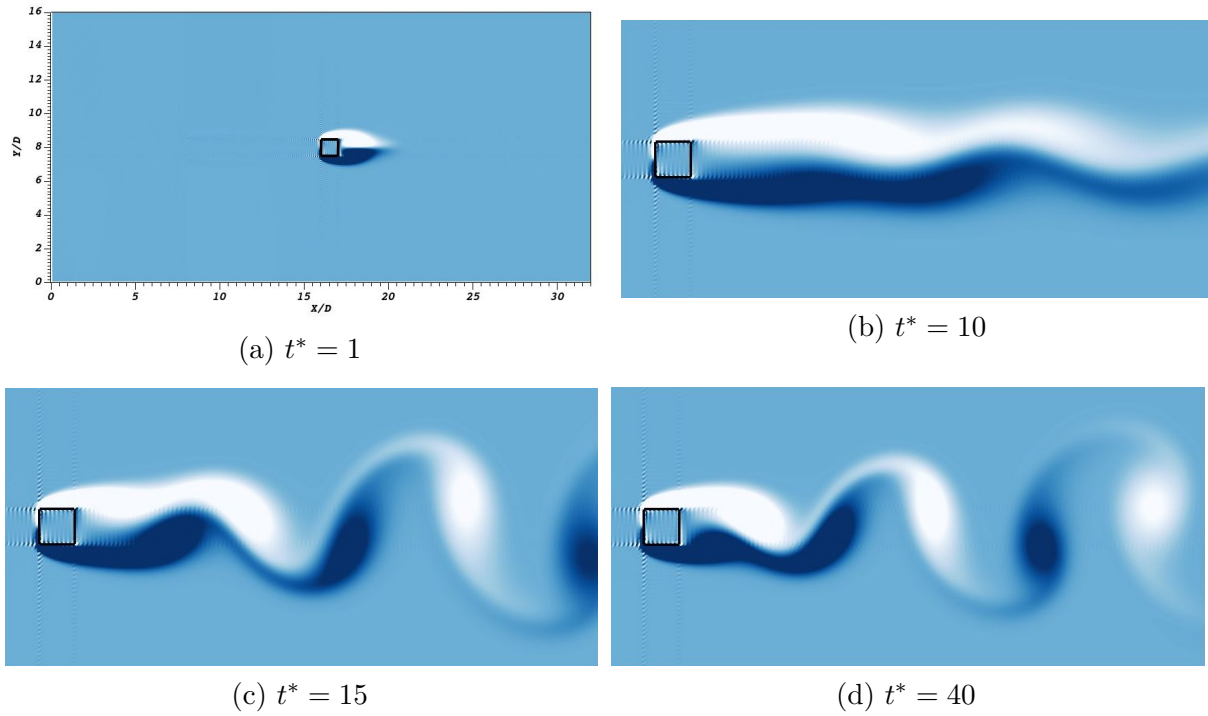
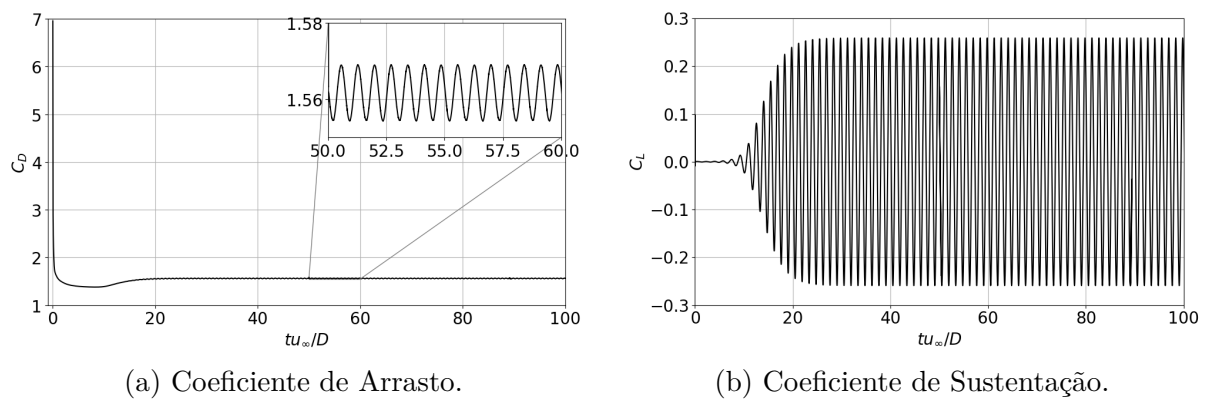


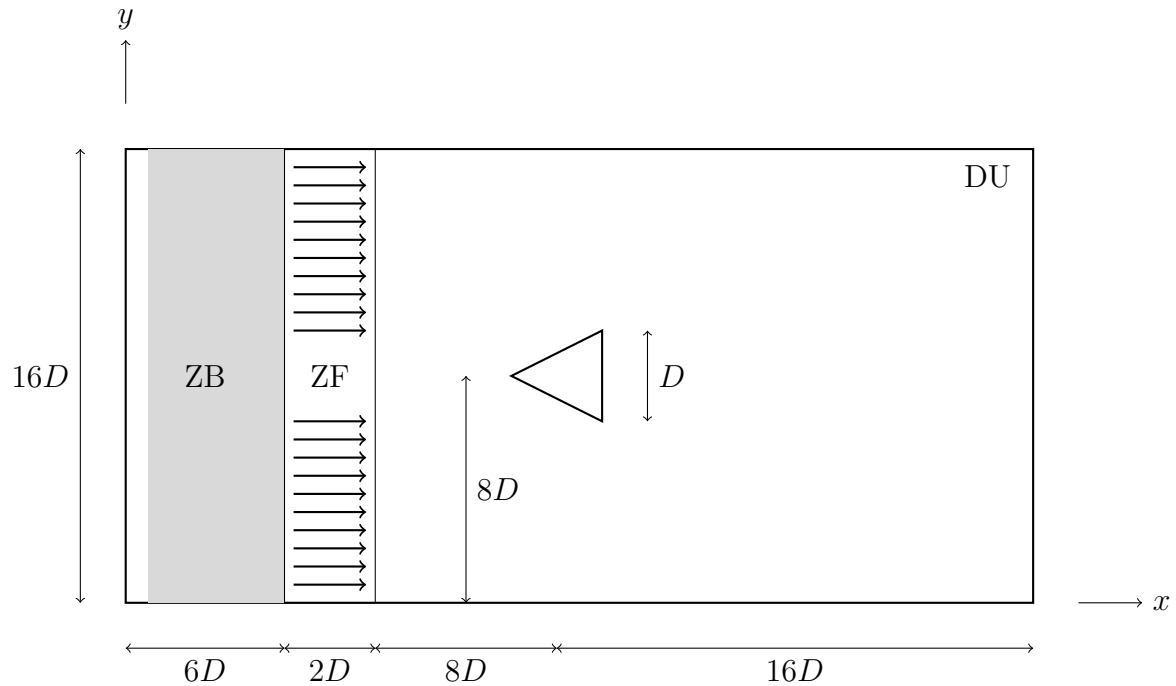
Figura 4.3 – Coeficientes aerodinâmicos do cilindro fixo de seção quadrada em $Re = 100$.



4.1.2 Cilindro fixo com seção triangular

Outro modelo físico simplificado é constituído por um cilindro rígido de seção triangular equilátera. As dimensões dos subdomínios são apresentadas na Fig. 4.4 e foram adimensionalizadas com base no comprimento característico da geometria. Os demais parâmetros seguem os indicados na Tab. 4.1.

Figura 4.4 – Parâmetros de simulação do cilindro fixo de seção triangular.



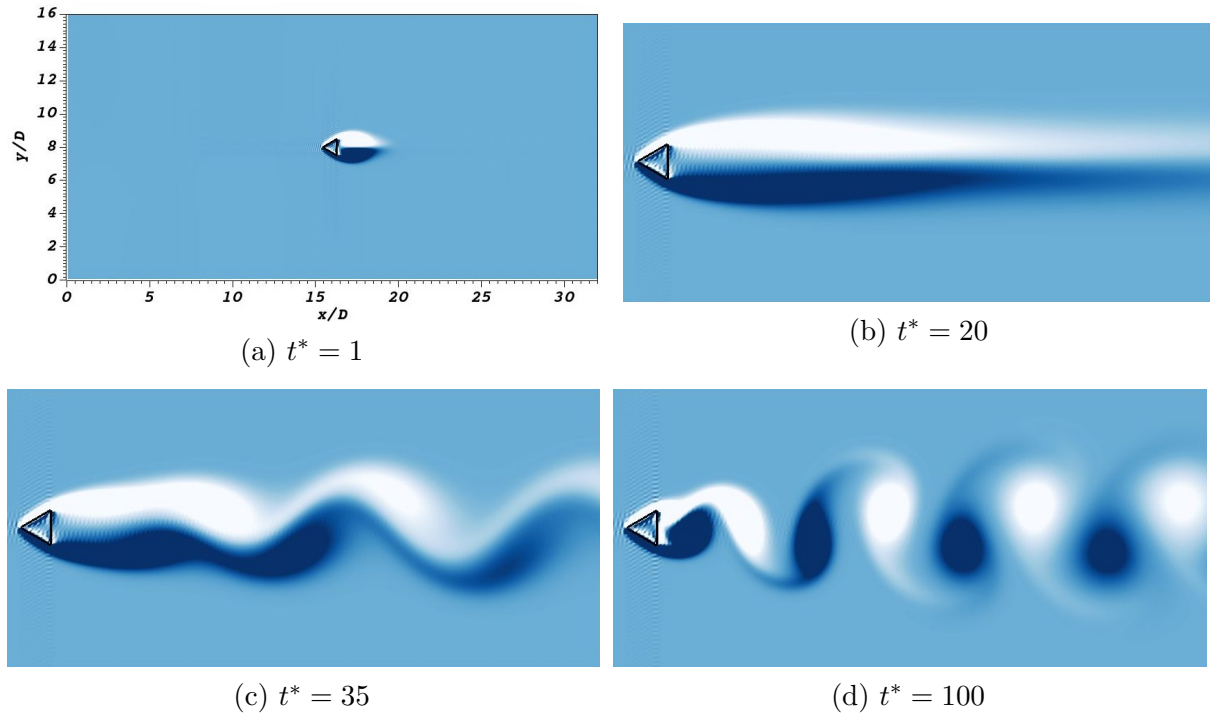
Os coeficientes médios e o St obtidos, juntamente com os dados disponíveis na literatura, são apresentados na Tab. 4.3. Observa-se uma convergência maior com os resultados obtidos por 1024×512 pontos de colocação, com erro relativo próximos a 8%.

Tabela 4.3 – Comparação de coeficientes aerodinâmicos no escoamento sobre cilindro triangular para $Re = 100$.

Referência	C_D	$C_{L_{RMQ}}$	St
Kumar e Dalal (2006)	1,7607	0,2968	0,1966
Wang et al. (2019)	1,7833	0,3176	0,1897
Presente trabalho			
512×256	1,9031	0,3505	0,3229
1024×512	1,8864	0,3224	0,2141

A evolução temporal do campo de vorticidade (Fig. 4.5) apresenta a formação da bolha de recirculação entre $t^* = 1$ e 20 (Fig. 4.5a-b). Em seguida, as perturbações presentes no escoamento provocam o desenvolvimento de assimetria entre as recirculações

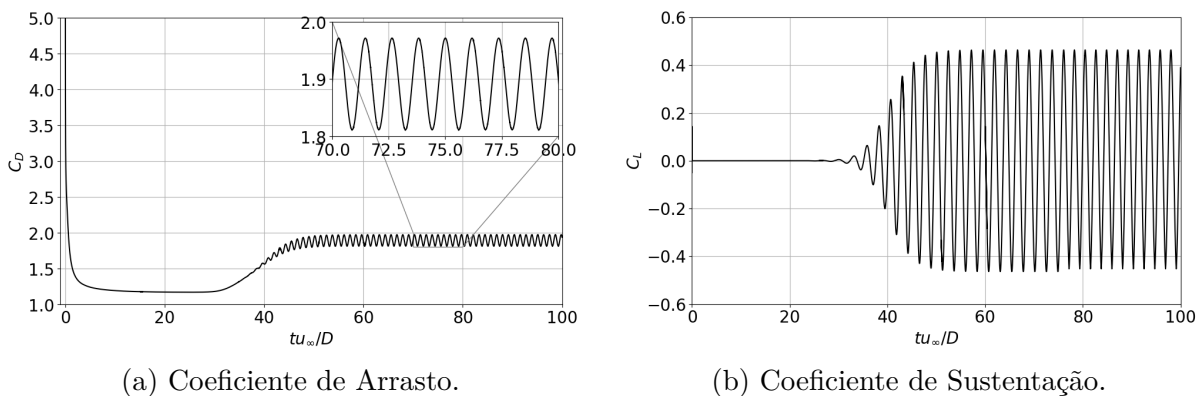
Figura 4.5 – Evolução temporal do campo de vorticidade para o cilindro fixo de seção quadrada..



e a iniciação da esteira, entre $t^* = 20$ e 35 (Fig. 4.5c). O comportamento do tipo 2S da esteira surge ao se atingir o regime permanente ($t^* \approx 60$) e permanece até t_f^* , sendo compatível com o observado na literatura Wang et al. (2019) para o mesmo escoamento.

Os coeficientes aerodinâmicos apresentados na Fig. 4.6 corroboram o comportamento descrito anteriormente, evidenciando o menor valor de C_D (Fig. 4.6a) e um C_L (Fig. 4.6b) estável durante o período associado ao desenvolvimento da bolha de recirculação. Na sequência, observa-se a transição para um regime oscilatório, característico do estabelecimento da esteira.

Figura 4.6 – Coeficientes aerodinâmicos do cilindro fixo de seção triangular em $Re = 100$.

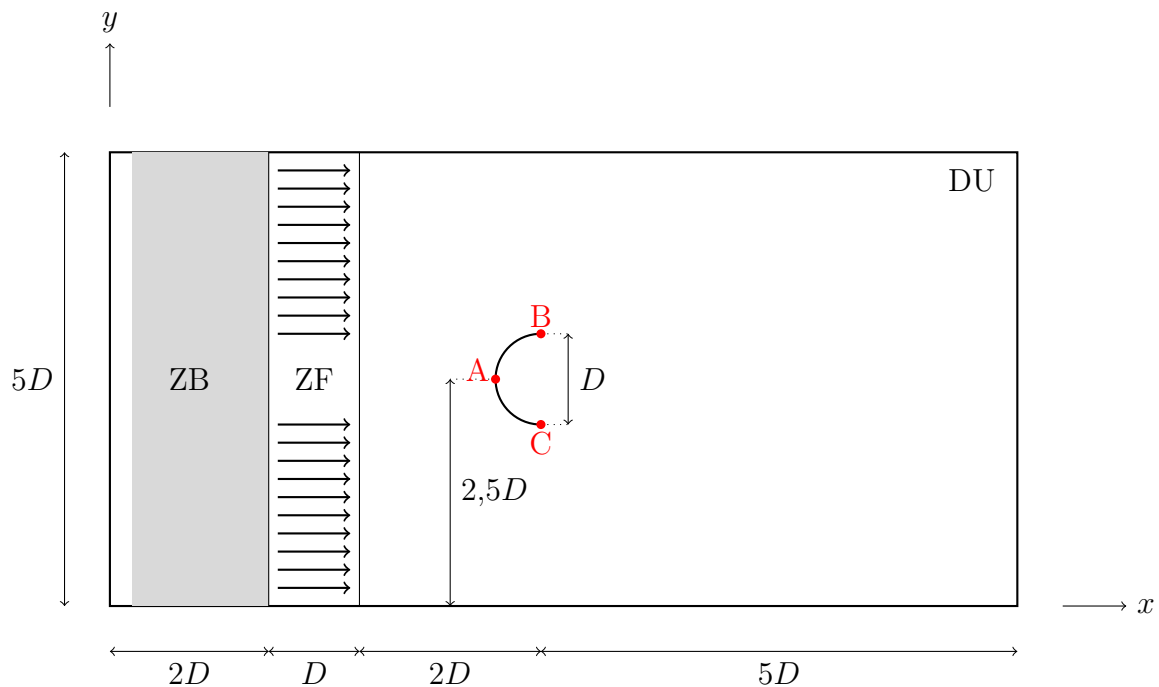


4.1.3 Semitubo fixo com seção convexa

4.1.3.1 Análise da influência dos pontos de colocação do domínio euleriano

O modelo físico simplificado, representado na Fig. 4.7, consiste em um semitubo convexo rígido e estático de comprimento característico D . As dimensões dos domínios são mostradas na Fig. 4.7 e estão adimensionalizadas de acordo com o comprimento característico da geometria, com $D = 0,08$ (m). Os parâmetros utilizados no modelo numérico computacional estão apresentados na Tab. 4.4, e a influência dos pontos de colocação são avaliadas para a reprodução da bolha de recirculação.

Figura 4.7 – Modelo físico simplificado.



Com o desenvolvimento de uma corrente uniforme de velocidade u_∞ sobre o semitubo convexo de comprimento característico D , observa-se a desaceleração do escoamento na região frontal da geometria, provocando alterações nas distribuições de velocidade (Fig. 4.8b) e pressão (Fig. 4.8a) ao seu redor. Como resultado, duas camadas-limite delgadas se formam na parte frontal do semitubo (A), desenvolvendo-se até suas extremidades (B e C), onde ocorrem os pontos de separação.

A separação da camada-limite é induzida pela descontinuidade do semitubo. Contrastando com o comportamento observado em cilindros circulares, para o mesmo número de Reynolds, observa-se que um cilindro circular apresentaria separação em torno de $106,28^\circ$, onde 0° corresponde ao ponto A (WU et al., 2004).

A jusante do semitubo, a camada-limite encontra um gradiente adverso de pressão (Fig. 4.8a), o que resulta na formação de recirculações positivas (no sentido anti-horário,

Tabela 4.4 – Parâmetros de simulação.

Parâmetro	Simbolo	Valor
		256×128
Pontos de colocação Eulerianos	$N_x \times N_y$	512×256
		1024×512
Comprimento característico (m)	D	0,08
Velocidade uniforme na entrada (m/s)	u_∞	1,0
Massa específica do fluido (kg/m ³)	ρ	1,0
Número de Reynolds	Re	200
Número de Courant-Friedrichs-Lewy	CFL	0,1
Tempo Final Adimensional	t_f^*	10

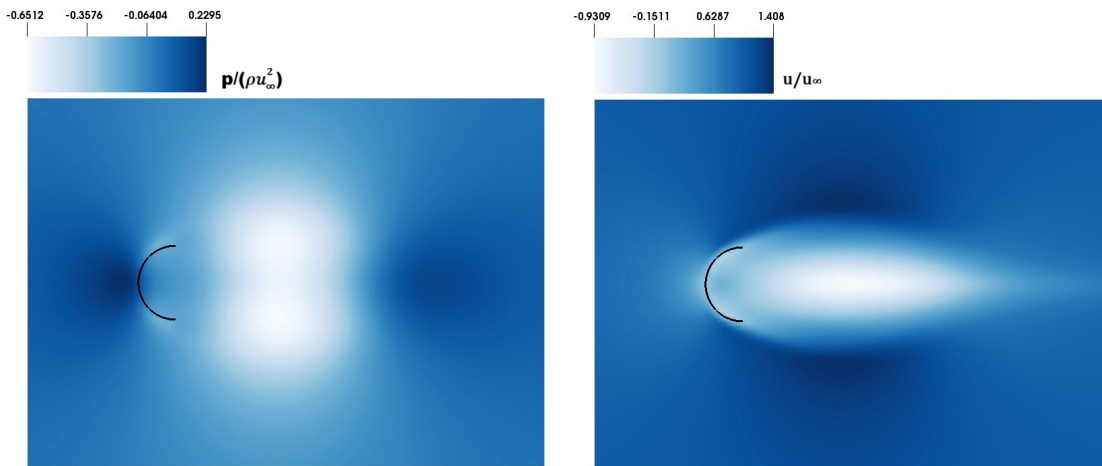
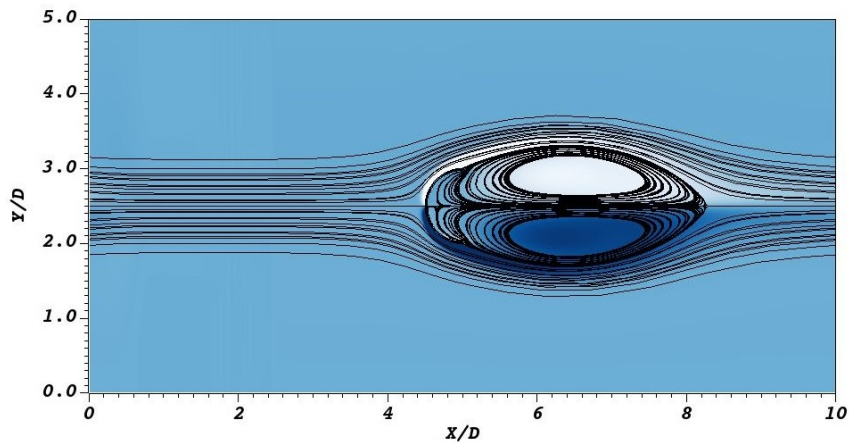
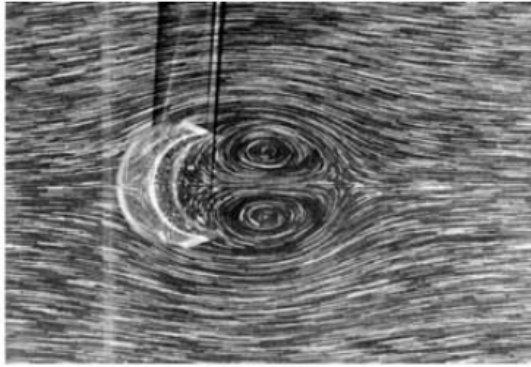
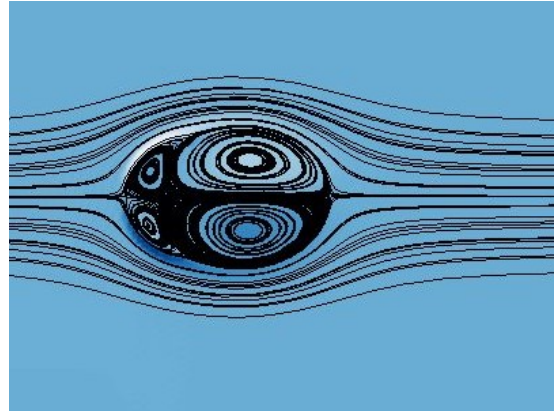
Figura 4.8 – Campos de pressão, velocidade e vorticidade para semitubo convexo com $Re = 200$.(a) Campo de pressão $p/(\rho_f u_\infty^2)$.(b) Campo de velocidade u/u_∞ .(c) Campo de vorticidade ω_z .

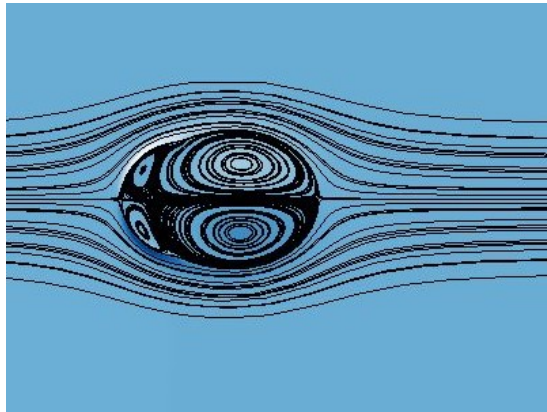
Figura 4.9 – Representação das linhas de emissão (Fig. 4.9a), com linhas de corrente sobre o campo de vorticidade ω_z para 256×128 (Fig. 4.9b), 512×256 (Fig. 4.9c) e 1024×512 (Fig. 4.9d) pontos de colocação no $t^* = 2$.



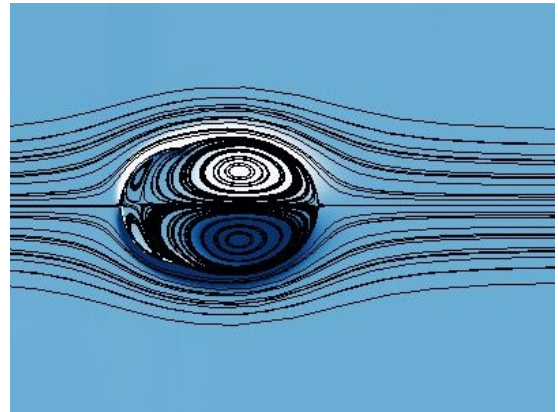
(a) Coutanceau, Migeon e Ehrmann (2000).



(b) 256×128



(c) 512×256



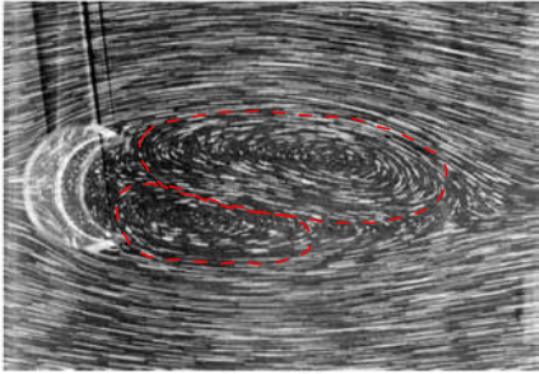
(d) 1024×512

representados em azul escuro) e negativas (no sentido horário, em branco), como evidenciado pelas linhas de corrente no campo de vorticidade ilustrado na Fig. 4.8c.

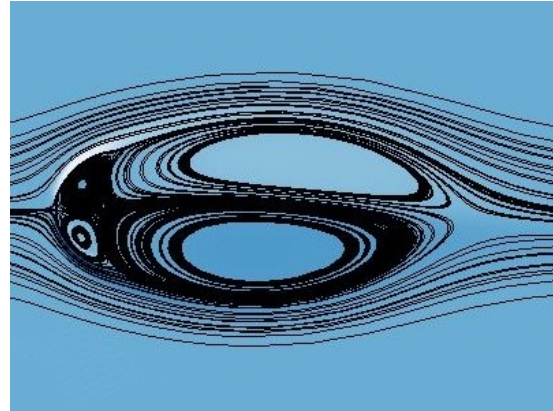
O mesmo comportamento pode ser observado nos resultados do experimento material conduzido por Coutanceau, Migeon e Ehrmann (2000), onde as linhas de emissão exibem comportamento qualitativamente semelhante ao observado para 256×128 (Fig. 4.9b), 512×256 (Fig. 4.9c) e 1024×512 (Fig. 4.9d) pontos de colocação. No instante $t^* = 8$, Fig. 4.10d, as recirculações contra-rotativas observadas no experimento material tornam-se assimétricas (destacadas pela linha tracejada). Contudo, nos resultados numéricos computacionais, essa assimetria não é reproduzida em nenhuma das três resoluções analisadas, apenas o alongamento das recirculações é observado com o avanço do tempo.

No instante $t^* = 10$, Fig. 4.11, uma das recirculações do experimento material se descola da geometria, iniciando a formação da esteira. Nas recirculações ainda presas ao semitubo convexo, a assimetria reaparece (destacada pela linha tracejada), conforme mostrado na Fig. 4.11a. Nas linhas de corrente, as recirculações obtidas com 256×128 pontos apresentam uma assimetria perceptível entre as estruturas. Por outro lado, os

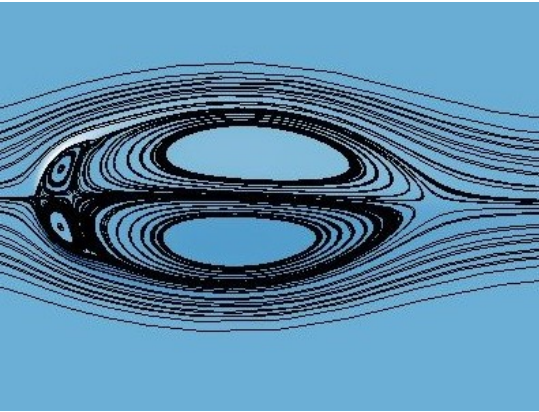
Figura 4.10 – Representação das linhas de emissão (Fig. 4.10a), com linhas de corrente sobre o campo de vorticidade ω_z para 256×128 (Fig. 4.10b), 512×256 (Fig. 4.10c) e 1024×512 (Fig. 4.10d) pontos de colocação no $t^* = 8$.



