

**UNIVERSIDADE TECNOLÓGICA FEDERAL DO PARANÁ**

**LUANSOL VALÉRIO AQUINO DA SILVA**

**ANÁLISE NUMÉRICA DO ESCOAMENTO EM ROTORES FLETTNER DE  
EMBARCAÇÕES COMERCIAIS**

**CURITIBA**

**2023**

**LUANSOL VALÉRIO AQUINO DA SILVA**

**ANÁLISE NUMÉRICA DO ESCOAMENTO EM ROTORES FLETTNER DE  
EMBARCAÇÕES COMERCIAIS**

**Numerical Analysis of Flow in Flettner Rotors of Commercial Vessels**

Trabalho de Conclusão de Curso de Graduação  
apresentado como requisito para obtenção do  
título de Bacharel em Engenharia Mecânica do  
Curso de Bacharelado em Engenharia Mecânica  
da Universidade Tecnológica Federal do Paraná.

Orientador: Prof. Dr. Eduardo Matos Germer

**CURITIBA**

**2023**



[4.0 Internacional](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/)

Esta licença permite download e compartilhamento do trabalho desde que sejam atribuídos créditos ao(s) autor(es), sem a possibilidade de alterá-lo ou utilizá-lo para fins comerciais. Conteúdos elaborados por terceiros, citados e referenciados nesta obra não são cobertos pela licença.

**LUANSOL VALÉRIO AQUINO DA SILVA**

**ANÁLISE NUMÉRICA DO ESCOAMENTO EM ROTORES FLETTNER DE  
EMBARCAÇÕES COMERCIAIS**

Trabalho de Conclusão de Curso de Graduação  
apresentado como requisito para obtenção do  
título de Bacharel em Engenharia Mecânica do  
Curso de Bacharelado em Engenharia Mecânica  
da Universidade Tecnológica Federal do Paraná.

Data de aprovação: 30 de novembro de 2023

---

Eduardo Matos Germer  
Doutor  
Universidade Tecnológica Federal do Paraná

---

Luciano F. dos Santos Rossi  
Doutor  
Universidade Tecnológica Federal do Paraná

---

Rodrigo Schlischtig  
Doutor  
Universidade Tecnológica Federal do Paraná

**CURITIBA  
2023**

Dedico este trabalho aos meus pais. Sem eles  
eu nunca teria chegado até aqui.

## **AGRADECIMENTOS**

Agradeço ao meu orientador Prof. Dr. Eduardo Matos Germer, por toda a paciência, dedicação e didática.

Agradeço ao Prof. Dr. Luciano F. dos Santos Rossi e ao Prof. Dr. Rodrigo Schlischtig por gentilmente se disponibilizarem a participar da banca de avaliação, oferecendo seu conhecimento para melhorar este trabalho.

Gostaria de deixar registrado também, o meu reconhecimento à minha família, pois acredito que sem o apoio deles seria muito difícil vencer esse desafio.

Enfim, a todos os que por algum motivo contribuíram para a realização desta pesquisa.

## RESUMO

Este estudo tem por objetivo realizar uma análise numérica dos parâmetros aerodinâmicos de cilindros rotativos em regimes de escoamento supercríticos, para número de Reynolds de  $5 \times 10^5$ ,  $10^6$  e  $5 \times 10^6$ . É realizado, também, um estudo laminar para  $Re=200$ . Através da utilização do modelo de turbulência  $k - \epsilon$ , com função de parede padrão, são realizadas simulações bidimensionais do problema turbulento no software ANSYS® 2022 R2. Os resultados mostram-se de acordo com a literatura pesquisada. Para  $Re=200$ , é utilizado o modelo laminar no mesmo software e há concordância dos resultados, salvo para razões de rotação maiores que 4.8. O trabalho procura, também, fundamentar de maneira sólida este campo de estudos, a fim de servir de base para trabalhos futuros, onde a aplicação de cilindros rotativos é estudada para propulsão naval.

**Palavras-chave:** efeito magnus; rotor flettner; ansys; cfd; cilindros rotativos.

## ABSTRACT

This study aims to perform a numerical analysis of the aerodynamic parameters of rotating cylinders in supercritical flow regimes, for Reynolds numbers of  $5 \times 10^5$ ,  $10^6$ , and  $5 \times 10^6$ . Additionally, laminar flow simulations were conducted for  $Re=200$ . Using the  $k - \epsilon$  turbulence model with a standard wall function, two-dimensional turbulent simulations of the problem were carried out in ANSYS® 2022 R2 software. The results were found to be consistent with the researched literature. For  $Re=200$ , the laminar model in the same software was employed, and there was agreement in the results, except for spin ratios greater than 4.8. The study also seeks to provide a solid foundation for this field of research to serve as a basis for future work, where the application of rotating cylinders will be explored for naval propulsion.

**Keywords:** magnus effect; flettner rotor; ansys; cfd; rotating cylinders.

## LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1 – Emissões por modal de transporte. . . . .	16
Figura 2 – Preço do barril de petróleo cru WTI e do tipo Brent entre 1970 e 2022. . . . .	17
Figura 3 – Representação 2D da ocorrência de efeito Magnus em um corpo rotacional de seção circular . . . . .	21
Figura 4 – Componentes de forças aerodinâmicas no rotor Flettner . . . . .	23
Figura 5 – Aparato de testes utilizado por H. G. Magnus . . . . .	27
Figura 6 – Arranjo experimental utilizado por E. G. Reid em 1924 . . . . .	28
Figura 7 – Esquema de uma seção de testes preparada para cilindros rotacionais . . . . .	29
Figura 8 – Teste de cilindros rotacionais em escoamento supercrítico . . . . .	29
Figura 9 – Arranjo experimental utilizado por Coutanceau e Ménard para visualizar linhas de corrente . . . . .	31
Figura 10 – Esquema da separação da camada limite em um cilindro . . . . .	32
Figura 11 – Transição na camada de cisalhamento . . . . .	37
Figura 12 – Transição na separação da camada limite . . . . .	39
Figura 13 – Curvas dos coeficientes aerodinâmicos em função do número de Reynolds para o cilindro estacionário. . . . .	40
Figura 14 – Resultados de $St$ obtidos por Carvalho (2003), utilizando anemometria de fio quente e contagem de fotogramas. . . . .	42
Figura 15 – Resultados da modelagem numérica de Badr et al., 1990, para o coeficiente de sustentação $c_L$ e de arrasto $c_D$ em função do tempo adimensional $t^*$ , para $Re = 1000$ . . . . .	46
Figura 16 – Média de velocidade e direção dos ventos no litoral brasileiro. . . . .	52
Figura 17 – Tela de seleção da região de análise no Atlas Global de Ventos. . . . .	53
Figura 18 – Média da intensidade de velocidade de vento para a região selecionada. . . . .	53
Figura 19 – Velocidade média diária de vento em um ano na região selecionada. . . . .	54
Figura 20 – Distribuição de velocidades ao longo do escoamento nas vizinhanças da superfície de um cilindro. . . . .	59
Figura 21 – Camada limite turbulenta próxima à parede . . . . .	60
Figura 22 – Domínio de solução do escoamento em cilindros rotativos. . . . .	63
Figura 23 – Tipo de malha usada nas simulações. . . . .	66

Figura 24 – Refinamento próximo à parede. . . . .	67
Figura 25 – Alternância de emissão de vórtices no escoamento transiente ao redor de um cilindro estacionário para $Re = 200$ , intervalo de $\Delta t^* = 5.225$ . . . . .	71
Figura 26 – Variação temporal do coeficiente de sustentação ( $C_L$ ) em função do tempo adimensional ( $t^*$ ). . . . .	72
Figura 27 – Coeficiente de sustentação ( $C_L$ ) em função do coeficiente de arrasto ( $C_D$ ). . . . .	76
Figura 28 – Resultados do coeficiente de sustentação $C_L$ em função da razão de rotação $\alpha$ para o regime supercrítico. . . . .	79
Figura 29 – Resultados do coeficiente de arrasto $C_D$ em função da razão de rotação $\alpha$ para o regime supercrítico. . . . .	81
Figura 30 – Resultados do coeficiente de momento $C_M$ em função da razão de rotação $\alpha$ para o regime supercrítico. . . . .	82
Figura 31 – Linhas de corrente para escoamento transiente ao redor de um cilindro estacionário para $Re = 200$ . . . . .	93
Figura 32 – Linhas de corrente para escoamento transiente ao redor de um cilindro rotativo com $\alpha = 1.0$ . . . . .	94
Figura 33 – Linhas de corrente para rotações que atingem escoamento estacionário. Acima de $\alpha = 1.91$ , a emissão de vórtices cessa para $Re = 200$ , retornando no intervalo de $4.35 < \alpha < 4.70$ . . . . .	95
Figura 34 – Desprendimento de vórtices em $\alpha = 4.4$ e $Re = 200$ . . . . .	96
Figura 35 – Linhas de corrente para escoamento permanente ao redor de cilindro estacionário em $Re = 5 \times 10^5$ . Presença de bolha com duas zonas de recirculação. . . . .	97
Figura 36 – Linhas de corrente para o escoamento permanente ao redor de cilindro rotativo em diferentes velocidades de rotação em $Re = 5 \times 10^5$ . . . . .	98
Figura 37 – Linhas de corrente para escoamento permanente ao redor de cilindro estacionário em $Re = 10^6$ . Presença de bolha com duas zonas de recirculação. . . . .	99
Figura 38 – Linhas de corrente para o escoamento permanente ao redor de cilindro rotativo em diferentes velocidades de rotação em $Re = 10^6$ . . . . .	100

<b>Figura 39 – Linhas de corrente para escoamento permanente ao redor de cilindro estacionário em <math>Re = 5 \times 10^6</math>. Presença de bolha com duas zonas de recirculação. . . . .</b>	<b>101</b>
<b>Figura 40 – Linhas de corrente para o escoamento permanente ao redor de cilindro rotativo em diferentes velocidades de rotação em <math>Re = 5 \times 10^6</math>. . . .</b>	<b>102</b>

## LISTA DE FOTOGRAFIAS

Fotografia 1 – Primeira embarcação adaptada com rotores Flettner, o Buckau . . .	23
Fotografia 2 – escoamento laminar L1 em um cilindro estático . . . . .	35
Fotografia 3 – Fotografias de escoamentos laminares em um cilindro estático: a) <i>Re</i> = 54, b) <i>Re</i> = 65 e c) <i>Re</i> = 102 . . . . .	35
Fotografia 4 – Transição da esteira laminar de von Kármán para turbulência. . . .	36

## LISTA DE GRÁFICOS

Gráfico 1 – Dados experimentais de Reid (1924) e Thom (1934) sobre os efeitos da rotação no coeficiente de sustentação de um cilindro sem discos de ponta para diferentes números de Reynolds. . . . .	49
Gráfico 2 – Dados experimentais de Reid (1924) e Thom (1934) sobre os efeitos da rotação no coeficiente de arrasto de um cilindro sem discos de ponta para diferentes números de Reynolds. . . . .	49
Gráfico 3 – Convergência da solução de $C_L$ em função do tempo adimensional $t^*$ , para $\alpha = 1.90$ , $\alpha = 1.91$ e $\alpha = 2.07$ . . . . .	72
Gráfico 4 – Coeficiente de arrasto médio com $\alpha$ variando de 0 a 5.0 e $Re = 200$ . . . . .	73
Gráfico 5 – Coeficiente de sustentação médio com $\alpha$ variando de 0 a 5.0 e $Re = 200$ . . . . .	74
Gráfico 6 – Coeficiente de momento médio com $\alpha$ variando de 0 a 5.0 e $Re = 200$ . . . . .	74
Gráfico 7 – Razão entre os coeficientes médios de sustentação e de arrasto, com $\alpha$ variando de 0 a 5.0 e $Re = 200$ . . . . .	75
Gráfico 8 – Razão entre os coeficientes de sustentação e de arrasto em função da razão de rotação $\alpha$ em regime supercrítico . . . . .	83
Gráfico 9 – Coeficiente de pressão medido na superfície do cilindro, para diferentes valores de $\alpha$ em $Re = 5 \times 10^5$ . . . . .	84
Gráfico 10 – Coeficiente de pressão medido na superfície do cilindro, para diferentes valores de $\alpha$ em $Re = 10^6$ . . . . .	84
Gráfico 11 – Coeficiente de pressão medido na superfície do cilindro, para diferentes valores de $\alpha$ em $Re = 5 \times 10^6$ . . . . .	85

## LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Rotores Flettner selecionados para análise . . . . .	51
Tabela 2 – Constantes empíricas utilizadas no modelo de turbulência $k - \varepsilon$ . . . . .	58
Tabela 3 – Valores de referência considerados para $Re = 200$ . . . . .	68
Tabela 4 – Resultados da literatura para escoamento transiente ao redor de um cilindro estacionário em $Re=200$ . . . . .	69
Tabela 5 – Resultados do teste de independência de malha para $Re=200$ . . . . .	70
Tabela 6 – Resultados da literatura para escoamento transiente ao redor de um cilindro estacionário em $Re = 10^6$ . . . . .	77
Tabela 7 – Resultados do teste de independência de malha para $Re = 10^6$ . . . . .	77
Tabela 8 – Valor de $y^+$ para as malhas testadas. . . . .	78
Tabela 9 – Diferença entre os resultados obtidos neste trabalho de coeficiente de sustentação $C_L$ e os resultados apresentados por Karabelas et al. (2012) para o regime supercrítico. . . . .	80
Tabela 10 – Diferença entre os resultados obtidos neste trabalho de coeficiente de arrasto $C_D$ e os resultados apresentados por Karabelas et al. (2012) para o regime supercrítico. . . . .	80
Tabela 11 – Diferença entre os resultados obtidos neste trabalho de coeficiente de momento $C_M$ e os resultados apresentados por Karabelas et al. (2012) para o regime supercrítico. . . . .	82

## LISTA DE SÍMBOLOS

### LETRAS LATINAS

$\bar{P}$	Pressão média
$\bar{U}_i$	Velocidade média do escoamento na direção $i$
$\bar{u}_i$	Velocidade do escoamento na direção $i$
$AR$	Razão de aspecto
$C_D$	Coeficiente de arrasto
$C_L$	Coeficiente de sustentação
$C_M$	Coeficiente de Momento
$C_P$	Coeficiente de pressão
$C_{Df}$	Coeficiente de arrasto de atrito
$C_{DP}$	Coeficiente de arrasto de pressão
$D$	Diâmetro do cilindro
$D_e$	Diâmetro do disco de ponta
$D_\Omega$	Diâmetro do domínio
$e_{ij}$	Tensor de taxa de deformação
$f$	Frequência de emissão de vórtices
$F_D$	Força de arrasto do rotor Flettner
$F_D$	Força de arrasto
$F_L$	Força de sustentação do rotor Flettner
$F_L$	Força de sustentação
$F_T$	Força propulsiva do rotor Flettner
$G$	Taxa de dissipação devido a gradientes de velocidade média
$k$	Energia cinética turbulenta
$L$	Comprimento longitudinal do cilindro
$P$	Pressão no ponto de medição

$p$	Pressão instantânea medida em um ponto do escoamento
$P_k$	Taxa de geração de energia cinética turbulenta
$P_\infty$	Pressão do escoamento livre
$Re$	Número de Reynolds
$t$	Tempo dimensional
$t^*$	Tempo adimensional
$U_\infty$	Velocidade do escoamento livre
$v$	Escala de velocidade de Kolmogorov
$V_A$	Velocidade de vento aparente
$V_E$	Velocidade da embarcação
$V_R$	Velocidade de vento real

#### LETRAS GREGAS

$\alpha$	Razão de rotação
$\beta$	Ângulo entre o vento aparente e a direção de movimento da embarcação
$\delta_{ij}$	Delta de Kronecker
$\eta$	Escala de distância de Kolmogorov
$\gamma$	Ângulo de incidência do vento real
$\mu$	Viscosidade dinâmica do fluido
$\nu$	Viscosidade cinética
$\nu_t$	Viscosidade turbulenta
$\omega$	Velocidade angular
$\Phi$	Variável genérica
$\rho$	Massa específica
$\sigma$	Tensor de tensão
$\sigma_{ij}$	Tensor de tensões viscosas
$\tau$	Escala de tempo de Kolmogorov
$\varepsilon$	Taxa de dissipação da energia cinética turbulenta

## SUMÁRIO

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b>	<b>16</b>
<b>1.1</b>	<b>Uma breve história do uso do movimento do ar como fonte de energia para a propulsão naval</b>	<b>18</b>
<b>1.2</b>	<b>Objetivos</b>	<b>19</b>
1.2.1	Objetivo geral	19
1.2.2	Objetivos específicos	19
<b>1.3</b>	<b>Estrutura deste trabalho</b>	<b>19</b>
<b>2</b>	<b>REFERENCIAL TEÓRICO</b>	<b>21</b>
<b>2.1</b>	<b>O efeito magnus</b>	<b>21</b>
2.1.1	Rotor Flettner - usando o efeito Magnus para auxiliar a propulsão de embarcações	22
<b>2.2</b>	<b>Parâmetros adimensionais importantes na apresentação dos resultados</b>	<b>24</b>
<b>2.3</b>	<b>Preparação da seção de testes experimentais</b>	<b>27</b>
<b>2.4</b>	<b>Visualização experimental do escoamento</b>	<b>30</b>
<b>2.5</b>	<b>Separação da camada limite</b>	<b>31</b>
<b>2.6</b>	<b>Influência do número de Reynolds em um cilindro estacionário</b>	<b>33</b>
2.6.1	Regimes de escoamento	34
2.6.2	Influência no coeficiente de arrasto	40
<b>2.7</b>	<b>Estabilidade do escoamento</b>	<b>42</b>
<b>2.8</b>	<b>Estudos computacionais do escoamento ao redor de cilindros estacionários e rotativos</b>	<b>43</b>
<b>2.9</b>	<b>Efeito da rotação na força aerodinâmica</b>	<b>48</b>
<b>3</b>	<b>METODOLOGIA</b>	<b>51</b>
<b>3.1</b>	<b>Determinação da faixa de Reynolds</b>	<b>51</b>
<b>3.2</b>	<b>Modelagem de turbulência</b>	<b>55</b>
3.2.1	Modelo $k - \varepsilon$	56
3.2.2	Modelagem próximo a fronteira de superfície do rotor	59
<b>3.3</b>	<b>Condições de simulação</b>	<b>62</b>
3.3.1	Análise preliminar e determinação de malha	63
<b>3.4</b>	<b>Condições de Contorno</b>	<b>64</b>

3.5	<b>Fluxo de trabalho no ANSYS® 2022 R2 Student</b> . . . . .	65
4	<b>RESULTADOS</b> . . . . .	68
4.1	<b>Validação de modelo laminar <math>Re = 200</math></b> . . . . .	68
4.1.1	Teste de independência de malha . . . . .	69
4.1.2	Evolução temporal da solução e influência da rotação $\alpha$ . . . . .	70
4.1.3	Resultados dos adimensionais médios em função da razão de rotação $\alpha$ . . . . .	73
4.1.4	Divergência com a solução de Mittal e Kumar (2003) . . . . .	75
4.2	<b>Simulação em regime supercrítico</b> . . . . .	77
4.2.1	Teste de independência de malha . . . . .	77
4.2.2	Coeficientes aerodinâmicos em função da razão de rotação $\alpha$ em regime supercrítico . . . . .	78
5	<b>CONCLUSÃO</b> . . . . .	86
	<b>REFERÊNCIAS</b> . . . . .	88
	<b>APÊNDICE A RESULTADOS DE LINHAS DE CORRENTES</b> . . . . .	93
A.1	<b>Linhas de corrente para <math>Re = 200</math></b> . . . . .	93
A.2	<b>Linhas de corrente para <math>Re = 5 \times 10^5</math></b> . . . . .	97
A.3	<b>Linhas de corrente para <math>Re = 10^6</math></b> . . . . .	99
A.4	<b>Linhas de corrente para <math>Re = 5 \times 10^6</math></b> . . . . .	101
	<b>ANEXO A MAPA DE INTENSIDADE DE VENTOS NO BRASIL A 50M DE ALTITUDE</b> . . . . .	104

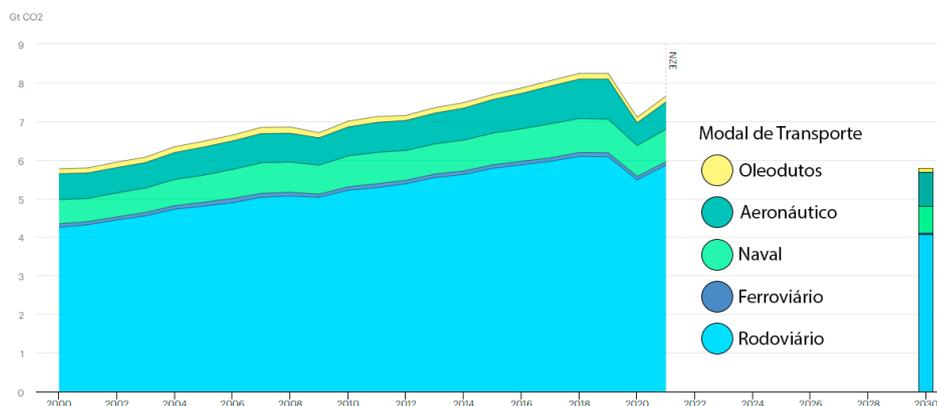
## 1 INTRODUÇÃO

A preocupação com o aumento das emissões de gases de efeito estufa e seus efeitos adversos no clima global ganhou destaque no final do século XX. Desde então, foram feitas diversas tentativas de acordos e ações conjuntas entre os países para reduzir as emissões e combater as mudanças climáticas. No entanto, os resultados alcançados até o momento ainda não atenderam às expectativas e não foram suficientes para conter efetivamente o aumento das emissões.

Uma das razões para essa falta de progresso é a escassez de alternativas viáveis de fontes de energia limpa e de tecnologias adequadas para utilizá-las. A dependência generalizada de combustíveis fósseis, como petróleo, carvão e gás natural, tem sido um grande obstáculo para a transição energética necessária. Essas fontes de energia são altamente poluentes e contribuem significativamente para as emissões de gases de efeito estufa [1].

No setor de transporte, especificamente, a busca por alternativas limpas tem sido particularmente desafiadora. De acordo com o relatório do Painel Intergovernamental sobre Mudanças Climáticas (IPCC) de 2022 [2], o transporte é responsável por aproximadamente 15% das emissões antropogênicas. O transporte naval, por sua vez, representa 1,6% do total de emissões, cerca de 944 milhões de toneladas de dióxido de carbono equivalente ( $CO_{2eq}$ ) em 2022. Na Figura 1, percebe-se como as emissões no transporte obedecem uma tendência de alta, vale observar que, no ano de 2020, há uma queda devido à pandemia de COVID-19, que desacelerou a economia mundial e, conseqüentemente, os fretes intra e intercontinentais.

**Figura 1 – Emissões por modal de transporte.**

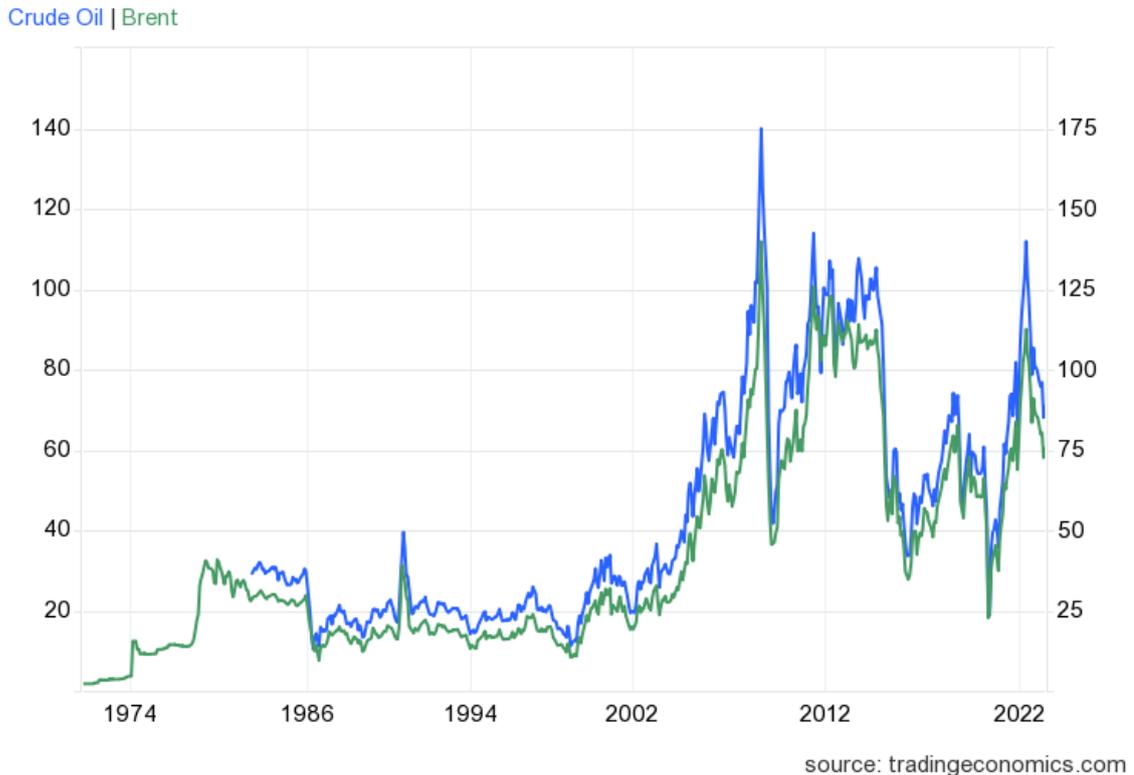


**Fonte: IEA, Global CO2 emissions from transport by sub-sector in the Net Zero Scenario, 2000-2030, IEA, Paris. Disponível em: <https://www.iea.org/data-and-statistics/charts/global-co2-emissions-from-transport-by-sub-sector-in-the-net-zero-scenario-2000-2030>, IEA. License: CC BY 4.0.**

Além das preocupações com as mudanças climáticas, o setor de transporte naval enfrenta desafios adicionais relacionados ao aumento dos preços do petróleo desde o início dos anos 2000. O gráfico apresentado na Figura 2 ilustra a tendência de alta nos preços do petróleo, observando as quedas nos preços em 2016, devido ao mercado de commodities na época, e

nos anos de pandemia de COVID-19. Entretanto, os preços ainda se mantêm em um patamar mais alto do que nos anos 1990.

**Figura 2 – Preço do barril de petróleo cru WTI e do tipo Brent entre 1970 e 2022.**



**Fonte:** <https://tradingeconomics.com/commodity/brent-crude-oil>.

O petróleo desempenha um papel fundamental no setor de transporte naval como fonte de energia para os navios. O aumento dos preços do petróleo resulta em um aumento direto nos custos operacionais, uma vez que o combustível representa uma parte significativa dos gastos totais das empresas de frete. Esses aumentos nos preços do petróleo impactam toda a cadeia de suprimentos global, uma vez que a maior parte do comércio internacional é realizada por meio do transporte marítimo [1].

Uma vez que cerca de 90% do comércio mundial circula pelo mar [3], quando os preços do petróleo sobem, as empresas de transporte enfrentam desafios em relação ao gerenciamento de custos, pois o aumento dos preços do combustível reduz suas margens de lucro. Esses custos adicionais podem ser repassados aos consumidores por meio de aumentos nos preços dos produtos transportados, o que pode impactar o consumidor final e a economia em geral.

Além disso, os aumentos nos preços do petróleo também incentivam a busca por alternativas de energia no setor de transporte naval [1]. Embora as soluções de energia limpa, como a energia eólica e a solar, ainda estejam em estágios iniciais de adoção para o transporte marítimo em grande escala, os aumentos nos preços do petróleo podem impulsionar investimentos e pesquisas nesse sentido. A transição para fontes de energia mais sustentáveis no transporte naval não apenas contribuiria para a redução das emissões de gases de efeito estufa, mas

também poderia fornecer uma proteção contra a volatilidade dos preços do petróleo no longo prazo [1].

### **1.1 Uma breve história do uso do movimento do ar como fonte de energia para a propulsão naval**

Segundo Anderson [4], os primeiros registros de barcos a vela datam de 4000 a.C., em desenhos egípcios. Esses desenhos retratavam embarcações com velas retangulares, que utilizavam o vento como fonte de propulsão. A utilização do vento como meio de propulsão naval foi um avanço significativo para a época e marcou o início de uma nova era na navegação.

Ao longo dos séculos, ocorreram diversos avanços na tecnologia de velas e na construção das embarcações movidas a vela. Os navegadores e construtores navais desenvolveram novas técnicas para aperfeiçoar o formato das velas, a disposição dos mastros e o número de velas utilizadas. Essas inovações tinham como objetivo aumentar a eficiência das embarcações e permitir uma melhor navegação em diferentes condições de vento [4].

Com o passar do tempo, a propulsão por meio de velas foi se tornando cada vez mais importante e eficiente, substituindo em grande parte a necessidade da utilização de humanos como forma primária de propulsão com remos [4]. A utilização de remos exigia uma equipe numerosa e fisicamente capaz, enquanto a propulsão a vela permitia que uma embarcação fosse movida por uma equipe menor e explorasse as forças naturais do vento de maneira mais eficaz.

Essa transição para a propulsão a vela trouxe diversas vantagens para a navegação. Os navios movidos a vela podiam realizar viagens mais longas e explorar áreas distantes com maior facilidade. Além disso, a velocidade das embarcações aumentou consideravelmente, permitindo um transporte mais rápido de mercadorias e o estabelecimento de rotas comerciais mais eficientes [4][5].

Ao longo dos séculos seguintes, a tecnologia dos barcos a vela continuou a evoluir, com a introdução de novos materiais, como as velas de lona, e o aprimoramento dos sistemas de controle e manobras. No entanto, com o surgimento dos motores a vapor, no século XIX [1], e posteriormente dos motores a combustão interna, impulsionados por combustíveis fósseis, como o óleo diesel marítimo (MDO, do inglês "Maritime Diesel Oil") e o óleo combustível pesado (HFO, do inglês "Heavy Fuel Oil"), a propulsão a vela gradualmente perdeu sua dominância no cenário naval [1]. Atualmente, o uso de velas é mais comum em competições esportivas, turismo náutico e lazer, enquanto rotas comerciais geralmente são impulsionadas por motores a combustão interna.

Hoje, no entanto, com a crescente busca pela redução de emissões e a preocupação com a sustentabilidade, novas tecnologias estão surgindo para embarcações comerciais, aproveitando a energia do ar como uma alternativa para auxiliar na propulsão de navios. Essas tecnologias são conhecidas como WASP, que significa "Wind-Assisted Ship Propulsion" (Propulsão de Navios

Assistida pelo Vento, em tradução livre), conforme citado por Lu et al. em seu trabalho de referência [3].

## **1.2 Objetivos**

### **1.2.1 Objetivo geral**

Este trabalho tem por objetivo fazer a análise numérica, utilizando o software de simulação de dinâmica de fluidos computacional FLUENT<sup>®</sup>, disponível no Workbench do ANSYS<sup>®</sup> 2022 Student, do escoamento, em regime supercrítico, ao redor de cilindros rotativos, analisando, de acordo com o estudado na literatura, as curvas de coeficientes de sustentação, arrasto e pressão.

### **1.2.2 Objetivos específicos**

A fim de atingir o objetivo do trabalho, as seguintes etapas intermediárias são realizadas:

- Fundamentar o trabalho com base na bibliografia pertinente ao tema;
- Caracterizar o problema de acordo com os modelos de mecânica de fluidos disponíveis na literatura;
- Formular o problema analiticamente, em regimes laminar e turbulento, definindo as condições de contorno e as equações governantes;
- Definir as configurações a serem analisadas, assim como as geometrias a serem utilizadas;
- Definir as condições de operação das embarcações a serem analisadas;
- Realizar testes de malha bidimensionais, levantando curvas de coeficiente de sustentação e arrasto em função da razão de rotação e comparar com os trabalhos escolhidos para a validação de resultados;

## **1.3 Estrutura deste trabalho**

Na introdução é apresentado a situação problema, um histórico de como a energia eólica vem sendo utilizada desde o início das navegações e como o projeto pode contribuir para a mitigação de seus efeitos. Além disso, os objetivos do trabalho são especificados.

No segundo capítulo, é feita a revisão bibliográfica do tema, neste capítulo são apresentados estudos experimentais e numéricos sobre o efeito Magnus em diferentes condições de operação. É possível identificar como a compreensão do fenômeno foi evoluindo ao longo dos

anos de estudo. Embora poucos estudos tenham sido conduzidos entre as décadas 1920 e 1990, houve um aumento de interesse no tópico, em face das necessidades discutidas nos primeiros parágrafos deste Capítulo 1.

No terceiro capítulo é apresentada a metodologia para o estudo do problema, de acordo com o que foi compreendido do Capítulo 2. Inicia-se com a modelagem matemática do problema, para em seguida ser feita a modelagem numérica. Também são definidas as condições de contorno do problema e é discutido o fluxo de trabalho a ser seguido para as simulações no ANSYS®.

Por fim, no quarto capítulo são apresentados os resultados das simulações, as curvas de coeficientes de sustentação, arrasto e pressão. Sendo as duas primeiras em função da rotação do cilindro e a última, o coeficiente de pressão na superfície do cilindro.

## 2 REFERENCIAL TEÓRICO

O capítulo inicia-se com um levantamento dos principais pontos a serem investigados na análise de cilindros rotativos expostos a um escoamento transversal. Antes de se aprofundar na revisão bibliográfica, é necessário determinar os parâmetros que os autores utilizam para estudar esse fenômeno. Estes sendo fundamentais para a compreensão do comportamento aerodinâmico de cilindros rotativos submetidos a um escoamento transversal.

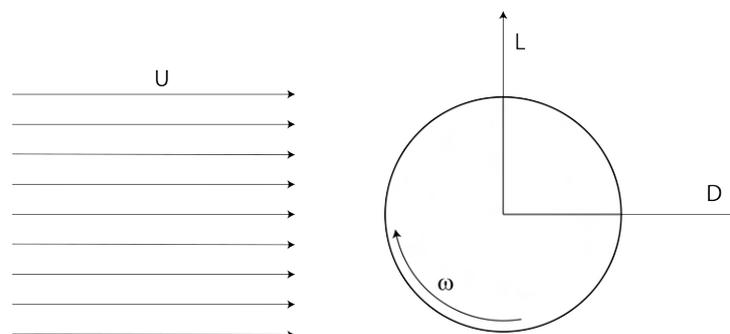
Uma vez estabelecidos os parâmetros, o capítulo prossegue apresentando estudos experimentais relevantes, detalhando as metodologias utilizadas para a obtenção dos resultados em testes realizados com modelos reais. A compreensão da metodologia experimental é essencial para interpretar devidamente os resultados obtidos e para extrair conclusões confiáveis sobre o comportamento aerodinâmico dos cilindros rotativos.

Em seguida, o capítulo aprofunda-se no referencial teórico, buscando investigar com detalhes o escoamento, formação de esteira de turbulência, descolamento de camada limite, natureza e estabilidade do escoamento de acordo com a interação entre a velocidade de rotação do cilindro e a velocidade de escoamento. São explorados os efeitos da razão de aspecto, da adição de discos de ponta, do formato específico dos cilindros e da velocidade tanto do escoamento quanto da rotação do cilindro. Este aprofundamento teórico visa fornecer uma base conceitual sólida para a interpretação dos resultados numéricos, assim como para a modelagem correta do fenômeno a ser analisado.

### 2.1 O efeito magnus

Quando um corpo em movimento rotacional atravessa um fluido, e seu eixo de rotação não se alinha com a direção do fluxo, surge a força Magnus. Essa força atua perpendicularmente ao plano de fluxo e ao eixo de rotação do corpo, alterando sua trajetória de movimento [6], como mostra a Figura 3, onde  $U$  é a velocidade do escoamento livre,  $D$  é a força de arrasto,  $L$  é a força de sustentação e  $\omega$  é a velocidade de rotação do corpo.

**Figura 3 – Representação 2D da ocorrência de efeito Magnus em um corpo rotacional de seção circular**



Fonte: Autoria própria (2023).

As primeiras observações registradas desse efeito remontam a 1671, quando G. T. Walker observou que uma bola de tênis em rotação desviava de sua trajetória habitual [6]. Segundo Johnson, 1986 [7], foi apenas no início do século XVIII que Robins se tornou a primeira pessoa a estudar experimentalmente esse fenômeno. Curiosamente, o trabalho de Robins caiu no esquecimento, embora merecesse que seu nome fosse associado à própria denominação do fenômeno, conforme enfatizado pelo autor [7].

Aproximadamente 100 anos após a morte de Robins, o físico alemão Heinrich Gustav Magnus descreveu corretamente o fenômeno que leva seu nome. Em 1851, enquanto investigava a balística de balas de mosquetes e um cilindro em rotação submetido a um jato de ar, Magnus explicou o desvio desses corpos como uma força aerodinâmica decorrente da interação entre a velocidade de rotação e a velocidade de translação. O fenômeno gera um fluxo desigual ao redor do cilindro, onde a região que se movimenta na mesma direção da corrente tem uma velocidade maior do que a área oposta, que se move em direção contrária à corrente. Isso resulta em uma distribuição de pressão assimétrica devido ao efeito de Bernoulli, levando ao surgimento de uma força perpendicular ao fluxo, em direção à região de maior velocidade [6][8].

#### 2.1.1 Rotor Flettner - usando o efeito Magnus para auxiliar a propulsão de embarcações

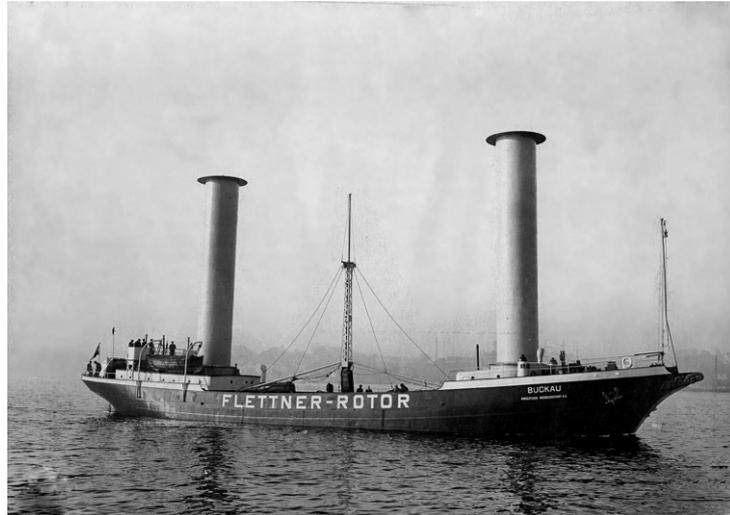
O rotor Flettner consiste em um cilindro oco montado verticalmente no convés de uma embarcação [3]. Esse cilindro é impulsionado por um motor elétrico, realizando um movimento rotativo, e em sua extremidade superior, é fixado um disco para aumentar a eficiência. Essa eficiência é influenciada por vários fatores, incluindo a velocidade do vento e a área exposta ao fluxo de ar [3]. Em condições ideais, de acordo com a Enership, fabricante do E-Ship 1, o rotor Flettner pode gerar até 15% de redução no consumo de combustível [9], embora outras fontes sugiram uma economia de até 30% [10].

Patenteado em 1922 pelo engenheiro alemão Anton Flettner [1][11], o rotor Flettner é baseado no princípio do Efeito Magnus. Inicialmente, Flettner concebeu seu sistema de propulsão como dois cilindros acionados por uma correia. Posteriormente, ele aprimorou o sistema, adotando dois motores elétricos individuais [11].

Em 1924, com o auxílio de Albert Betz, Jacob Ackeret e Ludwig Prandtl, Flettner equipou a escuna Buckau com dois rotores Flettner (ver Fotografia 1), sendo os cilindros de 15 metros de altura e 3 metros de diâmetro, acionados por dois motores elétricos de 37 kW [11]. Em 31 de março de 1926, após ser renomeada para Baden-Baden, a embarcação partiu para cruzar o Atlântico, passando pela América do Sul e alcançando Nova Iorque em 9 de maio do mesmo ano [11].

Ainda em 1926, após o sucesso do Baden-Baden, o estaleiro A. G. Weser, de Bremen, comissionou o Barbara, uma embarcação maior equipada com três rotores Flettner. Contudo, devido ao avanço de motores a Diesel mais eficientes, o interesse pelos rotores Flettner diminuiu, levando ao desmantelamento do sistema no Baden-Baden. Alguns anos depois, em 1931, a

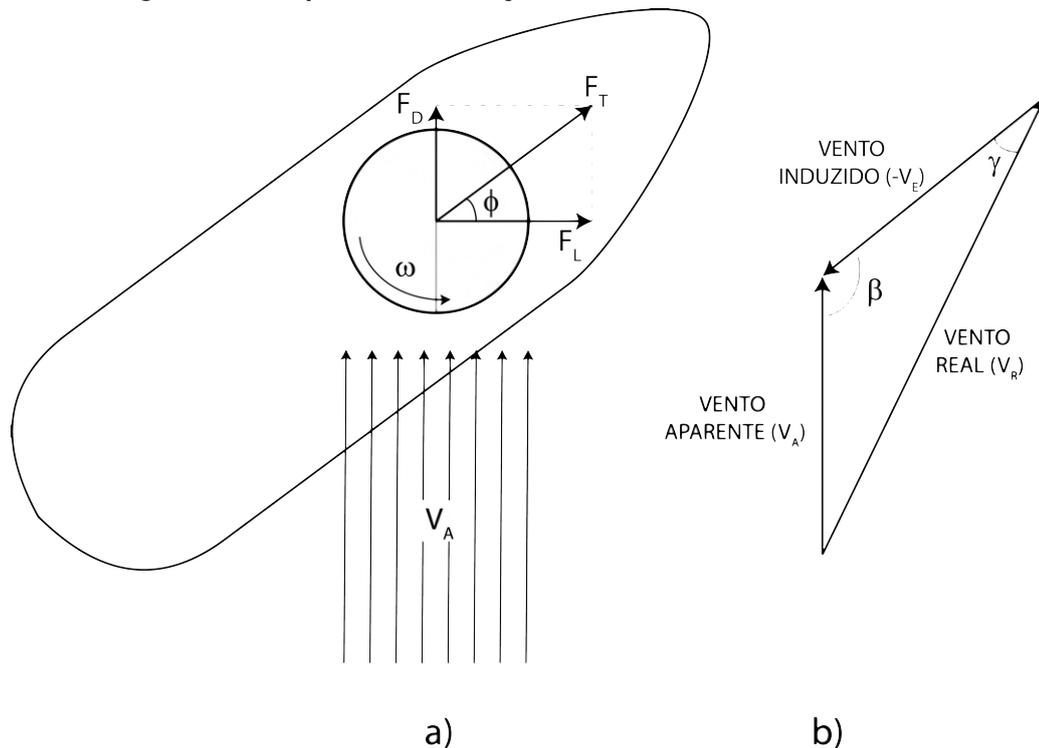
Fotografia 1 – Primeira embarcação adaptada com rotores Flettner, o Buckau



Fonte: Rotating Sails Help to Revive Wind-Powered Shipping, Scientific American (2020) [12].

escuna que introduziu essa nova tecnologia ao mundo naufragou em uma tempestade no mar do Caribe [11].

Figura 4 – Componentes de forças aerodinâmicas no rotor Flettner



Fonte: Adaptado de ENERCON (2013) [9].

Na Figura 4, observa-se um rotor Flettner que está submetido ao escoamento de ar (4). A força de propulsão (3) nesse sistema é o que impulsiona a embarcação para frente. Esta força de propulsão (3) não surge isoladamente. Ela é o resultado da combinação de outras forças. Primeiramente, há a força de arrasto (1), que age na mesma direção do deslocamento resultante

de ar (4). Em segundo lugar, temos a força de sustentação (2), que é gerada pelas características aerodinâmicas do cilindro e atua perpendicularmente à direção do fluxo de ar (4). A força de propulsão (3) é o resultado da soma vetorial dessas duas forças - a força de arrasto (1) e a força de sustentação (2), sendo influenciada pelo escoamento (4 e iii) resultante da soma vetorial do deslocamento de ar induzido (ii) gerado pela embarcação em movimento e pelo vento real (i), como visto na Figura 4b). Ambos contribuem para a direção e magnitude da força de propulsão (3).

Embora a invenção tenha mais de 100 anos de idade, o rotor Flettner teve seu uso limitado ao longo do século XX devido ao desenvolvimento de outras tecnologias de propulsão eólica e à disponibilidade de combustíveis fósseis baratos. No entanto, nas últimas décadas, com o aumento da preocupação com a sustentabilidade e a busca por alternativas mais limpas, o rotor Flettner tem sido objeto de renovado interesse.

Atualmente, existem projetos e testes em andamento para implementar o rotor Flettner em embarcações modernas, incluindo navios de carga e navios de passageiros. Os avanços tecnológicos permitiram aprimorar o design e a eficiência do rotor, tornando-o mais viável e competitivo em termos de custos.

## **2.2 Parâmetros adimensionais importantes na apresentação dos resultados**

A pesquisa em mecânica de fluidos é uma área que envolve a análise do comportamento dos fluidos em diversas condições. Essa investigação gera uma quantidade significativa de dados, e o meio estudado, os fluidos, é intrinsecamente influenciado por uma ampla gama de variáveis, tais como pressão, temperatura e a própria natureza do fluido. Diante dessa complexidade, faz-se implementar métodos que permitam uma análise comparativa mais eficaz dos resultados obtidos.

Uma prática comum nesse campo é a adimensionalização dos dados. Isso significa remover as unidades físicas das grandezas medidas, tornando-as adimensionais. A adimensionalização padroniza os resultados e facilita comparações entre diferentes experimentos ou condições. A razão para essa abordagem reside no fato de que as grandezas físicas, como velocidade, pressão e densidade, podem variar amplamente em diferentes cenários, dificultando a comparação direta dos resultados.

Ao adimensionalizar as variáveis, os pesquisadores podem expressar relações entre diferentes parâmetros de forma mais universal, independentemente das unidades específicas utilizadas. Essa técnica de apresentação de resultados não apenas simplifica a interpretação, mas também permite a generalização de fenômenos observados. Além disso, a adimensionalização permite desenvolver modelos matemáticos e simulações computacionais que extrapolam os dados experimentais para condições não testadas.

Conforme visto na seção 2.1, as forças aerodinâmicas que surgem em um cilindro rotativo, devido à distribuição de pressão ao redor do cilindro [13], dependem da velocidade do escoamento transversal do fluido em relação ao cilindro e da velocidade de rotação deste.

Assim, Reid (1924) [14] definiu a razão de rotação no cilindro como a razão entre a velocidade tangencial do cilindro ( $\frac{\omega D}{2}$ ) e a velocidade do escoamento livre ( $U_\infty$ ), dado pela Equação 1, onde  $\omega$  é a velocidade angular do cilindro e  $D$  é seu diâmetro.

$$\alpha = \frac{\omega D}{2U_\infty} \quad (1)$$

Este coeficiente adimensional de velocidade é encontrado em todos os estudos posteriores ao trabalho de Reid e utilizado para comparar condições operacionais de um rotor Flettner, uma vez que o entendimento da física do escoamento é fundamental para viabilizar esta tecnologia [13]. É importante observar que no trabalho original, Reid utiliza a letra  $r$  como denominação para este coeficiente. Em investigações mais recentes do efeito Magnus, como Swanson (1961) [6] e subsequentes, a letra grega  $\alpha$  é o padrão para se referir a este parâmetro. Em inglês, é utilizado o termo *textit{spin ratio}*, ou razão (taxa) de rotação, na tradução literal.

Além da razão de rotação, que relaciona a interação entre o cilindro rotativo e o fluido, outro parâmetro importante para a análise é o número de Reynolds, o qual descreve o equilíbrio entre forças inerciais e viscosas em um fluido. O número de Reynolds é um dos parâmetros adimensionais fundamentais em análises da dinâmica de fluidos, uma vez que os experimentos podem ser validados independentemente do fluido utilizado. A Equação 2 mostra a definição do número de Reynolds, onde  $\rho$  é a massa específica do fluido e  $\mu$  é sua viscosidade dinâmica.

$$Re = \frac{\rho U_\infty D}{\mu} \quad (2)$$

As forças de arrasto ( $F_D$ ) e sustentação ( $F_L$ ) que surgem devido ao efeito Magnus podem ser combinadas para gerar propulsão, conforme Figura 4. Essas forças, que aparecem em todos os problemas de Dinâmica de Fluidos, são apresentadas através de adimensionais, que são a razão entre a respectiva força e o produto entre a pressão dinâmica ( $\frac{1}{2}\rho U_\infty^2$ ) e a área perpendicular ao escoamento, que no caso do cilindro, é seu comprimento ( $L$ ) multiplicado pelo diâmetro ( $D$ ). Assim, o coeficiente de sustentação é dado pela Equação 3:

$$C_L = \frac{F_L}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 DL} \quad (3)$$

Enquanto que o coeficiente de arrasto pode ser calculado a partir da Equação 4:

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 DL} \quad (4)$$

Em estudos numéricos, a obtenção das forças de sustentação e arrasto ocorre por meio da integração do tensor de tensão na superfície do cilindro. Dessa forma, Mittal (2003) [15] e Karabelas (2012) [16] apresentam equações que substituem as forças pelas integrais de superfície do produto escalar do tensor de tensão e o vetor posição nos eixos  $x$  (arrasto) e  $y$  (sustentação) [16]. O momento, por sua vez, pode ser calculado pela integral do produto vetorial

do tensor de tensão e a distância até o centro de rotação na fronteira do cilindro [16]. No caso analisado, o centro de rotação coincide com o centro do cilindro, que pode ser posicionado na origem (0,0).

Dessa forma, os coeficientes de sustentação e arrasto podem ser expressos, respectivamente, pelas equações 5 e 6:

$$C_L = \frac{1}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 D} \int_{\Gamma_{cil.}} (\boldsymbol{\sigma}\mathbf{n}) \cdot \underline{\mathbf{y}} d\Gamma \quad (5)$$

$$C_D = \frac{1}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 D} \int_{\Gamma_{cil.}} (\boldsymbol{\sigma}\mathbf{n}) \cdot \underline{\mathbf{x}} d\Gamma \quad (6)$$

Através do coeficiente de momento, torna-se possível calcular o torque de resistência ao movimento. Durante o escoamento ao redor do cilindro, são geradas forças viscosas e de pressão em sua superfície [13]. Entretanto, apenas as forças viscosas têm o efeito de induzir vibrações de guinada. Além disso, as forças de pressão, por atuarem de forma normal à superfície, passam pelo eixo longitudinal do cilindro [13]. Desta maneira, as forças viscosas emergem como os principais contribuintes para a resistência ao movimento do cilindro. O coeficiente de momento é dado pela Equação 7:

$$C_{M,(0,0)} = \frac{1}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 D^2} \int_{\Gamma_{cil.}} \| (\boldsymbol{\sigma}\mathbf{n}) \times \underline{\mathbf{r}} \| d\Gamma \quad (7)$$

Nas equações anteriores,  $\boldsymbol{\sigma}$  denota o tensor de tensão,  $\Gamma$  é fronteira do cilindro (superfície no caso tridimensional),  $\mathbf{n}$  é o vetor unitário normal à fronteira do cilindro,  $\underline{\mathbf{x}}$  é a projeção do vetor normal  $\mathbf{n}$  sobre o eixo  $x$ ,  $\underline{\mathbf{y}}$  é a projeção do vetor normal  $\mathbf{n}$  sobre o eixo  $y$  e  $\underline{\mathbf{r}}$  é o braço entre o centro de rotação e o ponto de aplicação da força.

Em 1933, Thom, ao publicar um trabalho sobre o escoamento em baixas velocidades ao redor de cilindros [17], determinou experimentalmente a distribuição de pressão em sua superfície. Naquela época, não era comum medir a pressão na superfície do cilindro. No entanto, estudos mais recentes têm empregado a distribuição de pressão na superfície do cilindro como um dos critérios para validar modelos computacionais. Dessa forma, uma abordagem adimensional para o cálculo de pressão torna-se particularmente útil. O coeficiente de pressão é definido como a razão entre a diferença entre a pressão estática no ponto de medição ( $P$ ) e a pressão do escoamento livre ( $P_\infty$ ) e a pressão dinâmica [16], como mostrado na Equação 8:

$$C_P = \frac{P - P_\infty}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} \quad (8)$$

Por fim, devido à natureza do problema, é necessário um parâmetro de medida de tempo, uma vez que o escoamento ao redor de cilindros, em algumas faixas de Reynolds, dá origem a escoamentos transientes. A equação de tempo adimensional começou a ser utilizada nos primeiros trabalhos de investigação qualitativa da esteira de turbulência, mais especificamente,

para entender a periodicidade de desprendimento de vórtices de von Kármán. Coutanceau e Ménard (1985) [8] e Badr e Dennis (1985) [18] são alguns dos primeiros autores a utilizar a adimensionalização do tempo para mostrar o desenvolvimento temporal das linhas de corrente. Assim, o tempo adimensional ( $t^*$ ) é definido pela Equação 9, onde  $t$  é o tempo dimensional:

$$t^* = \frac{tU_\infty}{D} \quad (9)$$

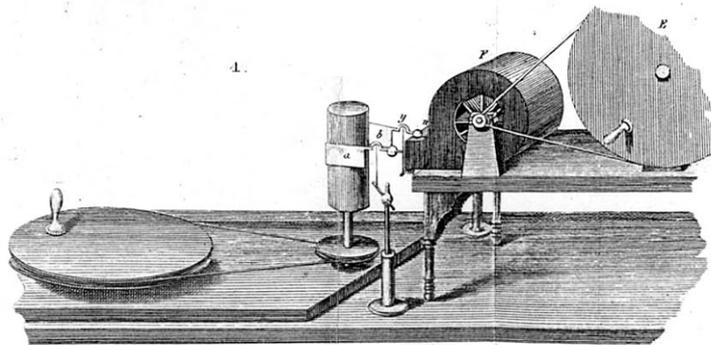
Na apresentação dos resultados, estes parâmetros são os mais recorrentes na bibliografia pesquisada. Outros parâmetros adimensionais estão presentes, mas optou-se por apresentá-los em momentos pertinentes, uma vez que estão ligados à compreensão de partes importantes do escoamento ao redor de cilindros rotativos.