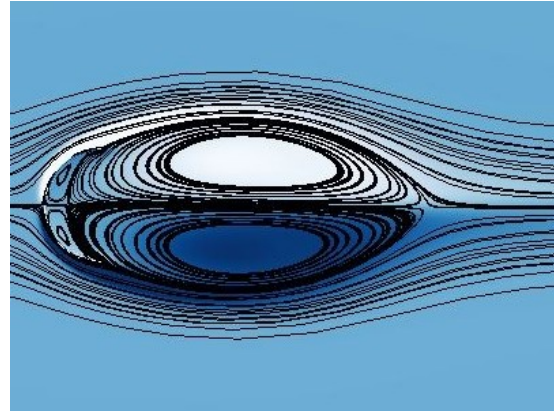
(a) Coutanceau, Migeon e Ehrmann (2000).



(b) 256×128



(c) 512×256



(d) 1024×512

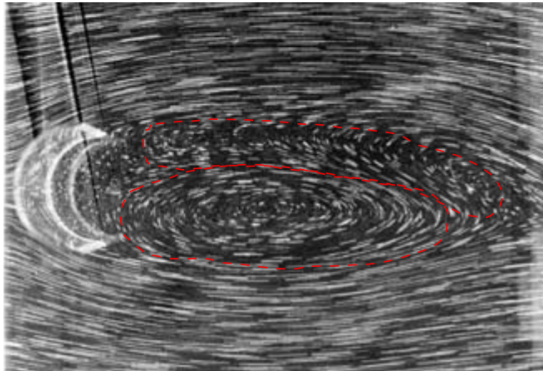
modelos com 512×256 (Fig. 4.10c) e 1024×512 (Fig. 4.10d) continuam apresentando apenas o alongamento das recirculações, sem desenvolver a assimetria.

Para quantificar a correspondência entre os resultados numéricos e materiais, foi medido o comprimento da zona de recirculação, L_{RZ} (*Length of Recirculation Zone*). Como ilustrado na Fig. 4.12, L_{RZ} representa a distância entre o início da geometria (ponto A) e o último ponto de estagnação a jusante do semitubo convexo.

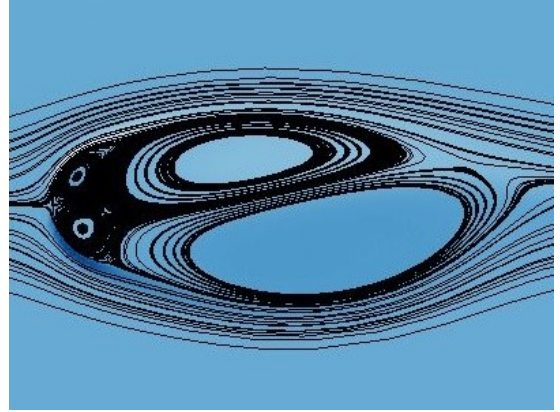
Na Fig. 4.13, o comprimento L_{RZ} obtido dos resultados computacionais (linhas tracejadas) é comparado aos dados experimentais (linha contínua com círculos) em função do tempo. O crescimento das recirculações é indicado pelo aumento do comprimento L_{RZ} , que apresenta leve curvatura crescente tanto nos dados materiais quanto computacionais.

O domínio com 256×128 pontos de colocação (linha tracejada com marcador em forma de estrela) apresenta os resultados mais distantes dos dados experimentais, embora ainda com erro relativo inferior a 4%. Para 512×256 pontos (linha tracejada com marcador triangular), observa-se uma melhor aproximação em relação aos dados experimentais, tendência que se mantém para 1024×512 pontos (linha tracejada com marcador quadrado), com erro relativo inferior a 3%. Dessa forma, o domínio Euleriano

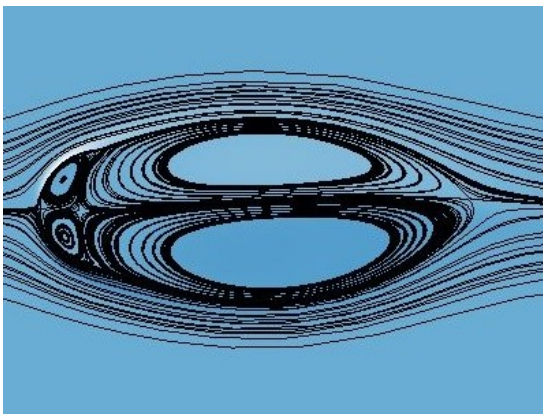
Figura 4.11 – Representação das linhas de emissão (Fig. 4.11a), com linhas de corrente sobre o campo de vorticidade ω_z para 256×128 (Fig. 4.11b), 512×256 (Fig. 4.11c) e 1024×512 (Fig. 4.11d) pontos de colocação no $t^* = 10$.



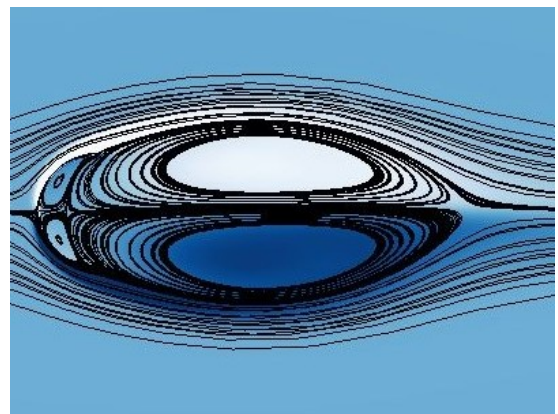
(a) Coutanceau, Migeon e Ehrmann (2000) modificado.



(b) 256×128



(c) 512×256



(d) 1024×512

Figura 4.12 – Comprimento de recirculação L_{RZ} (*length of the recirculation zone*).

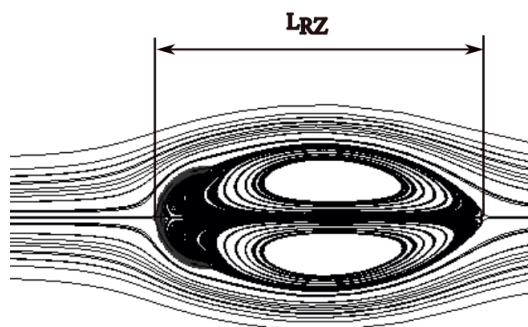
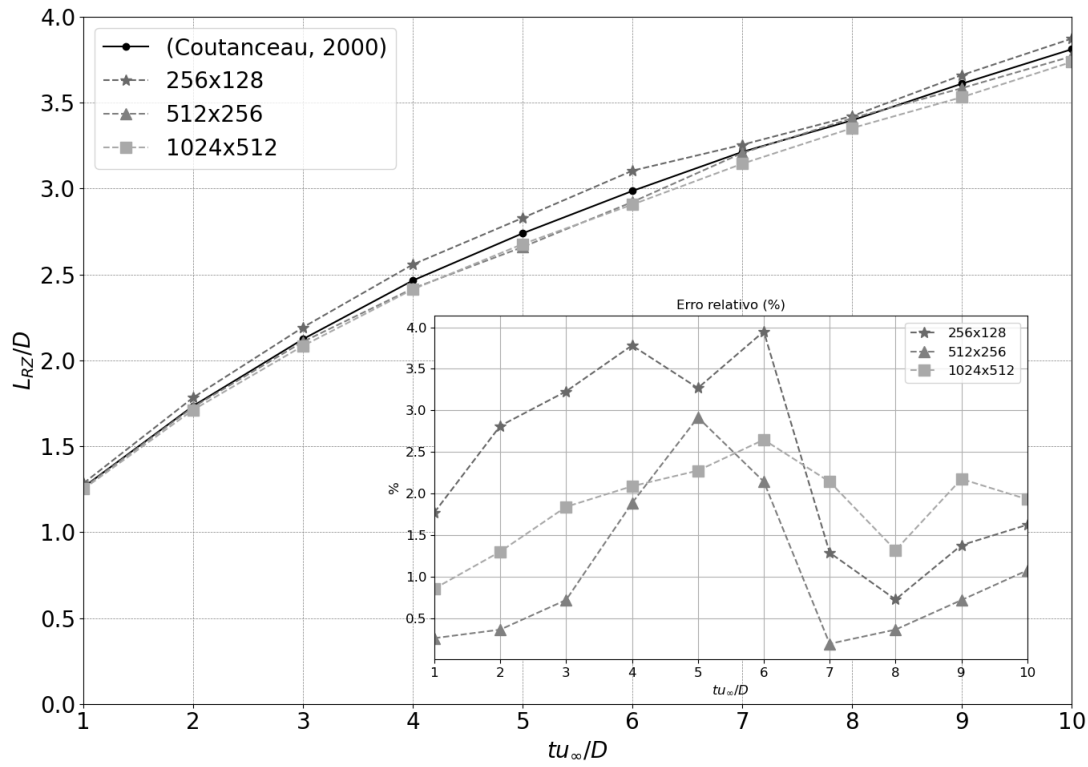


Figura 4.13 – Evolução temporal de L_{RZ} para fronteira única com 256×128 , 512×256 e 1024×512 pontos de colocação.



com 512×256 pontos de colocação mostrou-se suficiente para capturar adequadamente o comportamento do comprimento da bolha de recirculação, L_{RZ} .

4.1.3.2 Análise da formação da esteira e coeficientes aerodinâmicos em domínio estendido

Na Fig. 4.14 é apresentado o novo domínio adimensionalizado pelo comprimento característico da geometria, D . Utilizou-se 1024×512 pontos de colocação, uma geometria com fronteira dupla e tempo final adimensional $t_f^* = 300$. Os demais parâmetros foram mantidos conforme descrito na Tab. 4.4.

Reproduzindo novamente o comportamento da bolha de recirculação no intervalo $0 \leq t^* \leq 10$, observa-se que a estrutura ainda mantém simetria entre as recirculações. Mesmo com o aumento do DU. O comprimento L_{RZ} , apresenta erro relativo inferior a 6%, o que evidencia que o modelo físico bidimensional ainda descreve satisfatoriamente essa fase inicial do escoamento.

No entanto, a partir de $t^* \approx 7$, a bolha de recirculação passa a apresentar características tridimensionais, tornando-se sensível a perturbações presentes no modelo físico experimental, conforme observado por (COUTANCEAU; MIGEON; EHRMANN, 2000). Essas perturbações, ausentes no modelo numérico bidimensional utilizado, podem ser

Figura 4.14 – Modelo físico simplificado do semitubo convexo.

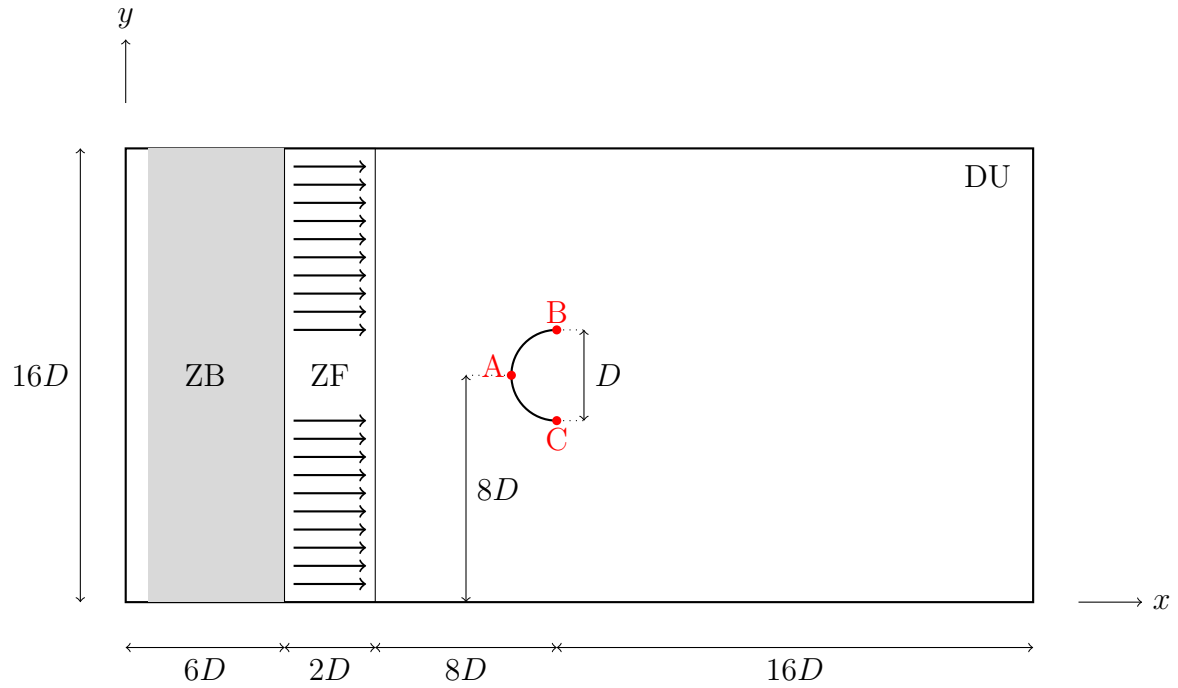
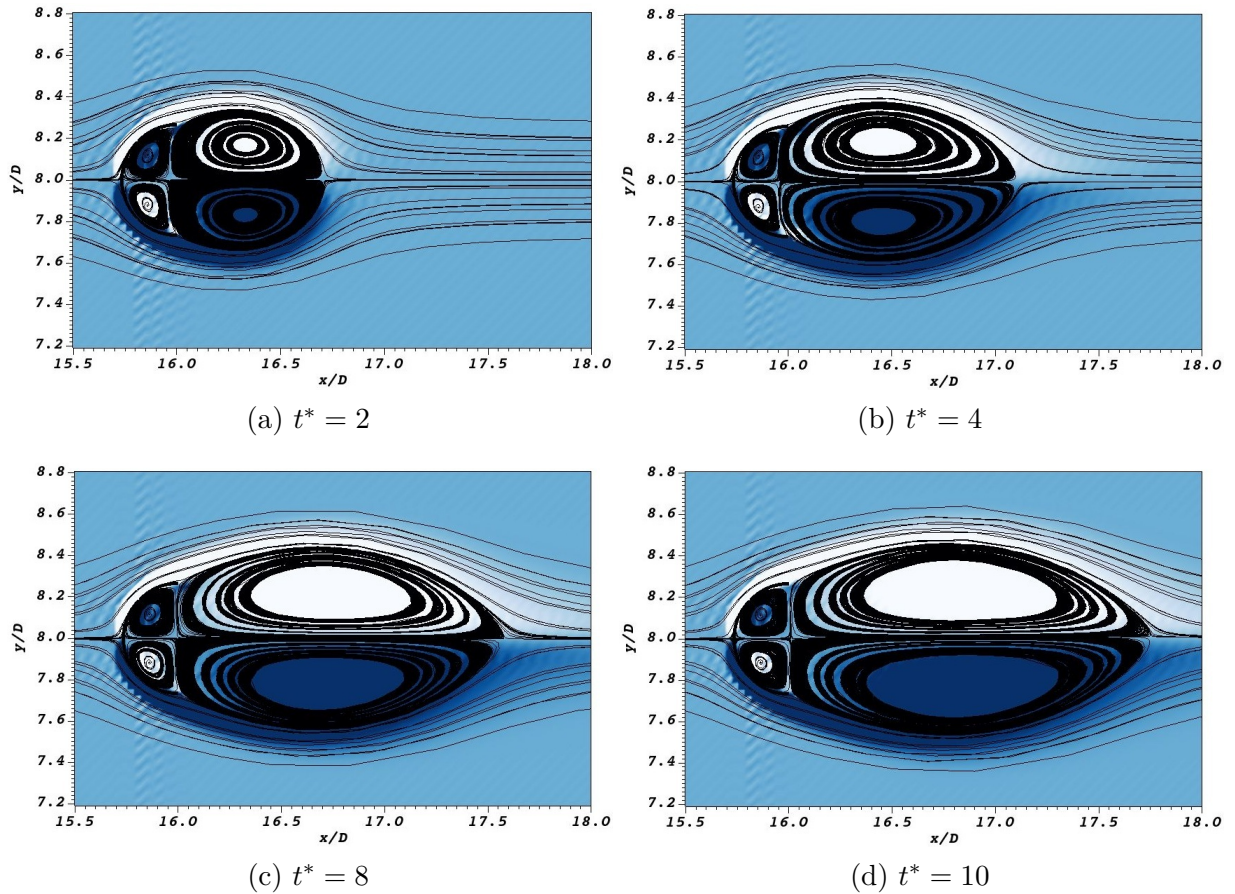


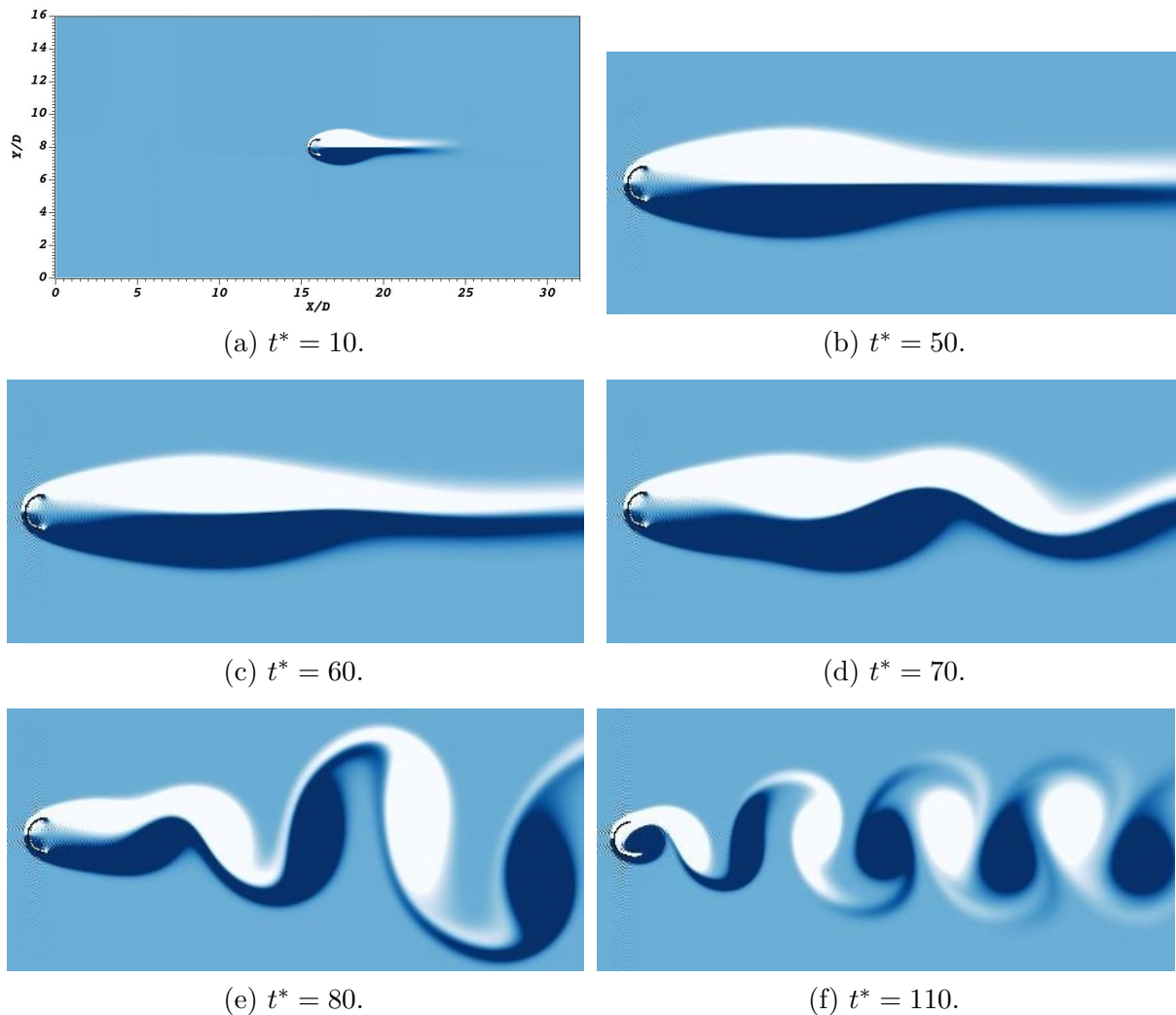
Figura 4.15 – Linhas de corrente sobre o campo de vorticidade ω_z para 512×256 pontos de colocação.



responsáveis pelo surgimento precoce de assimetrias. Para uma reprodução mais completa do fenômeno, seria necessário identificar tais perturbações no modelo experimental, para incluí-las de forma apropriada na modelagem computacional.

No modelo numérico computacional, o alongamento da bolha de recirculação ocorre até aproximadamente $t^* \approx 60$ (Fig. 4.16a - c), momento em que se observa o início da assimetria entre as recirculações. Essa assimetria se intensifica progressivamente (Fig. 4.16d) e dá início à formação da esteira em $t^* \approx 80$ (Fig. 4.16e). A partir desse instante, as recirculações positivas e negativas passam a se alternar, formando uma esteira que ocupa toda a região a jusante do semitubo convexo. Esse comportamento caracteriza o padrão de escoamento do tipo 2S (Fig. 4.16f) (BEARMAN, 1984; WILLIAMSON, 1996), que se mantém até o tempo final adimensional t_f^* .

Figura 4.16 – Evolução temporal do campo de vorticidade.

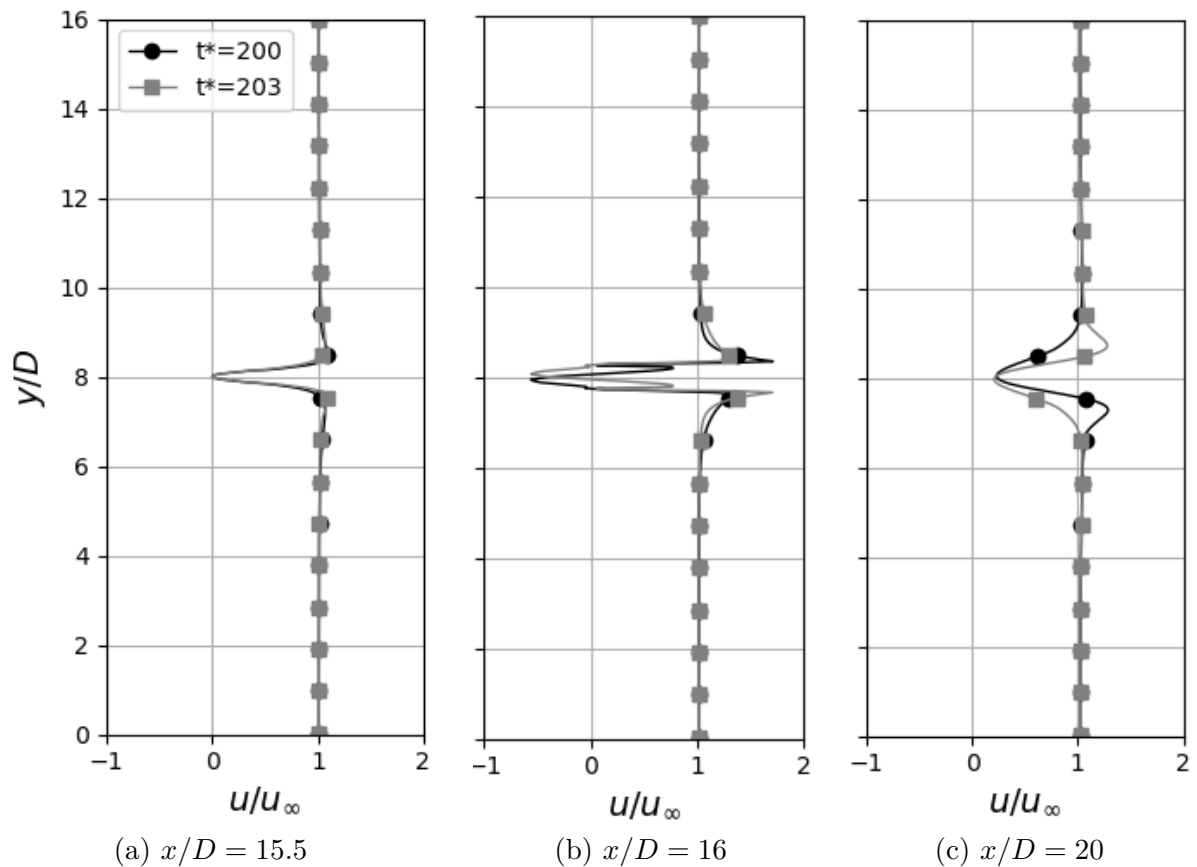


O perfil de velocidade (Fig. 4.17), para $t^* = 200$ e $t^* = 203$, ilustra o comportamento do escoamento em regime permanente, caracterizado pela liberação periódica de duas recirculações com sentidos opostos. Em $x/D = 15,5$ (Fig. 4.17a), observa-se a condição de

não escoamento sendo aplicada no ponto A do semitubo. Ao se deslocar $D/2$ em direção aos pontos B ou C, nota-se um pequeno aumento na velocidade, resultado da influência da camada-limite.

Já em $x/D = 16$ (Fig. 4.17c), as extremidades B e C evidenciam uma aceleração do fluido, enquanto a região interna entre esses pontos apresenta velocidades negativas, indicando a alternância de domínios das recirculações de sentidos opostos. Mais adiante, em $x/D = 20$, ponto entre duas recirculações, é possível identificar que a esteira apresenta velocidades $u/u_\infty \leq 1$ próximas ao centro de uma recirculação, e $u/u_\infty \geq 1$ nas extremidades, revelando a influência da recirculação na reorganização do escoamento.

Figura 4.17 – Perfil de velocidade do semitubo convexo.



A Fig. 4.18 apresenta a evolução temporal dos coeficientes de arrasto (Fig. 4.18a) e de sustentação (Fig. 4.18b). Nos quais é possível identificar o regime transiente seguido pelo permanente, caracterizado por oscilações uniformes.

A Tab. 4.5 resume os valores médios das flutuações dos coeficientes e do número de Strouhal. Devido à escassez de estudos similares sobre esse tipo de escoamento, com características laminares ou em transição, não foi possível realizar comparações quantitativas.

Figura 4.18 – Coeficientes de arrasto e coeficiente de sustentação do semitubo convexo.

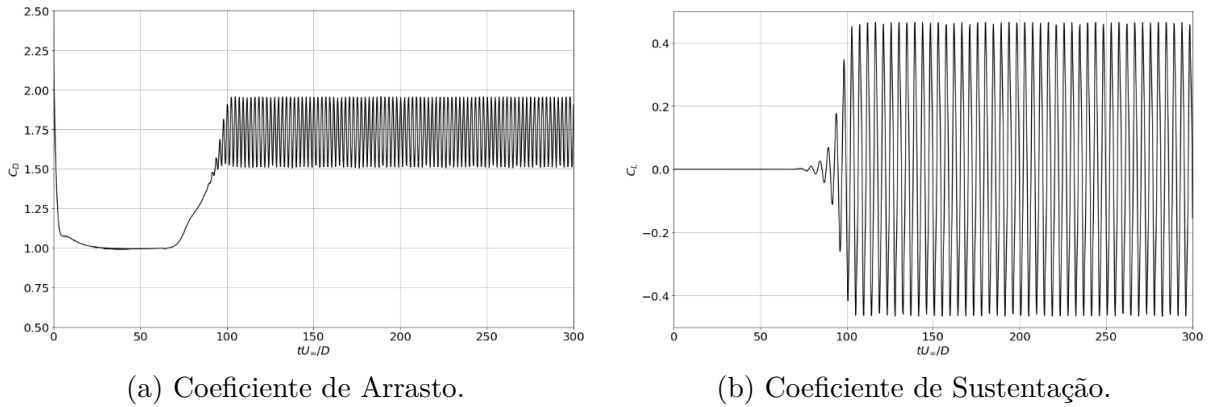


Tabela 4.5 – Coeficientes médios.

Re	C_D	$C_{L_{RMQ}}$	St
200	1,7369	0,3274	0,2243

4.1.4 Semitubo fixo com seção côncava

Outro modelo físico explorado no presente trabalho consiste no escoamento sobre o semitubo côncavo. As dimensões do domínio total, mostradas na Fig. 4.19, são $L_x = 32D$ e $L_y = 16D$, sendo os comprimentos da ZB, ZF e DU iguais a $6D$, $2D$ e $24D$, respectivamente. A geometria lagrangiana está localizada a uma distância de $16D$ na direção horizontal a partir da origem do domínio total. Os demais parâmetros estão indicados na Tab. 4.6.

Figura 4.19 – Modelo físico simplificado do semitubo côncavo

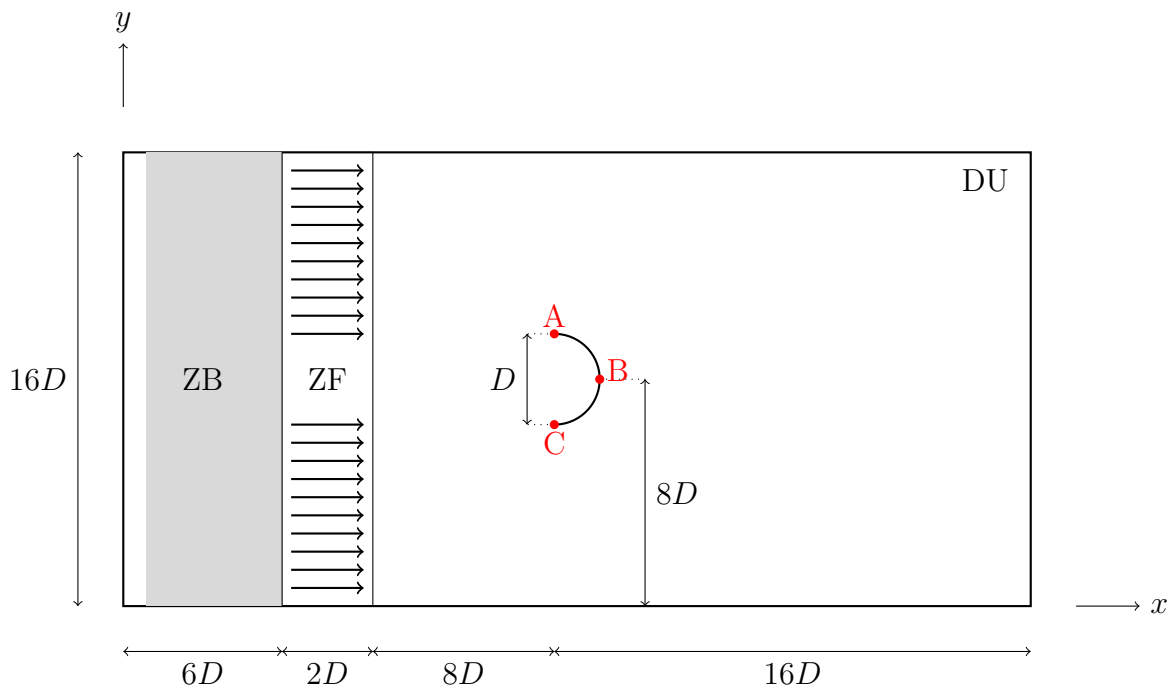
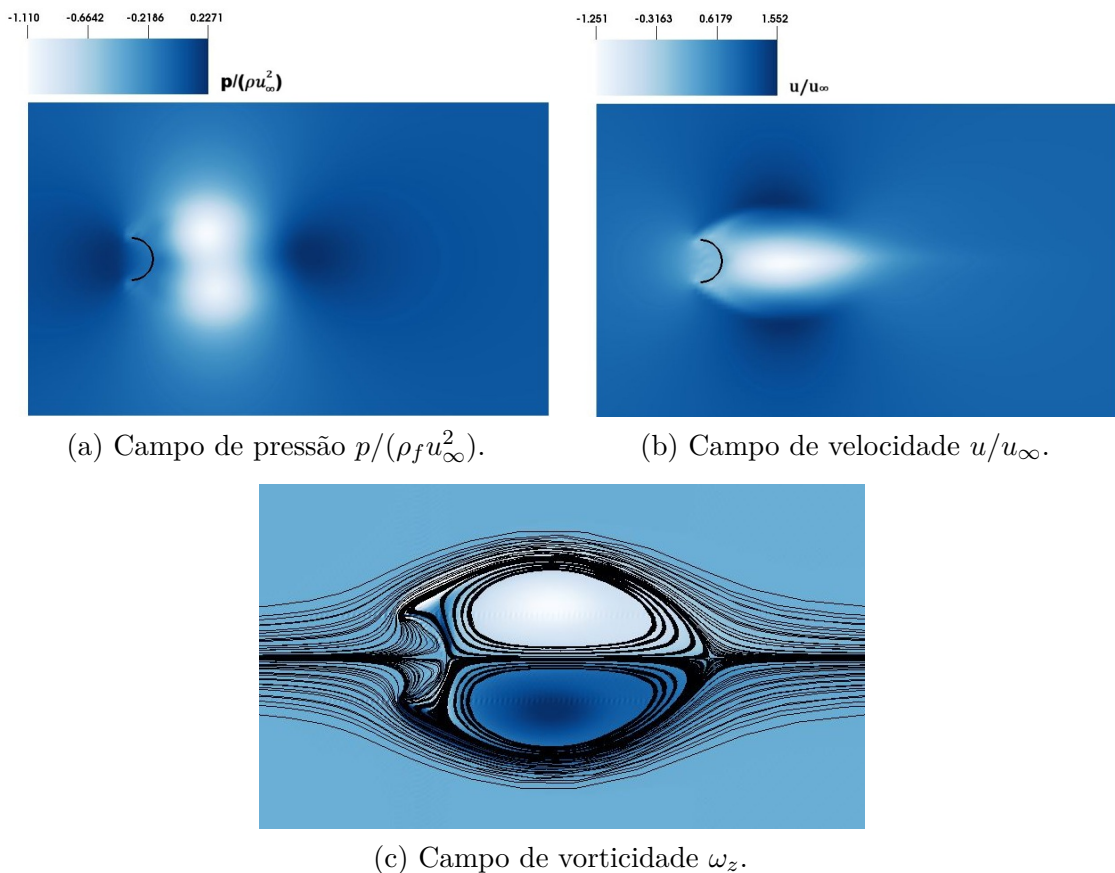


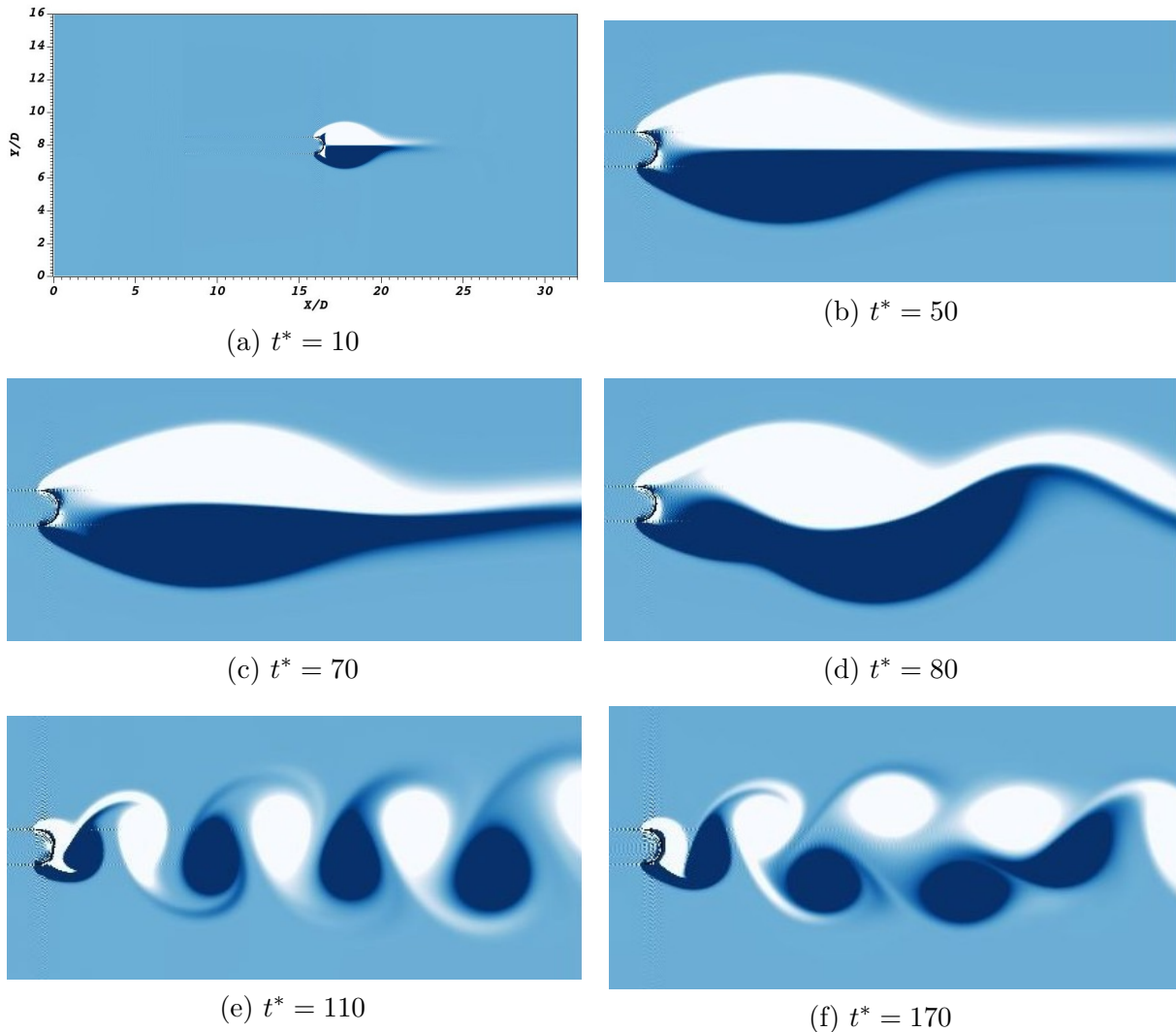
Tabela 4.6 – Parâmetros de simulação para o semitubo côncavo.

Parâmetro	Símbolo	Valor
Pontos de colocação	$N_x \times N_y$	1024×512
Comprimento característico (m)	D	0,08
Número de Reynolds	Re	200
Número de Courant-Friedrichs-Lewy	CFL	0,1
Tempo Final Adimensional	t_f^*	285
Velocidade uniforme na entrada (m/s)	u_∞	1,00

Figura 4.20 – Campos de pressão, velocidade e vorticidade para semitubo côncavo com $Re = 200$.

Ao encontrar a superfície côncava do semitubo, o escoamento sofre uma desaceleração, devido à condição de não escorregamento imposta pela parede (Fig. 4.20b). Assim, o fluido é redirecionado lateralmente em direção às bordas do semitubo (pontos A e C), no sentido oposto ao da corrente principal (Fig. 4.20c). Ao atingir essas extremidades, a camada limite é abruptamente descolada da superfície, em razão da descontinuidade

Figura 4.21 – Evolução temporal do campo de vorticidade para o semitubo côncavo.



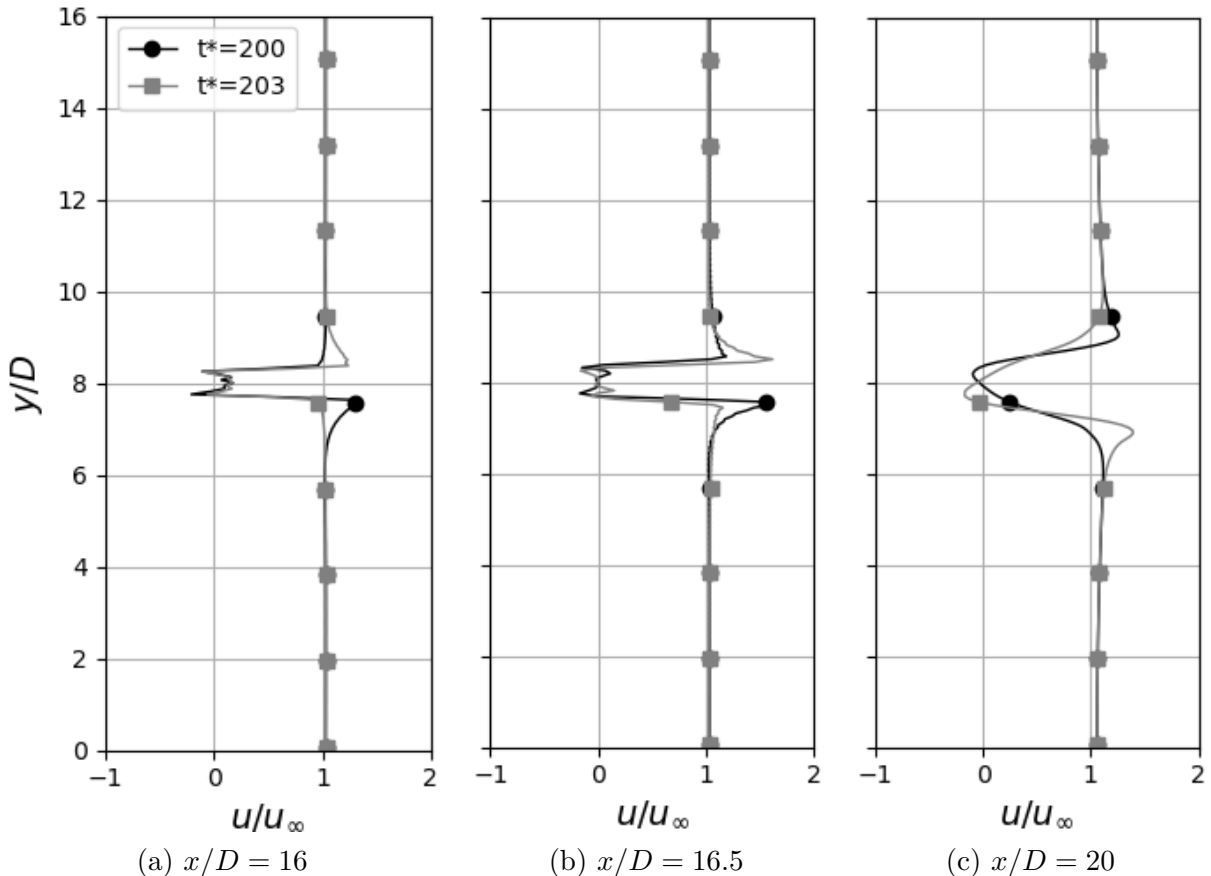
geométrica. Como consequência, estabelece-se um gradiente adverso de pressão (Fig. 4.20a) e formam-se recirculações contra-rotativas a jusante da geometria, destacadas pelas linhas de corrente na Fig. 4.20, onde estruturas rotacionais positivas no sentido anti-horário (azul escuro) e negativas no sentido horário (branco) se desenvolvem de forma bem definida.

A evolução temporal do campo de vorticidade é apresentada na Fig. 4.21, onde, no $t^* = 10$ (Fig. 4.21a), observa-se o início do desenvolvimento das recirculações, que se alongam de forma aproximadamente simétrica até $t^* = 70$ (Fig. 4.21b - c), quando se inicia uma assimetria entre elas.

Em $t^* = 80$ (Fig. 4.21d), a assimetria se intensifica, marcando o início da formação da esteira. Com o avanço do tempo, a esteira passa a ser composta por vórtices que se alternam entre positivos e negativos. Em $t^* = 110$ (Fig. 4.21e), a esteira assume uma configuração do tipo 2S, semelhante à observada no escoamento sobre a geometria convexa. No entanto, após $t^* = 170$ (Fig. 4.21f), observa-se uma transição do padrão 2S para C2S,

caracterizado pela emissão alternada de recirculações simples de sinais opostos, com o comportamento negativo predominando a parte superior e positivos na inferior da esteira (WILLIAMSON, 1996; NASCIMENTO, 2016). Essa nova configuração persiste nos demais instantes simulados.

Figura 4.22 – Perfil de velocidade do semitubo côncavo.



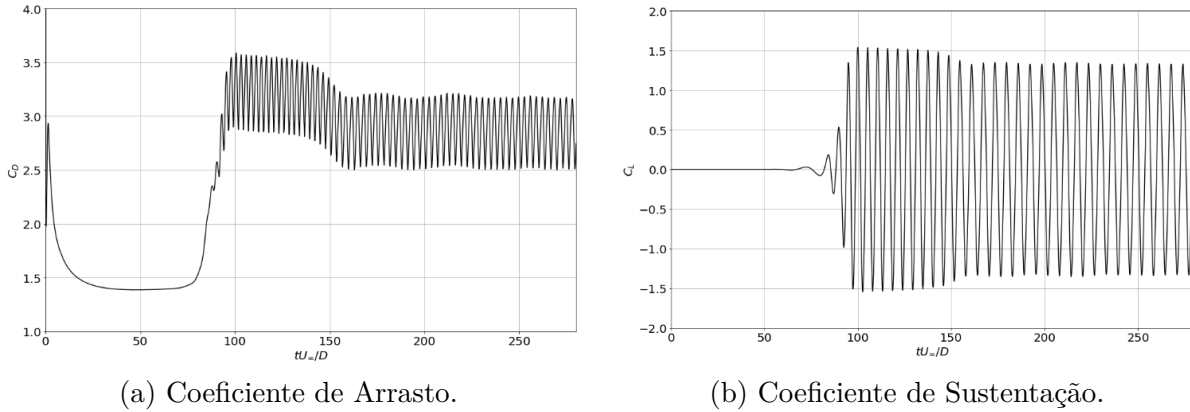
No perfil de velocidade em $x/D = 16$ (Fig. 4.22a), observa-se uma região de estagnação no ponto central da geometria, acompanhada de velocidades negativas nas extremidades do semitubo, próximas aos pontos A e C, evidenciando o efeito do contorno côncavo. Após a passagem pelas extremidades superior e inferior, as camadas-limite retomam gradualmente a velocidade do perfil uniforme de entrada.

Em $x/D = 16,5$, verifica-se um aumento na intensidade da velocidade em uma das extremidades (A ou C), o que favorece a formação das recirculações. Além disso, no ponto B, observa-se a imposição da condição de não escorregamento.

Por fim, na esteira ($x/D = 20$), o padrão entre as recirculações, revela a presença de um gradiente de velocidade característico da esteira, com regiões de velocidade negativa e positiva que alternam em torno do eixo central da recirculação.

A evolução temporal dos coeficientes aerodinâmicos está apresentada na Fig. 4.23. As oscilações nos coeficientes de arrasto (Fig. 4.23a) e de sustentação (Fig. 4.23b) indicam

Figura 4.23 – Coeficientes de arrasto (C_D) e coeficiente de sustentação (C_L) do semitubo côncavo.



a fase de formação e alongamento das recirculações até a formação des esteira, por volta de $t^* = 80$, conforme evidenciado no campo de vorticidade da Fig. 4.21. Após esse ponto, observa-se uma mudança nas frequências dominantes, com uma frequência inicial mais alta, que decresce até aproximadamente $t^* = 150$, mantendo-se constante até o tempo final t_f^* . Assim, partir de $t^* = 200$, foi calculado o valor médio de C_D , $C_{L_{RMQ}}$ e St , os quais estão indicados na Tab. 4.7.

Tabela 4.7 – Coeficientes médios de Arrasto (C_D) e sustentação (C_L), semitubo côncavo.

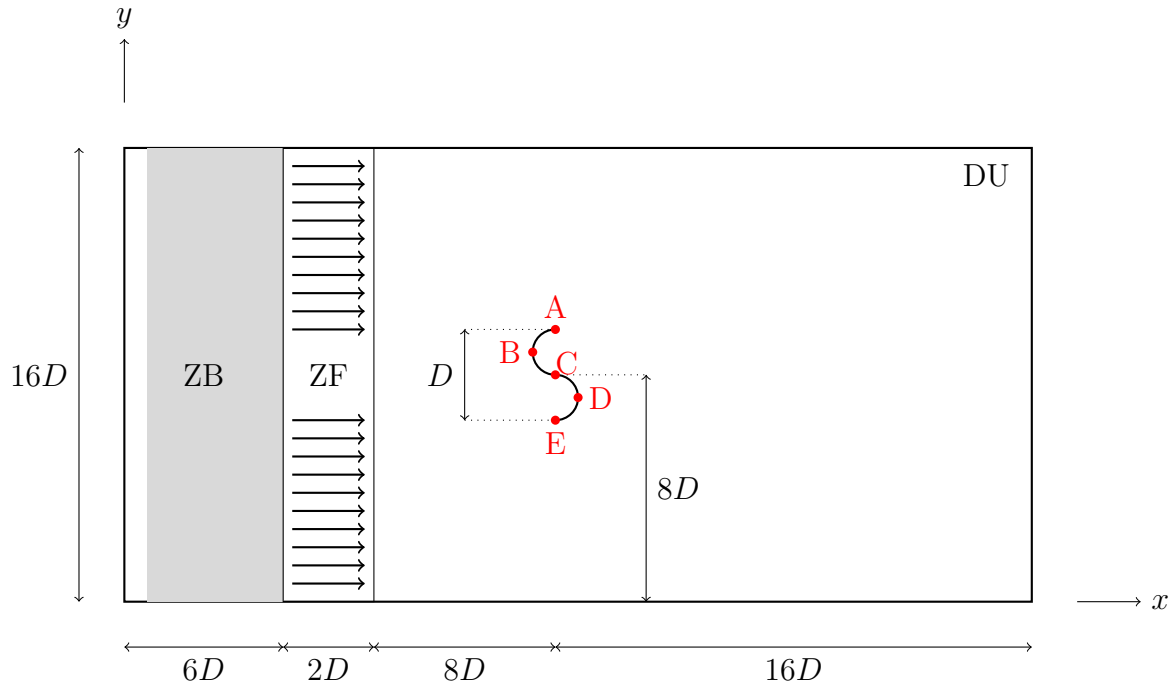
Re	C_D	$C_{L_{RMQ}}$	St
200	2,8743	0,9431	2,7564

4.1.5 Rotor savonius fixo

O domínio Euleriano é apresentado na Fig. 4.24, com as devidas dimensões de ZB, ZF e DU. O rotor Savonius estático, posicionado no centro do domínio Ω , foi analisado considerando diferentes ângulos de inclinação com deslocamentos azimutais de $\pi/4$ (Fig. 4.24b), $\pi/2$ (Fig. 4.24c), $3\pi/4$ (Fig. 4.24d) e π (Fig. 4.24e), permitindo uma caracterização abrangente dos parâmetros aerodinâmicos sob diversas orientações. Os parâmetros numéricos adotados nas simulações são indicados na Tab. 4.8 e foram mantidos constantes para todos os domínios computacionais considerados nesta análise.

É importante destacar que, como o ângulo entre a corrente livre e as pás do rotor varia, a nomenclatura convencional de côncava e convexa deixa de ser apropriada para distingui-las. Assim, adota-se a denominação de pá de retorno para o elemento do rotor posicionado acima do eixo lagrangiano X , e pá de avanço para aquele abaixo do eixo (KUMAR; DALAL, 2006; HASSANZADEH; MOHAMMADNEJAD, 2019; UEDA, 2019; MRIGUA et al., 2020; MARCHEWKA et al., 2021).

Figura 4.24 – Modelo físico simplificado do rotor Savonius em diferentes ângulos.



(a) Dimensão e localização dos domínios no modelo simplificado.

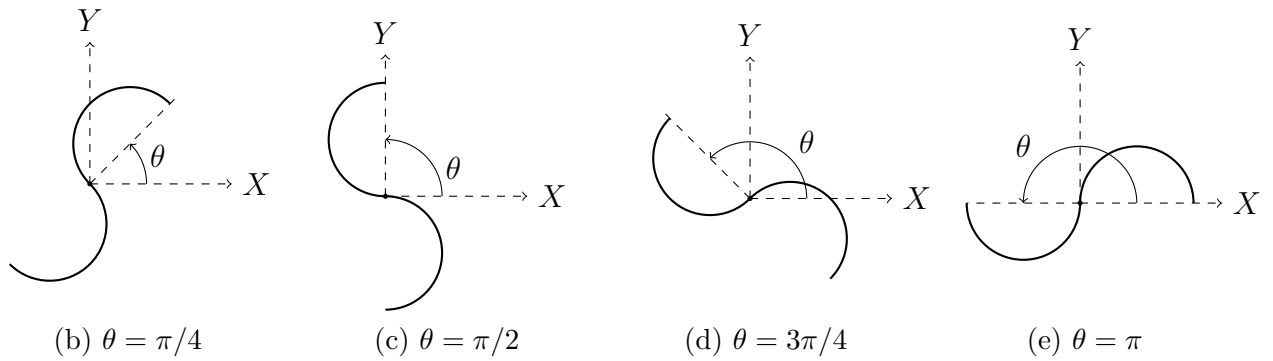


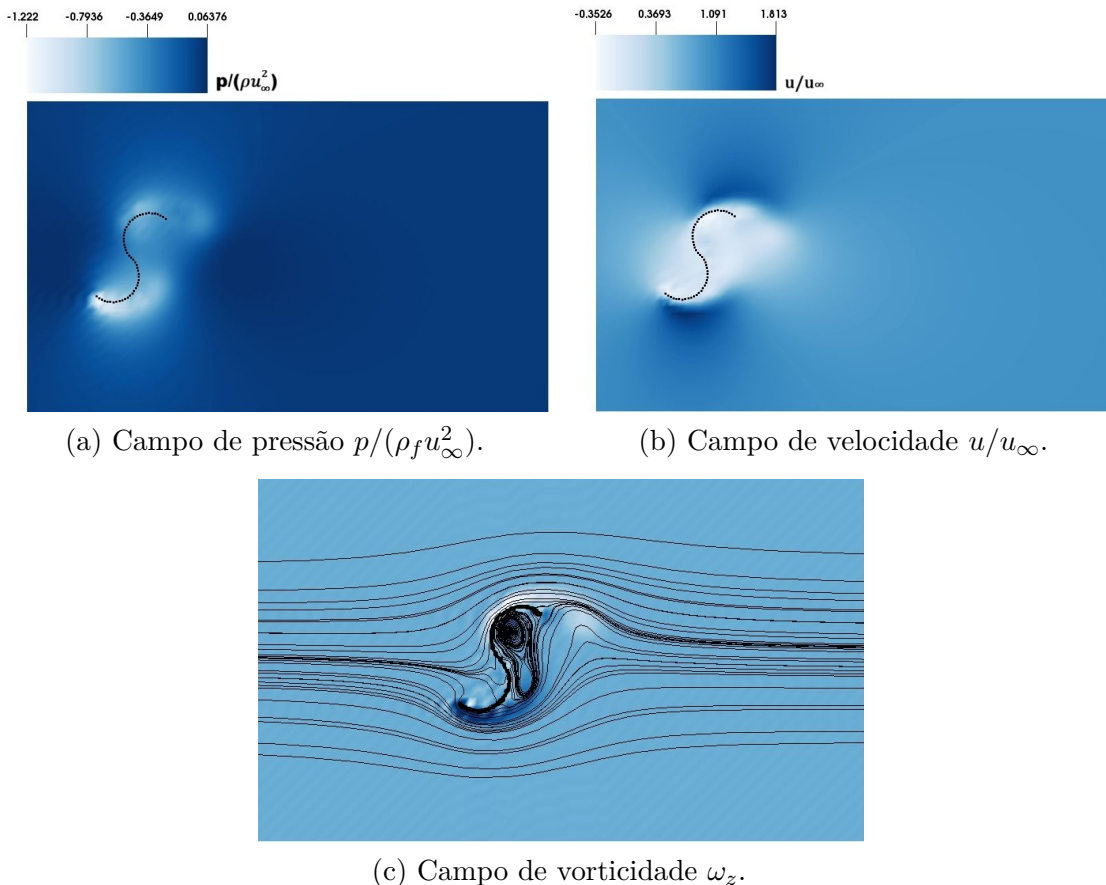
Tabela 4.8 – Parâmetros de simulação para a turbina Savonius estática.