### 2.3 Preparação da seção de testes experimentais

Como discutido na seção referente ao Efeito Magnus (consulte a seção 2.1), as primeiras observações da força Magnus remontam ao século XVII. No entanto, foi somente por volta do século XIX que Heinrich Gustav Magnus publicou um estudo abrangente sobre o tema [19]. Em seu trabalho, Magnus investigou não apenas o efeito em projéteis, mas também em um cilindro rotativo exposto a um fluxo de ar [19], tudo isso sem o auxílio de túneis de vento ou equipamentos mais precisos.

Na Figura 5, gravura do trabalho original de 1853 [19], é possível observar o aparato bastante simples usado para verificar o surgimento da força Magnus em um cilindro. O cilindro está posicionado verticalmente no centro da gravura e é girado por um sistema de polias, com a força sendo medida por meio de uma espécie de balança de torção. O fluxo de ar é produzido por um dispositivo igualmente simples, localizado à direita da gravura, onde uma hélice gera o escoamento, também acionada por um sistema de polias.

**Figura 5 – Aparato de testes utilizado por H. G. Magnus**

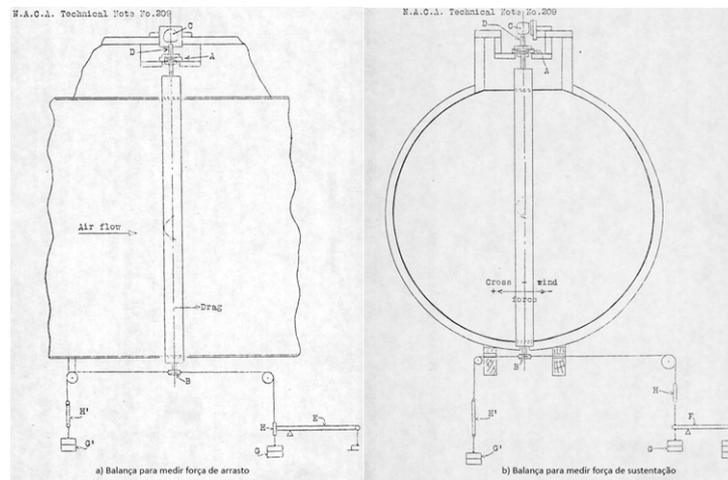


**Fonte: Magnus, H. G. - Ueber die Abweichung der Geschosse, und: Ueber eine auffallende Erscheinung bei rotirenden Körpern [19].**

Em 1924, um estudo mais detalhado sobre o efeito Magnus em cilindros rotativos foi conduzido por Elliot G. Reid no laboratório NACA, localizado no campo de Langley [14][10][20].

Desta vez, utilizando equipamentos mais precisos e um túnel de vento, Reid foi capaz de medir com precisão as forças de sustentação e arrasto geradas por um corpo cilíndrico rotativo devido ao efeito Magnus. Essas medições foram suficientemente precisas para servir como validação em estudos subsequentes.

**Figura 6 – Arranjo experimental utilizado por E. G. Reid em 1924**



**Fonte: Reid, E. G. - Tests of Rotating Cylinders [14].**

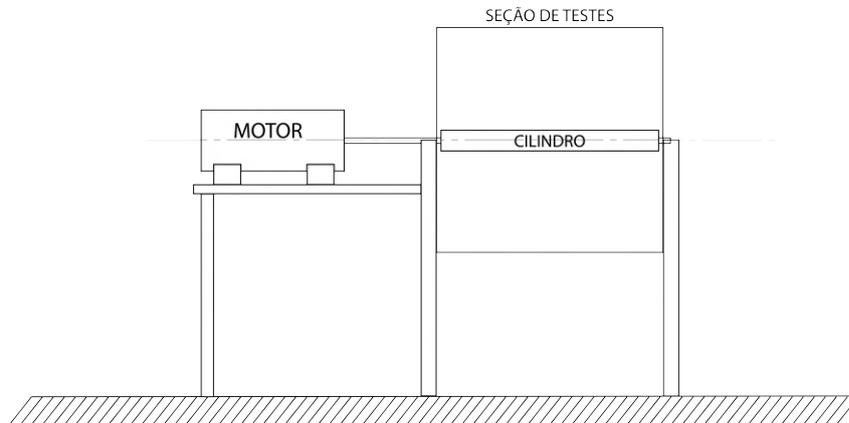
A Figura 6 ilustra o arranjo experimental utilizado por Reid na gravura original de 1924 [14]. No lado esquerdo, o dispositivo é representado para realizar medições da força de arrasto, enquanto no lado direito é apresentado o arranjo utilizado para determinar a força de sustentação gerada no cilindro.

No ano seguinte, em 1925, Ludwig Prandtl publicou um estudo sobre a utilização de rotores Flettner em embarcações [21], com suas contribuições para o projeto dos rotores utilizados no Buckau, idealizado por Anton Flettner. O arranjo experimental empregado era essencialmente o mesmo que é adotado em muitas pesquisas subsequentes, envolvendo a preparação de uma seção específica do túnel de vento para acomodar o cilindro rotativo. O arranjo experimental utilizado por Prandtl era semelhante ao mostrado na Figura 7, onde as forças aerodinâmicas no cilindro eram determinadas por balanças de mola de torção. Este foi o primeiro estudo a testar os cilindros com discos na ponta para melhorar o escoamento na respectiva região.

Para conduzir testes em cilindros rotativos, deve-se preparar uma seção em um túnel de vento ou em um tanque, dependendo do fluido utilizado nos testes, levando em conta os efeitos das paredes da seção nos resultados. Deve-se ressaltar que o arranjo experimental precisa reproduzir com fidelidade a situação real que se deseja simular. Uma estratégia para evitar a formação de vórtices nas extremidades é empregar um corpo de teste que cubra toda a extensão do túnel, com pequenos espaços entre as extremidades e as paredes, reduzindo, assim, os efeitos tridimensionais no fluxo, permitindo simular de forma precisa um escoamento bidimensional, uma vez que o fluxo é simétrico em ambas as extremidades do cilindro [14][13].

Caso busque-se obter resultados relacionados a escoamentos tridimensionais, pode-se empregar uma seção de teste aberta, prendendo o cilindro em apenas uma das extremidades.

**Figura 7 – Esquema de uma seção de testes preparada para cilindros rotacionais**

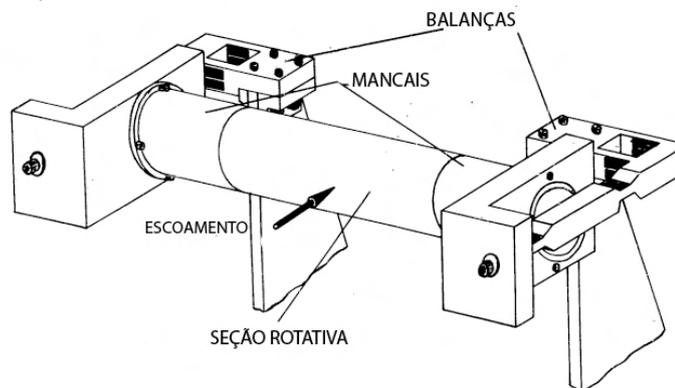


**Fonte: Adaptado de Prandtl, L. - Application of the Magnus Effect to the Wind Propulsion of Ships [21].**

Essa abordagem possibilita a análise dos efeitos da ponta submetida ao escoamento livre e representa uma simulação mais próxima da realidade de um rotor Flettner [13]. A seleção cuidadosa do método experimental é crucial para garantir a precisão dos resultados e a representação fiel das condições de fluxo, seja bidimensional ou tridimensional.

Em 1934, apenas um ano após a publicação do que é considerado o primeiro estudo de CFD [17], Thom conduziu experimentos no túnel de vento do Laboratório de Engenharia da Universidade de Glasgow. Nesses experimentos, foram realizados testes de cilindros sem discos e cilindros com discos [22]. O arranjo experimental utilizado era semelhante ao empregado por Prandtl em 1925. Posteriormente, esses discos na ponta dos rotores Flettner foram denominados discos de Thom.

**Figura 8 – Teste de cilindros rotacionais em escoamento supercrítico**



**Fonte: Hall, R. T. - The Lift and Drag on a Rotating Cylinder in Supersonic Crossflow [23].**

Na alvorada da década de 60, com o avanço das pesquisas em escoamentos em regime supersônico, Hall realizou experimentos no laboratório da Marinha dos EUA, em Maryland,

utilizando cilindros rotacionais em números de Reynolds supercríticos ( $Re$  acima de  $10^6$ ). Uma diferença em relação às seções de testes anteriores foi que os mancais nos quais o cilindro rotacional estava apoiado utilizavam carenagens do mesmo diâmetro, eliminando o espaço entre as pontas da seção rotativa do cilindro e a parede. De acordo com Hall, os critérios para preparar a seção de testes incluíam "a necessidade de um sistema sensível o suficiente para detectar pequenas variações da força Magnus, mas forte o suficiente para suportar forças de sustentação e arrasto"[23]. Além disso, "era essencial ter um sistema de rotação suficientemente pequeno para se encaixar no modelo, mas ao mesmo tempo potente o suficiente para rotacionar o modelo em altas velocidades"[23]. Dessa forma, foi montado o sistema representado na Figura 8, no qual as balanças detectam as forças por meio de strain gauges e o escoamento é gerado por turbinas de ar [23].

Estudos experimentais mais modernos incluem a adição de sensores para determinar o a distribuição de pressão na superfície do cilindro, anemometria de fio quente na seção de testes, medidores de intermitência e diversas técnicas de visualização de escoamento, que serão tratadas na próxima seção.

## 2.4 Visualização experimental do escoamento

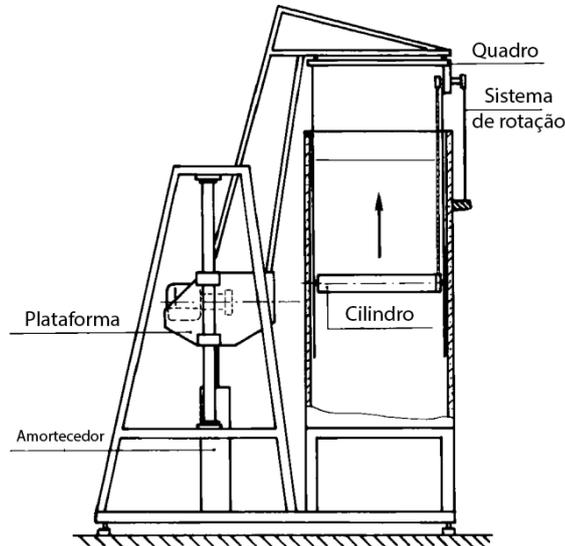
O estudo inicial que apresentou imagens do fluxo em torno de cilindros rotativos foi conduzido por Reid em 1924 [14]. Utilizando um túnel de vento, ele conseguiu capturar imagens das linhas de corrente ao introduzir jatos de fumaça. Além disso, Prandtl também publicou seu estudo em 1925 [21], incluindo algumas fotografias das linhas de corrente. No entanto, as observações detalhadas das linhas de corrente ao redor do cilindro foram bastante limitadas até aproximadamente meados da década de 1970, embora Thom, em seu estudo de 1933 [17] tenha obtido imagens satisfatórias das linhas de corrente, usando a técnica de ionização de gases leves por raio X.

Madeleine Coutanceau e Roger Bouard, em 1977 [24], desenvolveram uma técnica para visualizar de forma mais precisa as linhas de corrente. Eles adotaram um arranjo experimental que consistia em um cilindro em movimento dentro de um tanque contendo líquido em repouso, com partículas sólidas de pó de lycopódio suspensas no líquido [8][24][25]. Esse método permitiu a observação detalhada e precisa das linhas de corrente ao redor do cilindro. Esse tipo de técnica é ainda amplamente utilizado para visualização de escoamento, utilizando partículas brilhantes com densidade neutra em relação ao fluido. Em seguida, é disparada alguma fonte de luz, que pode ser um laser, no caso do PIV (Particle Image Velocimetry, na sigla em inglês), ou velocimetria por imagens de partícula [26].

Para capturar essas linhas de corrente, Coutanceau e Bouard montaram uma câmera fotográfica sobre uma base que se movia junto com o cilindro, garantindo assim a obtenção de imagens nítidas e representativas do comportamento do fluido ao redor do cilindro quando este transladava para cima [24]. Utilizando essa mesma técnica, em 1985, Coutanceau e Ménard

[8] publicaram um estudo extensivo sobre linhas de corrente. A Figura 9 representa o arranjo experimental utilizado pelos autores em 1985.

**Figura 9 – Arranjo experimental utilizado por Coutanceau e Ménard para visualizar linhas de corrente**



**Fonte: Coutanceau, M. e Ménard, C. - Influence of Rotation on the Near-Wake Development Behind an Impulsively Started Circular Cylinder [8].**

As linhas de corrente fotografadas por Coutanceau e Bouard continuam sendo utilizadas na validação de uma variedade de estudos qualitativos sobre o escoamento, abrangendo tanto abordagens experimentais quanto numéricas. Juntamente com as técnicas mencionadas, outras estratégias de visualização são empregadas, como a injeção de corante líquido e a formação de bolhas de hidrogênio, como, por exemplo, o trabalho de Carvalho, de 2003 [26].

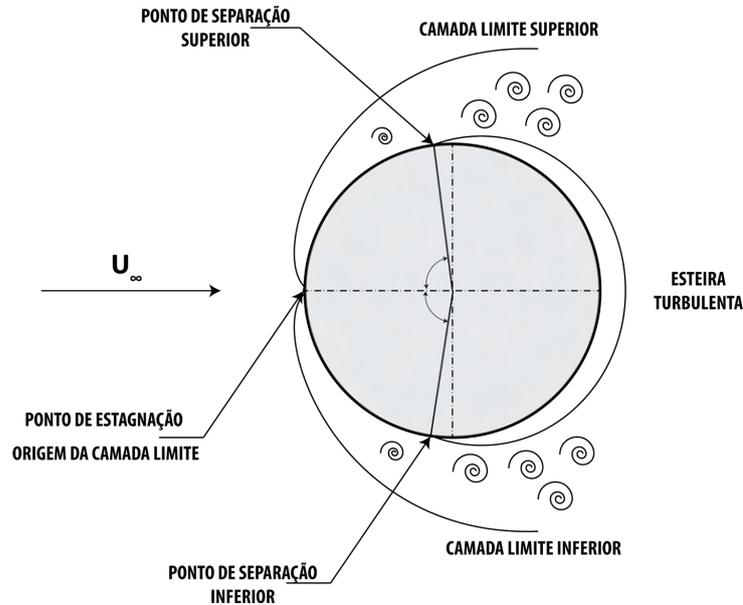
No referido estudo, Gustavo B. de Carvalho, além da visualização de linhas de corrente para diferentes valores de Reynolds (variando de 200 a 1000), também determinou a frequência de vórtices de Von Kármán, por meio de anemometria de fio quente e contagem de fotogramas [26].

## 2.5 Separação da camada limite

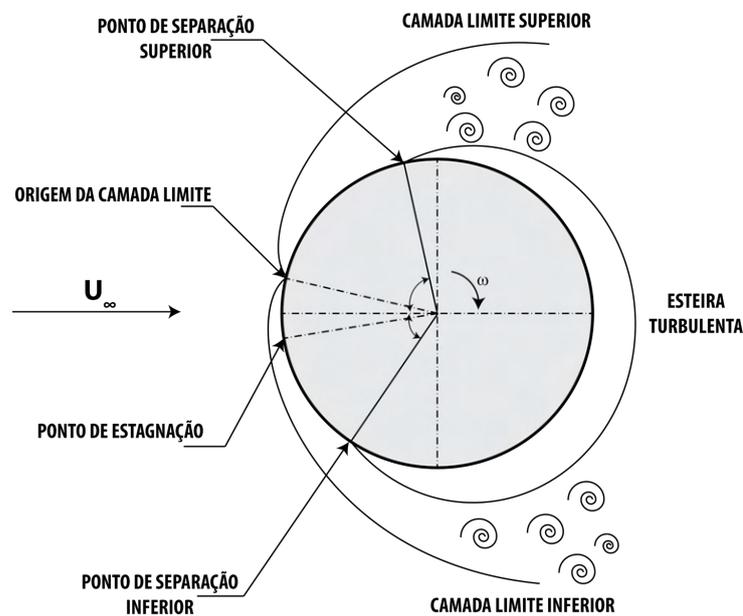
Em escoamentos de alto número de Reynolds, ocorre a formação de uma estreita camada viscosa entre a parede do corpo e a região de escoamento não viscoso, conhecida como camada limite [27]. Swanson (1961) [6] analisa o comportamento da camada limite para cilindros rotativos. Na Figura 10a), um cilindro estacionário está imerso em um escoamento de velocidade  $U_\infty$  em um regime no qual ocorre a separação da camada limite. Nesse cenário, observa-se que o ponto de origem da camada limite coincide com o ponto de estagnação do escoamento. Ao atravessar essa região, o escoamento segue a superfície do cilindro até os pontos de separação, que, no caso do cilindro estático, são simétricos em relação ao eixo horizontal da seção transversal

do cilindro. A posição dos pontos de separação determina a largura da esteira, influenciando diretamente na magnitude do coeficiente de arrasto. Quanto mais próximos da origem da camada limite, maior será a largura da esteira e, conseqüentemente, o coeficiente de arrasto será maior [13].

**Figura 10 – Esquema da separação da camada limite em um cilindro**



**(a) Separação da camada limite em um cilindro estático  $\alpha = 0$**



**(b) Comportamento da camada limite em um cilindro rotativo  $\alpha > 0$**

Fonte: a) Adaptado de Ruchayosyothin, S. - Computational Modelling of Flow Around Flettner Rotors [13]. b) Adaptado de Swanson, W. M. - Magnus Effect: A Summary of Investigations to Date [6].

Quando o cilindro está em rotação, conforme ilustrado na Figura 10b), forma-se uma zona de aceleração do escoamento na parte superior, deslocando o ponto de separação para montante, na direção da rotação. Simultaneamente, na parte inferior, a camada limite é deslocada para mais próximo da origem. A rotação também exerce influência sobre os pontos de estagnação e de origem da camada limite. Enquanto o ponto de origem move-se para cima, o ponto de estagnação, onde a soma de todas as velocidades do escoamento é zero e a pressão é máxima, desloca-se para baixo do eixo horizontal da seção transversal do cilindro [6].

Dessa forma, observa-se um aumento do coeficiente de pressão na região inferior, impactando positivamente a distribuição de pressão nessa área. Na região superior, por outro lado, ocorre um aumento do comprimento da camada limite, resultando em uma diminuição da pressão. Como consequência dessa diferença de pressão, surge uma força de sustentação positiva [6]. A intensidade da força de sustentação gerada irá depender do número de Reynolds do escoamento e da razão de rotação  $\alpha$  do cilindro. Swanson (1961) [6] destaca que o coeficiente de sustentação atinge um limite com o aumento de  $\alpha$ , após o qual os efeitos adversos de pressão dos vórtices gerados na região inferior resultam em sustentação negativa. Simultaneamente, o aumento da camada turbulenta em si contribui para o aumento do arrasto [6].

Para escoamento permanente, Lam (1988)[27] estabelece duas condições nos pontos de separação da camada limite: que  $u = 0$  e  $du/dy = 0$ , onde  $u$  é a componente de velocidade paralela à superfície e  $y$  é a componente normal à superfície do cilindro. A região de separação é maior na zona de desaceleração, no caso do cilindro rotativo [13].

Os vórtices que se despreendem com a separação da camada limite, permanecem na esteira do cilindro, formando uma região de recirculação com pressão constante. No caso do cilindro rotativo, verifica-se um aumento no coeficiente de arrasto, quando comparado com o cilindro estático para um mesmo número de Reynolds, mesmo com menor largura de esteira turbulenta. Esse comportamento é explicado devido ao reagrupamento do escoamento na parte de trás do cilindro [6].

Como mencionado anteriormente, a separação da camada limite é fortemente influenciada pelo número de Reynolds do escoamento. No caso de cilindros, devido à sua forma arredondada na seção transversal, o descolamento ocorre mesmo em números de Reynolds muito baixos, resultando na formação de uma esteira aerodinâmica. Dado que os rotores Flettner operam em uma ampla faixa de velocidades do vento aparente, é importante estudar o comportamento dessa esteira para compreender melhor o escoamento ao redor desses dispositivos. Portanto, na próxima seção, será realizada uma análise do impacto do número de Reynolds na formação da esteira, que ocorre devido ao descolamento da camada limite.

## 2.6 Influência do número de Reynolds em um cilindro estacionário

O cilindro, devido à sua natureza arredondada, apresenta o descolamento da camada limite mais precoce em termos de número de Reynolds, em comparação com perfis aerodinâmi-

cos ou até mesmo placas planas. Portanto, é natural esperar que ele manifeste diversos regimes de escoamento distintos. A presente seção tem como objetivo destacar os diferentes regimes de escoamento aos quais os cilindros estão sujeitos, considerando o número de Reynolds. Começando pelo cilindro estacionário, onde será apresentada a classificação de escoamentos proposta por Zdravkovich (1990) [28], a seção segue para uma revisão bibliográfica de estudos anteriores sobre cilindros rotativos em diferentes números de Reynolds.

Embora o foco deste trabalho esteja nos cilindros rotativos, o entendimento fundamental se inicia ao explorar o comportamento dos cilindros estacionários em diferentes regimes de escoamento. Quando um escoamento incide sobre um corpo cilíndrico, há a ocorrência da separação da camada limite, resultando na formação de uma esteira aerodinâmica. As características distintivas dessa esteira incluem a redução da quantidade de movimento e da pressão, resultando no aparecimento de uma força que age paralelamente ao escoamento, mas em direção oposta ao movimento do corpo, conhecida como arrasto de pressão [26].

### 2.6.1 Regimes de escoamento

Ao longo dos anos, observações experimentais têm revelado uma diversidade considerável de escoamentos tanto regulares quanto irregulares ao redor de cilindros [28]. Aliado ao poder computacional cada vez mais crescente, pesquisadores também têm obtido novos dados de escoamento através de simulações numéricas em faixas de Reynolds que são difíceis de reproduzir experimentalmente. Ao compilar todos esses dados, Zdravkovich (1990) [28] propôs a classificação de escoamentos que se segue:

**a) Laminar (L):** De acordo com a classificação de Zdravkovich (1990) [28], o escoamento laminar (L) é dividido em três tipos:

- **L1** ( $0 < Re < 4$  a  $5$ ): escoamento super lento, não há separação da camada limite.
- **L2** ( $4$  a  $5 < Re < 30$  a  $48$ ): região de separação permanente, esteira bem próxima à superfície, surgimento de bolhas de recirculação.
- **L3** ( $30$  a  $48 < Re < 150$  a  $200$ ): esteira laminar periódica.

O escoamento L1 apenas pode ser observado em um cilindro com diâmetro muito pequeno, da ordem de grandeza de uma partícula, assim a viscosidade cinemática é mais significativa do que as forças de inércia [13]. Neste escoamento, a camada limite não descola do cilindro, as linhas de corrente são simétricas, uma vez que não há a formação de esteira, como pode ser visualizado na Fotografia 2.

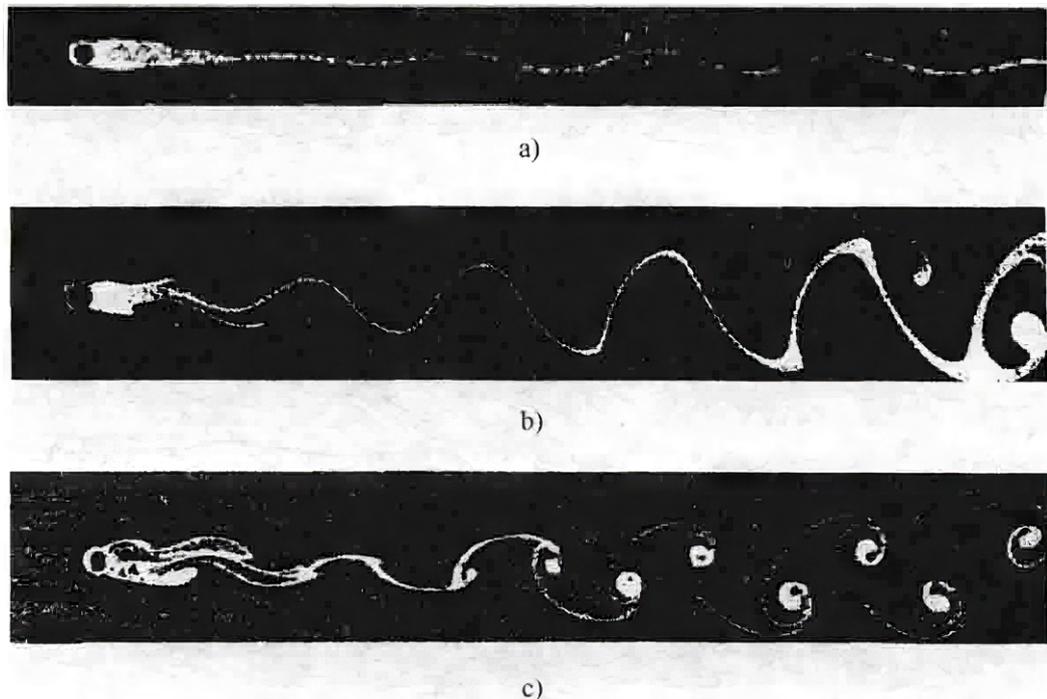
Fotografia 2 – Escoamento laminar L1 em um cilindro estático



Fonte: Fluid Flow: History & Theory - [https://phys420.phas.ubc.ca/p420\\_10/Paul\\_Drosinis/webpage/history.html](https://phys420.phas.ubc.ca/p420_10/Paul_Drosinis/webpage/history.html) .

Acima de  $Re = 5$  e até  $Re = 48$ , no escoamento L2, observa-se o surgimento de duas bolhas de recirculação que se mantêm coladas na parte de trás do cilindro. O ponto de estagnação traseiro, onde as camadas de cisalhamento livres se encontram, move-se para a jusante [26]. O escoamento perde simetria transversal [26].

Fotografia 3 – Fotografias de escoamentos laminares em um cilindro estático: a)  $Re = 54$ , b)  $Re = 65$  e c)  $Re = 102$



Fonte: Zdravkovich, M. M. - Flow Around Circular Cylinders - Volume 1: Fundamentals [29].