Parâmetro	Símbolo	Valor
Pontos de colocação	$N_x \times N_y$	2048×1024
Comprimento característico (m)	D	2
Número de Reynolds	Re	200
Número de Courant-Friedrichs-Lewy	CFL	0,1
Tempo final adimensional	t_f^*	300
Velocidade uniforme na entrada (m/s)	u_∞	1,00

4.1.5.1 Rotor na posição $\theta = \pi/4$

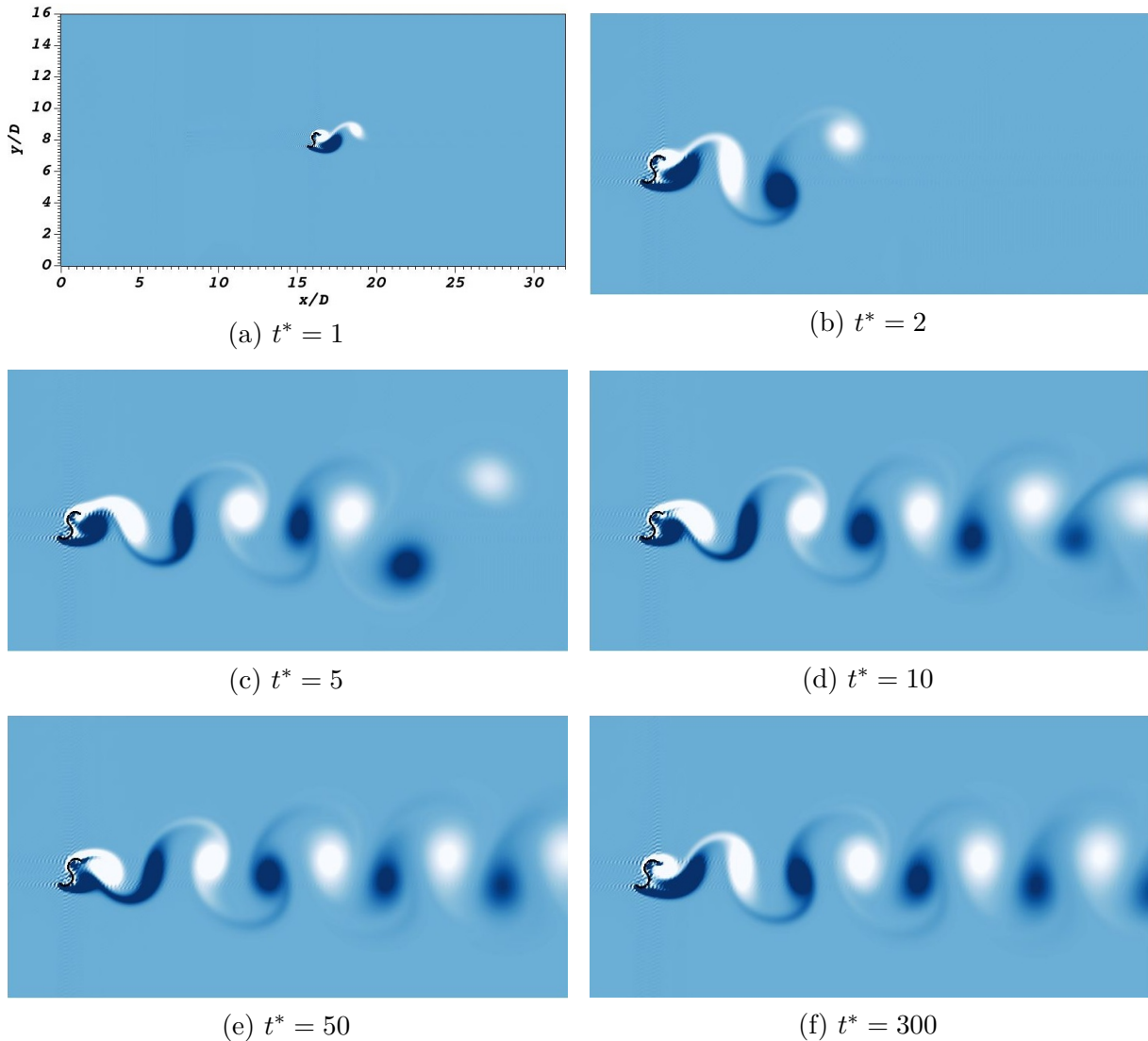
A interação do escoamento com o rotor na orientação azimutal de $\pi/4$ apresenta características assimétricas em relação à corrente incidente. As linhas de corrente (Fig. 4.25c) evidenciam recirculações intensificadas a jusante, induzidas principalmente pela pá de avanço, que se encontra mais exposta à corrente livre e, portanto, sujeita a um impacto direto do escoamento. Parte do fluido é direcionada para essa região, seguindo em direção à extremidade E do rotor. Em contraste, a pá de retorno recebe um escoamento mais defletido, com o fluido sendo conduzido ao longo da sua superfície — passando pelos pontos C, B e A — o que favorece a formação de uma recirculação negativa a jusante de maneira mais precoce. No campo de velocidades (Fig. 4.25b) é possível identificar essa assimetria, evidenciando uma zona maior de desaceleração ao redor da pá de avanço. No campo de pressão (Fig. 4.25a), observa-se um gradiente adverso mais acentuado a jusante da pá de avanço, contribuindo para o desprendimento do escoamento e intensificação da recirculação, fazendo com que as recirculações positivas (sentido anti-horário) tendam a se concentrar na parte posterior da pá de retorno, conforme evidenciado pelas linhas de corrente (Fig. 4.25c), antecipando o início da formação da esteira.

Figura 4.25 – Campos de pressão, velocidade e vorticidade sobre Rotor Savonius com $\theta = \pi/4$ no $t^* = 0,5$.



Assim, nos instantes iniciais, $t^* = 1$ (Fig. 4.26a) e $t^* = 2$ (Fig. 4.26b), nota-se que a recirculação negativa assume maior dimensão, e é deslocada para a região da camada cisalhante, provocando o desenvolvimento da esteira. Entre $t^* = 5$ e $t^* = 10$, ocorre a liberação alternada dessas estruturas, formando uma esteira alternada de dois vórtices por ciclo (2S) (BEARMAN, 1984; WILLIAMSON, 1996), observável até $t^* = 300$ (Fig. 4.26f).

Figura 4.26 – Evolução temporal do campo de vorticidade, com $\theta = \pi/4$.



A Fig. 4.27 apresenta a evolução temporal dos coeficientes aerodinâmicos da pá de retorno para a configuração angular de $\theta = \pi/4$. Observa-se que o coeficiente de arrasto, mostrado na 4.27a, atinge rapidamente regime permanente. Já o coeficiente de sustentação, apresentado na Fig. 4.27b, apresenta todo comportamento oscilatório no intervalo de valores positivos.

Na Fig. 4.28, estão representados os coeficientes aerodinâmicos da pá de avanço para a mesma configuração angular. A Fig. 4.28a revela que o coeficiente de arrasto também possui caráter oscilatório, com valores médios inferiores aos da pá de retorno. Já

Figura 4.27 – Evolução temporal do coeficientes de Arrasto e coeficiente de sustentação da pá de retorno com $\theta = \pi/4$.

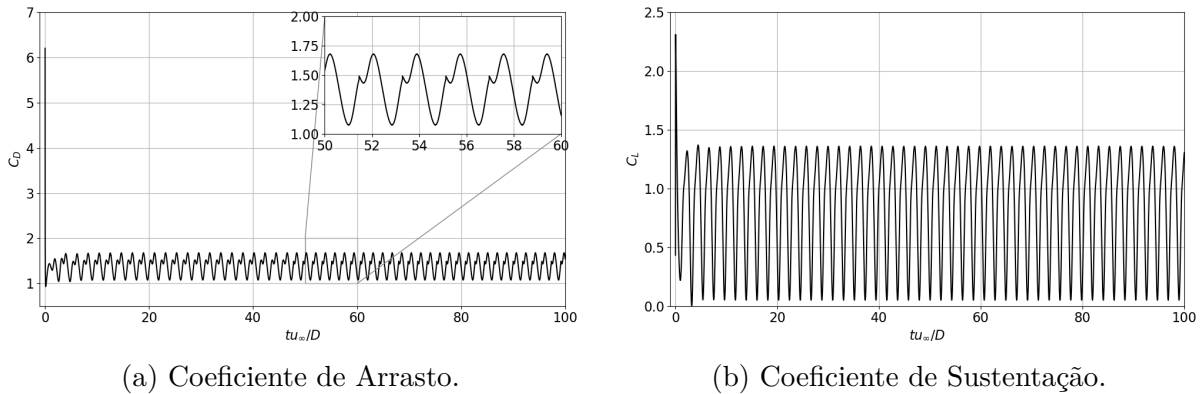
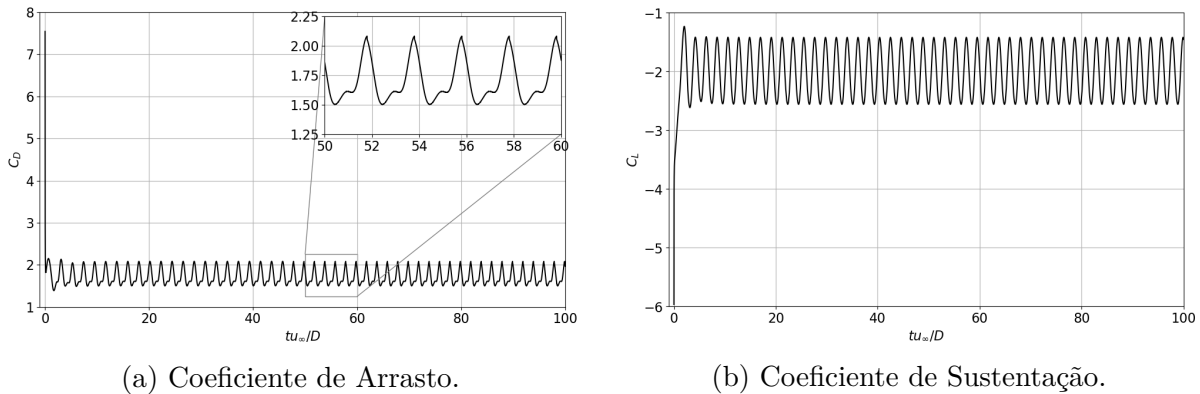


Figura 4.28 – Evolução temporal do coeficientes de Arrasto e coeficiente de sustentação da pá de avanço com $\theta = \pi/4$.

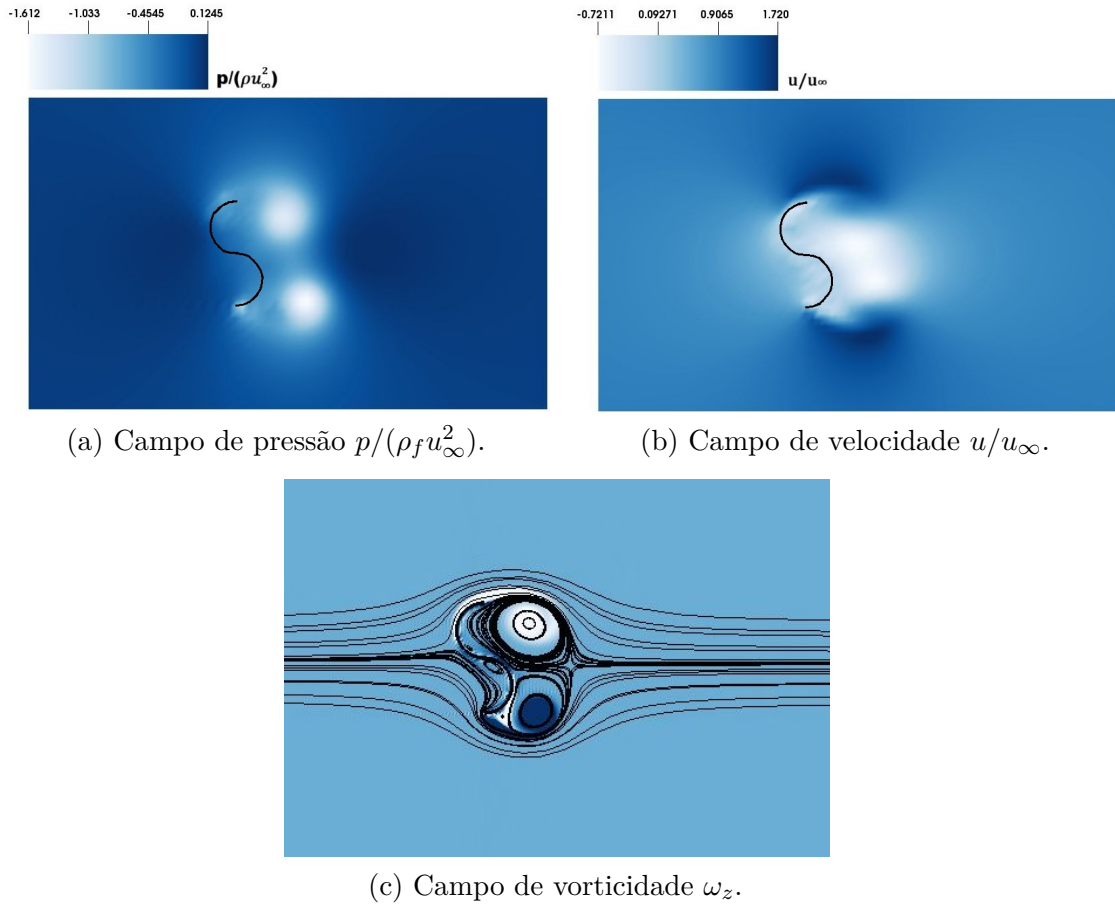


o coeficiente de sustentação da pá de avanço, ilustrado em 4.28b, apresenta flutuações regulares em torno de um valor médio negativo. Esse tipo de comportamento é característico de um regime com assimetria induzida pelo corpo, em que o escoamento se organiza de forma desigual sobre as superfícies da pá, gerando sustentação média distinta de zero (TATSUNO; BEARMAN, 1990; MENEHINI; SALTARA, 2001; MITTAL; KUMAR, 2003).

4.1.5.2 Rotor na posição $\theta = \pi/2$

Na Fig. 4.29, os campos de velocidade (Fig. 4.29b), pressão (Fig. 4.29a) e vorticidade (Fig. 4.29b) evidenciam o comportamento assimétrico do escoamento ao redor do rotor, posicionado com orientação azimutal de $\pi/2$. As linhas de corrente, ao entrarem em contato com a estrutura, inicialmente interagem com a região próxima ao ponto B, sendo majoritariamente desviadas para a pá de avanço. Esse escoamento contorna a pá, até que ocorre o descolamento da camada limite no ponto E, promovendo a formação de uma recirculação positiva (sentido anti-horário) a jusante. Por outro lado, parte do fluido que interage com a pá de retorno, é conduzido em direção ao ponto A, onde se estabelece uma

Figura 4.29 – Campos de pressão, velocidade e vorticidade sobre Rotor Savonius com $\theta = \pi/2$ no $t^* = 0, 5$.



recirculação negativa (sentido horário), preenchendo a região interna a jusante da pá.

Nos instantes iniciais, em $t^* = 1$ (Fig. 4.30a) e $t^* = 5$ (Fig. 4.30b), observa-se o surgimento de estruturas contra-rotativas a jusante do rotor. As regiões de vorticidade negativa, associadas à pá de avanço, inicialmente dominam a região a jusante da geometria, influenciando o posicionamento da recirculação positiva, que tende a se aproximar da camada cisalhante, formando a esteira.

A partir de $t^* = 10$ a $t^* = 50$ (Fig. 4.30c - d), nota-se uma o aumento da liberação alternada dessas estruturas, o que dá origem à formação de uma esteira com padrão C2S (WILLIAMSON, 1996; NASCIMENTO, 2016), que pode ser observada até o final da simulação (Fig. 4.30e - f).

O coeficiente de sustentação (Fig. 4.31b) da pá de retorno, assim como o de arrasto, apresenta padrão oscilatório bem definido desde o início da simulação, com breve período de transição, e no regime permanente contém oscilações em torno de valores positivos.

Para a pá de avanço (Fig. 4.32), o coeficiente de arrasto (Fig. 4.32a) também atinge rapidamente um regime permanente ($t^* \leq 20$), mas com oscilações não uniformes em torno de um valor médio positivo. Já o coeficiente de sustentação da pá de avanço (Fig. 4.32b)

Figura 4.30 – Evolução temporal do campo de vorticidade com $\theta = \pi/2$.

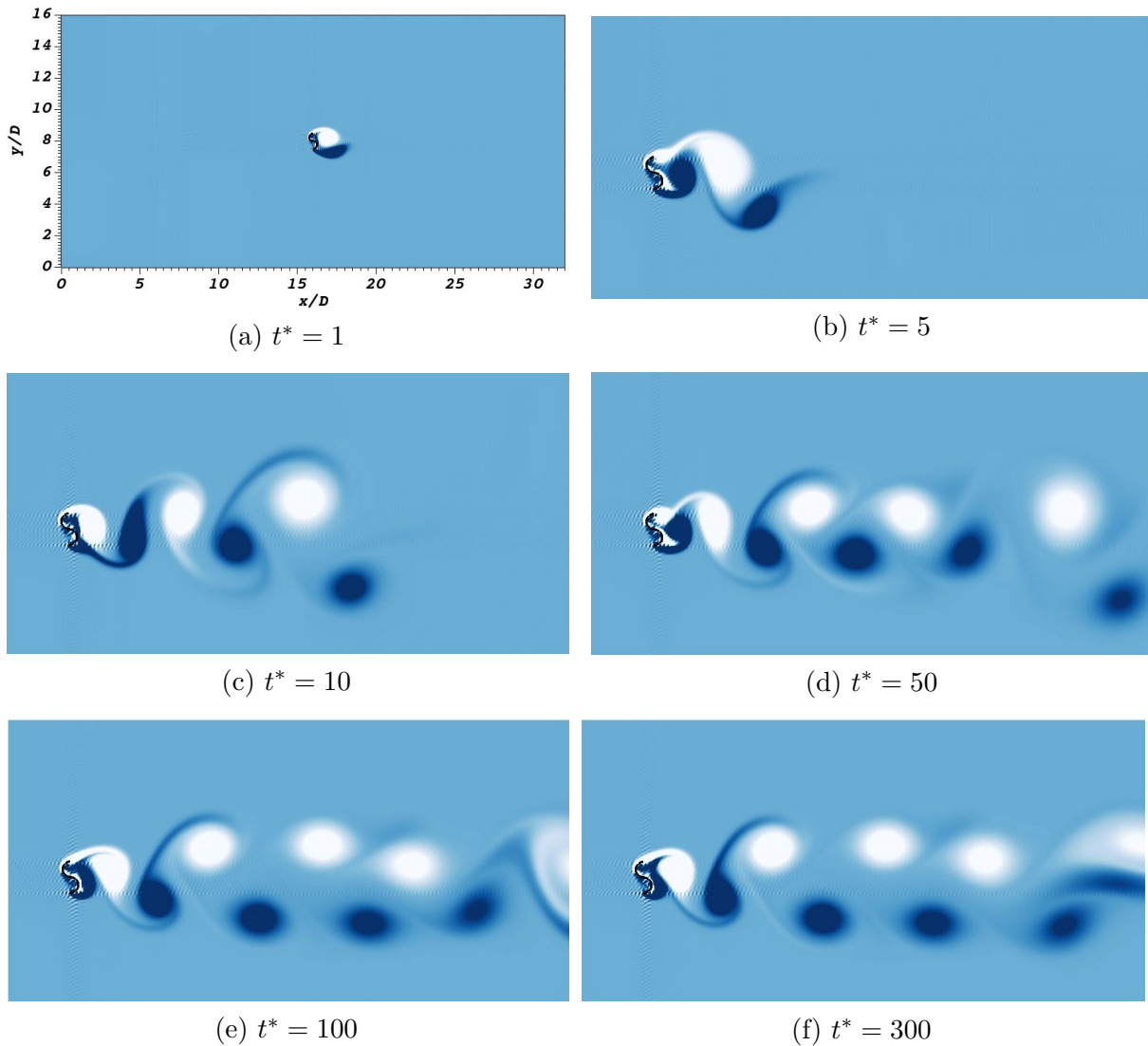
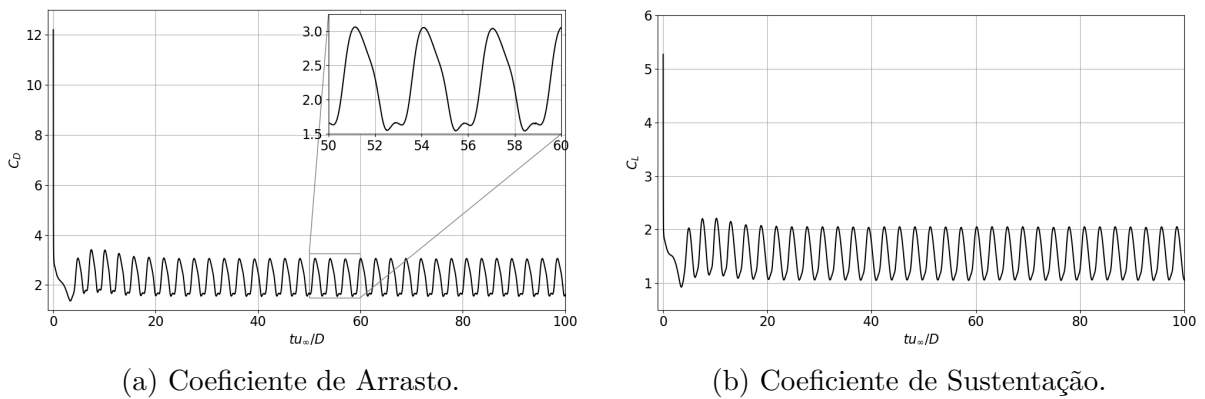
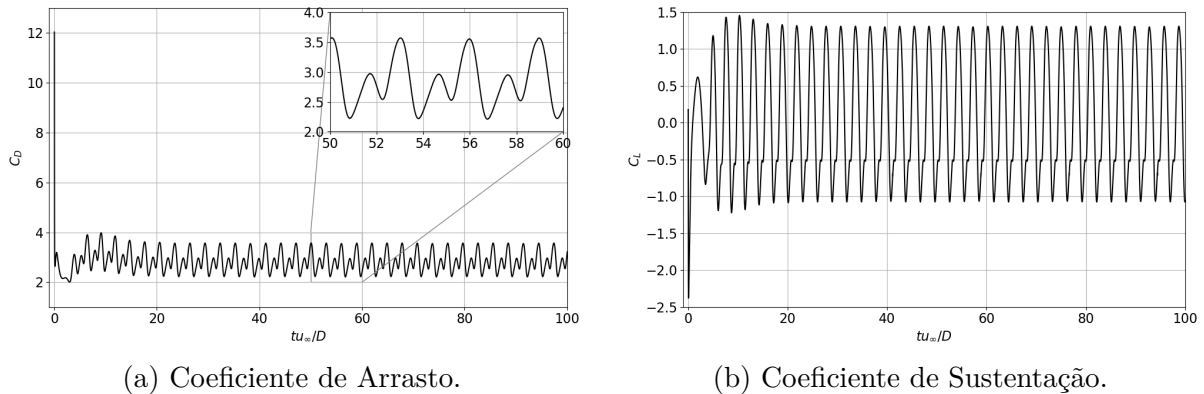


Figura 4.31 – Evolução temporal dos coeficientes de Arrasto e coeficiente de sustentação da pá de retorno com $\theta = \pi/2$.



contem oscilações centradas em um valor médio negativo, variando entre valores positivos e negativos.

Figura 4.32 – Evolução temporal do coeficientes de Arrasto e coeficiente de sustentação da pá de avanço com $\theta = \pi/2$.



4.1.5.3 Rotor na posição $\theta = 3\pi/4$

Para a posição azimutal de $3\pi/4$ (Fig. 4.33), as linhas de corrente evidenciam uma alteração significativa no padrão do escoamento ao redor do rotor. Nessa configuração, a pá de retorno torna-se a principal interface de impacto com a corrente livre, promovendo o desvio do fluxo do ponto B em direção ao ponto A, e resultando na formação de uma recirculação negativa a jusante da pá de retorno.

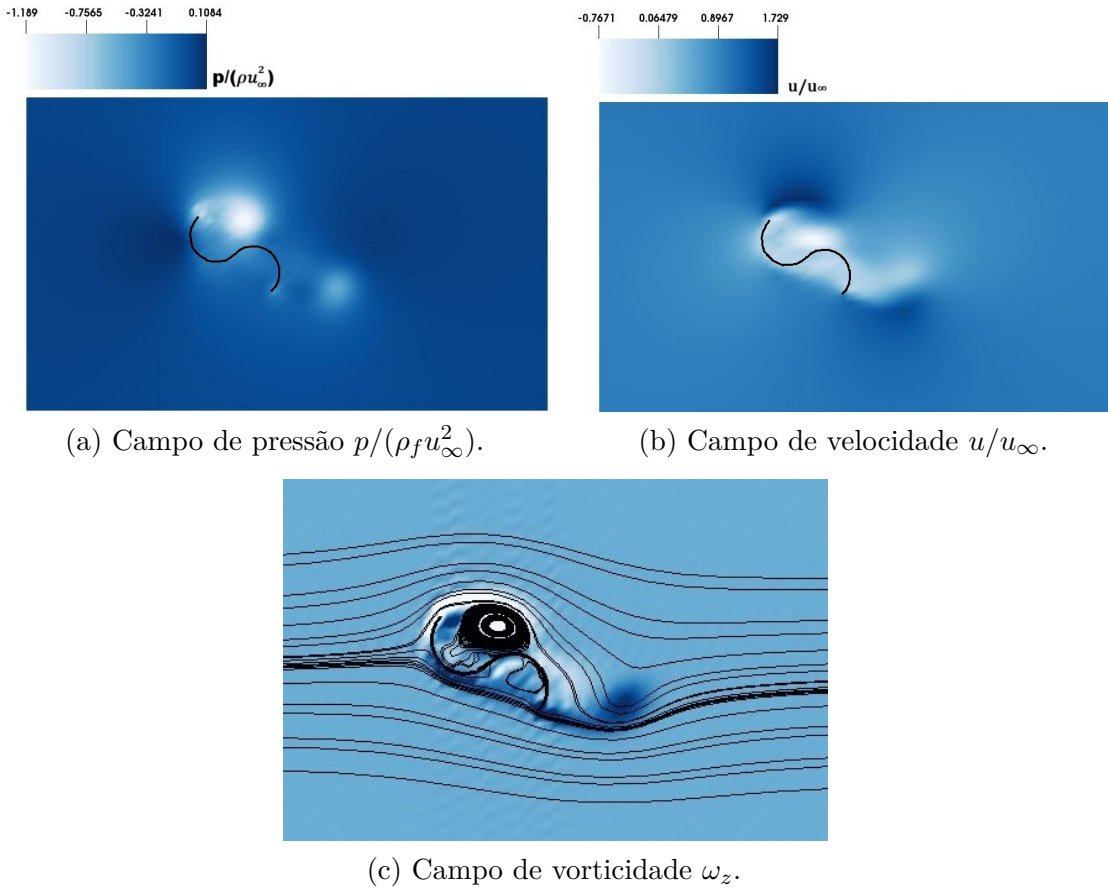
Por outro lado, parte do escoamento é direcionada para a pá de avanço, onde recirculações são formadas na região entre os pontos C, D e E — uma área parcialmente abrigada da ação direta do escoamento. A partir do ponto E, estabelece-se uma recirculação positiva, a jusante do rotor estático. Como efeito, as estruturas recirculatórias tornam-se assimétricas, contribuindo para o desenvolvimento de uma zona de baixa pressão (Fig. 4.33a) e para a redistribuição do campo de velocidade ao redor do rotor (Fig. 4.33b).

Em $t^* = 1$ (Fig. 4.34a), a recirculação negativa, gerada a partir da pá de retorno, domina a região a jusante do rotor, levando a recirculação positiva para a camada de cisalhamento, iniciando assim a esteira.

Entre $t^* = 2$ (Fig. 4.34b) e $t^* = 10$ (Fig. 4.34d), observa-se o desenvolvimento da esteira, com a liberação alternada de recirculações, caracterizando um comportamento de esteira alternada de dois vórtices por ciclo (2S) (BEARMAN, 1984; WILLIAMSON, 1996). O mesmo comportamento da esteira foi observado para o rotor estático em $\theta = \pi/4$. Assim, a esteira continua a se desenvolver até o final do domínio, mantendo o padrão 2S até $t^* = 300$ (Fig. 4.34f).

Na evolução temporal dos coeficiente da pá de retorno (Fig. 4.35), observa-se que estes rapidamente atinge um regime periódico e uniforme. As oscilações se alternam em torno de um valor médio positivo, tanto para o coeficiente de arrasto (Fig. 4.35a) quanto para o de sustentação (Fig. 4.35b). Para a pá de avanço, um comportamento semelhante é observado (Fig. 4.36). As oscilações ocorrem de forma regular, também em torno de valores

Figura 4.33 – Campos de pressão, velocidade e vorticidade sobre Rotor Savonius com $\theta = 3\pi/4$ no $t^* = 0,5$.



médios positivos.

4.1.5.4 Rotor na posição $\theta = \pi$

Na Fig. 4.37, observa-se uma alteração significativa no padrão do escoamento ao redor do rotor, posicionado em $\theta = \pi$, conforme evidenciado pelas linhas de corrente (Fig. 4.37c). Nessa configuração, a pá de avanço (localizada abaixo do eixo lagrangiano X) torna-se a principal interface de impacto da corrente livre, promovendo o desvio do escoamento e reduzindo a interação com a pá de retorno, que permanece parcialmente abrigada.

Como consequência, a velocidade na cavidade entre os pontos E e C é reduzida (Fig. 4.37b), favorecendo a formação de recirculações negativas. Simultaneamente, a região compreendida entre os pontos C e A é preenchida por recirculações positivas, associadas à pá de retorno. O gradiente de pressão adverso observado a jusante do rotor (Fig. 4.37a) corrobora a ocorrência dessas estruturas rotacionais assimétricas e contribui para a formação da esteira.

Na evolução temporal do campo de vorticidade, é possível observar já em $t^* = 1$ (Fig.

Figura 4.34 – Evolução temporal do campo de vorticidade, para $\theta = 135$.

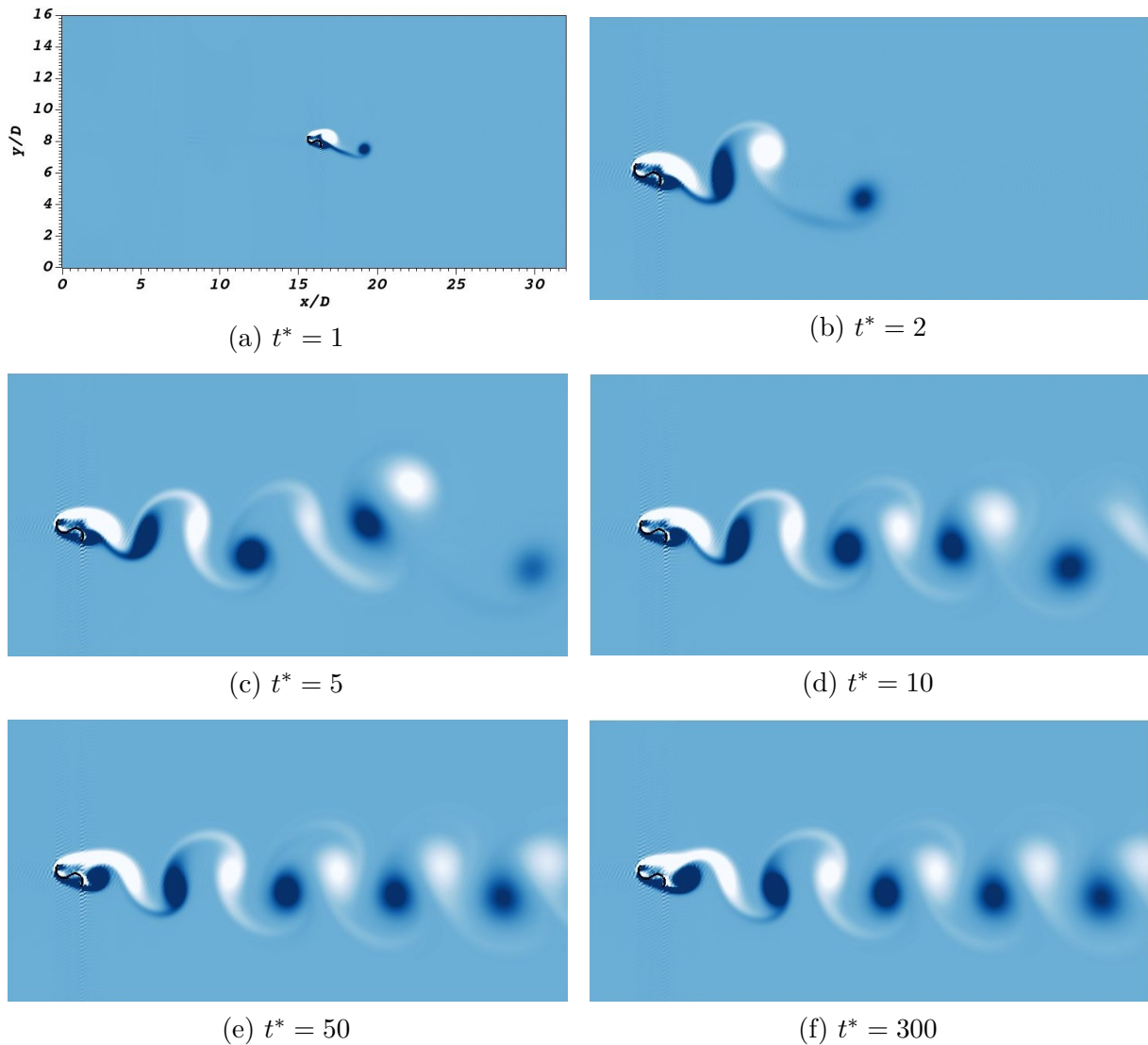


Figura 4.35 – Evolução temporal do coeficiente de Arrasto e coeficiente de sustentação da pá de retorno com $\theta = 3\pi/4$.

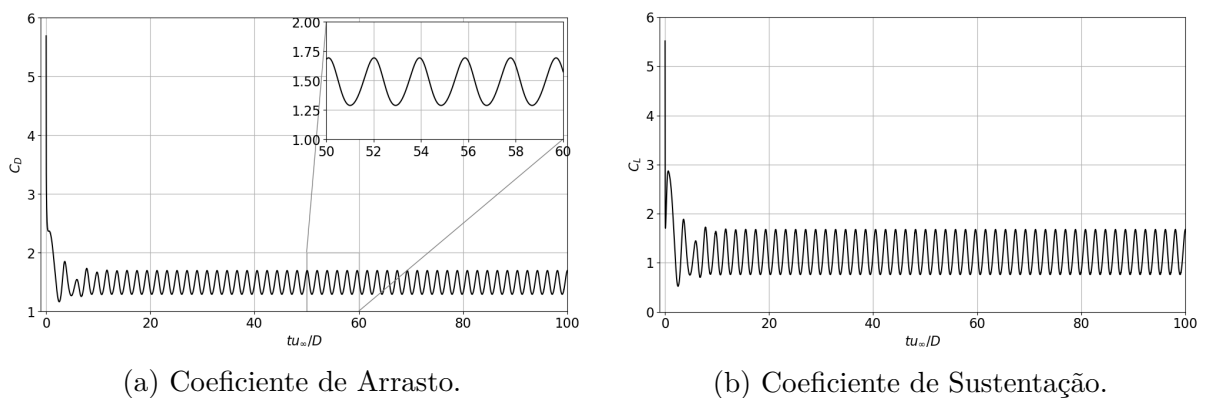


Figura 4.36 – Evolução temporal do Coeficientes de Arrasto e Coeficiente de Sustentação da pá de avanço com $\theta = 3\pi/4$.

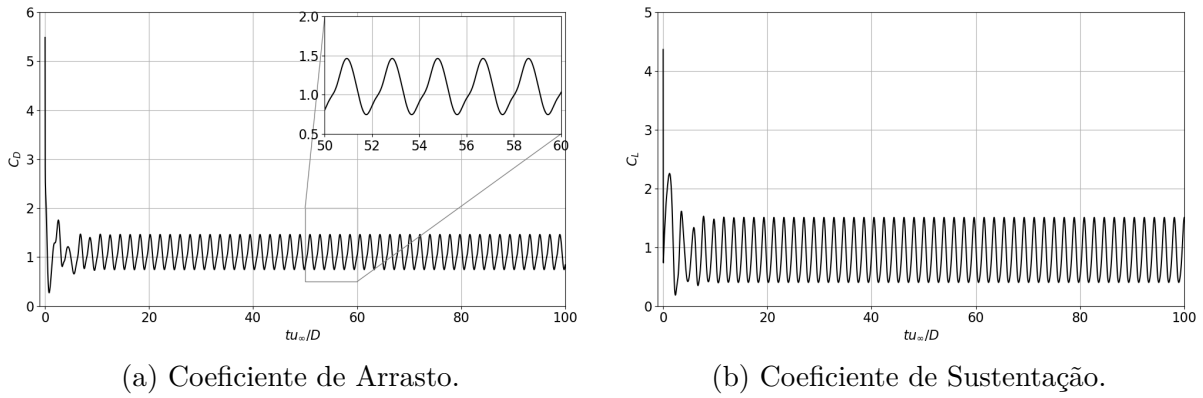
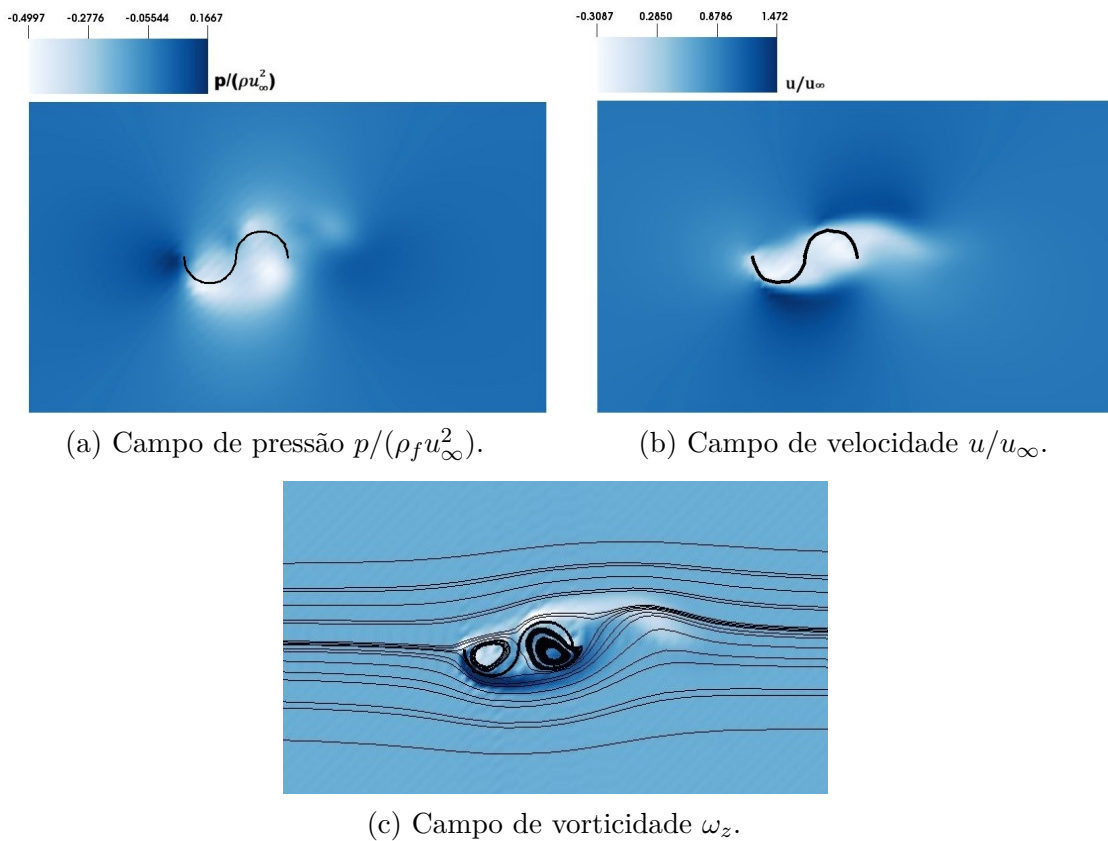
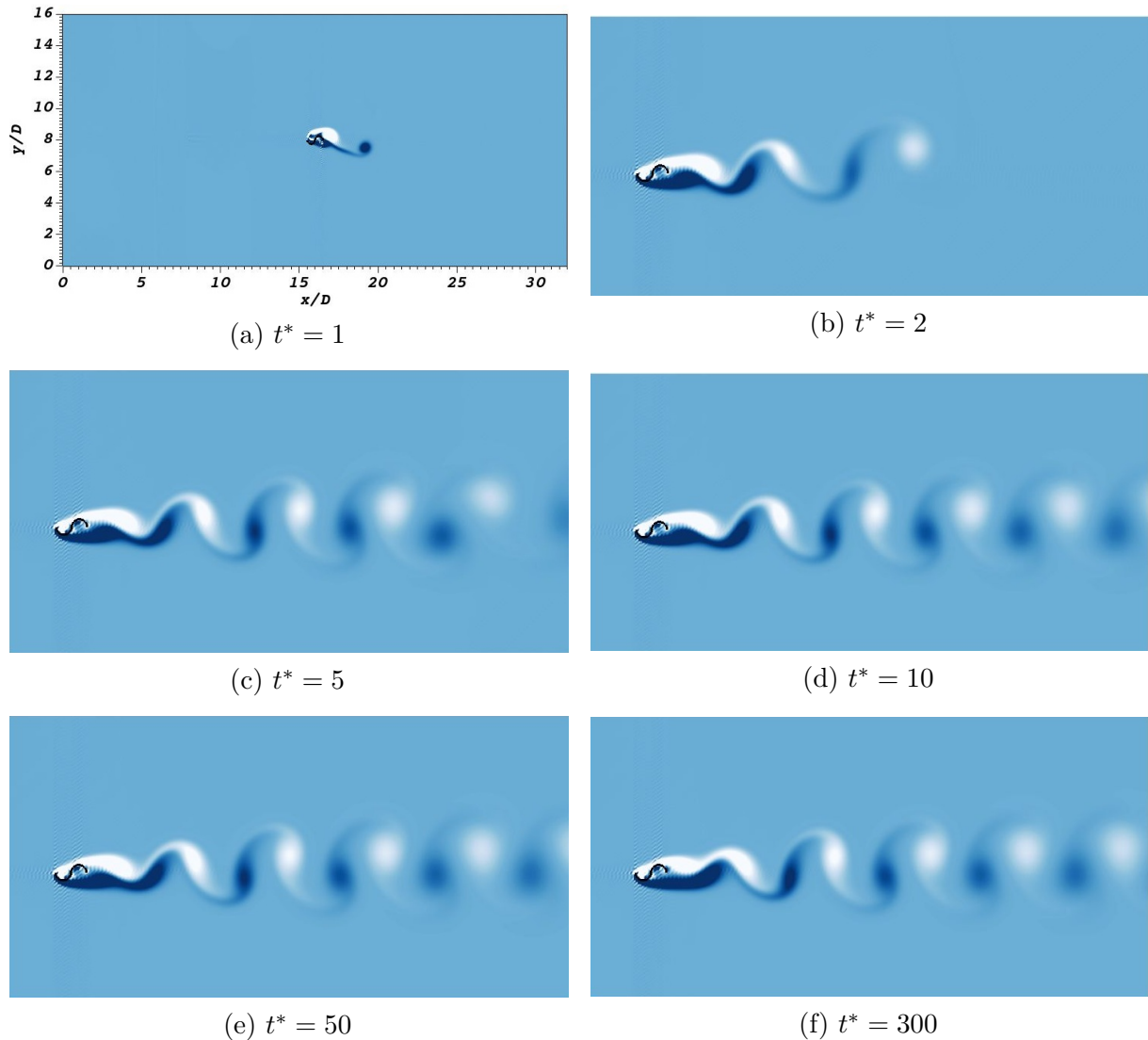


Figura 4.37 – Campos de pressão, velocidade e vorticidade sobre Rotor Savonius com $\theta = \pi$ no $t^* = 0,5$.



4.34a), a inicialização da esteira. Entre $t^* = 2$ (Fig. 4.34b) e $t^* = 5$ (Fig. 4.34d), observa-se o desenvolvimento da esteira, com a liberação alternada de recirculações, caracterizando um comportamento de esteira alternada do tipo 2S (dois vórtices por ciclo) (BEARMAN, 1984; WILLIAMSON, 1996). O mesmo comportamento da observado para o rotor estático nos $\theta = \pi/4$ e π . A esteira continua a se desenvolver até o final do domínio, mantendo o padrão 2S até $t^* = 300$ (Fig. 4.34f).

Figura 4.38 – Evolução temporal do campo de vorticidade, para $\theta = 180$.



Assim como no escoamento sobre o rotor estático com ângulo de $\pi/2$, na evolução temporal da pá de retorno para $\theta = \pi$ (Fig. 4.39), observa-se que os coeficientes rapidamente atingem regime permanente. As oscilações ocorrem em torno de um valor médio positivo para o coeficiente de arrasto (Fig. 4.39a) e de um valor médio negativo para o coeficiente de sustentação (Fig. 4.39b).

Já para a pá de avanço, um comportamento semelhante é observado (Fig. 4.40). Assim que o regime permanente se estabelece, as oscilações ocorrem de forma regular,

Figura 4.39 – Evolução temporal do coeficientes de Arrasto e coeficiente de sustentação da pá de retorno com $\theta = \pi$.

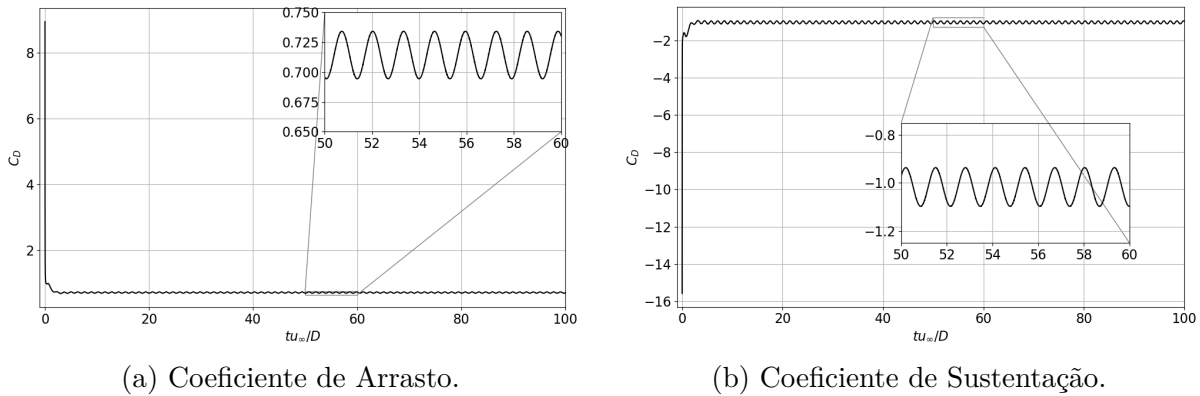
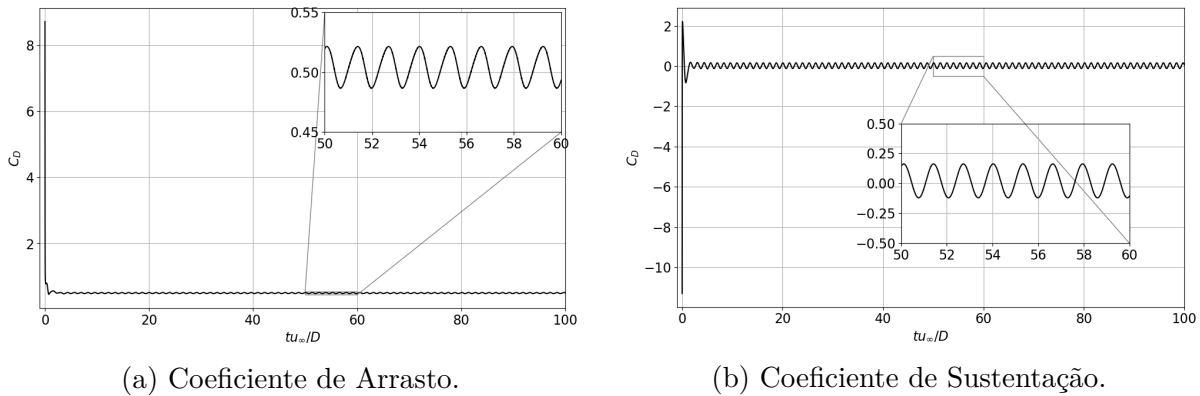


Figura 4.40 – Evolução temporal do Coeficientes de Arrasto e Coeficiente de Sustentação da pá de avanço com $\theta = \pi$.



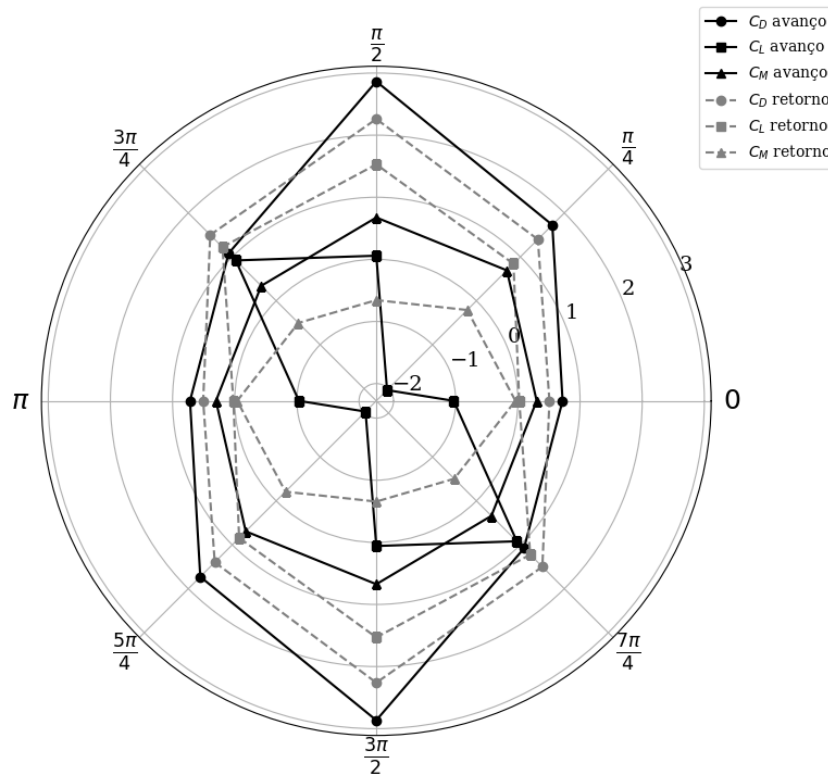
também em torno de um valor médio positivo para o coeficiente de arrasto e em torno de um valor próximo de zero para o coeficiente de sustentação, contudo, sem superposição de frequências distintas.

4.1.5.5 Comportamento médio com coeficientes aerodinâmicos

Note que o rotor Savonius, ao rotacionar durante um deslocamento azimutal de π , reproduz a mesma disposição geométrica em relação à corrente livre. No entanto, a pá que anteriormente atuava como pá de avanço passa a desempenhar o papel de pá de retorno, e vice-versa. Essa característica permite o mapeamento dos coeficientes médios de arrasto, sustentação e momento para cada pá ao longo de um ciclo completo ($\theta = 0$ a 2π), conforme apresentado na Fig. 4.41. As curvas contínuas representam os coeficientes da pá de avanço, enquanto as tracejadas referem-se à pá de retorno.

O coeficiente de momento C_M , diretamente relacionado à capacidade de geração de torque, mantém-se majoritariamente positivo para a pá de avanço e negativo para a pá de retorno. A posição $\theta = \pi/4$ destaca-se por apresentar o maior momento total de rotação,

Figura 4.41 – Mapeamento dos coeficientes médios em relação à posição azimutal (θ) do rotor.



mesmo sem estar associada aos maiores valores de arrasto. Já em $\theta = \pi$, observa-se o segundo maior momento total, resultado da compensação entre uma pequena contribuição positiva reduzida da pá de avanço e uma contribuição negativa ainda menor da pá de retorno, o que favorece a rotação no sentido anti-horário.

Na posição $\theta = \pi/2$, ambos os coeficientes de momento apresentam magnitudes semelhantes e de sinais opostos, o que leva a um equilíbrio no torque resultante, com tendência à neutralidade. Em contraste, a orientação $\theta = 3\pi/4$ é a única que resulta em torque total negativo, uma vez que a contribuição negativa da pá de retorno supera a positiva da pá de avanço, desfavorecendo a rotação no sentido anti-horário nesse intervalo azimutal.

4.2 Rotação de Corpos Rígidos Induzidos por Escoamento

Nesta seção, são analisados casos de rotação induzida por escoamento de corpos rígidos imersos em escoamento bidimensional. A análise contempla diferentes geometrias, permitindo avaliar como características geométricas influenciam o desenvolvimento do movimento rotacional.

Para isso, são considerados três casos distintos: (i) um cilindro de seção quadrada, (ii) um cilindro de seção triangular e (iii) um rotor Savonius. Cada configuração é estudada

individualmente, com ênfase na avaliação da resposta dinâmica, do comportamento da esteira e das características associadas ao momento hidrodinâmico.

4.2.1 Rotação de Cilindro com Seção Quadrada

Mantém-se o mesmo domínio computacional empregado na análise do escoamento sobre o cilindro de seção quadrada estático, conforme apresentado na Fig. 4.1. No entanto, passa-se a investigar a resposta dinâmica da geometria quando submetida à rotação induzida unicamente pelas forças hidrodinâmicas geradas pelo escoamento. Os parâmetros adotados na simulação estão apresentados na Tab. 4.9. A inércia do cilindro de seção triangular (I_{O_Q}) é calculada por meio da Eq. 4.1, conforme indicado por Ryu e Iaccarino (2017), Mou et al. (2024).

$$I_{O_Q} = \frac{mD^2}{6} \quad (4.1)$$

Tabela 4.9 – Parâmetros de simulação do cilindro de seção quadrada.

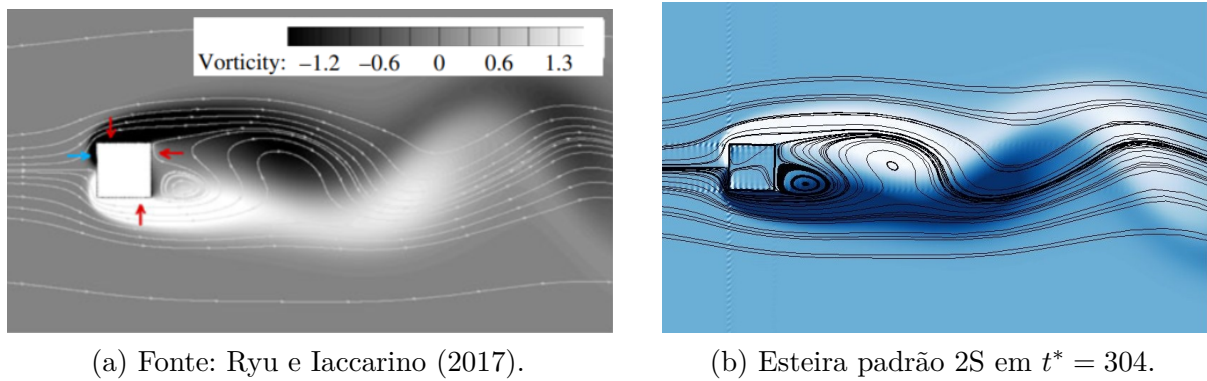
Parâmetro	Símbolo	Valor
		512×256
Pontos de colocação Eulerianos	$N_x \times N_y$	1024×512
Comprimento característico (m)	D	1,0
Velocidade uniforme na entrada (m/s)	u_∞	1,0
Razão mássica	$m^* = m/(\rho D^2)$	2,0
Número de Reynolds	Re	60
Número de Courant-Friedrichs-Lewy	CFL	0,1
Tempo Final Adimensional	$t_f^* = tu_\infty/D$	400

A Tab. 4.10 apresenta a comparação dos resultados obtidos no presente trabalho com dados disponíveis na literatura, considerando os coeficientes médios para $Re = 60$ e tempos adimensionais $t^* \geq 150$. Observa-se que os resultados numéricos obtidos apresentaram boa concordância com os valores de referência, com erro relativo máximo inferior a 4%, para os pontos de colocação de 512×256 , o que permite confirmar a acurácia e a robustez da metodologia empregada.