O escoamento do tipo L3 começa a apresentar instabilidade. A esteira começa a oscilar no ponto de estagnação e fica sensível a perturbações [26]. As oscilações ocorrem devido ao fato de os vórtices se separarem de um ponto do cilindro e voltar a se juntar à

zona de recirculação em outro ponto. A medida que o Reynolds aumenta, a amplitude das oscilações também crescem, até o ponto em que há o surgimento da esteira de vórtices, quando as oscilações têm energia suficiente para destruir a esteira laminar, que se enrola sobre si mesma [26], dando origem a redemoinhos regulares, que são denominados de esteira de vórtices de von Kármán. A medida que um vórtice se desprende de um lado, outro já está em formação no lado oposto [13]. Esse processo é melhor compreendido através da Fotografia 3, publicada por Zdravkovich (1998) [29], onde é possível ver o escoamento laminar L3 evoluindo de  $Re = 54$  (Fotografia 3a) até  $Re = 102$  (Fotografia 3c), onde a esteira de vórtices alternados regulares é claramente visível.

Para  $Re = 200$  é verificado que a geração de vórtices na esteira laminar é bem desenvolvida. Levando para ao próximo estágio, na classificação de Zdravkovich (1990) [28]: a transição de escoamento laminar para turbulento na esteira aerodinâmica.

- b) Transição na esteira (TrW):** A primeira etapa de transição ocorre na esteira, e se inicia em pontos mais afastados. Nesses pontos, os vórtices deixam de ter a regularidade do escoamento L3, mas ainda apresentam caráter laminar. Essa desorganização de vórtices afastados ocorre na faixa de  $150 < Re < 200$  a  $200 < Re < 250$ , e Zdravkovich dá a denominação de TrW1, primeira etapa de transição na esteira [28].

**Fotografia 4 – Transição da esteira laminar de von Kármán para turbulência.**



**Fonte:** Flow – Caroline Mackenzie (<https://img.artrabbit.com/events/flow-caroline-mackenzie/images/xj7RiX8Ur58L/1280x960/CarolineMackenzie.webp>).

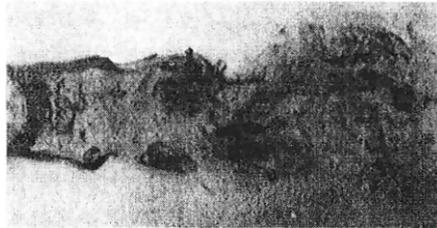
Na faixa de  $200 < Re < 250$  a  $250 < Re < 350$  a  $350 < Re < 500$ , o escoamento entra na segunda etapa de transição, a TrW2, aqui a irregularidade dos vórtices passa a ser observada mais próxima do cilindro [26]. A ocorrência de turbulência ocorre apenas em parte da esteira, o resto do escoamento comporta-se como laminar.

- c) Regime subcrítico (TrSL):** Acima de  $Re = 350$  a  $500$ , a transição acontece na camada de cisalhamento livre, com a camada limite permanecendo laminar [28]. Zdravkovich separa o regime subcrítico em três etapas diferentes:

- **TrSL1** ( $350 < Re < 1 \times 10^3$  a  $2 \times 10^3$ ): transição de ondas na camada de cisalhamento livre [28].
- **TrSL2** ( $1 \times 10^3 < Re < 2 \times 10^4$  a  $4 \times 10^4$ ): transformação das ondas em vórtices na camada de cisalhamento livre [28].
- **TrSL3** ( $2 \times 10^4 < Re < 1 \times 10^5$  a  $2 \times 10^5$ ): camada de cisalhamento totalmente turbulenta [28].

A descrição de Zdravkovich para estes regimes de escoamento é autoexplicativa. Na Figura 11, o escoamento em (a) começa a apresentar ondas na camada de cisalhamento livre, dando origem a pequenos vórtices. Ao aumentar o número de Reynolds, essas ondas deixam de existir e a camada de cisalhamento livre é tomada por vórtices (Figura 11b), até que, por fim, a não é possível definir a camada de cisalhamento livre da esteira, que se torna completamente turbulenta (Figura 11c).

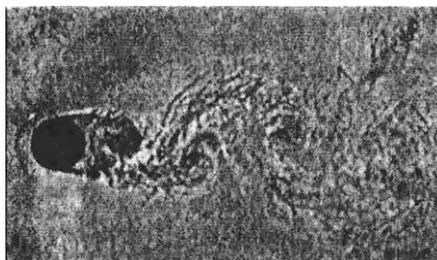
**Figura 11 – Transição na camada de cisalhamento**



**(a) Transição para ondas na camada de cisalhamento livre**



**(b) As ondas das camadas de cisalhamento livres se transformam em vórtices**



**(c) Camada de cisalhamento totalmente turbulenta**

Fonte: a) e c) Zdravkovich, M. M. - *Flow Around Circular Cylinders - Volume 1: Fundamentals* [29]. b) *Flow Visualization - Aerodynamic for Students* ([http://www.aerodynamics4students.com/flow-visualisation/cylinder\\_0.png](http://www.aerodynamics4students.com/flow-visualisation/cylinder_0.png)).

**d) Transição na separação (TrS):** A partir de  $Re \approx 10^5$ , a camada limite, que até então era completamente laminar, começa a fazer a transição para turbulenta. Zdravkovich divide o processo de transição para a região de separação da camada limite turbulenta em quatro etapas:

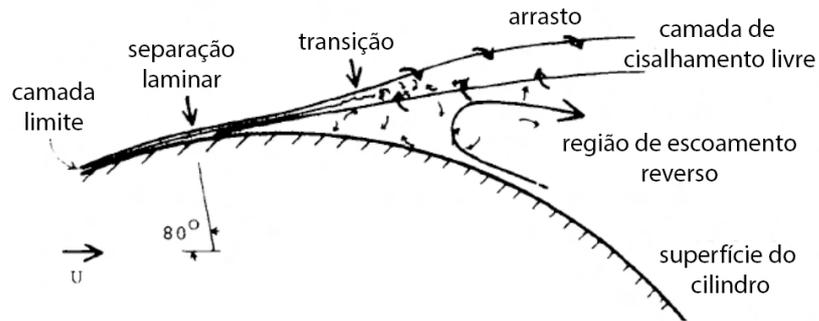
- **TrS0** ( $1 \times 10^5$  a  $2 \times 10^5 < Re < 3.2 \times 10^5$  a  $3.4 \times 10^5$ ): transição nos pontos de separação da camada limite [28].
- **TrS1** ( $3.2 \times 10^5$  a  $3.4 \times 10^5 < Re < 3.8 \times 10^5$  a  $4 \times 10^5$ ): regime de transição de uma bolha [28].
- **TrS2** ( $3.8 \times 10^5$  a  $4 \times 10^5 < Re < 5 \times 10^5$  a  $1 \times 10^6$ ): regime de transição de duas bolhas [28].
- **TrS3** ( $5 \times 10^5$  a  $1 \times 10^6 < Re < 3.5 \times 10^6$  a  $6 \times 10^6$ ): regime supercrítico [28].

Na etapa de transição na região de separação da camada limite TrS0, observa-se que o ponto de transição do escoamento laminar para turbulento se desloca a montante à medida que o número de Reynolds aumenta [30]. Simultaneamente, na camada de cisalhamento livre, o fluido é arrastado das camadas vizinhas da esteira para dentro da região turbulenta [30]. Quando o número de Reynolds ultrapassa  $2 \times 10^5$ , ocorre uma mudança completa no padrão do escoamento. Nesse momento, é possível observar uma descontinuidade nos valores dos coeficientes aerodinâmicos do escoamento, conforme ilustrado na Figura 13.

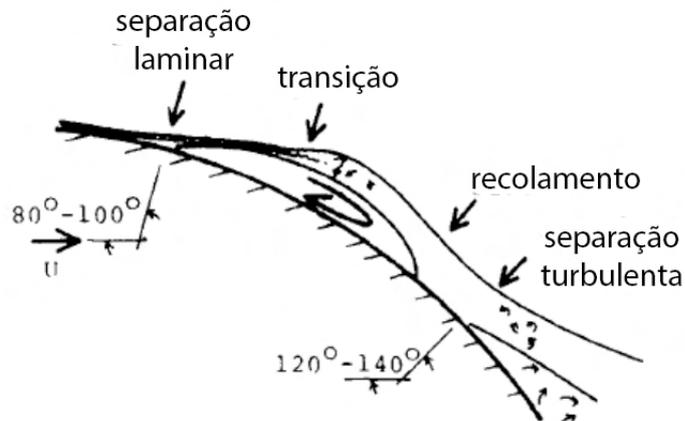
O ponto de separação da camada limite está bem perto da região de transição. Como a transição da camada de cisalhamento está mais próxima da superfície do cilindro, ela sofre um recolamento na superfície, esteitando a esteira aerodinâmica. Isso ocorre devido à rápida queda do gradiente de pressão, e a recirculação ainda não é forte o suficiente para manter a camada de cisalhamento separada [30]. Durante a transição entre a separação laminar e o recolamento, uma bolha de recirculação surge, regime TrS1, que mais tarde dará origem à separação turbulenta, regime TrS3, como apresentado nas Figuras 12b e 12c. Nesta etapa pode haver a formação de bolha em apenas um lado, aumentando a sustentação [30].

Com o aumento de Reynolds, o ponto de transição de escoamento laminar para turbulento move-se a montante, até encontrar o ponto de separação da camada limite, consumindo a bolha de separação nesse movimento [30]. Quando o ponto de transição encontra-se à frente do ponto de separação, o escoamento entra em regime pós-crítico. E até o regime turbulento, o ponto de transição pode ser encontrado em qualquer posição entre o ponto de estagnação e o ponto de separação [26].

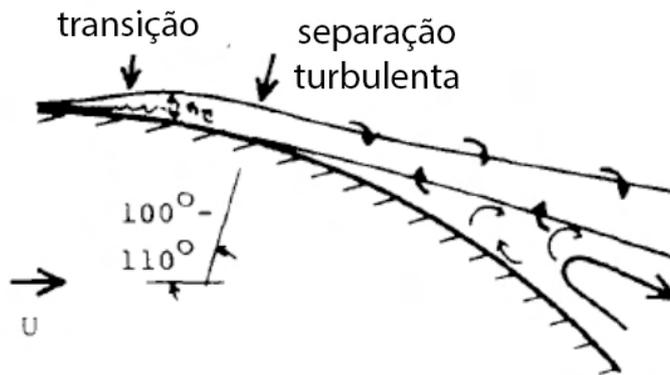
**Figura 12 – Transição na separação da camada limite**



**(a) Regime subcrítico TrSO - transição na região de separação da camada limite**



**(b) Regime de transição TrS**



**(c) Regime pós-crítico T**

Fonte: Basu, R. I. - Aerodynamic forces on structures of circular cross-section. Part 1. Model-scale data obtained under two-dimensional conditions in low-turbulence streams [30].

- e) **Turbulento (T):** Por fim, o regime completamente turbulento, a última etapa na classificação de Zdravkovich. Acontece para  $Re > 8 \times 10^6$  quando as três regiões de interesse (esteira, camada de cisalhamento e camada limite) ao redor do cilindro estão submetidas a um regime turbulento [28]. Com o aumento do número de Reynolds, a

camada limite turbulenta é comprimida, reduzindo sua espessura. A diminuição do tamanho das camadas limite e de cisalhamento muda a posição da separação e afeta a formação de vórtices a partir da camada de cisalhamento [28].

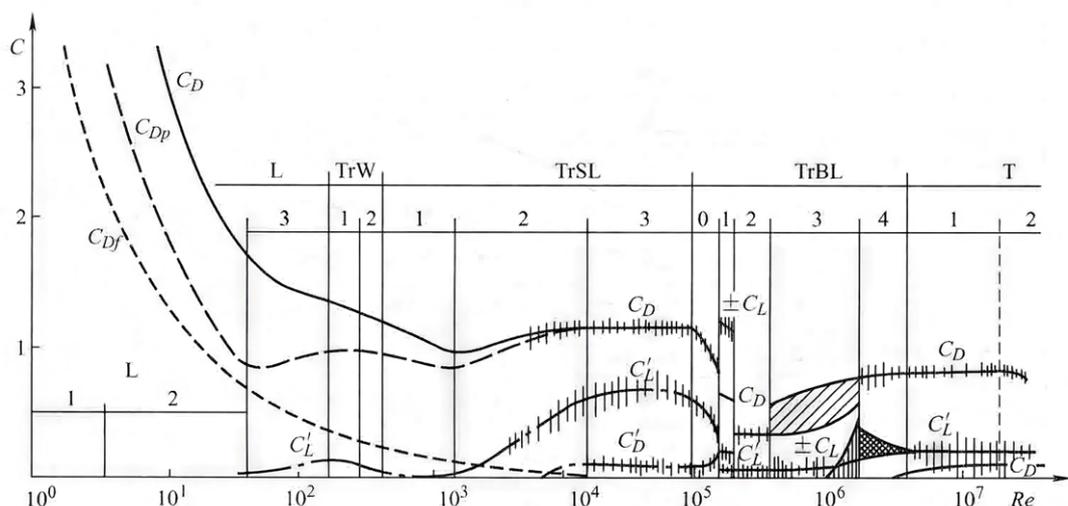
Segundo a classificação de Zdravkovich, passando o regime pós crítico, T1, o escoamento entra em um regime desconhecido, quando  $Re \rightarrow \infty$ . Zdravkovich (1990) cita Batchelor (1956) e seu estudo que teoriza o que ocorre quando Reynolds tende ao infinito, mas faz uma ressalva, uma vez que a compressibilidade do fluido ou mesmo qualquer rugosidade mínima na superfície, em Reynolds tão alto, iria interferir com camadas limites extremamente finas [28]. E em líquidos a cavitação seria tão alta que tornaria qualquer aplicação real impraticável [28].

## 2.6.2 Influência no coeficiente de arrasto

Entender como o escoamento evolui com o número de Reynolds é importante para compreender porque os parâmetros utilizados em engenharia têm determinado valor em certas faixas de Reynolds e pode auxiliar em decisões de usar determinado comportamento a favor do projeto ou de mitigá-lo.

Assim, no regime laminar L1 e L2, a viscosidade cinemática é significativa, como foi visto anteriormente, levando a um aumento do coeficiente de atrito e de arrasto de pressão. Logo, nesse regime, o coeficiente de arrasto é bastante alto. E pela simetria do escoamento, o coeficiente de sustentação é nulo. Com o aumento do número de Reynolds, esse efeito vai sendo mitigado, e os coeficientes de arrasto vão diminuindo até o regime L3, quando começa a surgir a esteira de vórtices de von Kármán e a pressão atrás do cilindro fica negativa, aumentando o arrasto de pressão.

**Figura 13 – Curvas dos coeficientes aerodinâmicos em função do número de Reynolds para o cilindro estacionário.**



Fonte: Zdravkovich, M. M. - Flow Around Circular Cylinders - Volume 1: Fundamentals [29].

As etapas de transição de esteira mantêm a mesma tendência, até que chega-se à transição da camada de cisalhamento, na fronteira dos regimes TrSL1 e TrSL2, quando as ondas da camada de cisalhamento se transformam em vórtices, acontece uma nova queda de pressão e conseqüente aumento no arrasto de pressão, uma vez que a largura da esteira aumenta. Entre TrSL2 e TrSL3, com a destruição da camada de cisalhamento laminar, o arrasto por atrito de cisalhamento deixa de existir, e o coeficiente de arrasto se mantém constante até que o Reynolds atinja o regime de transição da camada limite.

Como visto, no regime TrBL0 (TrS0), acontece uma aproximação entre o ponto de transição turbulento e o ponto de separação da camada limite, ao mesmo tempo que fluido é arrastado das camadas vizinhas para a região de recirculação. Esse processo de entrada de massa aumenta a pressão na parte de trás do cilindro, diminuindo o arrasto de pressão. Na transição de TrBL0 para TrBL1 (TrS1), acontece o recolamento da camada de cisalhante, com a formação da bolha de separação. Essa assimetria de apenas uma bolha resulta no aumento da sustentação do cilindro, enquanto que o estreitamento da esteira, reduz o arrasto de pressão. No momento em que outra bolha se forma no outro lado do cilindro (transição entre TrBL1 e TrBL2), a simetria longitudinal do escoamento é recuperada e a sustentação cai abruptamente. A esteira sofre novo estreitamento, uma vez que o outro lado também sofre um recolamento da camada de cisalhamento. Assim, uma nova queda no arrasto de pressão é observada.

No regime supercrítico TrBL3 (TrS3), o escoamento é instável e, por isso, pode acontecer ou não o rompimento da bolha de separação. Por isso na Figura 13, o coeficiente de arrasto é representado em uma região entre duas curvas distintas. No regime transcrito, TrBL4, o ponto de transição se move entre o ponto de separação da camada limite e o ponto de estagnação do escoamento, até o regime pós crítico, quando atinge o ponto de estagnação e todo o escoamento passa a ser turbulento.

Como discutido na seção 2.5, a rotação do cilindro torna o escoamento assimétrico, deslocando o ponto de estagnação e os pontos de separação da camada limite. No entanto, a literatura examinada até o momento não oferece estudos detalhados sobre como o escoamento em cilindros rotativos evolui com o aumento do número de Reynolds. Embora existam alguns estudos focados em linhas de corrente em baixos valores de  $Re$ , a ausência de uma análise mais abrangente limita a compreensão completa dos fenômenos envolvidos.

A falta de estudos detalhados nessa área não impede, no entanto, a realização de algumas extrapolações com base nos princípios conhecidos do escoamento em cilindros estacionários. É importante ressaltar que essas extrapolações devem ser interpretadas com cautela, uma vez que diversos regimes de escoamento podem ocorrer em diferentes faixas de Reynolds, influenciados também pela velocidade de rotação do cilindro. Dessa forma, a compreensão aprofundada da evolução do escoamento em cilindros rotativos requer uma investigação mais específica, considerando as particularidades dessa configuração dinâmica e suas implicações para uma variedade de números de Reynolds.

## 2.7 Estabilidade do escoamento

O desprendimento de vórtices, a partir de  $Re \approx 40$ , indica que o escoamento ao redor de cilindros é instável para algumas faixas de Reynolds, a jusante do escoamento [13]. A fim de determinar a estabilidade da emissão de vórtices, um novo parâmetro adimensional, o número de Strouhal, é introduzido através da Equação 10:

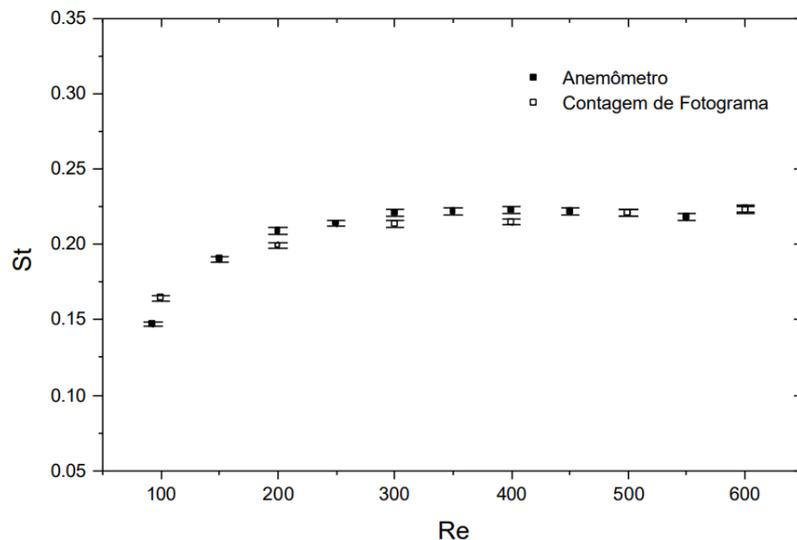
$$St = f \frac{D}{U_\infty} \quad (10)$$

De acordo com Ruchayosyothin (2019), a maior parte das pesquisas apresenta o número de Strouhal variando entre 0.16 e 0.20 para uma ampla faixa de Reynolds, o que indica que a frequência  $f$  de emissão de vórtices se mantém praticamente constante [13]. No regime crítico e supercrítico,  $St$  aumenta até cerca de  $Re = 5 \times 10^5$ , quando o escoamento deixa de emitir vórtices [26].

Para cilindros rotativos, Ruchayosyothin (2019) cita o estudo de Díaz et al. (1983), onde foram testados  $\alpha$  variando de 0.0 até 2.0 [13]. Neste estudo, foi verificado que  $St$  aumenta com a razão de velocidade  $\alpha$ , para  $Re = 7000$ , até  $\alpha = 2.0$ , quando o escoamento deixa de desprender vórtices e  $St$  cai a zero [13].

A frequência ( $f$ ) do desprendimento de vórtices pode ser determinada experimentalmente por meio de testes com anemometria de fio quente ou, alternativamente, por contagem de fotogramas, conforme abordado por Carvalho em seu estudo [26]. O autor emprega ambas essas técnicas na determinação do número de Strouhal. Foram realizadas medidas para cilindros que giravam numa faixa de  $\alpha$  entre 0.0 e 2.0, em escoamentos com  $60 < Re < 1000$ . Os resultados obtidos por ele podem ser vistos na Figura 14.

**Figura 14 – Resultados de  $St$  obtidos por Carvalho (2003), utilizando anemometria de fio quente e contagem de fotogramas.**



Fonte: Carvalho, G. B. - Estudo Experimental do Escoamento em Torno de Cilindros Circulares em Movimento de Rotação [26].

Em estudos computacionais, o número de Strouhal ( $St$ ) pode ser determinado através da transformada de Fourier da curva temporal do coeficiente de sustentação  $C_L$ .

## 2.8 Estudos computacionais do escoamento ao redor de cilindros estacionários e rotativos

Modelos primitivos de Dinâmica dos Fluidos Computacional (CFD) foram usados para estudar o escoamento de fluidos ao redor de um cilindro. Esses modelos utilizaram esquemas de diferenças finitas, como upwind, downwind e central, para discretizar as equações de escoamento. Os resultados mais precisos foram obtidos com o modelo central, de maior ordem. Esses estudos resolveram as equações da função corrente e vorticidade escalar em coordenadas cilíndricas, estado estacionário, utilizando métodos de discretização espacial e temporal, como o esquema de Crank-Nicolson [31].

Avanços posteriores incluíram a implementação de novas formulações e métodos numéricos. Alguns estudos adotaram uma formulação de velocidade/vorticidade das equações de Navier-Stokes, resolvendo-as usando diferenciação finita no espaço e métodos de Runge-Kutta no tempo. Outros combinaram diferentes esquemas em diferentes regiões do domínio de solução, como o método de difusão-vórtice e o método vórtice-na-célula. Além disso, modelos mais recentes utilizaram métodos de elementos finitos de estabilização, analisando a estabilidade linear e resolvendo as equações discretizadas com técnicas de mínimos residuais generalizados [31].

O uso de pacotes comerciais de CFD, como o FLUENT®, também se tornou popular para pesquisas nessa área. Esses pacotes são empregados para modelar o escoamento ao redor de um cilindro rotativo, utilizando esquemas como QUICK e PISO. O objetivo desses estudos mais recentes foi quantificar a espessura da região de vórtices em diferentes condições de número de Reynolds ( $Re$ ) e razão de rotação ( $\alpha$ ) [31].

Embora sem computadores, o primeiro estudo numérico, da bibliografia pesquisada, foi o de Thom (1933) [17], em que o autor plotou a malha em um papel e, a partir daí, calculou "na mão" a função corrente do escoamento ao redor de um cilindro para  $Re = 23$ , escrevendo o resultado em cada elemento da malha. Mesmo sem equipamentos para cálculos iterativos computacionais, o resultado foi bastante satisfatório e pôde prever com sucesso a presença da região de recirculação.

Em 1982, Ingham publicou um estudo no qual realizou a análise numérica bidimensional do escoamento permanente em cilindros estacionários e rotativos para  $Re = 5$  e  $Re = 20$ , considerando valores de  $\alpha$  de 0.1, 0.2, 0.4 e 0.5. O autor comentou sobre a dificuldade de simular números de Reynolds mais elevados, devido à presença de esteira e à limitação computacional para calcular o surgimento da esteira de vórtices de von Kármán. Isso se deve ao fato de que, sendo um problema transiente, a convergência torna-se desafiadora [32].

Ingham determinou os valores dos coeficientes de arrasto e sustentação, mais especificamente: coeficientes de arrasto de atrito, arrasto de pressão, arrasto total, sustentação de atrito, sustentação de pressão e sustentação total. Além disso, calculou a vorticidade na superfície do cilindro e a função corrente, representando as linhas de corrente para diferentes condições de escoamento. As conclusões de Ingham indicaram que, para o escoamento simétrico ( $\alpha = 0$ ), foi possível obter resultados satisfatórios. No entanto, em escoamentos assimétricos, as simplificações de primeira ordem nas equações não foram suficientes para alcançar uma solução.

Em 1985, Badr e Dennis publicaram um trabalho numérico no qual determinaram as linhas de corrente e os perfis de velocidade do escoamento [18], assim como a evolução dos coeficientes aerodinâmicos até  $t^* = 1$  e a posição do ponto de estagnação do escoamento. Esses resultados foram então comparados com dados experimentais de visualização obtidos por Coutanceau e Ménard em 1985 [8]. As simulações foram executadas para números de Reynolds de 200 e 500, considerando razões de velocidade  $\alpha$  de 0.5 e 1.0.

No desenvolvimento do modelo, Badr e Dennis derivaram equações para estimar os valores instantâneos dos coeficientes aerodinâmicos em termos do tempo adimensional, desde que se utilizem pequenos valores de  $t^*$ . No contexto da análise numérica, os autores optaram pelo método de diferenças finitas de Crank-Nicolson, em que as equações discretizadas correspondem às equações da função corrente e vorticidade. Para discretizar os termos derivativos, escolheram a abordagem de diferenças centrais. O critério de convergência escolhido foi de  $10^{-6}$ , e o time-step, nos 10 primeiros time-steps, foi de  $\Delta t^* = 10^{-4}$ , que foi sendo aumentado gradualmente até alcançar  $\Delta t^* = 0.025$ . A malha utilizada apresentava  $\Delta z = 0.05$  até  $t^* = 1.5$ , quando o tamanho dos elementos foram aumentados para  $\Delta z = 0.1$  [18].

Os resultados obtidos das linhas de corrente foram precisos, quando comparado com os experimentais, demonstrando o potencial de estudar escoamentos de fluidos computacionalmente.

Fornberg publica, em 1985, um trabalho sobre o escoamento bidimensional, permanente e viscoso em cilindros estacionários, onde simula escoamentos até  $Re = 600$ . As equações de vorticidade e da função corrente são discretizadas utilizando o método upwind. Entre as dificuldades enfrentadas, ele cita as condições de contorno para a função corrente em pontos muito afastados, as condições de contorno de vorticidade na superfície e evitar a perda de precisão ao utilizar o esquema upwind [33]. A malha utilizada foi do tipo C, com a saída do escoamento a uma distância  $87.9D$  do centro do cilindro. Foram testadas três malhas, uma mais refinada com  $541 \times 109$  pontos, e outras duas mais grosseiras, com  $361 \times 73$  e  $241 \times 49$  pontos.

Fornberg dá uma descrição detalhada das condições de contorno utilizadas. Entre os resultados apresentados, pode-se citar coeficiente de arrasto, campos de pressão, ponto de estagnação do escoamento, largura e comprimento da bolha de recirculação, vorticidade e pressão na superfície, e pressão na esteira. É importante ressaltar que alguns resultados encontrados diferem por uma margem grande dos resultados experimentais.