Para o baixo valor do número de Reynolds, o cilindro de seção quadrada apresenta pequena variação azimutal, de modo que o deslocamento angular máximo da estrutura é $\Delta\theta_{max} \leq 10^{-2}$. A Fig. 4.42 compara o comportamento do campo de vorticidade, onde tanto o escoamento de referência quanto o presente trabalho apresentam uma esteira caracterizada pelo padrão 2S e comportamento próximo ao de um cilindro estático, como observado por Ryu e Iaccarino (2017).

Tabela 4.10 – Comparação dos coeficientes médios para $Re = 60$ e $t^* \geq 150$.

Referência	C_D	$C_{L_{RMS}}$
Ryu e Iaccarino (2017)	1,6733	0,0946
Mou et al. (2024)	1,7195	0,0950
Presente trabalho		
512×256	1,6570	0,0915
1024×512	1,6438	0,0936

Figura 4.42 – Comparação do campo de vorticidade para cilindro de seção quadricular e $Re = 60$.

A evolução temporal do campo de vorticidade (Fig. 4.43) evidencia a estabilização do cilindro, onde a bolha de recirculação inicialmente se desenvolve de forma simétrica (Fig. 4.43a). Na sequência, pequenas instabilidades começam a gerar perturbações nas regiões de recirculação a jusante do cilindro de seção quadrada (Fig. 4.43b-c). Essas perturbações evoluem progressivamente até a formação de uma esteira periódica, caracterizada pelo padrão 2S (Fig. 4.43d-f).

O comportamento do deslocamento rotacional, $\theta(t)$, e da velocidade angular adimensional, $\omega D/u_\infty$, evidenciam que, para $Re = 60$, o cilindro de seção quadrada permanece praticamente em repouso, com variações angulares de baixa amplitude. O regime transiente se estende até aproximadamente $t^* \approx 150$, marcado por oscilações de pequena magnitude associadas às instabilidades iniciais do escoamento. Após esse período, observa-se a estabilização dinâmica, onde a velocidade angular média atinge um valor de $\omega_{med} D/u_\infty = 4,92 \times 10^{-5}$, indicando que os momentos fluidodinâmicos gerados não são suficientes para induzir movimento significativo. Adicionalmente, a análise do C_M no tempo reforça esse comportamento. Observa-se que, após o regime transiente, o C_M oscila em torno de um valor médio praticamente nulo, $C_M = -9,05 \times 10^{-6}$.

Figura 4.43 – Evolução temporal do campo de vorticidade, para $Re = 60$ em rotação induzida por escoamento.

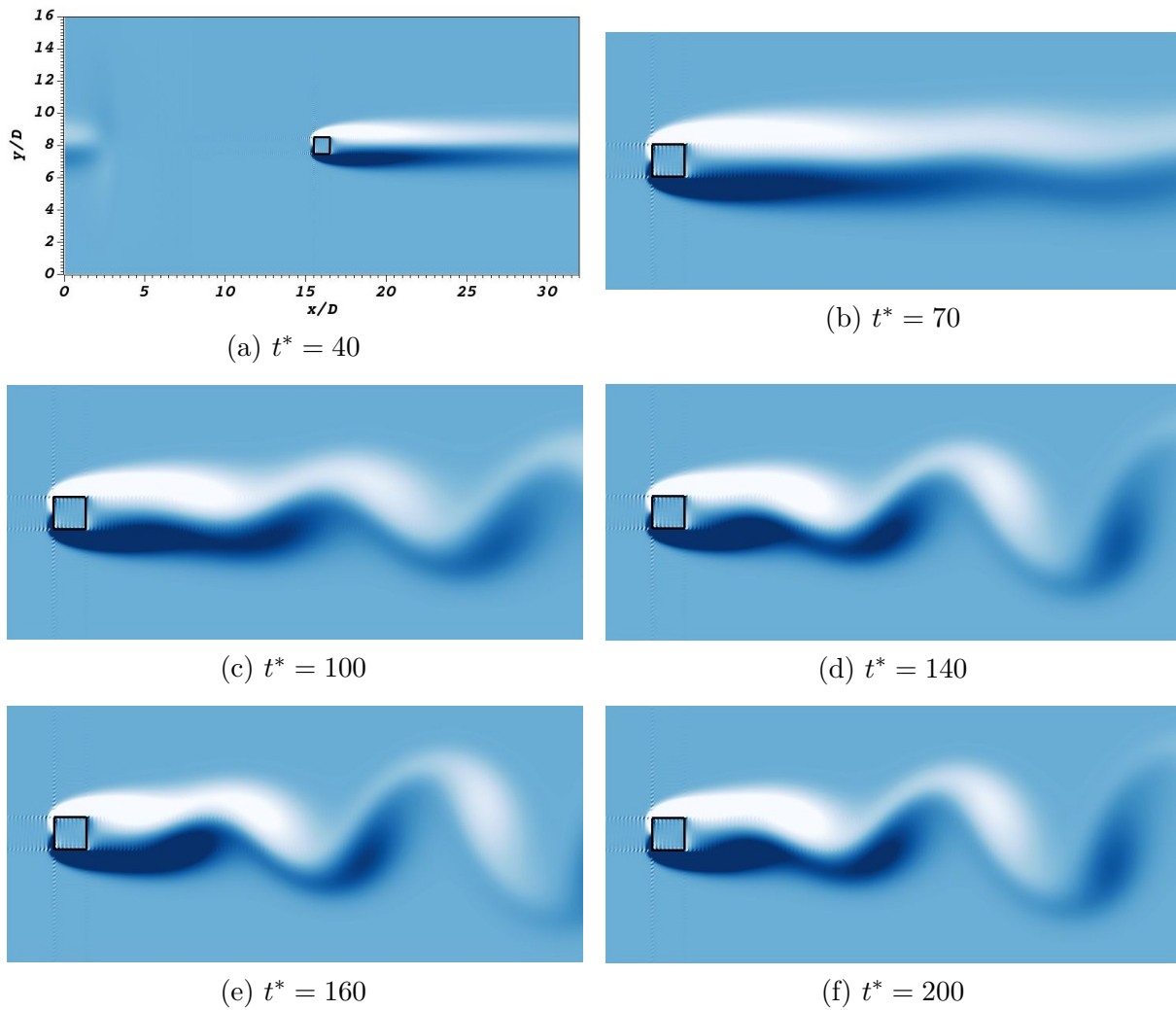
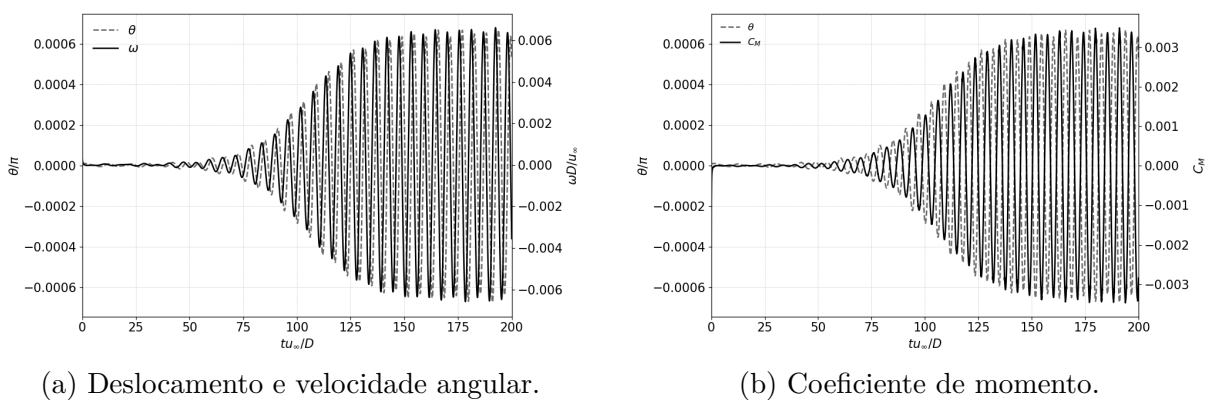


Figura 4.44 – Evolução temporal das variáveis para o cilindro com seção quadrada em $Re = 60$.



4.2.2 Rotação de Cilindro com Seção Triangular

O mesmo domínio apresentado anteriormente (Fig. 4.4) é utilizado para a simulação da rotação induzida por escoamento. Os parâmetros adotados são listados na Tab. 4.11. A inércia do cilindro com seção triangular (I_{O_T}) é calculada pela Eq. 4.2, conforme Wang et al. (2019).

$$I_{O_T} = \frac{mD^2}{12} \quad (4.2)$$

Tabela 4.11 – Parâmetros de simulação do cilindro de seção triangular.

Parâmetro	Símbolo	Valor
		512×256
Pontos de colocação Eulerianos	$N_x \times N_y$	1024×512
Comprimento característico (m)	D	1,0
Razão mássica	$m^* = m/(\rho D^2)$	2,0
Número de Reynolds	Re	110 e 180
Número de Courant-Friedrichs-Lewy	CFL	0,1
Tempo final adimensional	$t_f^* = tu_\infty/D$	400

O número de Reynolds é avaliado para dois valores, $Re = 110$ e 180 , com o objetivo de investigar o comportamento da metodologia em dois regimes distintos de rotação induzida por escoamento. No regime de baixa amplitude, as oscilações apresentam caráter aproximadamente senoidal, com deslocamento angular restrito e baixa amplitude. Por outro lado, no regime de autorrotação, observa-se que a geometria entra em movimento rotacional contínuo, sem apresentar limite perceptível para seu deslocamento azimutal.

4.2.2.1 Rotação de baixa amplitude ($Re = 110$)

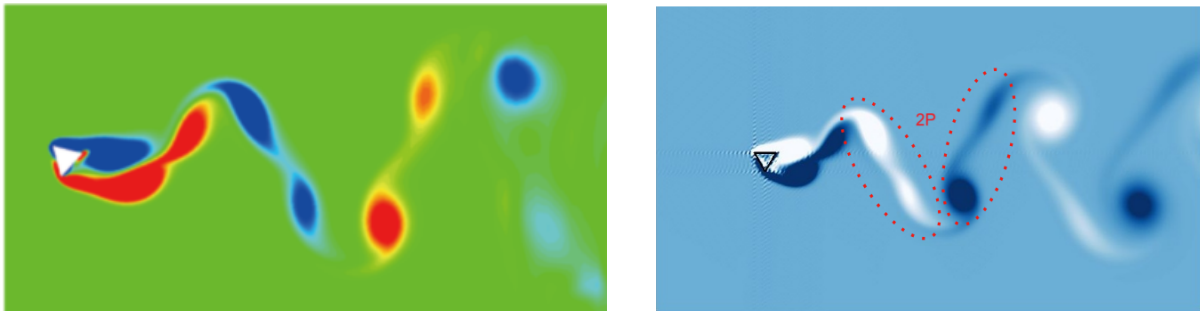
A Tab. 4.12 apresenta a comparação de C_D e $C_{L,rms}$, bem como da variação máxima do deslocamento azimutal ($\Delta\theta_{max} = \theta_{max} - \theta_{min}$) após a estabilização do regime permanente ($t^* \geq 50$). Além disso, é apresentada a frequência associada às oscilações do deslocamento rotacional (f_θ). Indicando que os pontos de colocação e 1024×512 apresentam maior convergência, com erro relativo menor que 7%.

A Tab. 4.12 apresenta a comparação dos coeficientes médios de arrasto (C_D) e sustentação RMS ($C_{L,rms}$), bem como da variação máxima do deslocamento azimutal ($\Delta\theta_{max} = \theta_{max} - \theta_{min}$) após a estabilização do regime permanente ($t^* \geq 50$). Também é apresentada a frequência associada às oscilações do deslocamento rotacional (f_θ). Observa-se que os pontos de colocação de 1024×512 apresenta melhor convergência, com erro relativo inferior a 7% em todas as variáveis analisadas.

Tabela 4.12 – Comportamentos médio de θ (rad), para $Re = 110$ em $t^* \geq 50$.

Referência	C_D	C_{LRMQ}	$\Delta\theta_{max}$	f_θ
Wang et al. (2019)	1,6708	0,9963	1,35	0,1097
Presente trabalho				
512×256	1,7690	1,0259	1,7314	0,1506
1024×512	1,6511	0,9279	1,3880	0,1145

A Fig. 4.45 apresenta a comparação do padrão de esteira obtido na presente simulação com aquele reportado por Wang et al. (2019). Nota-se que o padrão de desprendimento das recirculações, classificado como 2P, é corretamente capturado, evidenciando que a metodologia empregada reproduz de forma qualitativa os principais mecanismos de formação da esteira associados ao escoamento sobre cilindro de seção triangular.

Figura 4.45 – Comparação do campo de vorticidade para cilindro de seção triangular e $Re = 110$.

(a) Fonte: Wang et al. (2019).

(b) Esteira padrão 2P em $t^* = 156$.

Na Fig. 4.46, observa-se a evolução do campo de vorticidade ao longo do tempo. Inicialmente, forma-se uma bolha de recirculação a jusante do corpo rígido (Fig. 4.46a), que cresce progressivamente até que as forças hidrodinâmicas atuantes sejam suficientes para induzir uma rotação no sentido horário, rompendo o estado de inércia do corpo (Fig. 4.46b). No entanto, logo após esse deslocamento inicial, o cilindro triangular inverte seu sentido de rotação (Fig. 4.46c), passando a oscilar em torno de uma posição de equilíbrio deslocada (Fig. 4.46d - f), com um ângulo médio de aproximadamente $\Delta\theta_{med} = \pi/3$, em concordância com os resultados reportados por Wang et al. (2019).

O comportamento do deslocamento e da velocidade angular no tempo adimensional é apresentado na Fig. 4.47a. Observa-se que, após a fase transiente inicial, o cilindro triangular entra em um regime de oscilações periódicas, caracterizado por um deslocamento médio em torno de $\Delta\theta_{med} \approx \pi/3$ (rad), o que está em concordância com o comportamento descrito na literatura para este regime (WANG et al., 2019). A velocidade angular, por sua vez, apresenta flutuações coerentes com o padrão oscilatório do deslocamento, estabilizando-

Figura 4.46 – Evolução temporal do campo de vorticidade, para $Re = 110$ em rotação induzida por escoamento.

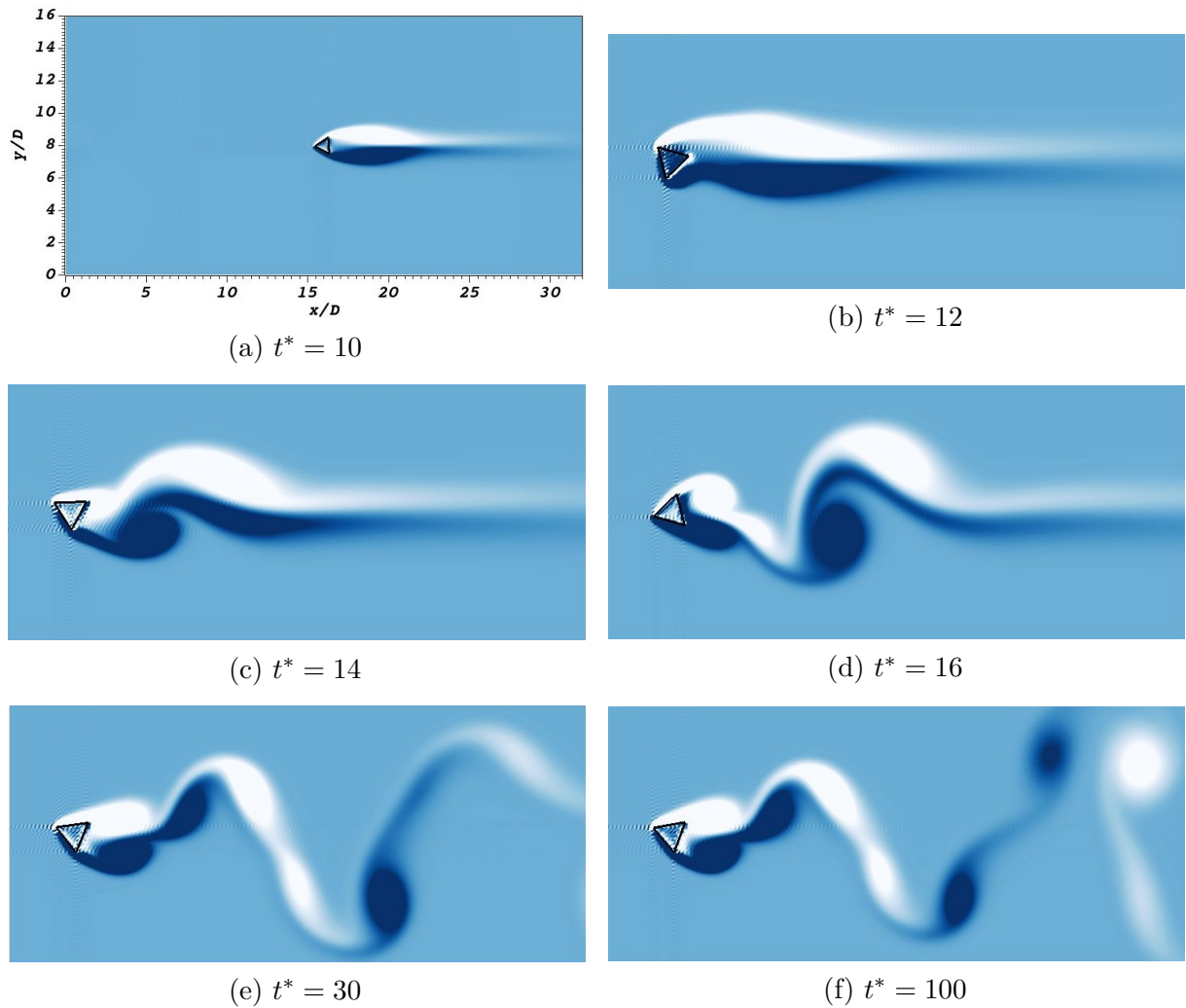
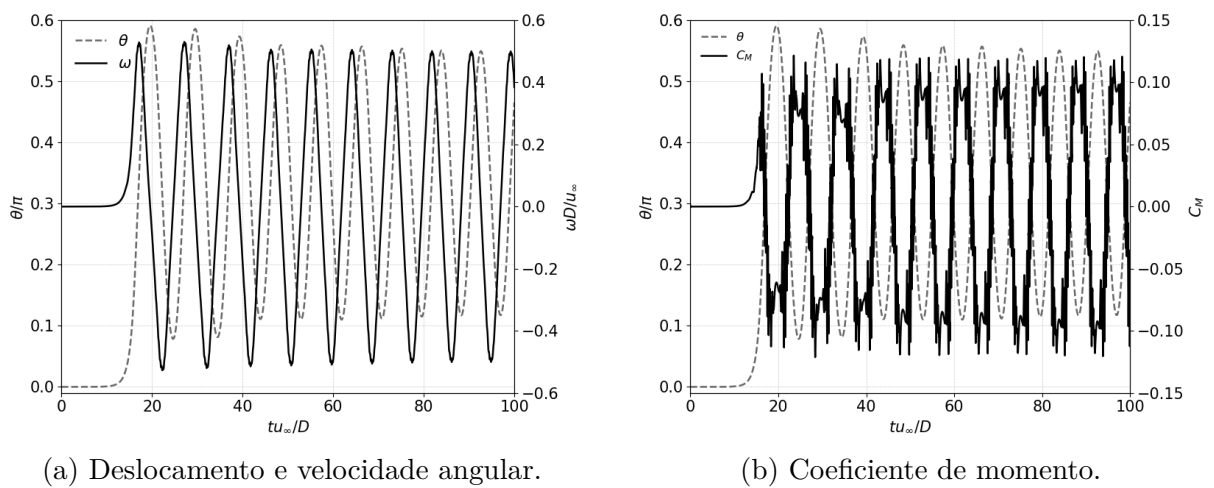


Figura 4.47 – Evolução temporal das variáveis para o cilindro com seção triangular em $Re = 110$.



se em torno de um valor médio de $\omega = 2,56 \times 10^{-2}$ (rad/s), que reflete o balanço entre os momentos fluidodinâmicos e a inércia do corpo.

Outro parâmetro relevante para a análise da rotação induzida é a evolução temporal do coeficiente de momento, apresentada na Fig. 4.47b. Observa-se que, após um breve regime transiente, o comportamento de C_M se estabiliza em torno de oscilações de baixa amplitude, refletindo as variações periódicas associadas ao desenvolvimento da esteira. O valor médio calculado, $C_M = -7,938 \times 10^{-4}$, evidencia a elevada resistência inercial do corpo à rotação. Esse resultado indica que, embora as forças fluidodinâmicas sejam capazes de induzir o movimento oscilatório, o momento aplicado pelo escoamento é insuficiente para promover um deslocamento angular significativo.

4.2.2.2 Rotação contínua ($Re = 180$)

No regime de rotação contínua, foi considerado $Re = 180$. Observa-se que os coeficientes C_D e $C_{L_{RMQ}}$ apresentam boa concordância para os posto de colocação selecionados, indicando convergência satisfatória, com erro relativo abaixo de 8%. Por outro lado, a frequência de rotação (f_θ) continua sendo o parâmetro mais sensível à variação da resolução, embora também apresente tendência de estabilização com o aumento do numero de pontos de colocação.

Tabela 4.13 – Comportamentos médio de θ (rad), para $Re = 180$ e $t^* \geq 40$.

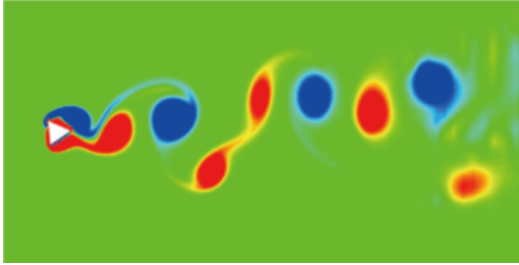
Referência	C_D	$C_{L_{RMQ}}$	f_θ
Wang et al. (2019)	1,7601	0,5978	0,0845
Presente trabalho			
1024 × 512	1,8502	0,6039	0,0913

A Fig. 4.48 ilustra o padrão de esteira S+P, caracterizado pela superposição dos padrões 2S e 2P (WILLIAMSON, 1996), o qual foi identificado no regime analisado, em conformidade com os resultados reportados na literatura para o cilindro de seção triangular (WANG et al., 2019). Tal evidência corrobora, portanto, a concordância qualitativa em relação à dinâmica do escoamento na esteira.

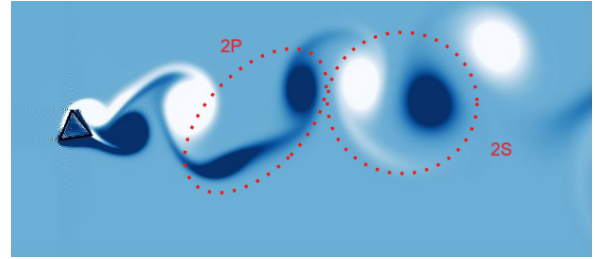
A evolução temporal da rotação do cilindro de seção triangular é apresentada na Fig. 4.49. Inicialmente, observa-se a formação de uma bolha de recirculação a jusante do cilindro (Fig. 4.49a), enquanto não é registrada qualquer rotação. Entretanto, por volta de $t^* = 16$, verifica-se o início de uma rotação no sentido horário (Fig. 4.49b), a qual é prontamente interrompida, resultando em uma rotação contínua no sentido anti-horário (Fig. 4.49c). Esta rotação então estabelece o padrão S+P da esteira (Fig. 4.49d - f).

O comportamento do deslocamento azimutal e da velocidade angular do cilindro de seção triangular, apresentado na Fig. 4.50a, reflete a dinâmica previamente descrita.

Figura 4.48 – Comparação do campo de vorticidade para cilindro de seção triangular e $Re = 180$.

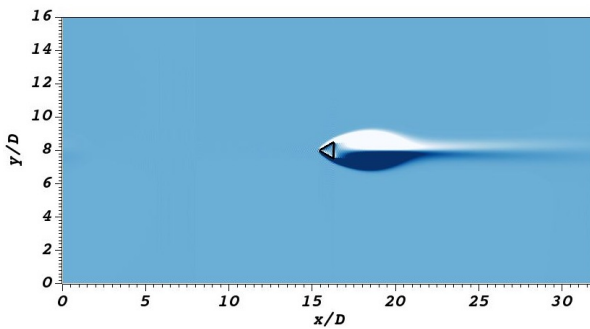


(a) Fonte: Wang et al. (2019).



(b) Esteira padrão S+P em $t^* = 120$.

Figura 4.49 – Evolução temporal do campo de vorticidade, para $Re = 180$ em rotação induzida por escoamento.



(a) $t^* = 10$



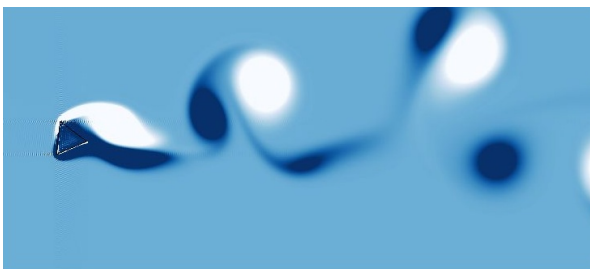
(b) $t^* = 16$



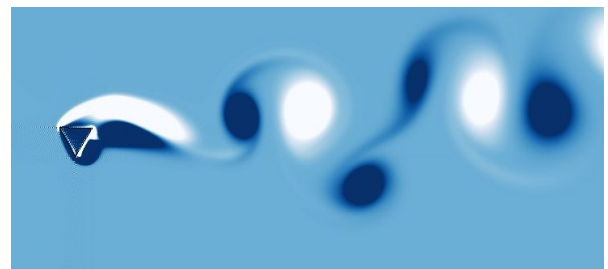
(c) $t^* = 18$



(d) $t^* = 20$

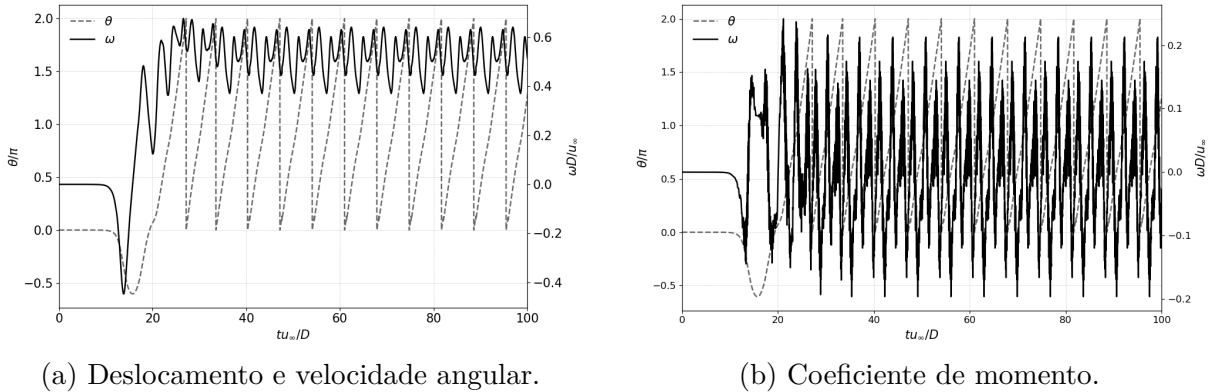


(e) $t^* = 30$



(f) $t^* = 100$

Figura 4.50 – Evolução temporal das variáveis para o cilindro com seção triangular em $Re = 180$.



(a) Deslocamento e velocidade angular.

(b) Coeficiente de momento.

Observa-se que o deslocamento inicial corresponde a um regime transiente, que se estende até aproximadamente $t^* = 50$, a partir do qual estabelece-se um estado estatisticamente estacionário, caracterizado pela rotação predominante no sentido anti-horário. Em função da restrição imposta pela periodicidade de 2π , evidencia-se um comportamento periódico da rotação, associado a flutuações oscilatórias da velocidade angular em torno do valor médio $\omega^* = 0,539$.

O coeficiente de momento, apresentado na Fig. 4.50b, converge para um valor médio de $C_M = 4 \times 10^{-4}$, resultado do balanço dinâmico. Observa-se a presença de oscilações de baixa amplitude, associadas a flutuações na esteira, bem como um breve regime transiente nos instantes iniciais, após o qual o sinal se estabiliza em um estado estatisticamente estacionário em torno do valor médio.