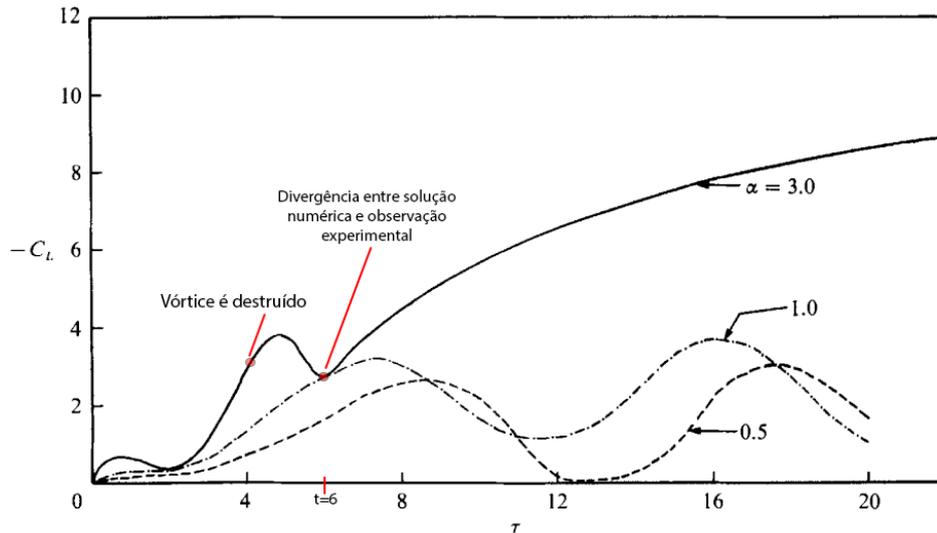
Em 1990, Badr e Dennis publicam outro estudo em parceria com Coutanceau e Ménard, em que analisam o escoamento transiente em um cilindro rotacional para números de Reynolds de  $10^3$  e  $10^4$ , ou seja, em regime subcrítico [34]. Badr et al (1990) simulam razões de velocidade variando de 0.5 a 3.0. Utilizando coordenadas cilíndricas e uma evolução do método de Badr e Dennis (1985) [18], com as condições de contorno pertinentes ao problema. O modelo numérico utilizado conseguiu prever o escoamento com considerável precisão. Entretanto, para a razão de rotação  $\alpha = 3.0$ , começou a apresentar divergências com o que foi observado experimentalmente.

Em  $Re = 1000$  e  $\alpha = 3.0$ , foi observado a formação de dois vórtices, um dos vórtices forma-se em  $t^* = 2$ , na parte superior do cilindro. O segundo vórtice forma-se em  $t^* = 3$ , no primeiro quadrante. Ambos os vórtices apresentam o mesmo sentido de rotação e, em  $t^* = 4$  (experimental) e  $t^* = 4.2$  (solução numérica), começam a se mover em direções diferentes. Enquanto o primeiro vórtice é influenciado pelo movimento de rotação do cilindro, o segundo vórtice sofre maior influência do escoamento. Em  $t^* = 4.4$ , o primeiro vórtice desliza para a frente do cilindro, sendo em seguida destruído pelo escoamento. O segundo vórtice, sofre desprendimento e percorre a esteira corrente abaixo. Enquanto a solução numérica aproxima-se de regime permanente após  $t^* = 6$ , como mostra a Figura 15, os resultados experimentais mostraram que o escoamento se tornava turbulento [34]. Badr et al. (1990) identificam o problema como sendo a simplificação feita com as equações da camada limite, que não é capaz de prever escoamentos turbulentos.

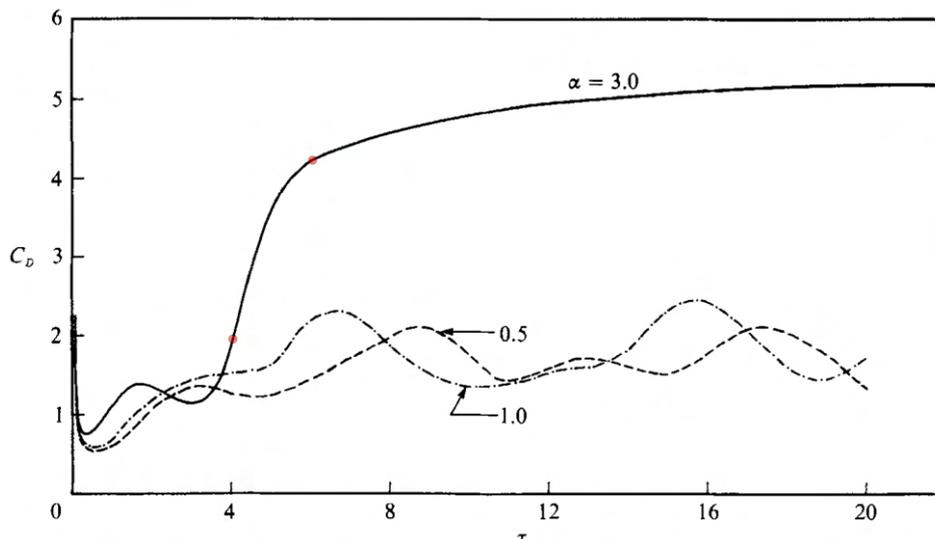
A falha do modelo numérico proposto por Badr et al. (1990) em lidar com a turbulência levou outros pesquisadores a tentarem solucionar o problema da turbulência para o cilindro rotativo.

Estudos sobre o escoamento em alto Reynolds sobre cilindros rotativos de seção circular não foram extensivamente investigados no passado, com a maioria das aplicações industriais ocorrendo no regime laminar. O objetivo dessas investigações era obter uma melhor compreensão dos mecanismos dos escoamentos turbulentos assim criados. De acordo com Cantwell et al. [35], em um estudo de escoamento de cilindro não rotativo, um vórtice grande era uma concentração organizada de vorticidade em grande escala, que era energizada por arrasto enquanto mantinha sua geometria. Esses grandes vórtices mencionados agora são conhecidos como vórtices que são desprendidos da região de esteira próxima a um cilindro em escoamento uniforme. O objetivo de Cantwell et al. era estudar o desprendimento desses vórtices por meio dos métodos experimentais disponíveis na época. Embora eles não tenham tido sucesso em adquirir mais conhecimento sobre a mecânica da turbulência, eles descobriram que havia algum grau de tridimensionalidade no escoamento sobre um cilindro quando ele se torna turbulento [31][35]. A investigação não incorporou qualquer rotação ao cilindro de seção circular; sua utilidade para desenvolvimentos futuros foi descobrir as características tridimensionais do escoamento em alto Reynolds.

Figura 15 – Resultados da modelagem numérica de Badr et al., 1990, para o coeficiente de sustentação  $c_L$  e de arrasto  $c_D$  em função do tempo adimensional  $t^*$ , para  $Re = 1000$



- (a) Na curva de  $\alpha = 3.0$ , entre  $t^* = 4$  e  $t^* = 6$ , após o desprendimento dos vórtices, a sustentação sofre uma queda, na solução numérica, com validação desse comportamento nas observações experimentais. Após  $t^* = 6$ , a solução numérica não é mais confiável para  $\alpha = 3.0$ , uma vez que diverge das observações experimentais. Para as outras razões de rotação, observações experimentais e resultados numéricos concordam.



- (b) Na curva de  $\alpha = 3.0$ , nota-se que, antes da solução numérica divergir das observações experimentais, o arrasto cresce entre  $t^* = 4$  e  $t^* = 6$ .

Fonte: Badr et al. - Unsteady flow past a rotating circular cylinder at Reynolds numbers  $10^3$  and  $10^4$  [34].

O caso do escoamento em torno de um cilindro de seção circular é bem documentado em cenários laminares bidimensionais. A transição para o escoamento turbulento traz maior flutuação e interação entre vórtices de grande e pequena escala. Cantwell et al. [35] descobriram e concluíram que, à medida que o escoamento faz a transição para o escoamento turbulento, ele se torna tridimensional, e isso foi confirmado numericamente por Breuer (1998, 2000) [31]. Ele usou a simulação de grandes vórtices (LES) para modelar o escoamento sobre um cilindro não rotativo em  $Re = 3900$  e foi capaz de mostrar a imprecisão das simulações 2D em comparação com a mesma solução em 3D [31]. Aoki e Ito [36] também encontraram discordância em uma investigação numérica e experimental conjunta. As características de sustentação e arrasto não concordaram entre o experimento tridimensional e a solução de CFD bidimensional [31].

Diaz et al. [37] realizaram uma investigação experimental para um escoamento com  $Re = 9000$  e  $\alpha \leq 2.5$ . Eles usaram um túnel de vento e um motor de velocidade variável para simular um cilindro rotativo e em movimento. Com uma razão de aspecto ( $L/D$ ) alta, ou seja, o comprimento do cilindro muito maior que o diâmetro, de modo que as propriedades eram essencialmente funções das componentes na direção do escoamento e transversais a ele, o desenvolvimento temporal do escoamento ao redor do cilindro não pôde ser rastreado, e, portanto, os resultados obtidos são para um tempo grande  $t^*$ . Eles foram capazes de concluir que o escoamento se estabiliza para  $\alpha \geq 2.0$ , plotando as flutuações turbulentas nas direções do escoamento e transversais a ele. Para  $Re$  muito mais alto, Aoki e Ito [36] plotaram o desenvolvimento temporal do coeficiente de sustentação para um escoamento com  $Re = 50000$  e encontraram uma falta de estabilidade para todos os escoamentos em que  $\alpha \leq 1.0$ , mas a solução foi executada apenas para  $t^* = 20$ , o que, de estudos anteriores de escoamento laminar, certamente não é tempo suficiente para tirar uma conclusão sólida sobre a estabilidade do escoamento [31]. Boa concordância foi encontrada em Karabelas [38], que refez o mesmo caso de Aoki e Ito [36]. Karabelas [38] modelou escoamentos para  $\alpha \leq 2$  e descobriu que o escoamento começa a se estabilizar com  $\alpha \geq 1.3$  para  $Re = 140000$ . Craft et al. [39] refizeram muitos dos casos do estudo de Mittal e Kumar [15] e capturaram uma região secundária de instabilidade em  $\alpha = 4$ , que era menos intensa e menos frequente do que os resultados laminares encontrados.

Tokumaru e Dimotakis [40] realizaram um trabalho experimental em que conseguiram desenvolver um método para estimar a sustentação média atuando em um cilindro de seção circular rotativo em um escoamento uniforme, usando um túnel de água. Sua análise foi baseada em um modelo de ponto-vórtice invíscido e na velocidade transversal medida para  $Re = 3.810^3$  para razões de rotação na faixa de  $0 \leq \alpha \leq 6.0$ . O trabalho afirmou que o coeficiente de sustentação limite proposto por Prandtl (1925) poderia ser excedido para  $\alpha > 5$  [31]. Essa também foi a primeira investigação experimental que confirmou que aumentos na razão de aspecto do cilindro aumentariam a sustentação. Aoki e Ito [36] realizaram uma investigação experimental semelhante para um escoamento com  $Re = 60000$  e foram capazes de determinar o coeficiente de sustentação para  $0 \leq \alpha \leq 1.0$ ; análises numéricas feitas por Elmiligui et al. [41] mostraram boa concordância com os resultados experimentais. Aoki e Ito [36] também

examinaram numericamente o mesmo caso, mas encontraram resultados numéricos substancialmente superiores aos resultados experimentais [31]. Karabelas [38] usou um modelo LES para o mesmo escoamento e encontrou boa concordância com os resultados numéricos de Aoki e Ito [36]. A discordância entre os resultados obtidos por Elmiligui et al. [41] e aqueles encontrados por Aoki e Ito [36] e Karabelas [38] não pode ser explicada até o momento. No mesmo estudo, Karabelas [38] descobriu que o coeficiente de sustentação como função de  $\alpha$  era menor do que os encontrados em estudos de escoamento laminar para todos os  $\alpha \leq 2$ . Boa concordância foi encontrada em Craft et al. [39], onde eles descobriram que a sustentação gerada era menor em escoamentos turbulentos, mas ainda excedia o limite de Prandtl, o que era promissor para o estudo do rotor Flettner. Um segundo estudo de Craft et al. [39] analisou as capacidades de modelagem de dois modelos de turbulência separados, e os resultados concordaram bem com Karabelas [38], dependendo do modelo usado. Um dos modelos encontrou sustentação consistentemente maior para  $\alpha \leq 1.0$ , mas um pouco menor para  $\alpha = 2.0$ . Um segundo modelo encontrou boa concordância em grande parte da faixa, mas sustentação distintamente menor para  $\alpha = 2.0$ . O arrasto foi menor com ambos os modelos em comparação com Karabelas [38].

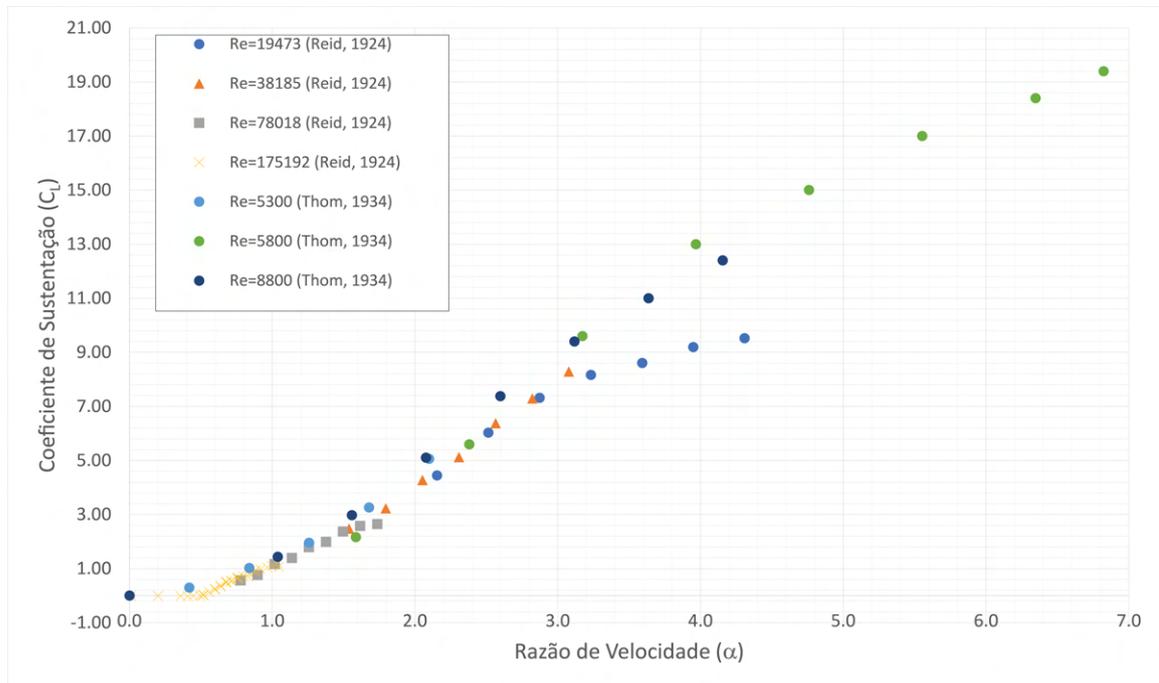
## 2.9 Efeito da rotação na força aerodinâmica

Conforme visto na seção 2.2, a razão de rotação  $\alpha$  é definida como a razão entre a velocidade tangencial do cilindro e a velocidade do escoamento livre na entrada do volume de controle,  $U_\infty$  (ver Equação 1). O efeito da rotação nas forças aerodinâmicas é conhecido desde os primeiros estudos de Reid (1924) [14], Prandtl (1925) [21] e Thom (1934) [22], com os dois últimos pesquisadores testando a presença de discos de ponta para aumentar a eficiência do escoamento.

Os gráficos 1 e 2 mostram os dados de coeficientes de sustentação e de arrasto, respectivamente, obtidos por Reid (1924) e Thom (1934). Pode-se observar, para cada conjunto de dados que o coeficiente de sustentação aumenta com a rotação, com Thom (1934) conseguindo ultrapassar  $C_L = 19.0$ , para  $Re = 5800$ . Essa descoberta empírica é importante, porque Prandtl, em seu trabalho de 1925 [21], teoriza que o valor máximo que o coeficiente de sustentação poderia atingir seria  $C_{L_{max}} = 4\pi$ , chamado de limite de Prandtl. Pode-se observar, também, que em  $\alpha \leq 0.5$ , o coeficiente de sustentação fica ligeiramente negativo. A explicação para este comportamento seria que a camada limite viscosa está em transição de laminar para turbulenta, de forma que o recolamento dela na região de desaceleração aumenta seu comprimento, aumentando, assim, a pressão na região de aceleração [6].

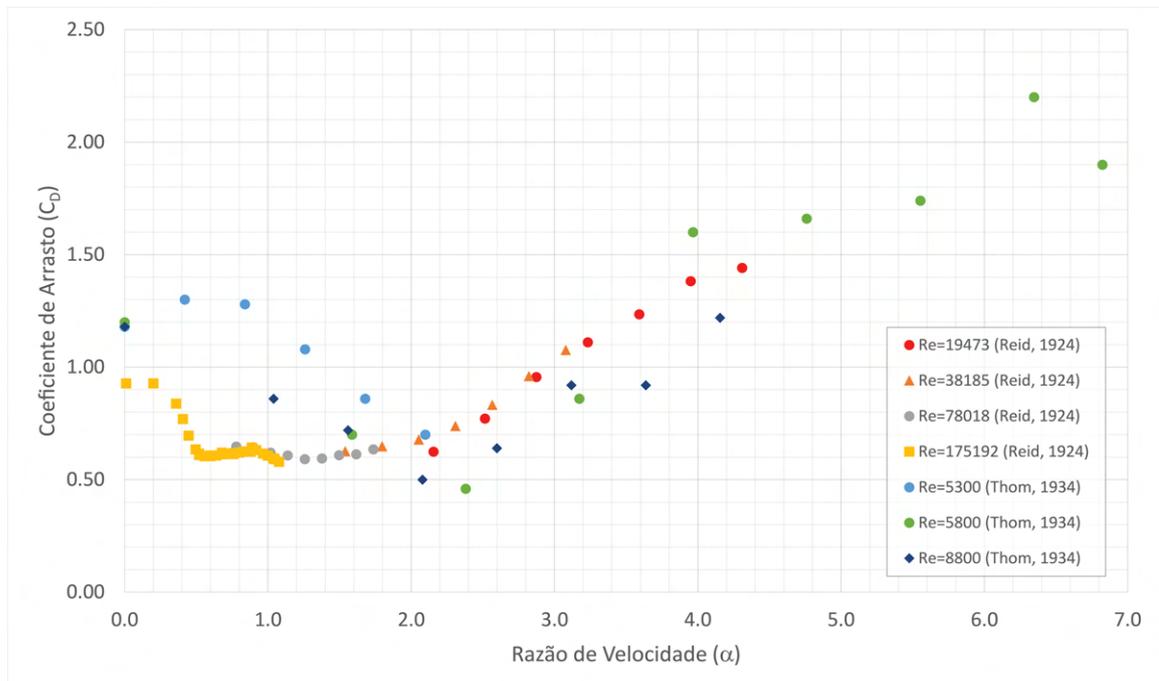
Quanto ao arrasto, no Gráfico 2, nota-se que existe uma faixa de rotação onde a curva de  $C_D$  sofre uma queda. Esse comportamento da curva é explicado devido ao fato de que nessas faixas de  $\alpha$ , que varia com o  $Re$ , a rotação inibe o desprendimento de vórtices, diminuindo assim, o arrasto da esteira. Passado essa faixa de rotação, o  $C_D$  volta a aumentar, devido a velocidade mais alta na região de aceleração, com conseqüente queda de pressão atrás do cilindro [13].

**Gráfico 1 – Dados experimentais de Reid (1924) e Thom (1934) sobre os efeitos da rotação no coeficiente de sustentação de um cilindro sem discos de ponta para diferentes números de Reynolds.**



Fonte: Reid, E. G - Tests of Rotating Cylinders [14] e Thom, A. - Effect of Discs on the Air Forces on a Rotating Cylinder [22]..

**Gráfico 2 – Dados experimentais de Reid (1924) e Thom (1934) sobre os efeitos da rotação no coeficiente de arrasto de um cilindro sem discos de ponta para diferentes números de Reynolds.**



Fonte: Reid, E. G - Tests of Rotating Cylinders [14] e Thom, A. - Effect of Discs on the Air Forces on a Rotating Cylinder [22]..

O comportamento das curvas de  $C_L$  e  $C_D$  obtidos por Reid (1924), Prandtl (1925) e Thom (1934) estão de acordo com estudos posteriores, e ainda podem ser utilizados como dados de validação de modelos computacionais.

A pesquisa de Tanaka (1973) [42] testou o valor experimental mais elevado de Reynolds,  $Re = 371000$ , para valores de  $\alpha$  variando até 0.5. Aoki e Ito (2001) [36] examinaram razões de rotação de até 1.2 para  $Re = 130000$ . À medida que o número de Reynolds aumenta, a realização de testes experimentais em razões de rotação mais elevadas torna-se extremamente complicada, uma vez que isso exigiria velocidades de rotação consideravelmente altas para os modelos de seções de teste. O experimento de Aoki e Ito (2001) atingiu as maiores razões de rotação testadas para  $Re > 10^5$ .

Dessa forma, o uso de CFD emerge como uma alternativa viável aos testes experimentais, pois pode simular com sucesso razões de velocidades mais elevadas em Reynolds elevados. Conforme discutido na seção 2.8, Badr et al. (1990) falharam em modelar adequadamente o escoamento para  $\alpha$  superior a 3.0 e  $Re = 10^4$ , devido às limitações do modelo empregado. No entanto, atualmente existem modelos capazes de prever com precisão suficiente o escoamento ao redor de cilindros rotativos. Breuer (2000) [43] utilizou LES para resolver o escoamento tridimensional ao redor de um cilindro estacionário em  $Re = 140000$ . Em 2010, Karabelas (2010) [38] conduziu um estudo numérico empregando LES em escoamentos bidimensionais de  $Re = 140000$ , variando  $\alpha$  entre 0.0 e 2.0.

Embora simulações bidimensionais não sejam recomendadas para regimes de esteira de transição turbulenta, os resultados obtidos para o cilindro estático foram suficientemente próximos aos resultados numéricos de Breuer (2000) [43] e aos resultados experimentais de Cantwell e Coles [35], com algumas discrepâncias devido às limitações da simulação bidimensional.

Devido à intensa demanda computacional do modelo LES, Karabelas et al. (2012) [16] realizaram simulações bidimensionais em regimes transcíticos e supercríticos com  $Re > 5 \times 10^5$ , utilizando o modelo RANS  $k - \varepsilon$  com função de parede padrão e variando  $\alpha$  entre 2.0 e 8.0. Os resultados obtidos na validação revelaram um aumento de cerca de 40% no  $C_D$  em comparação com os resultados experimentais. Em comparação com os resultados de Catalano et al. (2003), que realizou simulações utilizando LES em  $Re = 10^6$ , os resultados de  $C_D$  de Karabelas foram cerca de 10% maiores.

### 3 METODOLOGIA

Neste capítulo são discutidas a modelagem matemática e a numérica do problema, assim como as condições de contorno. Inicialmente determina-se qual a faixa de número de Reynolds operacional de um rotor Flettner típico. Em seguida, desenvolve-se o modelo turbulento a ser utilizado. Por fim, define-se as condições da simulação, determinação do domínio de solução, condições de contorno e definições de entrada do software utilizado, o ANSYS® 2022 R2.

#### 3.1 Determinação da faixa de Reynolds

Uma vez que o presente trabalho pretende analisar o escoamento em rotores Flettner, necessita-se fazer as simulações o mais próximo possível de condições operacionais.

**Tabela 1 – Rotores Flettner selecionados para análise**

Embarcação	Altura [m]	Diâmetro [m]	$\omega_{max}$ [rpm]
Buckau (1924) <sup>1</sup>	15.6	2.8	135.0
Barbara (1926) <sup>1</sup>	17.0	4.0	150.0
E-Ship 1 (2010) <sup>1</sup>	27.0	4.0	350.0
Estraden (2014) <sup>1</sup>	19.0	3.0	250.0
Epanastasea (2018) <sup>2</sup>	30.0	5.0	ND
Alcyone (2022) <sup>2</sup>	35.0	5.0	ND

Fonte: <sup>1</sup>De Marco, A. et al. - **Flettner Rotor Concept for Marine Applications: A Systematic Study (2016)**[10]. <sup>2</sup>Tankers-Norsepower (<https://www.norsepower.com/tankers/>).

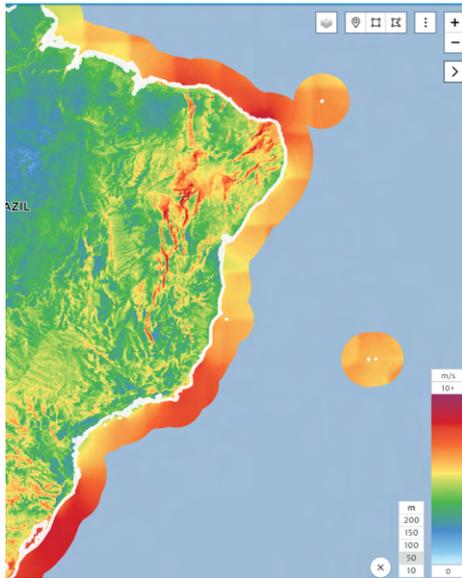
Supondo uma embarcação se deslocando com velocidade  $V_E$ , conforme Figura 4. O vento real de velocidade  $V_R$  incide no rotor em um ângulo  $\gamma$ . O vento aparente de velocidade  $V_A$  que o rotor percebe é a soma vetorial entre o vento induzido, que é o vento contrário à direção do movimento da embarcação, com sentido contrário ( $-V_E$ ), e o vento real. Assim, pode-se calcular a velocidade do vento aparente como:

$$V_A = \sqrt{|V_R|^2 + |V_E|^2 - 2|V_R||V_E| \cos \gamma} \quad (11)$$

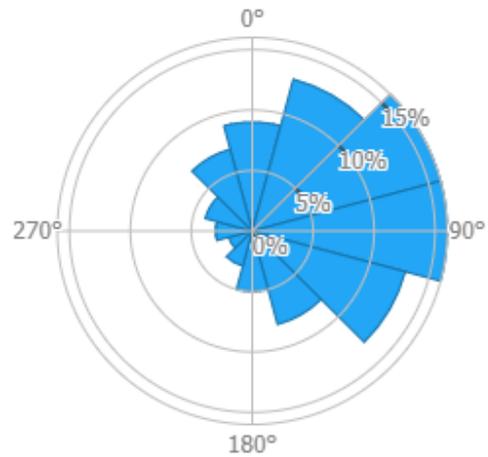
A direção do vento aparente pode ser determinada pela Equação 12.

$$\beta = \arccos \left( \frac{V_R^2 - V_A^2 - V_E^2}{-2V_A V_E} \right) \quad (12)$$

**Figura 16 – Média de velocidade e direção dos ventos no litoral brasileiro.**



**(a) Intensidade média da velocidade de ventos no litoral brasileiro.**



**(b) Direção dos ventos no território brasileiro.**

**Fonte: Global Wind Atlas (<https://globalwindatlas.info/en/area/Brazil>).**

O Atlas Global de Ventos apresenta uma ferramenta em que é possível descobrir qual a velocidade média de ventos incidentes no litoral brasileiro, assim como sua direção (ver Figura 16)<sup>1</sup>.