4.2.3 Rotor Savonius

Conforme avaliado anteriormente, identifica-se que o ângulo de π (rad) para o rotor Savonius proporciona o maior momento hidrodinâmico favorável à partida no regime inicial. Dessa forma, mantém-se o mesmo domínio computacional empregado na análise do escoamento sobre o rotor Savonius com esse ângulo, conforme apresentado na Fig. 4.24. Os parâmetros adotados na simulação estão listados na Tab. 4.14. A inércia do rotor Savonius (I_{O_s}) é calculada por meio da Eq. 4.3, conforme demonstrado no Apêndice B.

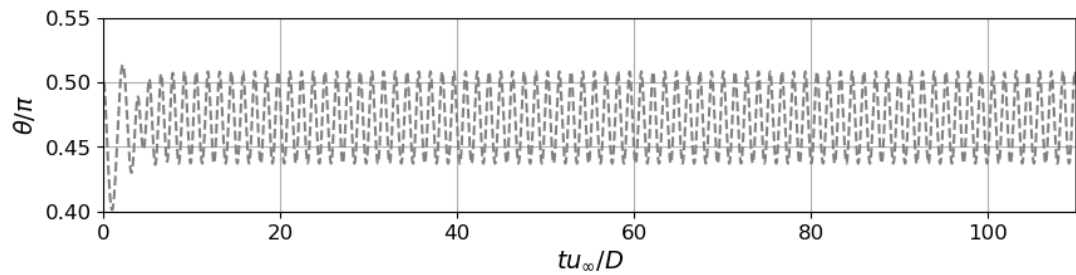
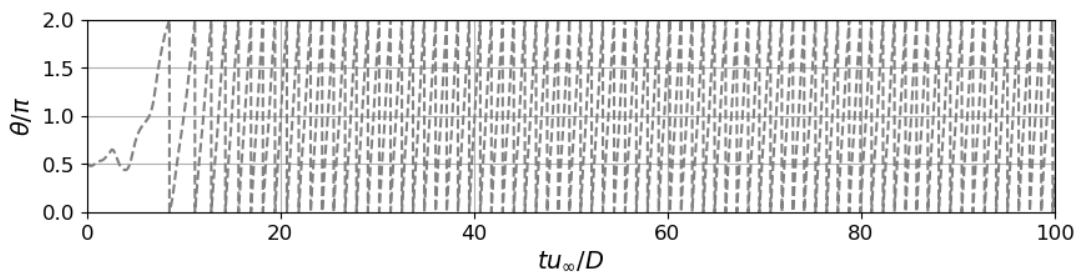
$$I_{O_s} = \frac{mD^2}{2} \left(1 + \frac{16}{9\pi^2} \right) \quad (4.3)$$

A Fig. 4.51 indica que a resposta dinâmica do rotor Savonius bidimensional, para números de Reynolds 100 e 800, pode ser classificada em dois regimes distintos: regime de rotação de baixa amplitude, observado em $Re = 100$ (Fig. 4.51a), e um possível regime de rotação contínua, identificado em $Re = 800$ (Fig. 4.51b). Nota-se que t_f^* ainda não foi

Tabela 4.14 – Parâmetros de simulação do rotor Savonius.

Parâmetro	Símbolo	Valor
Pontos de colocação Eulerianos	$N_x \times N_y$	1024×512
Comprimento característico (m)	D	2,0
Velocidade uniforme na entrada (m/s)	u_∞	1,0
Razão mássica	$m^* = m/(\rho D^2)$	2,0
Número de Reynolds	Re	100 e 800
Número de Courant-Friedrichs-Lewy	CFL	0,1
Tempo Final Adimensional	$t_f^* = tu_\infty/D$	300

alcançado, indicando que caso as simulações não tenham atingido regime permanente, algumas análises serão limitadas.

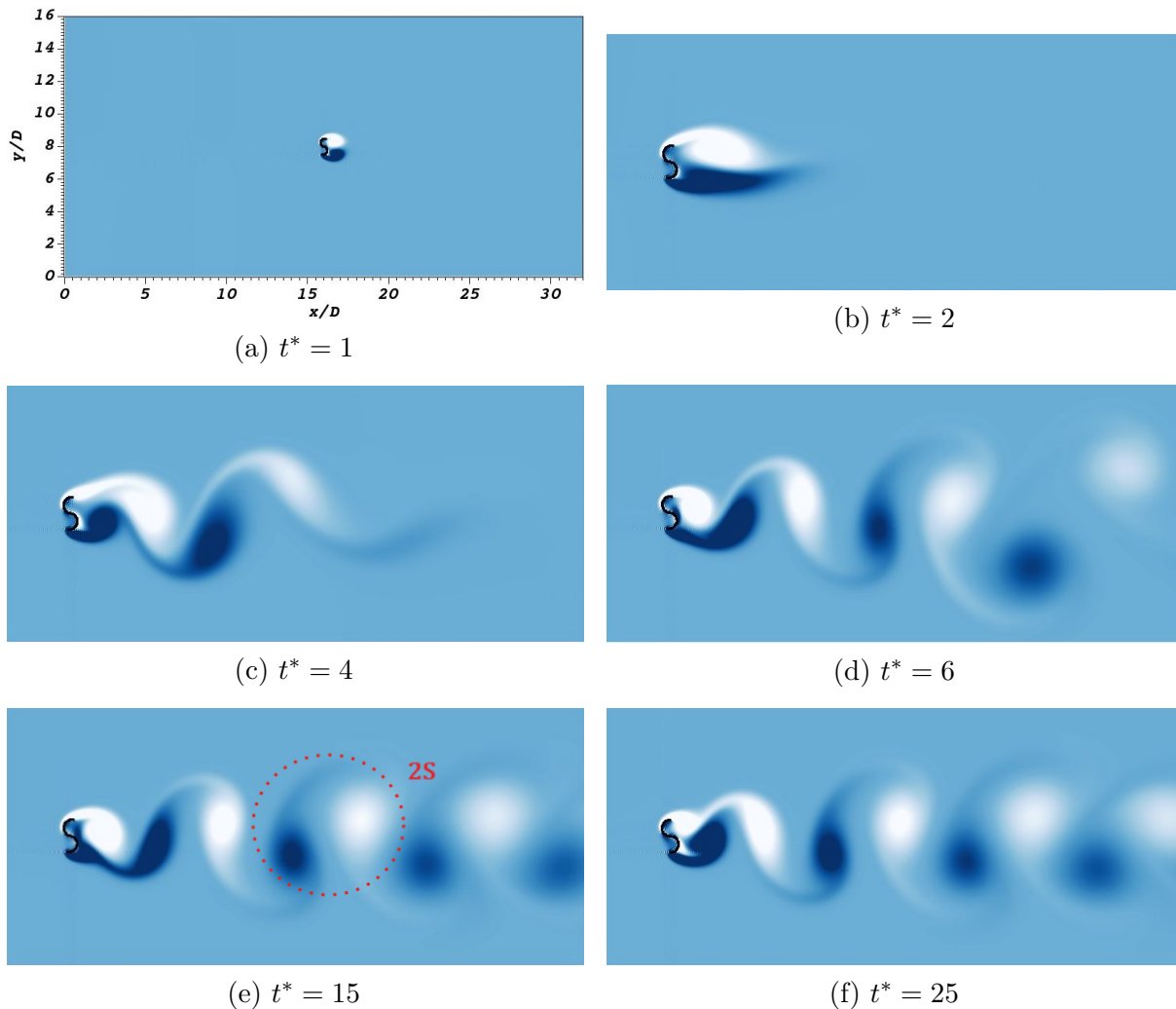
Figura 4.51 – Comportamento do deslocamento angular θ em relação ao tempo.(a) $Re = 100$.(b) $Re = 800$.

4.2.3.1 Rotação de baixa amplitude ($Re = 100$)

A evolução temporal do campo de vorticidade evidencia o regime de rotação de baixa amplitude do rotor. Inicialmente (Fig. 4.52a), formam-se recirculações simétricas, acompanhadas de um deslocamento inicial do rotor de $\theta/\pi = 0,4019$. Essas estruturas rapidamente tornam-se assimétricas (Fig. 4.52b), resultando no avanço do rotor para $\theta/\pi = 0,5126$. A partir desse instante, observa-se a formação da esteira (Fig. 4.52c-d),

que evolui até atingir o regime permanente (Fig. 4.52e-f), caracterizado por uma esteira do tipo 2S.

Figura 4.52 – Evolução temporal do campo de vorticidade, para $Re = 100$ em rotação induzida por escoamento.



O comportamento temporal da velocidade angular e do coeficiente de momento é apresentado na Fig. 4.53. Observa-se que o pico de velocidade angular não coincide com o deslocamento máximo do rotor. A aceleração do rotor ocorre quando ele cruza sua posição média, enquanto a inversão do movimento está associada ao instante de deslocamento máximo, onde ω se anula.

Por outro lado, o C_M não apresenta defasagem significativa em relação ao deslocamento, mantendo uma correspondência direta: seu valor máximo ocorre simultaneamente ao deslocamento máximo, e seu valor mínimo coincide com o deslocamento de retorno.

Na Fig. 4.54, observa-se a presença de duas frequências dominantes: uma associada à vibração estrutural (frequência natural do sistema) e outra próxima à frequência de desprendimento de vórtices (*vortex shedding*). Esse comportamento pode ser caracterizado

Figura 4.53 – Comportamento de θ , ω e C_M em relação ao tempo.

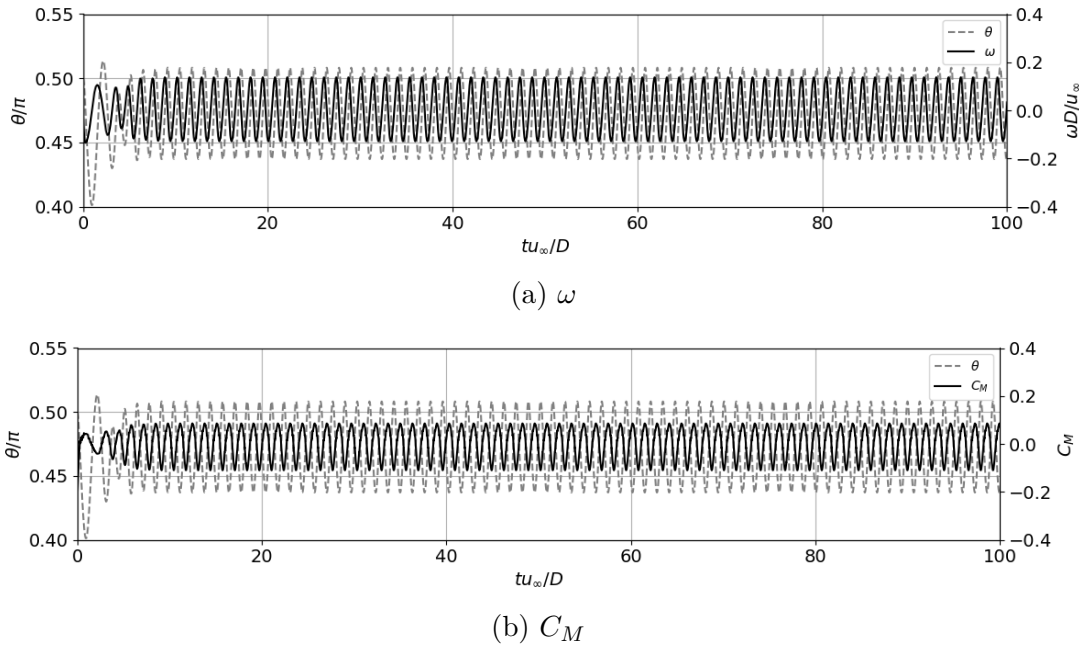
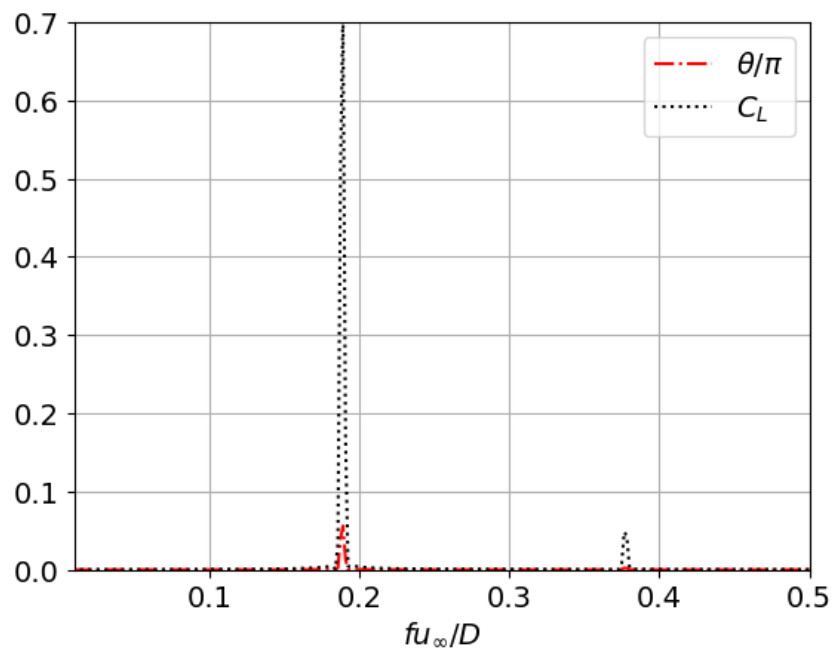


Figura 4.54 – Espectro de frequência de θ e C_L no regime permanente.

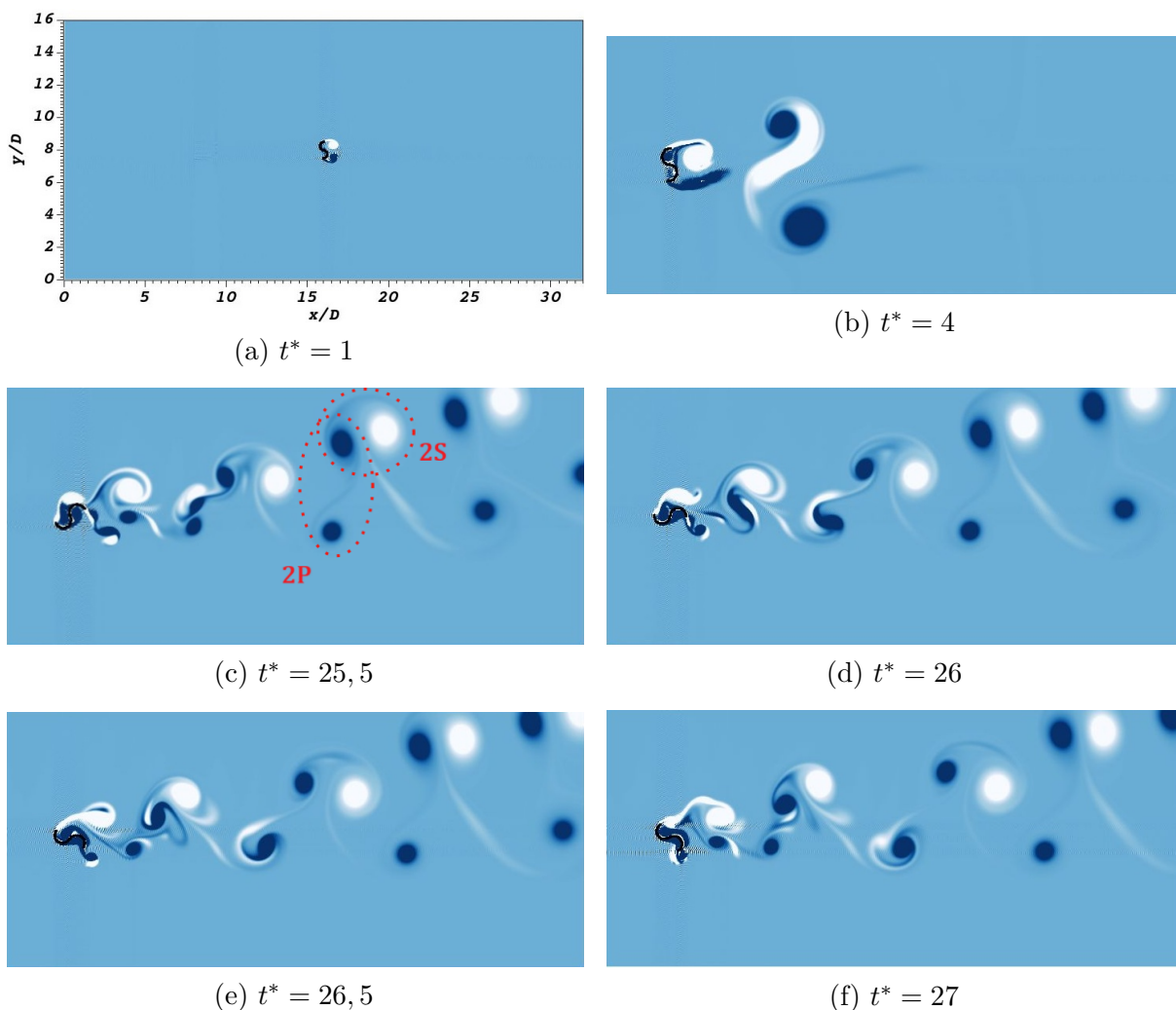


como uma instabilidade aeroelástica rotacional. Tal dinâmica sugere que o sistema está possivelmente em um regime de *lock-in* ou apresentando uma resposta forçada ressonante, devido ao acoplamento entre o escoamento e o movimento rotacional da estrutura.

4.2.3.2 Rotação contínua ($Re = 800$)

A evolução temporal do campo de vorticidade, apresentada na Fig. 4.55, indica que, nos instantes iniciais ($t^* \approx 1$), formam-se recirculações a jusante do rotor, responsáveis por pequenas oscilações no deslocamento azimuthal. A partir de $t^* \approx 4$, essas estruturas tornam-se assimétricas, promovendo o desenvolvimento da esteira (Fig. 4.55b). Nesse processo, observa-se o desenvolvimento de rotações azimuthais completas, impulsionado pela interação com o escoamento. A esteira rapidamente adota o perfil combinado S+P (Fig. 4.55c), que se mantém até o instante final analisado (Fig. 4.55d-f).

Figura 4.55 – Evolução temporal do campo de vorticidade, para $Re = 800$ em rotação induzida por escoamento.



A resposta dinâmica do rotor, representada pela evolução de θ e C_M (Fig. 4.56 e Fig. 4.56b), evidencia um regime transiente prolongado. Inicialmente, pequenas oscilações são

observadas, seguidas por um aumento gradual da rotação. Após a primeira volta completa, verifica-se que a rotação continua crescendo, acompanhada por flutuações periódicas no torque. Este comportamento sugere que, o sistema ainda não atingiu regime permanente.

Figura 4.56 – Comportamento do deslocamento angular θ em relação ao tempo.

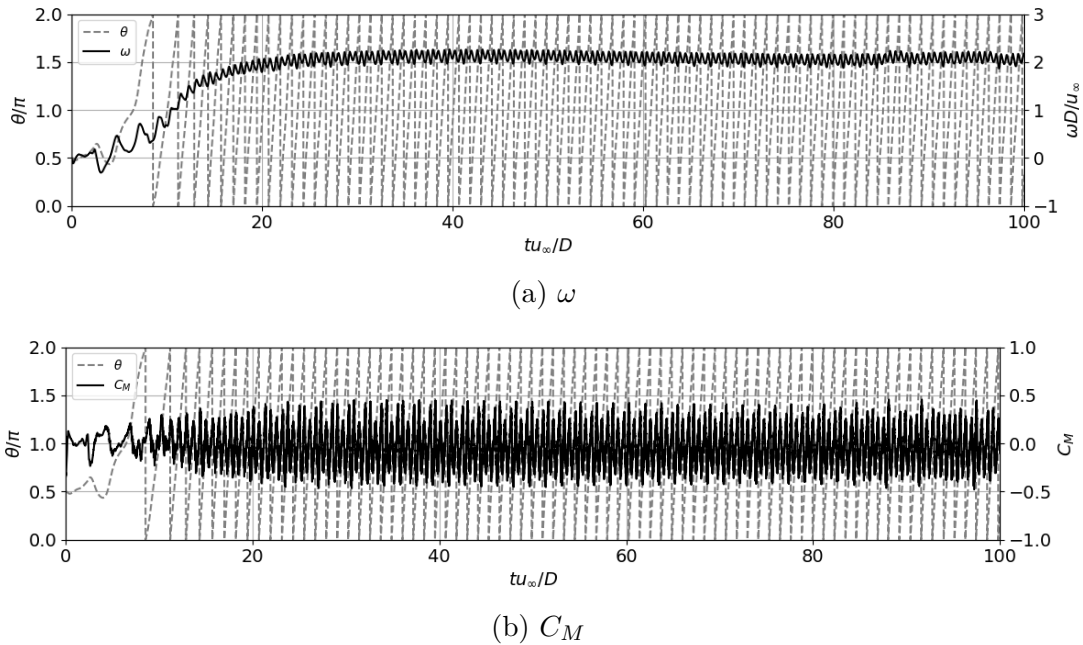
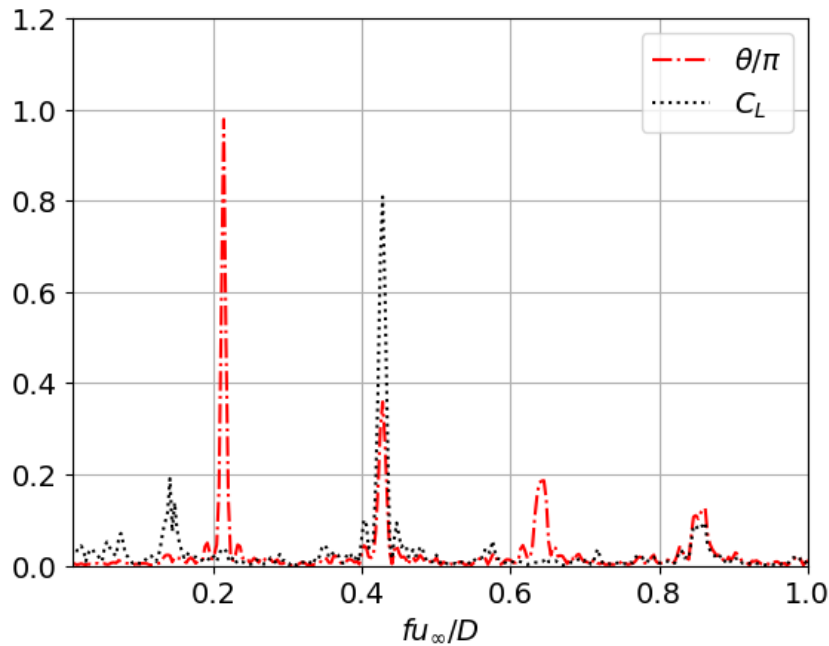


Figura 4.57 – Espectro de frequência de θ e C_L no regime permanente.



Na Fig. 4.57, tem a presença de duas frequências dominantes tanto para o deslocamento angular (θ/π) quanto para o coeficiente de sustentação. A primeira frequência dominante de teta/pi, em aproximadamente $f_\theta = 0,21$, está associada à frequência natural rotacional do sistema. No entanto, destaca-se que a segunda frequência dominante de ambos

os sinais coincide claramente em $f_{C_L} = 0,42$, o que caracteriza um acoplamento fluido-estrutura, indicando a ocorrência de um regime de *lock-in* nessa faixa. Esse comportamento evidencia um fenômeno de instabilidade aeroelástica rotacional.

5 CONSIDERAÇÕES FINAIS

Neste trabalho, foi analisado o desenvolvimento da energia eólica no Brasil, bem como os planos de expansão no Brasil, para os próximos anos. A metodologia IMERSPEC, que combina o método pseudoespectral de Fourier com o método da fronteira imersa, foi empregada para investigar o comportamento fluidodinâmico de um modelo bidimensional simplificado do rotor Savonius. O estudo permitiu aprofundar a compreensão do comportamento do rotor quando submetido a diferentes números de Reynolds, tanto para o rotor estático quanto para rotação induzida pelo escoamento.

Inicialmente, a metodologia foi validada por meio da simulação do escoamento em torno de corpos rombudos, como cilindros de seção quadrada e triangular. Os resultados mostraram boa concordância com dados da literatura, tanto na formação das esteiras (modos 2S, S+P e 2P) quanto nos coeficientes médios, assegurando a acurácia do modelo numérico.

As comparações qualitativas entre as linhas de emissão e de corrente dos campos de vorticidade obtidos computacionalmente para o semitubo convexo, mostraram concordância com os dados experimentais de Coutanceau, Migeon e Ehrmann (2000). As recirculações iniciais no caso convexo, não geraram assimetrias em $t^* \leq 10$ para os diferentes domínios analisados, indicando que possíveis perturbações presentes nos experimentos não estão representadas no modelo numérico. Ainda assim, o comprimento das recirculações (L_{RZ}) observados no modelo físico experimental, correspondem aos comprimentos coletado no modelos numérico computacional. Observou-se que o escoamento sobre a superfície convexa tende a aderir mais suavemente à parede, gerando uma esteira do tipo 2S, enquanto o semitubo côncavo apresenta uma transição de modo 2S para C2S em regime permanente e maior C_D .

A análise dos pontos de colocação demonstrou que 521×258 pontos eulerianos são adequada para capturar os principais fenômenos da bolha de recirculação. Contudo, os valores de C_D , C_L e St , são melhor representados por 1024×512 pontos de colocação, como foi identificado a partir do escoamento sobre cilindro de seção triangular.

Na investigação do rotor Savonius estático, foram avaliadas quatro posições azimutais: $\theta = \pi/4$, $\pi/2$, $3\pi/4$ e π . Verificou-se que a configuração em $\theta = \pi/4$ apresenta o maior momento total, associada a uma esteira do tipo 2S. A posição $\theta = \pi$ também resulta em esteira 2S, com torque total ligeiramente inferior. Por outro lado, $\theta = \pi/2$ exibe uma esteira C2S, com elevados valores de C_M para cada pá, porém com pouco torque total devido à simetria das forças. A posição $\theta = 3\pi/4$ é a única que resulta em torque negativo, causado pelo encobrimento da pá de avanço.

A avaliação da rotação induzida por escoamento em corpos rombudos, como cilindros de seção quadrada e triangular, também foi conduzida. Os resultados reproduzem os padrões de esteira e os regimes de rotação reportados na literatura, com modos 2S para o cilindro quadrado, e 2P e S+P para o triangular. Os demais parâmetros avaliados, como C_D , C_L , $\Delta\theta_{max}$ e f_θ , indicam a convergência dos resultados, com dados da literatura.

Por fim, a análise do rotor Savonius em rotação livre revelou dois possíveis regimes distintos: um regime de rotação de baixa amplitude para $Re = 100$, associado à formação de uma esteira do tipo 2S, e um regime que ocorre a rotação completa para $Re = 800$, no qual o padrão de escoamento corresponde à configuração S+P. No primeiro caso, a razão de velocidade λ e o ângulo θ oscilam quase simetricamente entre valores positivos e negativos, caracterizando a não ocorrência de rotação completa. Para o segundo caso, tem-se o regime de rotação contínua, com o rotor oscilando inicialmente até produzir a sua primeira rotação (2π) e continuar periodicamente após o regime transiente.

Dessa forma, demonstrou-se que a metodologia IMERSPEC pode ser aplicada de forma eficaz na modelagem de problemas relacionados à energia eólica e à interação fluido-estrutura, contribuindo para o aprofundamento do estudo de rotores eólicos por meio do acoplamento entre o método pseudoespectral de Fourier e o método da fronteira imersa.

5.1 Trabalhos Futuros

A partir do trabalho desenvolvido, verifica-se que a metodologia *IMERSPEC* apresentou resultados promissores na investigação de problemas envolvendo interação fluido-estrutura. Nesse contexto, visando à expansão e ao aprofundamento dos estudos aqui apresentados, propõem-se as seguintes direções para trabalhos futuros:

- Implementação da operação combinada dos rotores Darrieus e Savonius, com o objetivo de investigar a contribuição de cada rotor no desempenho global, bem como os efeitos da interação aerodinâmica entre eles;
- Desenvolvimento e acoplamento de modelos de turbulência média no código bidimensional, possibilitando a análise do comportamento dos rotores sob diferentes regimes de escoamento;
- Implementação de modelos adicionais de resistência aplicados ao movimento de autorrotação, representando efeitos dissipativos associados, por exemplo, ao atrito mecânico, à resistência viscosa dos mancais ou à carga imposta por dispositivos geradores de energia;

- Inclusão de mais graus de liberdade no modelo, permitindo, além da rotação, movimentos de translação e oscilações estruturais, de modo a representar de forma mais completa as interações dinâmicas presentes no sistema;
- Extensão do modelo de interação fluido-estrutura para o código *IMERSPEC3D* (MOREIRA, 2011), viabilizando a realização de simulações em escoamentos tridimensionais, com suporte à computação paralela e à utilização de modelos de turbulência mais robustos.