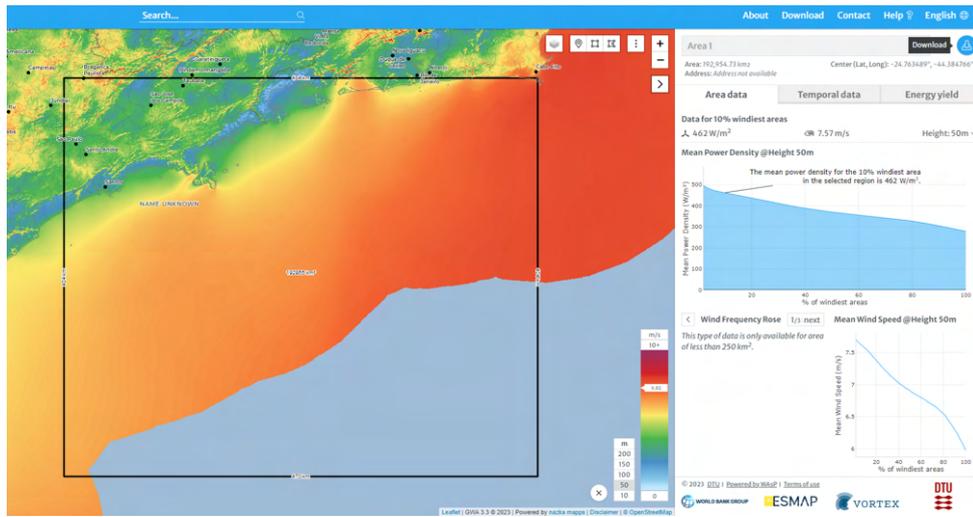
No Atlas Global de Ventos é possível selecionar uma área para determinar com mais detalhes a distribuição de ventos naquela região (ver Figura 17). Foi selecionada uma região entre as cidades de Santos-SP e Rio de Janeiro-RJ, por apresentarem dois portos importantes do país, com um bom fluxo de navegação.

Dos gráficos disponibilizados pelo Atlas, dois são relevantes para a análise. O primeiro é a média de ventos na região selecionada, que varia entre 6.5m/s a cerca de 8m/s. Com esses dados, é possível calcular o vento aparente na embarcação. Supondo um navio cargueiro típico, que opera com velocidades de cruzeiro entre 10 e 25 nós. Para calcular o Reynolds máximo percebido pela embarcação, verifica-se, pela Equação 11, que a velocidade de vento aparente mínima  $V_{Amin}$  ocorre para  $\gamma = 0^\circ$  ou  $360^\circ$  e o máximo para  $\gamma = 180^\circ$ . Entretanto, em ambos os casos o rotor Flettner não utiliza sua eficiência máxima, uma vez que, em caso de vento de popa ( $\gamma = 0^\circ$  ou  $360^\circ$ ), os cilindros podem ser desligados, já que o próprio arrasto agirá como força motora. E, no caso de vento de proa ( $\gamma = 180^\circ$ ), o ideal seria recolher o cilindros.

Pode-se, então, definir um coeficiente propulsivo  $C_T$ , em termos de  $C_L$  e  $C_D$  e o desafio será maximizá-lo. Da Figura 4, o ângulo entre a força propulsiva do rotor Flettner e a força de sustentação é  $\phi = \beta - 90^\circ$ . Assim:

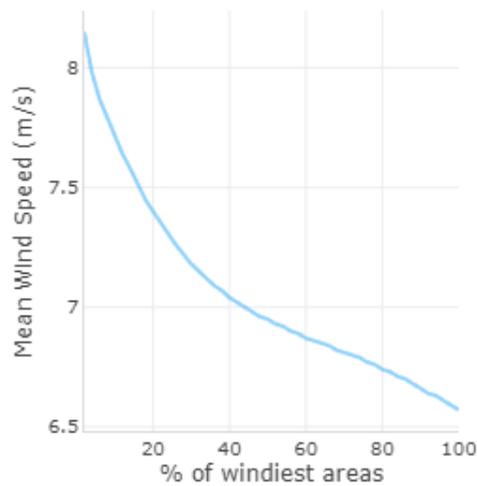
<sup>1</sup>Consulte o mapa no Anexo A e o website <https://globalwindatlas.info/en/area/Brazil> para maiores detalhes sobre dados dos ventos brasileiros.

Figura 17 – Tela de seleção da região de análise no Atlas Global de Ventos.



Fonte: Global Wind Atlas (<https://globalwindatlas.info/en/>).

Figura 18 – Média da intensidade de velocidade de vento para a região selecionada.



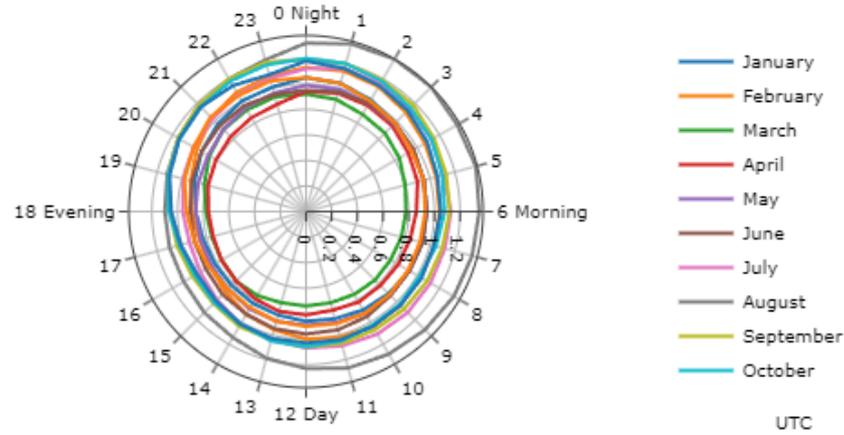
Fonte: Global Wind Atlas (<https://globalwindatlas.info/en/>).

$$\begin{aligned}
 F_T &= F_L \cos(\phi) + F_D \cos(90^\circ - \phi) \Rightarrow \\
 \Rightarrow F_T &= F_L \cos(\beta - 90^\circ) + F_D \cos[90^\circ - (\beta - 90^\circ)] \Rightarrow \\
 \Rightarrow F_T &= F_L \sin(\beta) - F_D \cos(\beta)
 \end{aligned} \tag{13}$$

Dividindo a Equação 13 pela pressão dinâmica  $\frac{1}{2}\rho V^2 DH$ , encontra-se o coeficiente propulsivo  $C_T$ , através da Equação 14:

$$C_T = C_L \sin(\beta) - C_D \cos(\beta) \tag{14}$$

Figura 19 – Velocidade média diária de vento em um ano na região selecionada.



Fonte: Global Wind Atlas (<https://globalwindatlas.info/en/>).

Entretanto, não é o ângulo de incidência do vento aparente que está disponível para consulta, e sim o ângulo de incidência do vento real  $\gamma$ , que pode ser relacionado com  $\beta$  através de uma lei dos senos.

$$\frac{V_R}{\sin(\beta)} = \frac{V_A}{\sin(\gamma)} \Rightarrow \beta = \arcsin \left[ \frac{V_R \sin(\gamma)}{V_A} \right] \quad (15)$$

De Marco et al (2016) [10] desenvolveram as equações 16 e 17 para estimar os valores de  $C_L$  e  $C_D$ , conhecidos os diâmetros do cilindro e dos discos de ponta.

$$C_L = \sum_{i=1}^4 \sum_{j=1}^4 \sum_{k=1}^3 a_{ijk} \alpha^i AR^j \left( \frac{D_e}{D} \right)^k \quad (16)$$

$$C_D = \sum_{i=1}^4 \sum_{j=1}^4 \sum_{k=1}^3 b_{ijk} \alpha^i AR^j \left( \frac{D_e}{D} \right)^k \quad (17)$$

Nas equações anteriores,  $a_{ijk}$  e  $b_{ijk}$  são coeficientes relativos à geometria e condições operacionais do rotor Flettner,  $AR$  é a razão de aspecto do rotor e  $D_e/D$  é a razão entre o diâmetro  $D_e$  disco de ponta e o diâmetro  $D$  do rotor. Os intervalos de solução dessas equações são para  $1.0 \leq D_e/D \leq 3.0$ ,  $1.0 \leq \alpha \leq 3.0$  e  $2.0 \leq AR \leq 8.0$ .

Com estas equações, é possível utilizar métodos de otimização para definir quais os melhores parâmetros de rotação do rotor Flettner a fim de aumentar sua eficiência durante a navegação. Voltando ao problema inicial, supondo que o vento aparente na navegação seja de 30 nós ou próximo de 15m/s. O número de Reynolds desse escoamento será da ordem de  $Re = 10^6$ , caindo na região de regime supercrítico.

### 3.2 Modelagem de turbulência

Assumindo que o fluido de operação é o ar atmosférico suficientemente seco, por razões de simplificação, para que o escoamento seja transiente, incompressível e com propriedades constantes, o que proporciona uma aproximação suficientemente aceitável. Considere o domínio espacial  $\Omega \subset \mathbb{R}^n$ , onde  $n$  é o número de dimensões, conforme definido por Mittal (2003) [15], e o domínio temporal  $(0, T)$ . Definindo  $\Gamma$  como a fronteira de  $\Omega$ , e as coordenadas espaciais  $x$  e temporais  $t$ . Dessa forma, a conservação de massa e a conservação da quantidade de movimento são descritas pelas equações 18 e 19, respectivamente.

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \text{ em } \Omega \text{ para } (0, T), \quad (18)$$

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \text{ em } \Omega \text{ para } (0, T). \quad (19)$$

Nestas equações,  $u_i$  e  $x_i$  são velocidade e posição, respectivamente,  $t$  é o tempo,  $p$  é a pressão e  $\sigma_{ij}$  é o tensor de tensões viscosas [44]. Este último, Wilcox (2006) [44] define como a Equação 20, onde  $\mu$  é a viscosidade molecular:

$$\sigma_{ij} = 2\mu e_{ij} \quad (20)$$

O tensor de taxa de deformação,  $e_{ij}$ , é dado pela Equação 21:

$$e_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (21)$$

O termo convectivo pode reescrito como:

$$u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i u_j) - u_i \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \quad (22)$$

Da equação para conservação de massa, Equação 18,  $\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0$ . Logo, substituindo as equações 20 e 22 na Equação 19, obtém-se:

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (2\mu e_{ij}) \quad (23)$$

A fim de simplificar os cálculos de turbulência, pode-se utilizar as Médias de Reynolds das equações de Navier-Stokes (RANS), separando a velocidade instantânea em uma componente média  $\bar{U}$  e uma componente flutuante  $\bar{u}$ , técnica conhecida como decomposição de Reynolds. Assim, a Equação 18 pode ser expressa, em coordenadas cartesianas, como:

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (24)$$

Já a conservação de momento, em RANS, fica:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \bar{U}_i) + \rho \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \mu \left( \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) - \rho \overline{u_i' u_j'} \right] \quad (25)$$

O termo  $-\overline{u_i' u_j'}$  é definido como tensor de Reynolds,  $\tau_{ij}$ . Sendo um tensor simétrico, ou seja,  $\tau_{ij} = \tau_{ji}$ , este termo introduz seis novas variáveis ao problema, sem a adição de novas equações [44]. Uma vez que as equações RANS já apresentavam pressão e três componentes de velocidade, o total de variáveis é dez em um sistema de quatro equações [44]. Os modelos RANS de turbulência surgem para dar um fechamento no sistema.

A turbulência, embora pareça ser um fenômeno caótico, é, na verdade, uma forma organizada de transferir energia através do escoamento. Os redemoinhos maiores extraem energia cinética do movimento médio ao interagirem com a taxa de deformação do escoamento médio, transferindo essa energia para as flutuações turbulentas. Nesse processo, os redemoinhos maiores transferem energia para os menores por meio da sua quebra [13]. Esses redemoinhos dissipativos menores são conhecidos como escalas de Kolmogorov [44]. Segundo a teoria do equilíbrio universal de Kolmogorov (1941), o movimento das menores escalas devem depender da taxa de transferência de energia cinética  $\epsilon = -\frac{dk}{dt}$  e da viscosidade cinemática  $\nu$  [44]. Com base nisso, as escalas de distância ( $\eta$ ), tempo ( $\tau$ ) e velocidade ( $v$ ) de Kolmogorov ficam definidas de acordo com a Equação 26.

$$\eta \equiv \left( \frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{1/4}, \tau \equiv \left( \frac{\nu}{\epsilon} \right)^{1/4}, v \equiv (\nu \epsilon)^{1/4} \quad (26)$$

### 3.2.1 Modelo $k - \epsilon$

O modelo de turbulência  $k - \epsilon$  é amplamente utilizado. O software ANSYS® disponibiliza como uma opção para simular numericamente o problema. Ao considerar a equação RANS de momento, o tensor de Reynolds  $-\overline{u_i' u_j'}$  emerge, representando a tensão exercida no fluido devido às interações turbulentas. No entanto, o tensor de Reynolds introduz seis variáveis adicionais ao problema, resultando em um sistema com mais variáveis do que equações, o que dificulta a busca por uma solução. Para contornar essa questão, é empregado o modelo de viscosidade turbulenta, conhecido como "Eddy Viscosity Model" (EVM). O EVM linear simplifica o tensor de Reynolds por meio da aproximação de Boussinesq, expressa pela Equação 27, que relaciona a tensão de Reynolds com a taxa de deformação média.

$$-\overline{\rho u_i' u_j'} = \nu_t \left( \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho k \quad (27)$$

No EVM linear, a viscosidade turbulenta  $\nu_t$  desempenha um papel crucial, uma vez que depende principalmente do movimento do fluido e não de suas propriedades. Além disso, a

energia cinética turbulenta  $k$  também é um fator importante. No contexto da aproximação de Boussinesq, o delta de Kronecker  $\delta_{ij}$  assume um valor de 1 quando  $i = j$  e zero, quando  $i \neq j$ .

Um problema do uso da aproximação de Boussinesq é que ela é localmente isotrópica Equação 28. Isso pode ser um problema, visto que a turbulência é altamente anisotrópica e o uso desta simplificação pode levar a resultados que não representam o fenômeno com uma precisão aceitável.

$$\overline{u^2} = \overline{v^2} = \overline{w^2} = \frac{2}{3}k \quad (28)$$

Os modelos de viscosidade turbulenta estabelecem uma relação entre as misturas turbulenta e molecular [31]. Sendo  $P_k$  o termo de produção de energia ou taxa de geração de energia cinética turbulenta,  $\varepsilon$  é a taxa de dissipação da energia cinética turbulenta. A equação de transporte de energia cinética pode ser resolvida como:

$$\frac{Dk}{Dt} = P_k - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (29)$$

A taxa de geração é obtida a partir da Equação 30.

$$P_k = -\overline{\rho u_i' u_j'} \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} \quad (30)$$

Substituindo pela Equação 27, obtém-se:

$$P_k = \nu_t \left( \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} \quad (31)$$

A equação de transporte da taxa de dissipação, também conhecida como equação  $\varepsilon$ , é derivada por referência à equação  $k$  no contexto da modelagem de turbulência. A turbulência é caracterizada pela presença de velocidades flutuantes e energia cinética turbulenta ( $k$ ), que representa a energia associada a essas flutuações. A taxa de dissipação ( $\varepsilon$ ) mede a taxa na qual a energia cinética turbulenta está sendo dissipada em forma de calor devido à ação de vários mecanismos dentro do escoamento [31].

A equação de transporte da taxa de dissipação é dada da seguinte forma:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho\varepsilon) + \nabla (\rho\varepsilon u) = \nabla (\mu_{eff} \nabla \varepsilon) + G - \frac{\rho\varepsilon}{k} \quad (32)$$

Onde:

$\partial \rho\varepsilon / \partial t$  é a taxa de mudança temporal da taxa de dissipação por unidade de volume.

$\nabla \rho\varepsilon u$  representa o termo de transporte convectivo, contabilizando o transporte da taxa de dissipação pelo vetor de velocidade do escoamento  $u$ .

$\nabla \mu_{eff} \nabla \varepsilon$  é o termo de transporte difusivo, onde  $\mu_{eff}$  é a viscosidade efetiva e  $\nabla \varepsilon$  é o gradiente da taxa de dissipação.

$G$  denota a geração da taxa de dissipação devido a gradientes de velocidade média ou outros mecanismos de produção de turbulência.

$\rho \varepsilon / k$  é a taxa de dissipação dividida pelo número de Prandtl turbulento ( $k$ ).

A equação de transporte da taxa de dissipação é um componente importante em modelos de turbulência, como as equações de Navier-Stokes de médias de Reynolds (RANS), que visam simular escoamentos turbulentos. Ela fornece um meio de considerar a dissipação da energia cinética turbulenta e os efeitos associados no comportamento do escoamento, como mistura, transferência de calor e perdas de pressão.

Fazendo os desenvolvimentos pertinentes, a Equação 32 pode ser escrita como:

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} = c_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P_k - c_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] \quad (33)$$

Na Equação 33, as constantes  $c_{\varepsilon 1}$ ,  $c_{\varepsilon 2}$  e  $\sigma_\varepsilon$  são determinadas empiricamente de acordo com o escoamento. O termo  $c_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P_k$  é o termo de fonte, que é definido se  $k$  é criado pelo cisalhamento médio, aumentando assim a taxa de dissipação. Já o termo  $c_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k}$  é o termo de sumidouro, que está presente para garantir que, se  $P_k$  for zero,  $k$  e  $\varepsilon$  diminuam. Resolvendo as equações 29 e 33, encontra-se a viscosidade turbulenta,  $\nu_t$ :

$$\nu_t = c_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (34)$$

A constante  $c_\mu$  também é determinada empiricamente e seu valor pode ser consultado na Tabela 2.

**Tabela 2 – Constantes empíricas utilizadas no modelo de turbulência  $k - \varepsilon$**

$\sigma_k$	$c_\mu$	$c_{\varepsilon 1}$	$c_{\varepsilon 2}$	$\sigma_\varepsilon$
0.09	1.0	1.44	1.92	1.3

Fonte: Johnson, N. D. - High-Reynolds Number Flow Past a Rotating Cylinder with and Without Thom Discs [31].

É importante notar que as equações de derivada total (Equação 29 e Equação 33) têm a forma da Equação 35.

$$\frac{D\Phi}{Dt} = \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{U}_j \Phi) \quad (35)$$

A Equação 35 é a forma da equação de transporte e descreve os termos dependentes do tempo e de convecção, onde  $\Phi$  é uma variável. Nas equações anteriores (Equação 29 e Equação 33), as variáveis correspondentes a  $\Phi$  são  $k$  e  $\varepsilon$ .

Na Equação 35, o termo  $\frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{U}_j \Phi)$  representa o termo de difusão. Essas equações utilizam um termo de viscosidade efetiva, denotado por  $(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma})$ , o qual engloba tanto as

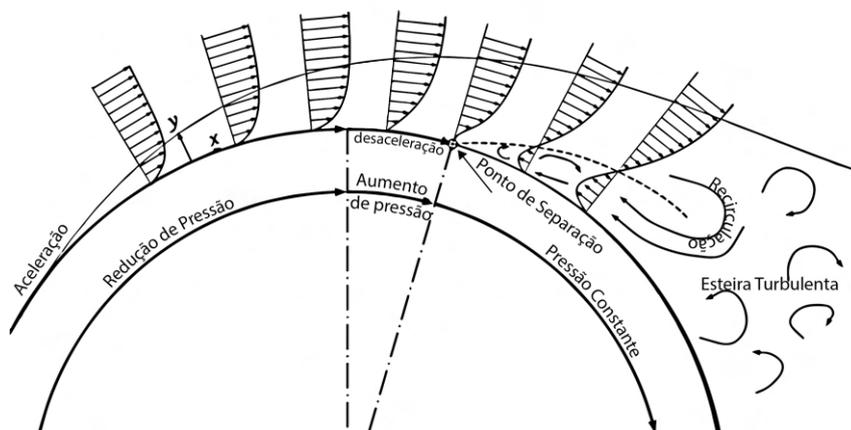
viscosidades cinemática e turbulenta quanto o número de Prandtl turbulento,  $\sigma$ , para cada equação de transporte específica. Esse termo de viscosidade efetiva incorpora as características viscosas e turbulentas do sistema, desempenhando um papel importante no comportamento das equações.

É interessante notar que uma escala de comprimento não precisa ser explicitamente prescrita, pois ela emerge naturalmente na solução da equação como  $l = \frac{k^{2/3}}{\varepsilon}$ . Essa escala de comprimento, determinada pela relação entre as variáveis  $k$  e  $\varepsilon$ , surge como parte intrínseca do processo de solução e desempenha um papel fundamental na descrição do fenômeno em estudo.

### 3.2.2 Modelagem próximo a fronteira de superfície do rotor

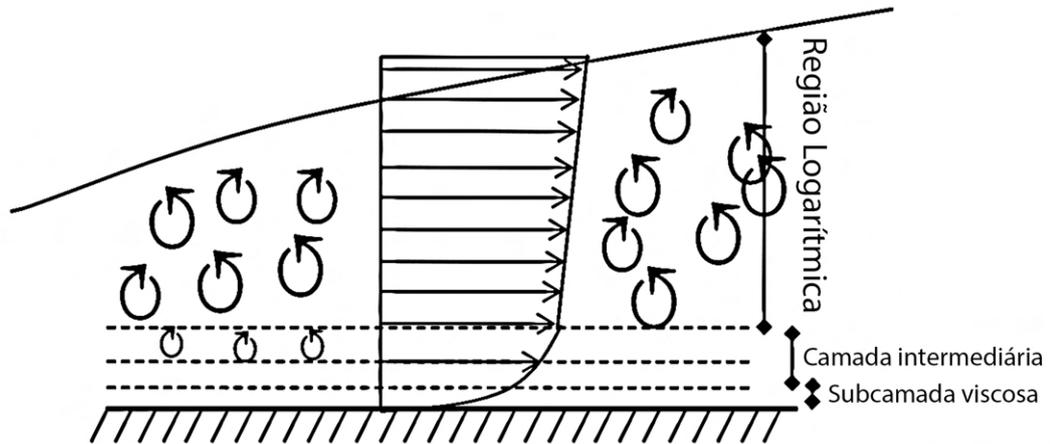
Assumindo que a superfície do rotor seja lisa e sem porosidade, pode-se modelar a região de escoamento em sua vizinhança. A camada limite turbulenta próxima à superfície (ou parede) do cilindro é dividida em duas regiões principais: a interna, que engloba a subcamada viscosa, a camada intermediária e a região logarítmica, e as camadas externas. O tratamento da parede desempenha um papel crucial na região interna, especialmente na subcamada viscosa mais próxima da parede. Na Figura 20 está ilustrado a transição de escoamento laminar a turbulento ao redor do rotor. Na Figura 21a, é apresentado um perfil clássico de velocidade na subcamada viscosa, enquanto a Figura 21b ilustra a relação linear entre o logaritmo natural de  $y^+$  (uma medida adimensional da distância do primeiro nó à parede) e  $U^+$  (a velocidade adimensional) na região totalmente turbulenta da camada limite próxima à parede, conhecida como "região logarítmica". Esse entendimento proporciona as bases físicas amplamente utilizadas para estabelecer as condições de contorno da parede em simulações de escoamento turbulento [13].

**Figura 20 – Distribuição de velocidades ao longo do escoamento nas vizinhanças da superfície de um cilindro.**

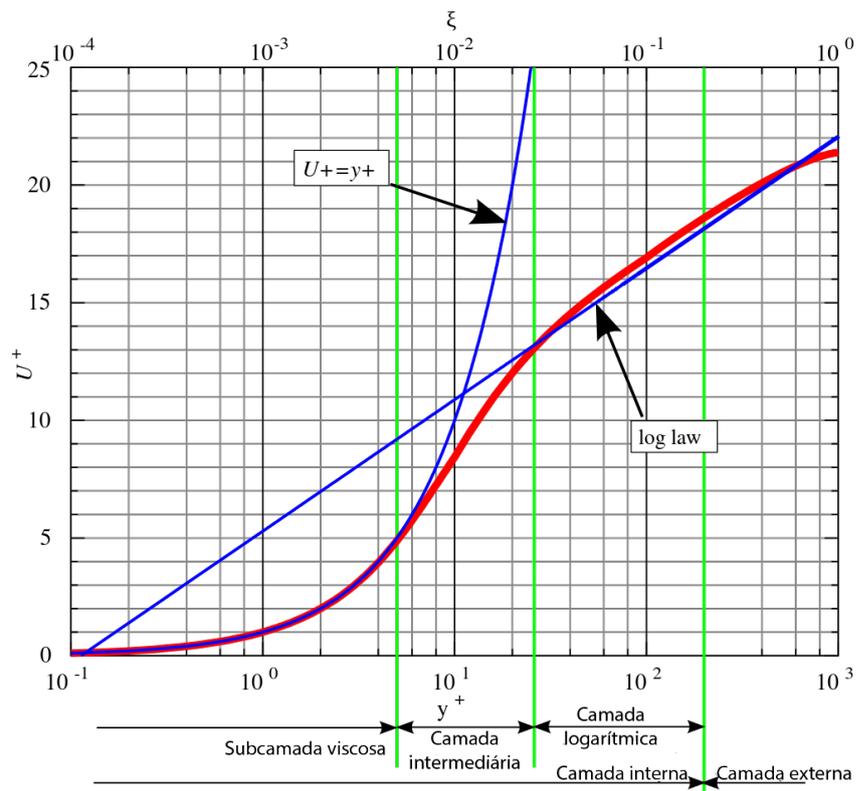


Fonte: Adaptado de Tech-Science.com - Flow Separation. Disponível em: <https://www.tech-science.com/mechanics/gases-and-liquids/flow-separation-boundary-layer-separation/>.

Figura 21 – Camada limite turbulenta próxima à parede



(a) Perfil de velocidades da camada limite turbulenta próximo à parede



(b) Região logarítmica

Fonte: a) S. Ruchayosothin - Computational Modelling of Flow Around Flettner Rotors [13]. b) [https://en.wikipedia.org/wiki/Law\\_of\\_the\\_wall#/media/File:Law\\_of\\_the\\_wall\\_\(English\).svg](https://en.wikipedia.org/wiki/Law_of_the_wall#/media/File:Law_of_the_wall_(English).svg).

Como ilustrado na Figura 21b, é possível evitar o uso de uma malha muito refinada próxima à parede através da aplicação de uma função de parede baseada na lei log. Nesse método, o nó próximo à parede é posicionado a uma distância  $y^+$  maior que 30. Utiliza-se a suposição de um perfil de lei log para estimar o cisalhamento de parede e outros termos necessários para a discretização das equações de momento e turbulência. Essa abordagem permite simplificar o modelo, reduzindo a necessidade de uma malha fina próxima à parede. Usar uma malha extremamente refinada próxima à parede é viável, no entanto, os escoamentos tridimensionais podem ser bastante dispendiosos, e as células adjacentes à parede podem se tornar alongadas, o que acarreta problemas adicionais em relação à estabilidade da solução.