REFERÊNCIAS

- ALBIERO, D. et al. Turbina eólica para agricultura familiar do semiárido com inovações tecnológicas para baixas velocidades de vento. p. 186, 2014. ISSN 1806-6690. Disponível em: <www.ccarevista.ufc.br>. 2
- ALBUQUERQUE, B.; FERREIRA, T. V. B.; DOMINGUES, P. C. M. *PLANO DECENAL DE EXPANSÃO DE ENERGIA 2031*. 2021. 2, 3, 6
- ALLAMPALLI, V. et al. High-accuracy large-step explicit runge–kutta (hale-rk) schemes for computational aeroacoustics. *Journal of Computational Physics*, Elsevier, v. 228, n. 10, p. 3837–3850, 2009. 11, 42, 43
- ARNAL, M. P.; GOERING, D. J.; HUMPHREY, J. A. C. Vortex shedding from a bluff body adjacent to a plane sliding wall. *Journal of Fluids Engineering*, ASME, v. 113, n. 3, p. 384–388, 1991. 49
- BEARMAN, P. W. Vortex shedding from oscillating bluff bodies. *Annual Review of Fluid Mechanics*, Annual Reviews, v. 16, n. 1, p. 195–222, 1984. 21, 49, 60, 69, 73, 77
- BETZ, A. *Wind-Energie und ihre Ausnutzung durch Windmühlen*. Göttingen: Vandenhoeck und Ruprecht, 1926. 25
- BHUTTA, M. M. A. et al. Vertical axis wind turbine—a review of various configurations and design techniques. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, Elsevier, v. 16, n. 4, p. 1926–1939, 2012. 5
- BRIGGS, W. L.; HENSON, V. E. *The DFT: an owner's manual for the discrete Fourier transform*. [S.l.]: SIAM, 1995. 38, 41
- CANUTO, C. et al. *Spectral methods: evolution to complex geometries and applications to fluid dynamics*. [S.l.]: Springer Science & Business Media, 2007. 39
- CARVALHO, A. R. L. de; OLIVEIRA, A. S. de. *Relatório Sínteses 2023*. 2022. 2, 3
- CASTELLANI, F. et al. Experimental vibration analysis of a small scale vertical wind energy system for residential use. *Machines*, mdpi, v. 7, n. 2, p. 35, 2019. 5
- CENGEL, Y. A.; CIMBALA, J. M. *Mecânica dos fluidos-3*. [S.l.]: Amgh Editora, 2015. 21
- CHENG, M.; WHYTE, D. S.; LOU, J. Numerical simulation of flow around a square cylinder in uniform shear flow. *Journal of Fluids and Structures*, v. 23, n. 2, p. 207–226, 2007. 49
- COOLEY, J. W.; TUKEY, J. W. An algorithm for the machine calculation of complex fourier series. *Mathematics of computation*, v. 19, n. 90, p. 297–301, 1965. 41
- COUTANCEAU, M.; MIGEON, C.; EHRMANN, P. Particulars of the cross-and spanwise near-wake development of a short semicircular-section shell, through the transition re-range ($60 \leq re \leq 600$). *Journal of visualization*, IOS Press, v. 3, n. 1, p. 9–26, 2000. 21, 55, 56, 57, 58, 95

DANTAS, G. d. A.; LEITE, A. L. d. S. Os custos da energia eólica brasileira. *Textos de Discussão do Setor Elétrico*, 2009. Disponível em: <https://gesel.ie.ufrj.br/wp-content/uploads/2022/06/19_TDSE9.pdf>. 6

DYKE, M. V. *An Album of Fluid Motion*. Stanford, California: Parabolic Press, 1982. ISBN 9780961686203. 21

FANG, D.; TAN, J. An efficient multi-direct forcing scheme of immersed boundary method. *Available at SSRN 4538797*, 2023.

GERRARD, J. H. The mechanics of the formation region of vortices behind bluff bodies. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 25, n. 2, p. 401–413, 1966. 7

GROSS, C. *Visible satellite loop of Von Kármán vortices spinning downwind of Guadalupe Island today*. 2020. [Tweet]. Disponível em: <<https://x.com/CollinGrossWx>>. 23

HASSANZADEH, R.; MOHAMMADNEJAD, M. Effects of inward and outward overlap ratios on the two-blade savonius type of vertical axis wind turbine performance. *International Journal of Green Energy*, Taylor & Francis, v. 16, n. 15, p. 1485–1496, 2019. 10, 11, 24, 25, 35, 66

HAU, E. *Wind Turbines: Fundamentals, Technologies, Application, Economics*. 3. ed. Berlin, Heidelberg: Springer, 2013. 25

HIBBELER, R. C. *Engineering mechanics: dynamics*. [S.l.]: Pearson Educación, 2004. 33

JOHARI, M. K.; JALIL, M.; SHARIFF, M. F. M. Comparison of horizontal axis wind turbine (hawt) and vertical axis wind turbine (vawt). *International Journal of Engineering and Technology*, v. 7, n. 4.13, p. 74–80, 2018. 3, 4

KAMOJI, M. A.; KEDARE, S. B.; PRABHU, S. V. Performance tests on helical savonius rotors. *Renewable Energy*, v. 34, n. 3, p. 521–529, 2009. 25

KHALID, F.; ADARAMOLA, M. S. Performance comparison of savonius wind turbines of various configurations: A review. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, v. 62, p. 933–946, 2016. 25

KUMAR, A. D.; DALAL, A. Numerical simulation of unconfined flow past a triangular cylinder. *INTERNATIONAL JOURNAL FOR NUMERICAL METHODS IN FLUIDS*, Wiley InterScience, v. 52, p. 801–821, 2006. 24, 25, 51, 66

KUMAR, P. M. et al. Review on the evolution of darrieus vertical axis wind turbine: Large wind turbines. *Clean Technologies*, MDPI, v. 1, n. 1, p. 205–223, 2019. 4, 5

LI, L.; SHERWIN, S.; BEARMAN, P. W. A moving frame of reference algorithm for fluid/structure interaction of rotating and translating bodies. *International journal for numerical methods in fluids*, Wiley Online Library, v. 38, n. 2, p. 187–206, 2002. 35

LIU, K.; YU, M.; ZHU, W. Performance analysis of vertical axis water turbines under single-phase water and two-phase open channel flow conditions. *Ocean Engineering*, Elsevier, v. 238, p. 109769, 2021. 17, 18

MANWELL, J. F.; MCGOWAN, J. G.; ROGERS, A. L. *Wind Energy Explained: Theory, Design and Application*. 2010. 25

MARCHEWKA, E. et al. Application of overset mesh approach in the investigation of the savonius wind turbines with rigid and deformable blades. *Archives of Thermodynamics*, v. 42, n. 4, 2021. 12, 14, 24, 25, 66

MARIANO, F. P. *Solução numérica das Equações de Navier-Stokes usando uma hibridação das metodologias Fronteira Imersa e Pseudo-Espectral de Fourier*. 151 p. Tese (Doutorado), 2011. 21, 22, 27, 28, 30, 31, 39, 41

MARIANO, F. P. et al. An improved immersed boundary method by coupling of the multi-direct forcing and fourier pseudo-spectral methods. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, Springer, v. 44, n. 9, p. 388, 2022. 21, 28, 31

MARINIĆ-KRAGIĆ, I.; VUČINA, D.; MILAS, Z. Concept of flexible vertical-axis wind turbine with numerical simulation and shape optimization. *Energy*, Elsevier, v. 167, p. 841–852, 2019. 11, 12, 24

MARZEC, Ł.; BULIŃSKI, Z.; KRYSIŃSKI, T. Fluid structure interaction analysis of the operating savonius wind turbine. *Renewable Energy*, Elsevier, v. 164, p. 272–284, 2021. 13, 15

MARZEC, Ł. et al. Structural optimisation of h-rotor wind turbine blade based on one-way fluid structure interaction approach. *Renewable Energy*, Elsevier, v. 216, p. 118957, 2023. 17, 18

MEIROVITCH, L. *Fundamentals of vibrations*. [S.l.]: Waveland Press, 2010. 31, 33

MENEGHINI, J. R.; SALTARA, F. Numerical simulation of flow around a circular cylinder with geometrical perturbations. *Journal of Fluids and Structures*, v. 15, n. 3, p. 301–318, 2001. 70

MENET, J.-L. A double-step savonius rotor for local production of electricity: a design study. *Renewable Energy*, v. 29, n. 11, p. 1843–1862, 2004. 25

MITTAL, S.; KUMAR, B. Flow past a rotating cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 476, p. 303–334, 2003. 70

MÖLLERSTRÖM, E. et al. A historical review of vertical axis wind turbines rated 100 kw and above. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, Elsevier, v. 105, p. 1–13, 2019. 5

MONTEIRO, L. M. Simulações computacionais de escoamentos sobre pás de turbinas eólicas de eixo vertical utilizando em conjunto os métodos pseudoespectral de fourier e da fronteira imersa. 2023. 19

MOREIRA, L. d. Q. *Modelagem matemática de jatos em desenvolvimento espacial usando a metodologia pseudoespectral de Fourier*. Dissertação (Mestrado), 2011. 21, 31, 41, 97

MOU, R.-Y. et al. Vortex-induced rotation of a square cylinder under the influence of reynolds number and density ratio. *Journal of Fluid Mechanics*, Cambridge University Press, v. 986, p. A15, 2024. 9, 10, 24, 36, 49, 80, 81

MRIGUA, K. et al. Cfd investigation of a new elliptical-bladed multistage savonius rotors. *International Journal of Renewable Energy Development*, v. 9, n. 3, 2020. 12, 13, 24, 25, 66

NASCIMENTO, A. A. *Métodos pseudoespectral de Fourier e fronteira imersa aplicados a escoamentos simplificados de engenharia de perfuração*. Dissertação (Mestrado), 2016. 21, 24, 27, 30, 31, 35, 38, 39, 41, 65, 71

NASCIMENTO, A. A. et al. Coupling of the immersed boundary and fourier pseudo-spectral methods applied to solve fluid–structure interaction problems. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, Springer, v. 46, n. 4, p. 1–15, 2024. 21, 24, 31, 39

NASCIMENTO, A. A. et al. Comparison of the convergence rates between fourier pseudo-spectral and finite volume method using taylor-green vortex problem. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, Springer, v. 42, p. 1–10, 2020. 39

NUB. *Objetivos de Desenvolvimento Sustentável no Brasil*. 2023. Disponível em: <<https://brasil.un.org/pt-br/sdgs>>. 1

OLCZAK, P.; SURMA, T. Energy productivity potential of offshore wind in poland and cooperation with onshore wind farm. *Applied Sciences*, MDPI, v. 13, n. 7, p. 4258, 2023. 5

ONU. *Objetivos de Desenvolvimento Sustentável*. 2016. Disponível em: <<https://sdgs.un.org/goals>>. 1

PAN, J.; FERREIRA, C.; ZUIJLEN, A. van. Performance analysis of an idealized darrieus–savonius combined vertical axis wind turbine. *Wind Energy*, Wiley Online Library, 2024. 14, 16

PARK, D.; CHOI, H.; LEE, S. J. Numerical simulation of flow past a square cylinder at low reynolds numbers. *Journal of Mechanical Science and Technology*, v. 29, n. 5, p. 1953–1959, 2015. 49

PERRY, A. E.; CHONG, M. S. On the mechanics of three-dimensional vortex shedding. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 116, p. 77–90, 1982. 7

PESKIN, C. S. The immersed boundary method. *Acta numerica*, Cambridge University Press, v. 11, p. 479–517, 2002. 28

RYU, S.; IACCARINO, G. Vortex-induced rotations of a rigid square cylinder at low reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, Cambridge University Press, v. 813, p. 482–507, 2017. 5, 8, 9, 10, 24, 35, 36, 49, 80, 81

SAAD, M. M. M.; ASMUIN, N. Comparison of horizontal axis wind turbines and vertical axis wind turbines. *IOSR Journal of Engineering (IOSRJEN)*, v. 4, n. 08, p. 27–30, 2014. 4

SANTANA, A. O. de; SILVA, T. A. A. da. Produção de energia eólica em pernambuco e a injustiça ambiental sobre comunidades rurais. *Revista Katálisis*, FapUNIFESP (SciELO), v. 24, p. 245–254, 4 2021. 5

SANTOS, J. L. da S. *Análise de escoamento sobre corpo rígido ancorado por mola torcional utilizando o método pseudoespectral de Fourier*. Dissertação (Mestrado) — Universidade Federal de Goiás, Goiânia, 2024. 35

- SEN, S.; MITTAL, S.; BISWAS, G. Flow past a square cylinder at low reynolds numbers. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, v. 67, n. 9, p. 1160–1174, 2011. 49
- SILVEIRA-NETO, A. da. *Escoamentos Turbulentos: Análise Física e Modelagem Teórica*. [S.l.]: Composer - Uberlândia, 2020. 653 p. ISBN 6599036511. 22, 40, 41
- SOHANKAR, A.; NORBERG, C.; DAVIDSON, L. Numerical simulation of unsteady low-reynolds number flow around rectangular cylinders. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, v. 69–71, p. 189–201, 1997. 49
- SOLÉ, M. et al. Commercial cuttlefish exposed to noise from offshore windmill construction show short-range acoustic trauma. *Environmental Pollution*, Elsevier, v. 312, p. 119853, 2022. 6
- SPERA, D. A. *Wind Turbine Technology: Fundamental Concepts in Wind Turbine Engineering, Second Edition*. 2009. 1, 4
- STADLER, P. S. Estudo dos impactos ambientais de parques eólicos no município de Trairi no Ceará. 2021. 6
- STOCKIE, J. M. *Analysis and computation of immersed boundaries, with application to pulp fibres*. Tese (Doutorado) — University of British Columbia, 1997. 28
- TAKAHASHI. *FFTE: The FORTRAN Fast Fourier Transform Package*. 2020. <<http://www.ffte.jp/>>. Acessado em: 2024-05-04. 42
- TATSUNO, M.; BEARMAN, P. W. A visual study of the flow around an oscillating circular cylinder at low reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 211, p. 157–182, 1990. 70
- TEFF-SEKER, Y. et al. Noise pollution from wind turbines and its effects on wildlife: A cross-national analysis of current policies and planning regulations. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, Elsevier, v. 168, p. 112801, 2022. 6
- TUNIO, I. A. et al. Investigation of duct augmented system effect on the overall performance of straight blade darrius hydrokinetic turbine. *Renewable Energy*, Elsevier, v. 153, p. 143–154, 2020. 15, 17
- UEDA, Y. Numerical analysis of flow-induced rotation of an s-shaped rotor. *Journal of Fluid Mechanics*, Cambridge University Press, v. 867, p. 77–113, 2019. 11, 13, 24, 25, 36, 66
- WANG, H.-k. et al. Numerical investigation on vortex-induced rotations of a triangular cylinder using an immersed boundary method. *China Ocean Engineering*, Springer, v. 33, n. 6, p. 723–733, 2019. 8, 9, 24, 36, 51, 52, 83, 84, 86, 87
- WANG, Z.; FAN, J.; LUO, K. Combined multi-direct forcing and immersed boundary method for simulating flows with moving particles. *International journal of multiphase flow*, Elsevier, v. 34, n. 3, p. 283–302, 2008. 28, 30
- WHITE, F. M.; MAJDALANI, J. *Viscous fluid flow*. [S.l.]: McGraw-Hill New York, 2006. v. 3. 21

- WILLIAMSON, C. H. Vortex dynamics in the cylinder wake. *Annual Review of Fluid Mechanics*, Annual Reviews, v. 28, p. 477–539, 1996. 7, 24, 49, 60, 65, 69, 71, 73, 77, 86
- WILLIAMSON, C. H. K.; ROSHKO, A. Vortex formation in the wake of an oscillating cylinder. *Journal of Fluids and Structures*, v. 12, n. 8, p. 1073–1086, 1998. 8
- WINSLOW, A. R. Urban wind generation: comparing horizontal and vertical axis wind turbines at clark university in worcester, massachusetts. 2017. 4
- WU, M.-H. et al. Experimental and numerical study of the separation angle for flow around a circular cylinder at low reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics*, Cambridge University Press, v. 515, p. 233–260, 2004. 53
- YIGIT, C. Computer-aided simulation of a vertical-axis wind turbine. *Emerging Materials Research*, Thomas Telford Ltd, v. 9, n. 4, p. 1325–1333, 2020. 15, 16
- YOON, D.-H.; YANG, K.-S.; CHOI, C.-B. Flow past a square cylinder with an angle of incidence. *Physics of Fluids*, v. 22, n. 4, p. 043603, 2010. 49
- ZHAO, F.; HUTCHINSON, M. *Global Wind Report 2023*. 2023. 2, 4
- ÇAM, E. *International Energy Agency (IEA) - Electricity Market Report 2023*. 2023. Disponível em: <www.iea.org>. 1

Apêndices

APÊNDICE A - APLICAÇÃO DA DERIVADA TEMPORAL AO MOMENTO ANGULAR ESCALAR

Considere o momento angular escalar de uma partícula em rotação plana em torno de um eixo fixo O , dado por:

$$H_{O_z} = r \cdot mU_i, \quad (1)$$

onde r é a distância da partícula ao eixo, m sua massa, e U_i a componente tangencial da velocidade.

Para determinar a taxa de variação temporal de H_{O_z} , aplica-se o operador derivada total em relação ao tempo t :

$$\frac{dH_{O_z}}{dt} = \frac{d}{dt} (r \cdot mU_i). \quad (2)$$

A regra de Leibniz (regra do produto) estabelece que:

$$\frac{d}{dt}[f(t) \cdot g(t)] = f'(t) \cdot g(t) + f(t) \cdot g'(t)$$

No caso, $f(t) = r(t)$ e $g(t) = m \cdot U_i(t)$. Portanto:

$$\frac{dH_{O_z}}{dt} = \frac{dr}{dt} \cdot m \cdot U_i(t) + r(t) \cdot \frac{d}{dt} (m \cdot U_i(t)).$$

Como m é constante ($\frac{dm}{dt} = 0$), tem-se:

$$\frac{dH_{O_z}}{dt} = \frac{dr}{dt} \cdot mU_i + r \cdot m \frac{dU_i}{dt}.$$

APÊNDICE B - MOMENTO DE INÉRCIA DE UM ROTOR SAVONIUS COM PÁS SEMICILÍNDRICAS

A massa m de uma pá do rotor Savonius é determinada pela área superficial do semicilindro. Como detalhado no Apêndice C, em uma casca cilíndrica fina, o momento de inércia de um semi tubo em relação ao eixo longitudinal é

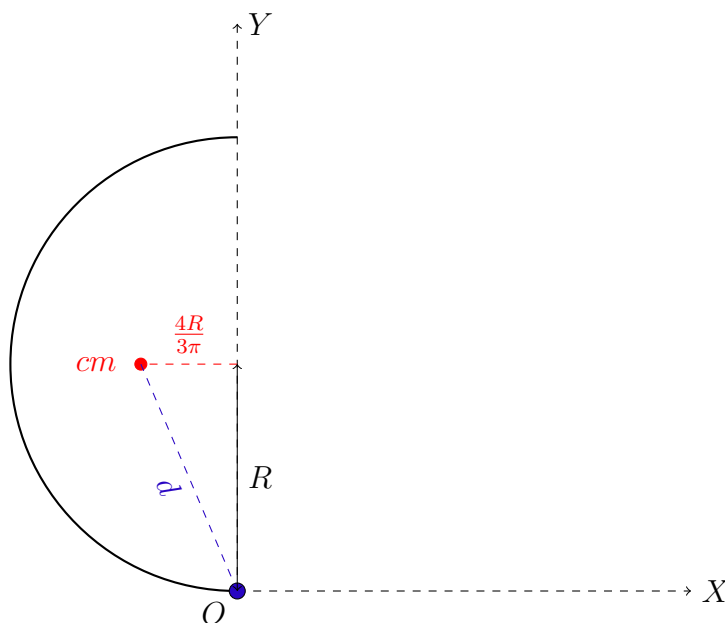
$$I_O = mr^2. \quad (3)$$

E posição do centro de massa (Fig. .1) de um semi tubo é dada por

$$d = \sqrt{\frac{4R}{3\pi} + R^2}. \quad (4)$$

Já que, como detalhado no Apêndice D, $\bar{x} = \frac{4R}{3\pi}$.

Figura .1 – Pá semicilíndrica oca com eixo de rotação O na extremidade. O centro de massa (CM) está deslocado horizontalmente.



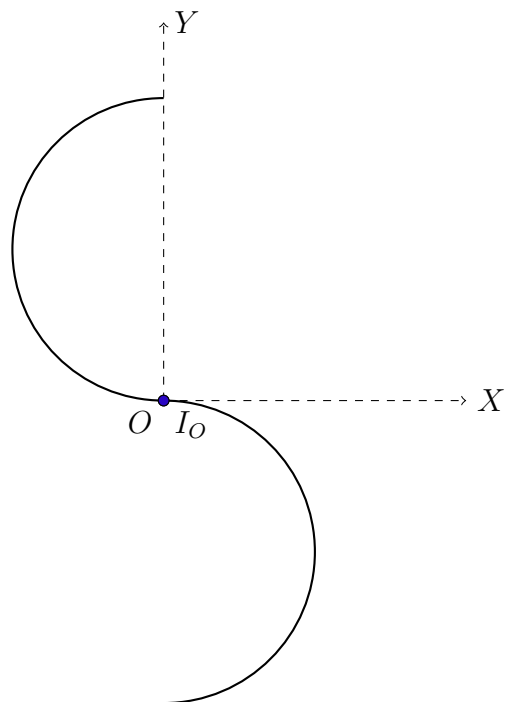
Assim, aplicando o teorema de eixos paralelos (teorema de Steiner), temos

$$I_{pá} = mR^2 + md^2 = mR^2 + m \left[R^2 + \left(\frac{4R}{3\pi} \right)^2 \right] \quad (5)$$

Para duas pás idênticas (Fig. .2), tem-se

$$I_O = 2I_{pá} = 2mR^2 \left(1 + \frac{16}{9\pi^2} \right) \quad (6)$$

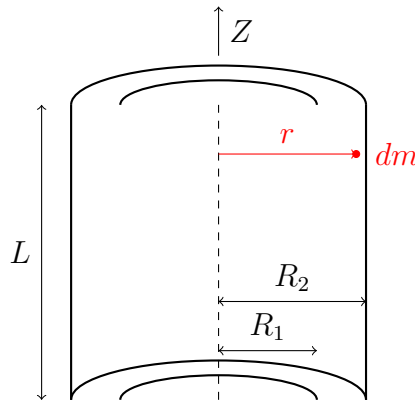
Figura .2 – Rotor Savonius em "S" com eixo de rotação O .



APÊNDICE C - CÁLCULO DO MOMENTO DE INÉRCIA PARA CASCAS CILÍNDRICAS

O momento de inércia (I) é uma medida da distribuição de massa de um corpo em relação a um eixo de rotação. Para cascas cilíndricas, este cálculo varia significativamente entre configurações de parede fina e espessa, como demonstrado abaixo.

Figura .3 – Geometria de uma casca cilíndrica espessa com raio interno R_1 , raio externo R_2 , e altura L . O elemento de massa dm está a uma distância r do eixo Z .



Considere uma casca cilíndrica com raio interno R_1 , raio externo R_2 , altura L , e massa específica ρ (Fig. .3). O momento de inércia em relação ao eixo longitudinal (z) é dado por:

$$I_z = \int_{R_1}^{R_2} r^2 dm = 2\pi\rho L \int_{R_1}^{R_2} r^3 dr, \quad (7)$$

onde $dm = \rho \cdot 2\pi r L dr$ representa o elemento infinitesimal de massa e L é o comprimento longitudinal. Resolvendo a integral:

$$I_z = \frac{\pi\rho L}{2} (R_2^4 - R_1^4). \quad (8)$$

A massa total da casca é:

$$m = \rho\pi L (R_2^2 - R_1^2). \quad (9)$$

Substituindo ρ de Eq. 9 em Eq. 8, obtém-se:

$$I_z = \frac{m}{2} (R_1^2 + R_2^2). \quad (10)$$

Para cascas finas, onde $R_1 \approx R_2 = R$ e $t = R_2 - R_1 \rightarrow 0$, a Eq. 10 simplifica-se para:

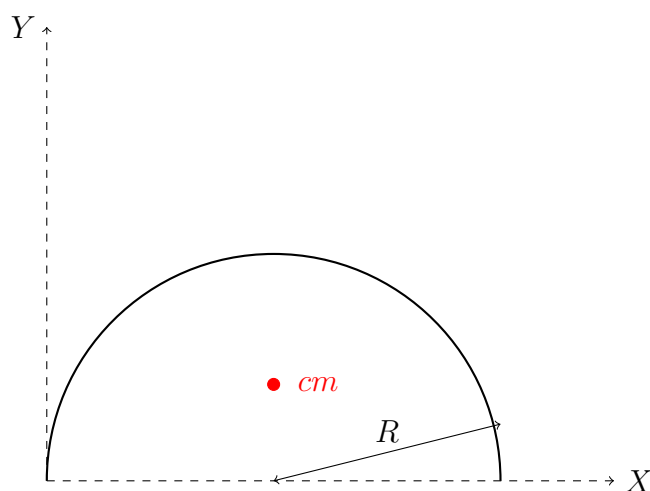
$$I_z = mR^2. \quad (11)$$

Esta simplificação ocorre porque toda a massa está efetivamente concentrada à mesma distância R do eixo de rotação.

APÊNDICE D - CENTRO DE MASSA DE UM SEMICILINDRO

A posição do centro de massa de um sólido é determinada pela média ponderada da distribuição de massa em relação a um sistema de coordenadas. Para um semicilindro homogêneo de raio R e altura L , a simetria do sistema permite reduzir o problema a duas dimensões, como ilustrado na Figura .4.

Figura .4 – Semicilindro homogêneo com centro de massa indicado.



Em coordenadas polares (r, θ) , onde $r \in [0, R]$ e $\theta \in [0, \pi]$, a coordenada y do centro de massa (\bar{y}) é dada por:

$$\bar{y} = \frac{1}{M} \iint y \, dm, \quad (12)$$

sendo M a massa total do semicilindro. Para uma distribuição homogênea, $dm = \rho \, dV$, onde ρ é a massa específica e dV o elemento de volume. Em coordenadas cilíndricas:

$$dV = L \cdot r \, dr \, d\theta, \quad (13)$$

e $y = r \sin \theta$. Substituindo em (12):

$$\bar{y} = \frac{\rho L}{M} \int_0^\pi \int_0^R r \sin \theta \cdot r \, dr \, d\theta. \quad (14)$$

Separando as variáveis r e θ :

$$\bar{y} = \frac{\rho L}{M} \left(\int_0^R r^2 \, dr \right) \left(\int_0^\pi \sin \theta \, d\theta \right). \quad (15)$$

Resolvendo cada integral:

$$\int_0^R r^2 dr = \left[\frac{r^3}{3} \right]_0^R = \frac{R^3}{3}, \quad (16)$$

$$\int_0^\pi \sin \theta d\theta = [-\cos \theta]_0^\pi = 2. \quad (17)$$

Como massa total M é calculada por:

$$M = \rho V = \rho \cdot \frac{1}{2} \pi R^2 L. \quad (18)$$

Podemos substituir (16), (17), e (18) em (15), assim encontramos que

$$\bar{y} = \frac{\rho L}{\rho \cdot \frac{1}{2} \pi R^2 L} \cdot \frac{R^3}{3} \cdot 2 = \frac{4R}{3\pi}. \quad (19)$$

A posição $\bar{y} = \frac{4R}{3\pi}$ indica que o centro de massa está acima do eixo x (Fig. .5). Este resultado é independente da altura L , pois a distribuição de massa é uniforme ao longo do eixo z . Para um semicilindro maciço, a fórmula permanece válida, destacando que a simetria axial simplifica a integração tridimensional para um problema bidimensional.

Figura .5 – Pá semicilíndrica oca com eixo de rotação O na extremidade. O centro de massa (CM) está deslocado horizontalmente.