Uma abordagem alternativa amplamente utilizada é aplicar uma função de parede para modelar o perfil de velocidade ao longo da camada limite e calcular as tensões de cisalhamento correspondentes. Os gradientes nas direções paralelas à parede podem ser negligenciados, pois geralmente são muito menores do que os gradientes normais à parede [31]. Isso permite que a tensão de cisalhamento total em ambas as subcamadas seja definido como:

$$\tau = -\mu \frac{\partial U}{\partial y} - \rho \overline{uv} \quad (36)$$

O termo  $-\mu \frac{\partial U}{\partial y}$  representa a tensão viscosa, enquanto que  $-\rho \overline{uv}$  é a tensão turbulenta. A tensão de cisalhamento total é considerada como constante em toda a região da camada limite.

A distância adimensional  $y^+$ , presente na Figura 21b, é a soma da camada logarítmica, intermediária e viscosa, e é definida como:

$$y^+ = \frac{y \left( \frac{\tau_w}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}}}{\nu} \quad (37)$$

Em que  $y$  representa a distância física a partir da parede e a transição para a subcamada turbulenta é assumida em um valor  $y^+$  de 11.2 [31]. Essa transição abrupta implica que, na subcamada viscosa, a tensão de cisalhamento  $\tau = -\mu \frac{\partial U}{\partial y}$  e a tensão turbulenta,  $-\rho \overline{uv}$ , é nula, enquanto na subcamada turbulenta, a tensão de cisalhamento  $\tau = -\rho \overline{uv}$  e a tensão viscosa,  $-\mu \frac{\partial U}{\partial y}$ , é igual a zero [31]. É com base nessa formulação que se torna possível empregar uma função de parede, como a lei logarítmica, e utilizar uma malha mais grossa.

Para estimar o valor de  $y^+$  será utilizado a seguinte metodologia:

1. Determinar o número de Reynolds através da Equação 2
2. Como, de acordo com a seção 3.1, o escoamento está na faixa de  $Re = 10^6$ , pode-se estimar o valor do coeficiente de atrito  $C_f$ , utilizando a Equação 38, válida para  $Re < 10^9$ .

$$C_f = 0.074 Re^{-0.2} \quad (38)$$

3. Com o valor do coeficiente de atrito, é possível calcular o valor da tensão de cisalhamento na parede a partir da Equação 39.

$$\tau_w = C_f \frac{1}{2} \rho U_\infty^2 \quad (39)$$

4. Por fim, utilizando a Equação 37 é possível calcular a distância adimensional da parede.

### 3.3 Condições de simulação

Conforme o objetivo do projeto de realizar uma análise numérica de cilindros rotativos, o presente trabalho irá utilizar casos da literatura para validar os métodos que serão empregados. Essa abordagem de validação é essencial para garantir a confiabilidade e a precisão dos resultados obtidos por meio da simulação numérica. Os seguintes casos serão selecionados para análise:

1. Caso laminar:  $Re = 200$ . Este caso irá servir para validar a viabilidade do uso do FLUENT<sup>®</sup>, assim, como se familiarizar com o software. Foi selecionado o trabalho de Mittal e Kumar (2003) [15] para validação dos resultados.
2. Caso de transição turbulenta:  $Re = 5 \times 10^5$ . escoamento onde acontece a transição de camada limite laminar para turbulenta, tornando-se completamente turbulenta. Será interessante para testar as limitações do modelo de turbulência utilizado ( $k - \varepsilon$  com função de parede padrão)
3. Caso turbulento:  $Re = 10^6$ . Por ter sido estimado na seção 3.1, também é um regime de escoamento onde há alguns estudos que podem ser utilizados como validação [16][29][45][46][47]
4. Caso turbulento:  $Re = 5 \times 10^6$ . Presente no estudo de Karabelas (2012) [16], um caso interessante de comparação, uma vez que o escoamento será completamente turbulento.

Para realizar as simulações, é utilizado o software comercial FLUENT<sup>®</sup>, que faz parte do pacote ANSYS<sup>®</sup> 2022 R2, Student version. O FLUENT<sup>®</sup> é amplamente reconhecido e utilizado na área de Engenharia para a simulação de diversos fenômenos físicos, incluindo o escoamento de fluidos e a aerodinâmica.

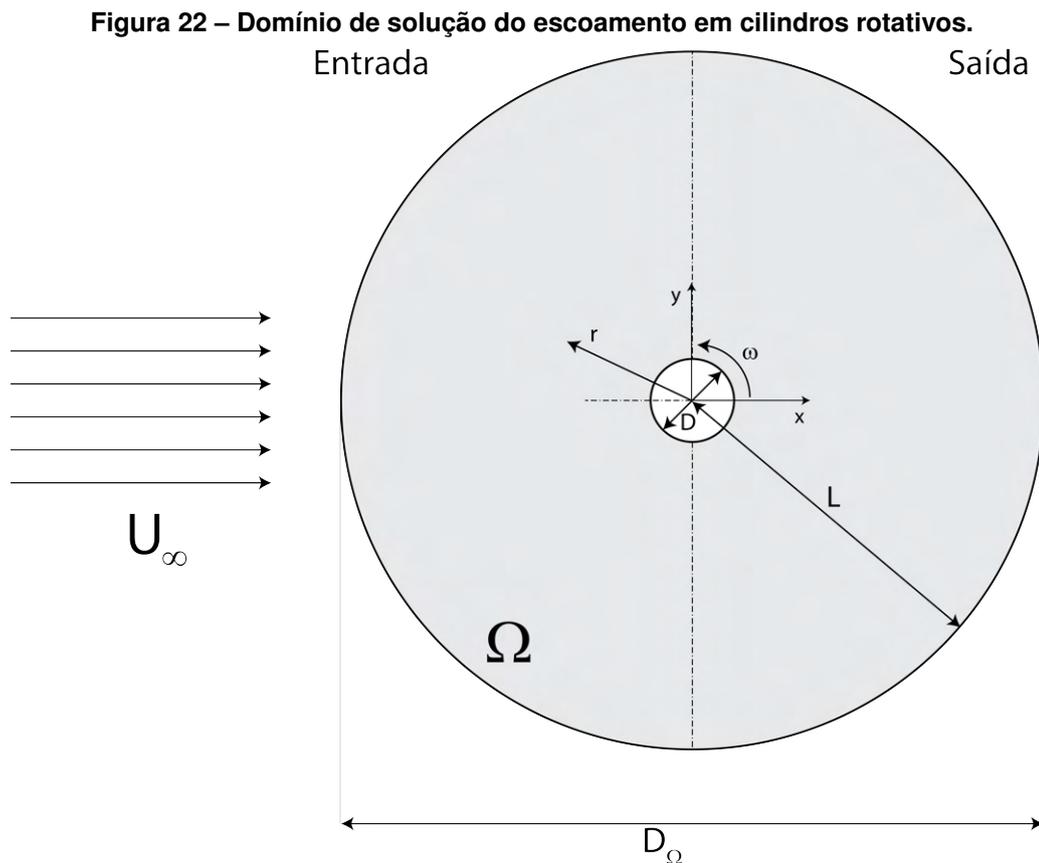
O FLUENT<sup>®</sup> oferece recursos avançados de modelagem e solução numérica, permitindo a análise detalhada do escoamento ao redor do Rotor Flettner. Ele utiliza métodos numéricos como a discretização de volumes finitos para resolver as equações de conservação de massa, momento e energia, permitindo obter informações sobre as características do escoamento.

Ao utilizar casos da literatura para validar os métodos e modelos implementados no FLUENT®, é possível comparar os resultados obtidos na simulação com dados experimentais ou soluções analíticas já estabelecidas. Isso permite verificar se as simulações estão reproduzindo de forma precisa os fenômenos aerodinâmicos do Rotor Flettner.

A validação dos métodos é uma etapa fundamental para garantir a confiabilidade das simulações numéricas. Ao demonstrar que os resultados obtidos são consistentes com casos conhecidos da literatura, é possível ter maior confiança nos resultados das simulações realizadas neste projeto de análise numérica do Rotor Flettner.

### 3.3.1 Análise preliminar e determinação de malha

No intuito de determinar a malha mais eficiente para os testes, aquela que pode fornecer resultados com menor erro utilizando menos recursos computacionais. Antes de determinar a malha, entretanto, deve-se definir o domínio no qual as equações serão resolvidas. A Figura 22 mostra o domínio de solução escolhido.



Fonte: Autoria própria (2023).

Optou-se por um domínio circular com o cilindro no centro, em virtude da simplicidade de desenho e da eficácia com que problemas envolvendo superfícies rotativas são tratados com essa geometria [16]. A Figura 22 define os eixos coordenados, destacando também o sentido de

rotação positivo como anti-horário, seguindo o padrão adotado pelo FLUENT®. Dessa maneira, é razoável esperar uma força de sustentação negativa, uma vez que a região de aceleração do escoamento estará localizada na parte inferior.

Ao realizar simulações bidimensionais dos cilindros testados, é possível explorar diferentes condições de rotação, variando a razão de rotação ( $\alpha$ ). Essa variação permite mapear a influência da rotação no coeficiente de sustentação e arrasto, fornecendo uma melhor compreensão sobre o comportamento aerodinâmico do rotor Flettner em diferentes condições de operação.

Para testar a malha, inicia-se com uma malha inicial grosseira contendo o menor número de elementos possível que ainda seja capaz de gerar uma solução satisfatória. A partir dessa malha inicial, realiza-se um processo iterativo de refinamento da malha, adicionando mais elementos gradualmente, até que a diferença entre uma solução e outra esteja abaixo do erro pré-definido.

Durante o refinamento da malha, também é possível ajustar a qualidade da malha, dependendo das necessidades específicas do problema em estudo. Essa variação na qualidade da malha pode influenciar diretamente na precisão e eficiência da simulação.

O objetivo desse processo é encontrar a malha mais adequada, que forneça resultados confiáveis e precisos, utilizando um número mínimo de elementos e recursos computacionais. A escolha da malha ideal é fundamental para garantir que as características do escoamento sejam capturadas de forma precisa, evitando erros significativos e reduzindo o tempo de cálculo necessário para obter uma solução final.

Por meio dessas simulações bidimensionais com dispositivos já testados na literatura, é possível validar as simulações realizadas, comparando os resultados obtidos com os dados de coeficiente de sustentação e arrasto disponíveis. Além disso, é realizada uma análise comparativa das diferentes configurações de malha para determinar a malha mais eficiente em termos de precisão e recursos computacionais necessários.

### **3.4 Condições de Contorno**

As condições de contorno desempenham um papel crucial na determinação da estrutura do escoamento nas extremidades do espaço de solução, assim como nas paredes definidas dentro desse espaço. Essas condições são estabelecidas com base em conhecimentos prévios sobre o comportamento esperado do escoamento, com o objetivo de otimizar o tempo de computação e obter resultados precisos.

Ao aplicar as condições de contorno, é importante considerar características importantes do escoamento. Essas informações são utilizadas para definir as condições adequadas nas fronteiras do domínio de solução, a fim de reproduzir corretamente o comportamento físico do escoamento.

Uma escolha cuidadosa das condições de contorno pode reduzir significativamente o tempo necessário para a realização das simulações computacionais, ao mesmo tempo em que mantém a precisão dos resultados. Por exemplo, para um cilindro sem rotação, imerso em um escoamento de velocidade  $U$ , é possível aplicar condições de contorno simétricas quando se espera que o escoamento seja simétrico em relação ao plano de simetria longitudinal paralelo à direção do escoamento, evitando assim a necessidade de simular todo o domínio.

As condições de contorno também podem ser utilizadas para incorporar informações de experimentos ou resultados teóricos pré-existentes, permitindo uma validação direta das simulações. Isso envolve a aplicação de condições que reproduzam as condições de contorno experimentais ou teóricas conhecidas, o que permite comparar os resultados das simulações com os dados previamente estabelecidos. Ao aplicar as condições corretas e fundamentadas, é possível reduzir o tempo de computação, obter resultados precisos e incorporar informações de experimentos ou resultados teóricos, proporcionando uma análise confiável e eficiente do escoamento.

Para os casos a serem simulados, as seguintes condições de contorno são consideradas:

1. **Fronteira de entrada:** Na entrada, são aplicadas condições de Dirichlet para todas as variáveis resolvidas pelas equações de transporte governantes. A fronteira de entrada é curvada para acompanhar o contorno do cilindro, onde  $U = 1$  e  $V = 0$ , garantindo a existência de uma componente não nula normal à fronteira. Quando uma velocidade prescrita é definida, as condições de pressão não são necessárias.
2. **Parede:** A parede do cilindro possui condições de não-deslizamento e impermeabilidade aplicadas. A parede terá velocidade tangencial pré-definida de acordo com o caso a ser analisado.
3. **Fronteira de saída:** Será modelado como saída de pressão, com a pressão sendo definida como a atmosférica (gauge pressure = 0)

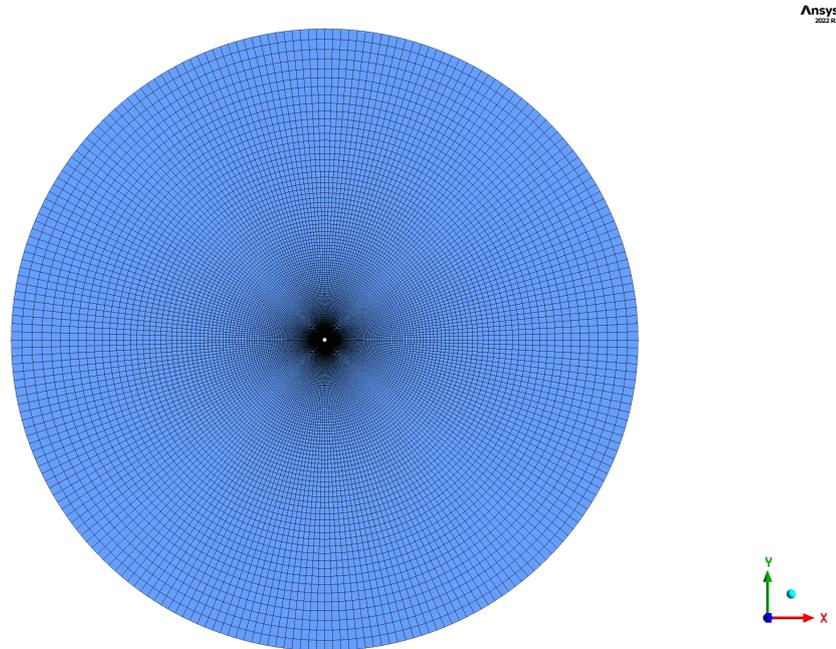
### 3.5 Fluxo de trabalho no ANSYS® 2022 R2 Student

O primeiro passo em um projeto de CFD no software FLUENT® é a definição da geometria. Para isso, o ANSYS® 2022 R2 Student oferece o software Discovery®, que permite a criação de desenhos em 2D ou 3D, dependendo da natureza do problema a ser analisado. Nessa etapa, as fronteiras da geometria para aplicação das condições de contorno, como as entradas e saídas de fluido e as paredes, são definidas.

O próximo passo é a etapa de geração da malha, em que a malha é gerada automaticamente e, posteriormente, refinar as regiões mais críticas. É importante ter cuidado nesta etapa, pois, dependendo da complexidade da geometria, algumas decisões podem resultar em dificuldades na geração da malha. É necessário considerar a qualidade da malha, o tamanho e a

distribuição dos elementos para garantir uma representação precisa e adequada do escoamento. Como foi escolhido um domínio circular, optou-se por definir a malha a partir de divisões radiais ( $N_R$ ) e divisões contornando a parede do cilindro e as fronteiras do domínio ( $N_\theta$ ). Optou-se por gerar malhas estruturadas. A malha pode ser visualizada na Figura 23.

**Figura 23 – Tipo de malha usada nas simulações.**



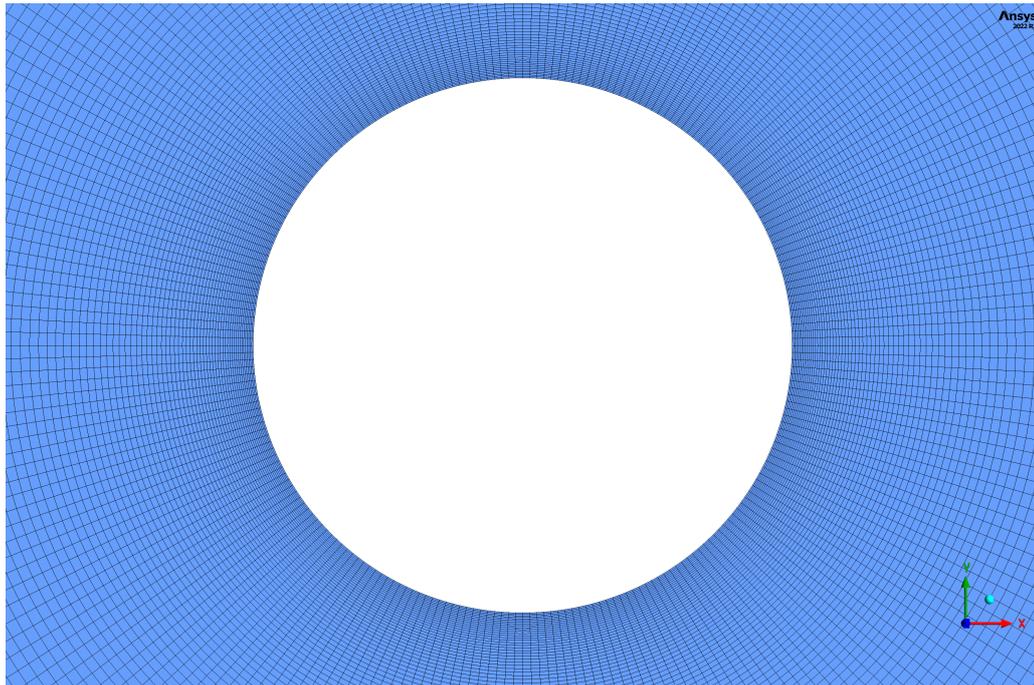
**Fonte: ANSYS® 2022 R2.**

Durante o processo de geração da malha, é recomendado realizar verificações e ajustes necessários para evitar problemas como elementos distorcidos, regiões mal-malhadas ou pontos com alta taxa de crescimento de elementos. Esses problemas podem afetar a precisão e a estabilidade da simulação.

O primeiro passo é determinar se o tipo de simulação é permanente ou transiente. Neste estudo, devido à esteira de vórtices de von Kármán em um cenário laminar, todos os casos são transientes. Em situações em que a convergência é demorada, o caso permanente é inicialmente executado, estabelecendo a solução com um critério de convergência de valor bastante elevado, da ordem de  $10^{-3}$  para todas as variáveis. Isso permite que essa solução seja usada como condições iniciais para as simulações transientes.

Após a definição do tipo de simulação, é necessário escolher o modelo apropriado. Para  $Re = 200$ , é adotado um modelo laminar, enquanto para os outros valores de Reynolds, é empregado o modelo  $k - \varepsilon$  com função de parede padrão. O fluido utilizado é o ar, seguindo as condições padrões fornecidas pelo próprio FLUENT®.

A velocidade de entrada é definida de acordo com a Equação 2. A turbulência, em problemas abertos, pode ser ajustada para 1% de intensidade, conforme indicado na literatura [44]. Outro parâmetro importante para a turbulência é a taxa de viscosidade turbulenta, que é a

**Figura 24 – Refinamento próximo à parede.**

Fonte: ANSYS® 2022 R2.

razão entre a viscosidade cinemática turbulenta e a viscosidade cinemática molecular. Esses valores são especificados nas seções de entrada e saída do escoamento. A velocidade de entrada é definida como um vetor  $(u,v,w)$ , com a velocidade da componente  $u$  calculada pela Equação 2, enquanto as componentes  $v$  e  $w$  permanecem nula, já que são relativas aos eixos  $y$  e  $z$ , respectivamente.

Quanto às condições de parede, para o caso estacionário, seleciona-se a opção de parede estacionária. No caso do cilindro rotacional, tratando-se de uma parede em movimento com rotação absoluta, a origem dos eixos é  $(0,0)$ . A intensidade da velocidade angular  $\omega$  é calculada de acordo com a Equação 1. Em seguida, é necessário preencher os valores de referência calculados a partir da entrada.

O método de solução é então definido. Em todos os casos, utiliza-se o esquema upwind de segunda ordem para as equações em que essa opção está disponível. A formulação transiente adotada é o método implícito de segunda ordem limitado. O critério de convergência estabelecido é de  $10^{-6}$  para todas as grandezas, com no máximo 50 iterações por timestep.

## 4 RESULTADOS

Neste capítulo são analisados os resultados para as simulações dos escoamentos em  $Re = 200, 5 \times 10^5, 10^6, 5 \times 10^6$ . No regime laminar ( $Re = 200$ ) são levantadas as curvas dos coeficientes médios de sustentação, de arrasto, de momento e da razão entre os coeficientes médios de sustentação e arrasto. Além dessas curvas, o escoamento é analisado de forma transiente, uma vez que é verificada a existência de esteira de vórtices de von Kármán.

No regime supercrítico, além das curvas de coeficientes médios analisadas no regime anterior, também foi analisado como o coeficiente de pressão varia na superfície do cilindro. Nestes casos, devido ao modelo de turbulência utilizado, o escoamento atingiu regime permanente para todas as razões de rotação, assim não faz sentido levantar curvas em função do tempo, logo, as curvas apresentadas são considerando os resultados após a convergência para regime permanente.

### 4.1 Validação de modelo laminar $Re = 200$

Mittal e Kumar (2003) [15] publicaram um trabalho numérico muito bem documentado, onde fazem a análise do regime laminar para  $Re = 200$ , variando a razão de rotação  $\alpha$  entre 0 e 5. Optou-se por utilizar o seu trabalho para a validação do modelo laminar, uma vez que é possível comparar diversos dados do escoamento.

Os dados do modelo geométrico e variáveis de ambiente são mostrados na Tabela 3. Na opção de valores de referência do ANSYS® FLUENT, são estas as quantias de entrada.

**Tabela 3 – Valores de referência considerados para  $Re = 200$**

Variável	Valor
Fluido	Ar
Comprimento característico <sup>1</sup>	1.0m
Velocidade	$2.921 \times 10^{-3} m/s$
Massa específica ( $\rho$ )	$1.225 kg/m^3$
Viscosidade dinâmica ( $\mu$ )	$1.789 \times 10^{-5} N \cdot s/m^2$
Temperatura	288.16K
Pressão	$1.01325 \times 10^5 Pa$

<sup>1</sup>O comprimento característico é igual ao diâmetro do cilindro.

A velocidade do fluido é considerada igual à velocidade na entrada do domínio, calculada utilizando a Equação 2 e os dados de viscosidade ( $\mu$ ), massa específica ( $\rho$ ) e comprimento característico ( $D$ ) da Equação 2, com  $Re = 200$ . O comprimento característico trata-se da maior dimensão paralela ao eixo  $x$  imersa no fluido, no caso do cilindro, seu diâmetro. As variáveis de ambiente são as mesmas definidas pelo banco de dados de fluidos do ANSYS® FLUENT para o ar.

#### 4.1.1 Teste de independência de malha

No teste de independência de malha, são avaliadas 12 malhas distintas, variando o diâmetro do domínio e o número de nós radiais ( $N_R$ ) e paralelos ( $N_\theta$ ) à parede do cilindro, com inflação da malha,  $\beta$ , sendo definida radialmente. O domínio da malha é do tipo  $O$ , com uma distribuição não uniforme de elementos. Esse tipo de malha é amplamente utilizado em estudos numéricos, como, por exemplo, Kang e Choi (1999) [48], Breuer (2000) [43], Karabelas (2010) [38], bem como em trabalhos subsequentes (2012) [16]. Alguns estudos também empregam outros tipos de malha, como o domínio do tipo  $C$  e com domínio retangular. No entanto, de acordo com Karabelas (2012), o domínio do tipo  $O$  é mais recomendado para superfícies rotativas [16]. A malha do tipo  $C$  conduziria a distorções na solução para cilindros com velocidade rotacional não nula [16].

**Tabela 4 – Resultados da literatura para escoamento transiente ao redor de um cilindro estacionário em  $Re=200$**

Autor	$Re$	Tipo	$\overline{C_D}$	$St$
Braza et al (1986) [49]	200	Numérico	1.386	0.2000
Kang e Choi (1999) [48]	160	Numérico	1.320	0.1830
Mittal e Kumar (2003) [15]	200	Numérico	1.316	0.1934
Russell e Wang (2003) [50]	200	Numérico	1.290	0.1950
Mittal (2005) [51]	200	Numérico	1.327	0.1947

A Tabela 4 traz alguns resultados da literatura para o escoamento transiente ao redor do cilindro estacionário. Todos os estudos considerados são numéricos, com domínio bidimensional, que podem ser retangulares [15] ou do tipo  $O$  [48][49]. O timestep dos estudos considerados variam de  $t^* = 0.0100$  [49] a  $t^* = 0.0250$  [15][49]. Quanto à distância entre os elementos da malha, na primeira linha adjacente à parede do cilindro, as malhas variam de  $\Delta h/D = 0.0015$  [15] a  $\Delta h/D = 1.0$  [48]. Braza et al (1986) [49] utilizam domínios computacionais com raio de até  $135.46D$ , enquanto Kang e Choi (1999) [48] simulou em domínios de raio  $50D$  e  $100D$  e Mittal e Kumar (2003) usam distância do centro do cilindro até a fronteira de saída de  $100D$ .

A partir dos resultados apresentados na Tabela 5, observa-se que menor resolução radial ( $N_R$ ) resulta em discrepâncias nos valores de  $C_D$  e  $St$ , uma vez que não consegue representar de maneira fiel a esteira de vórtices. Menor diâmetro do domínio acarreta em valores mais elevados nos parâmetros analisados, devido às perturbações geradas a montante do escoamento. Entre as 16 malhas testadas, aquela que mais se aproxima dos resultados da literatura, sem acarretar custos computacionais adicionais, é a malha do caso 11. Assim, essa malha será selecionada para conduzir os testes em regime laminar. A malha 11 apresenta altura dos primeiros elementos de  $\Delta h/D = 0.001$  e uma taxa de inflação radial de  $\beta = 1.025$ , contendo 48300 nós e 48000 elementos.

Tabela 5 – Resultados do teste de independência de malha para  $Re=200$ 

Caso	Malha						$dt^*$	Resultados			
	$D_\Omega$	$N_\theta$	$N_R$	$\beta$	Nós	Elem.		$\overline{C}_L$	$\overline{C}_D$	$\frac{\overline{C}_L}{\overline{C}_D}$	$St$
1	50D	75	80	1.050	12150	12000	0.0625	-0.002	1.355	-0.001	0.1942
2	50D	75	160	1.020	24150	24000	0.0625	-0.002	1.353	-0.002	0.2017
3	50D	150	160	1.025	48300	48000	0.0625	-0.001	1.341	-0.001	0.1960
4	50D	200	240	1.016	96400	96000	0.0625	0.002	1.335	0.001	0.2006
5	100D	75	80	1.065	12150	12000	0.0625	0.002	1.333	0.001	0.1885
6	100D	75	160	1.026	24150	24000	0.0625	0.001	1.341	0.000	0.1973
7	100D	150	160	1.030	48300	48000	0.0625	0.001	1.334	0.000	0.1869
8	100D	240	200	1.028	96400	96000	0.0625	0.000	1.328	0.000	0.1929
9	150D	75	80	1.065	12150	12000	0.0625	0.001	1.194	0.000	0.1695
10	150D	75	160	1.030	24150	24000	0.0625	0.000	1.179	0.000	0.1783
11	150D	150	160	1.025	48300	48000	0.0625	0.000	1.323	0.000	0.1971
12	150D	240	200	1.030	96400	96000	0.0625	0.000	1.321	0.000	0.1993
13	150D	400	80	1.120	193600	64000	0.0250	0.000	1.302	0.000	0.1875
14	150D	300	55	1.180	100200	33000	0.0250	0.000	1.263	0.000	0.1770
15	150D	180	50	1.200	54720	18000	0.0250	0.000	1.288	0.000	0.1791
16	100D	400	80	1.110	64800	64000	0.0250	0.000	1.309	0.000	0.1767

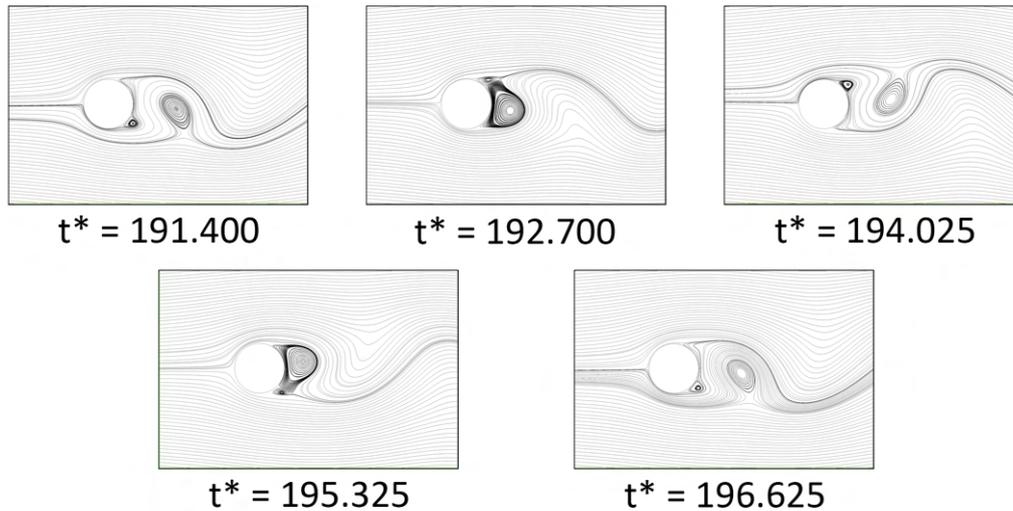
Embora os resultados tenham convergido satisfatoriamente para  $dt^* = 0.0625$  durante o teste de malha, é adotado um passo de tempo de  $dt^* = 0.0250$  para as simulações. Utilizando a Equação 9, obtemos que o tempo a ser empregado na escolha do intervalo de tempo para a simulação transiente no ANSYS® FLUENT é  $dt = 8.56s$ . A velocidade de escoamento livre  $U_\infty$  na entrada do domínio pode ser calculada pela Equação 2, com  $Re = 200$  e os dados da Tabela 3.

#### 4.1.2 Evolução temporal da solução e influência da rotação $\alpha$

Conforme abordado na seção 2.6, para  $Re = 200$ , o escoamento ao redor de um cilindro estacionário encontra-se no regime de esteira laminar periódica (L3). A Figura 25 ilustra, por meio de linhas de corrente calculadas na simulação, como ocorre o mecanismo de desprendimento de vórtices para o cilindro estacionário. O período encontrado foi de  $t^* = 5.225$ . Isso significa que o padrão de linhas de corrente se repete a cada intervalo adimensional de 5.225.

Na primeira imagem da série, em  $t^* = 191.400$ , o vórtice superior já se soltou, enquanto um pequeno vórtice inferior encontra-se em processo de formação. Em  $t^* = 192.700$ , o vórtice inferior está prestes a se desprender, o que ocorre em  $t^* = 194.025$ , ao passo que um novo vórtice superior está em formação. Em  $t^* = 195.325$ , este vórtice está próximo de se desprender,

**Figura 25 – Alternância de emissão de vórtices no escoamento transiente ao redor de um cilindro estacionário para  $Re = 200$ , intervalo de  $\Delta t^* = 5.225$ .**



**Fonte: Autoria própria (2023).**

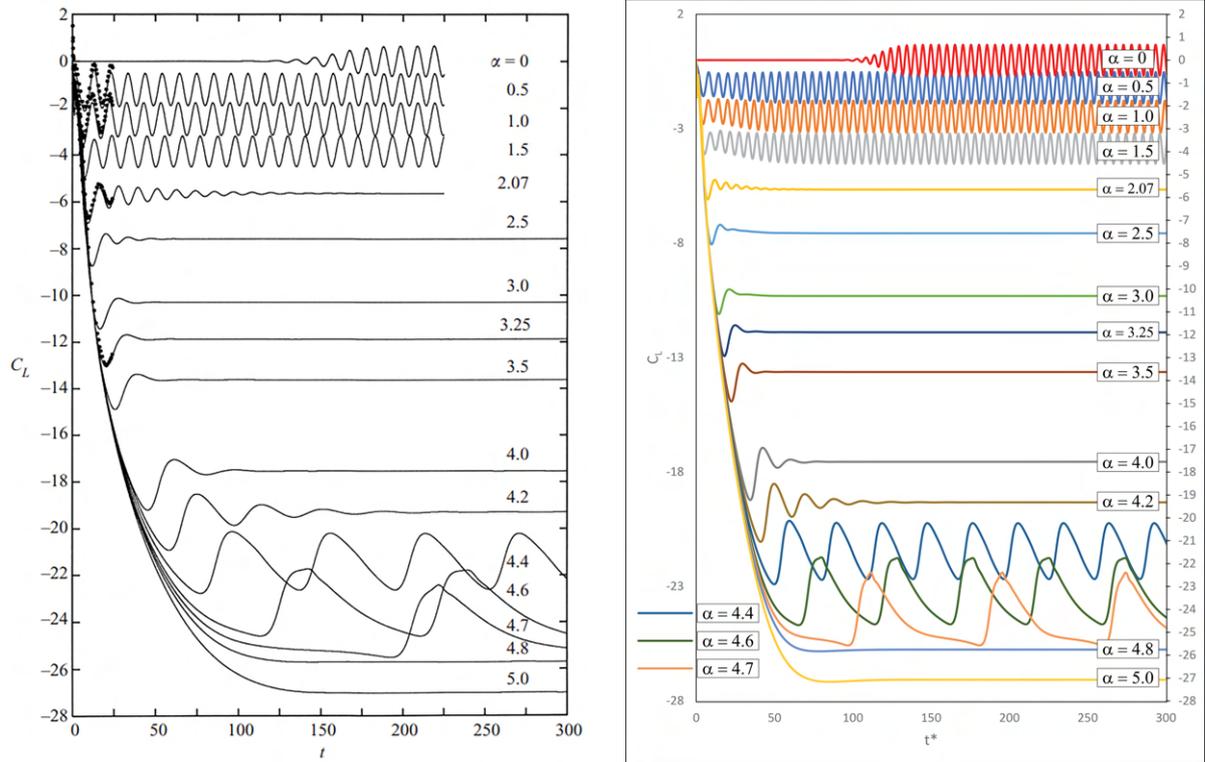
e em  $t^* = 196.625$ , se desprende, em um processo semelhante ao de  $t^* = 191.400$ , repetindo o ciclo.

Os resultados obtidos estão em concordância com a pesquisa de Mittal e Kumar (2003) [15], como visto na Figura 27. É necessário observar que a discrepância na escala de tempo adimensional decorre do fato de que este estudo utiliza a equação proposta por Coutanceau e Ménéard (1985) [8] para adimensionalizar o tempo, que envolve a divisão do numerador pelo diâmetro do cilindro (ver Equação 9). Por outro lado, Mittal e Kumar (2003) [15] utilizam a divisão pelo raio do cilindro. Dessa forma, o tempo de escoamento na Figura 27b) é o dobro do tempo considerado na Figura 27a).

O aumento da rotação do cilindro inibe o desprendimento de vórtices de von Kármán. Para  $Re = 200$ , Mittal e Kumar (2003) [15] encontraram o valor de  $\alpha = 1.91$  para o ponto em que os vórtices cessam. Dessa forma, no intervalo de  $0 \leq \alpha \leq 1.91$ , são realizadas simulações para os seguintes valores de  $\alpha$ : 0, 0.5, 1.0, 1.5, 1.9, e 1.91. Os resultados obtidos por Mittal e Kumar (2003) [15] foram reproduzidos com sucesso. No Gráfico 3, é possível observar que a curva temporal de solução para  $\alpha = 1.9$  atinge um regime periódico não amortecido, em  $\alpha = 1.91$  o comportamento é subamortecido e, para  $\alpha = 2.07$ , superamortecido, atingindo regime permanente.

A partir de  $\alpha = 4.4$ , o escoamento apresenta novamente a formação de vórtices, embora com uma frequência reduzida em comparação com razões de rotação inferiores a 1.91. Nessa nova zona de instabilidade, observa-se que os vórtices são desprendidos apenas em um dos lados do cilindro. Na Figura 34 é possível observar oito fases distintas da emissão desses vórtices sob a razão de rotação  $\alpha = 4.4$ .

**Figura 26 – Variação temporal do coeficiente de sustentação ( $C_L$ ) em função do tempo adimensional ( $t^*$ ).**

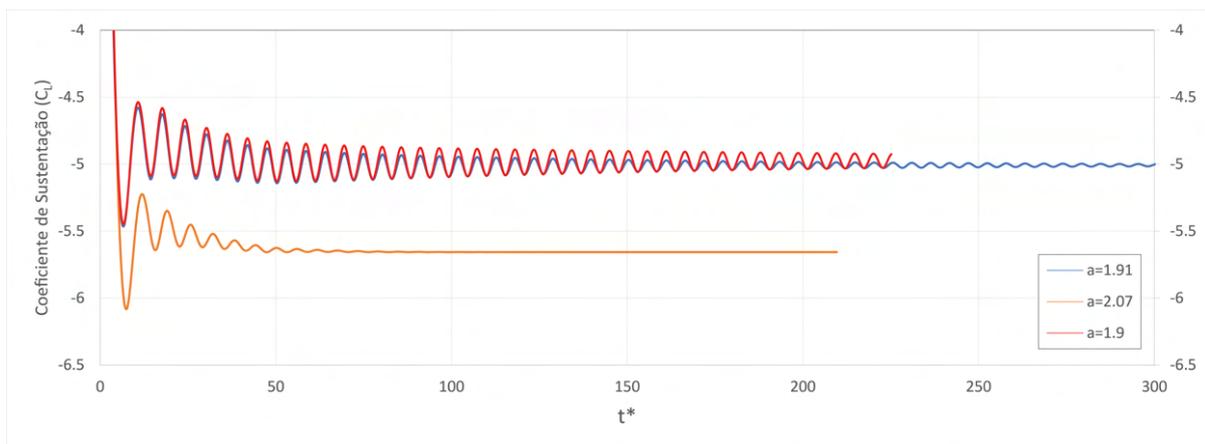


**(a) Resultados de Mittal e Kumar (2003) [15].**

**(b) Resultados do presente estudo.**

Fonte: a) Mittal, S. e Kumar, B. - Flow Past a Rotating Cylinder (2003). b) Autoria própria (2023)..

**Gráfico 3 – Convergência da solução de  $C_L$  em função do tempo adimensional  $t^*$ , para  $\alpha = 1.90$ ,  $\alpha = 1.91$  e  $\alpha = 2.07$ .**



Fonte: Autoria própria (2023).

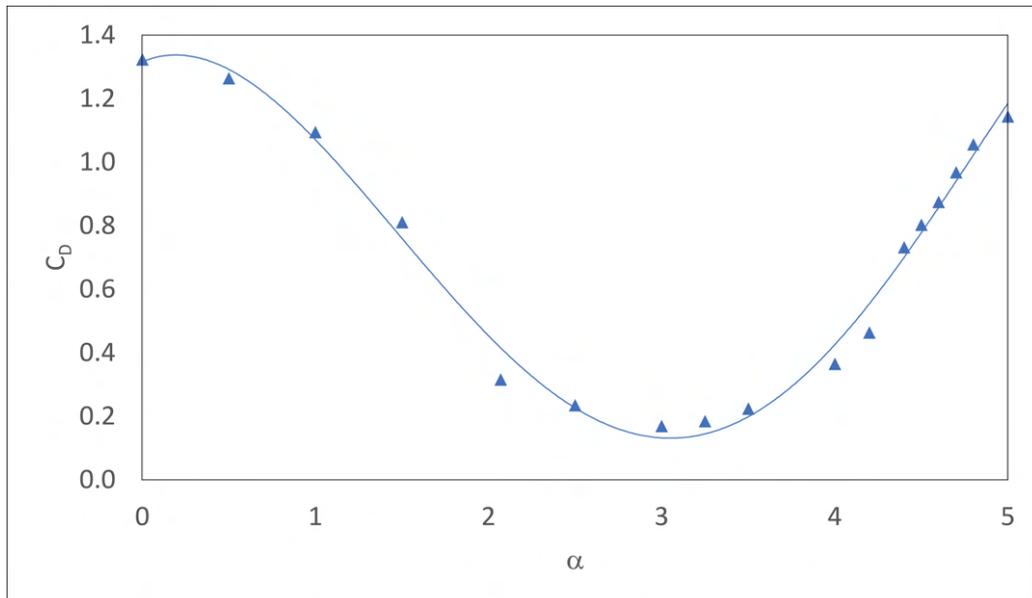
É perceptível na Figura 34 que a esteira de vórtices percorre a região superior do cilindro, e apenas vórtices com rotação anti-horária (positiva) são emitidos, conforme observado por Mittal e Kumar (2003) [15]. Isso contrasta com os vórtices observados na faixa de  $0 \leq \alpha \leq 1.9$ , os quais exibem tanto rotação positiva quanto negativa [15]. Essa mudança no comportamento do

escoamento destaca a influência da razão de rotação  $\alpha$  na morfologia e na dinâmica dos vórtices formados no processo.

#### 4.1.3 Resultados dos adimensionais médios em função da razão de rotação $\alpha$

Na Gráfico 4, observa-se que o coeficiente de sustentação diminui à medida que  $\alpha$  aumenta, alcançando o ponto mínimo em  $\alpha = 3$ , onde  $C_D = 0.169$ . Nesta rotação, o ponto de separação superior da camada limite translada tangencialmente à superfície do cilindro, aproximando-se do ponto de estagnação. Simultaneamente, o ponto de separação inferior move-se para a parte traseira do cilindro, reduzindo a região de recirculação a um tamanho mínimo, conforme a Figura 33b). Isso ocorre porque, a essa taxa de rotação, a camada limite inferior já se tornou turbulenta [6] e experimenta um recolamento, diminuindo a largura da esteira.

**Gráfico 4 – Coeficiente de arrasto médio com  $\alpha$  variando de 0 a 5.0 e  $Re = 200$ .**

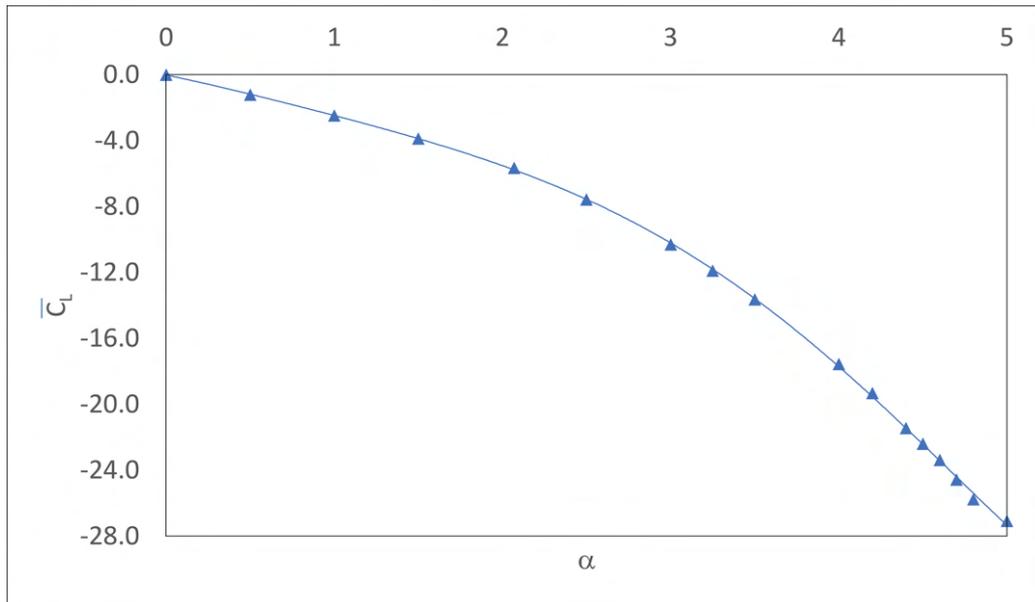


**Fonte: Autoria própria (2023).**

O limite de Prandtl ( $C_{L_{max}} = 4\pi$ ) é ultrapassado em  $\alpha = 3.5$ . À medida que  $\alpha$  aumenta, o escoamento volta a se tornar instável em  $\alpha = 4.4$ , resultando no desprendimento de vórtices. Esses resultados corroboram com os apresentados por Mittal e Kumar (2003) [15]. No entanto, o arrasto continua a aumentar para razões de rotações maiores ( $\alpha > 3.0$ ), enquanto Mittal e Kumar (2003) obtiveram valores médios próximos a 0 para o coeficiente de arrasto. Uma possível causa para esta diferença de resultados será melhor investigada na subseção 4.1.4.

Na Gráfico 5, observa-se o aumento nos valores absolutos de  $C_L$  à medida que a razão de rotação aumenta. Esse acréscimo é atribuído ao deslocamento dos pontos de separação da camada limite na superfície do cilindro, resultando em diferenças de pressão mais acentuadas. O aumento na diferença de pressão, por sua vez, implica em um incremento no módulo do

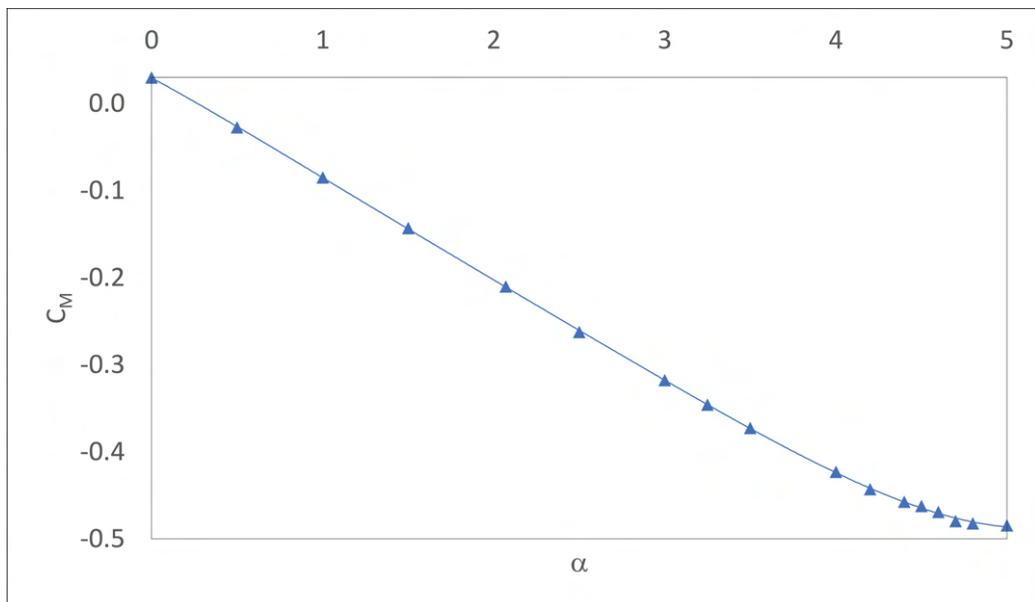
**Gráfico 5 – Coeficiente de sustentação médio com  $\alpha$  variando de 0 a 5.0 e  $Re = 200$ .**



Fonte: Autoria própria (2023).

coeficiente de momento médio necessário para a rotação do cilindro, como evidenciado na Gráfico 6.

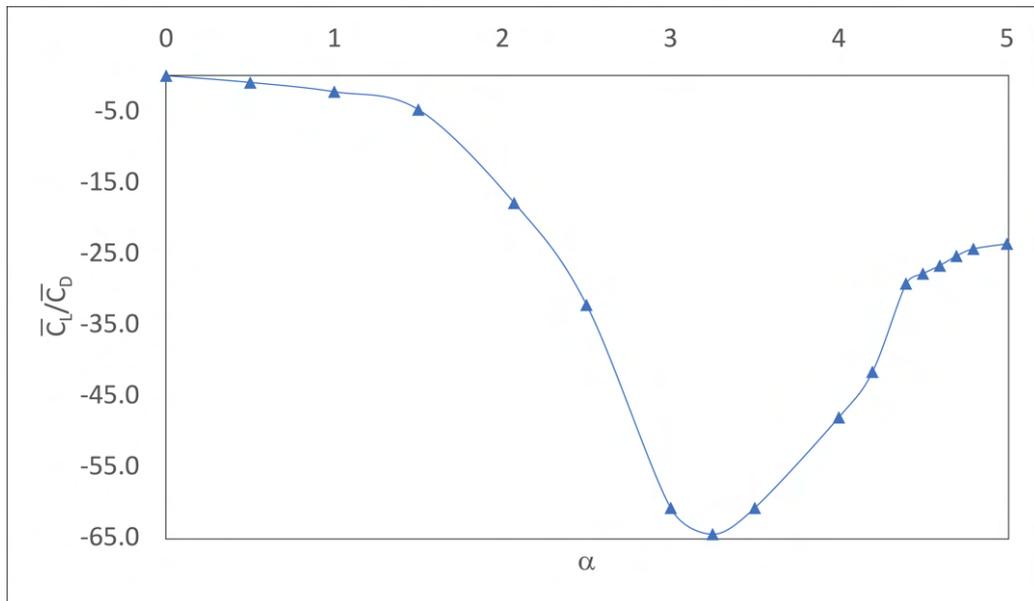
**Gráfico 6 – Coeficiente de momento médio com  $\alpha$  variando de 0 a 5.0 e  $Re = 200$ .**



Fonte: Autoria própria (2023).

Consequentemente, não é viável aumentar indefinidamente a razão de rotação, pois alcança-se um ponto em que a potência exigida para girar o cilindro ultrapassa a potência de empuxo gerada pelo mesmo. Nesse estágio, torna-se mais vantajoso direcionar essa energia adicional para as hélices da embarcação em vez de utilizá-la para rotacionar o rotor. Assim, é importante otimizar a relação entre a rotação do cilindro e a potência disponível, visando a eficiência e o desempenho global do sistema.

**Gráfico 7 – Razão entre os coeficientes médios de sustentação e de arrasto, com  $\alpha$  variando de 0 a 5.0 e  $Re = 200$ .**



**Fonte: Autoria própria (2023).**

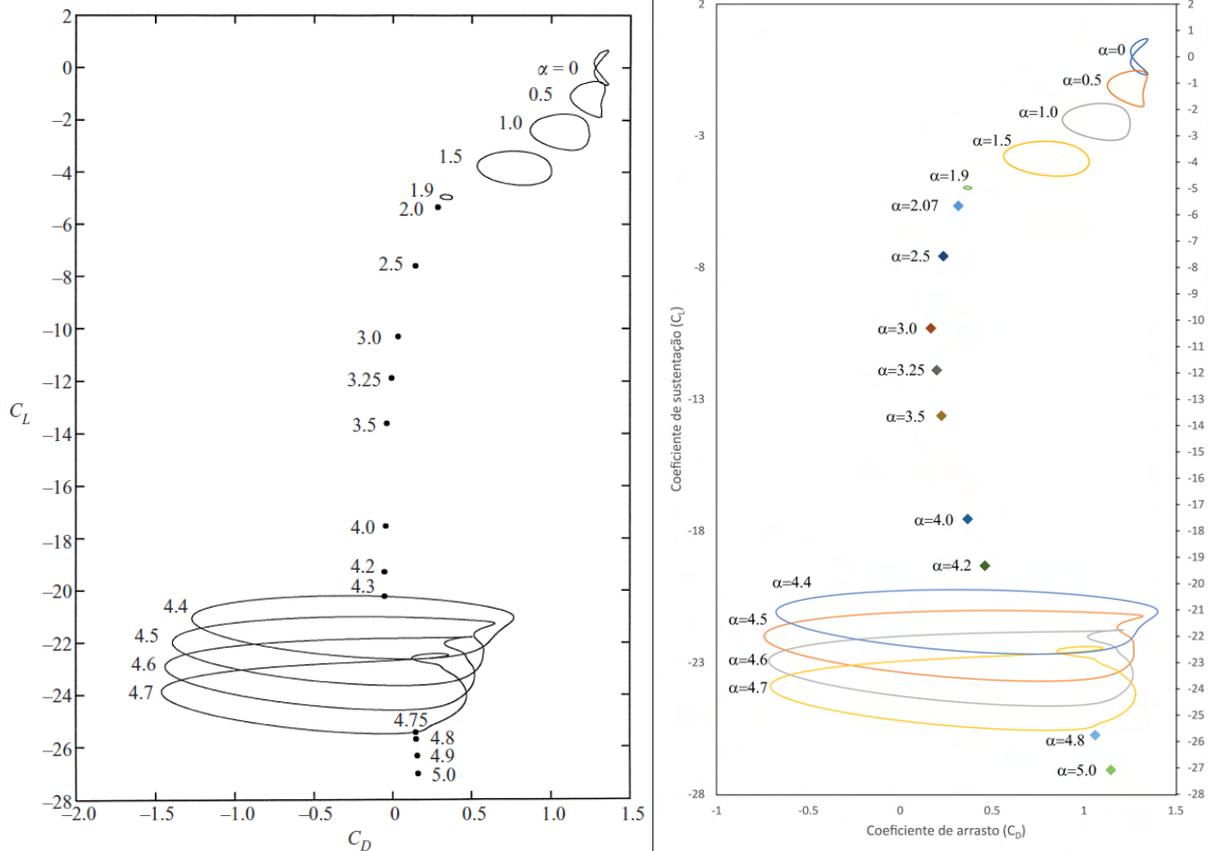
A Figura 7 apresenta a variação da razão entre os coeficientes médios de sustentação e arrasto. Esses resultados tornam-se aplicáveis uma vez conhecido o número de Reynolds e a direção do vento aparente incidente no rotor. Com essas informações, é possível selecionar a razão de rotação mais adequada, a qual resultará em um vetor de empuxo alinhado com a direção de deslocamento da embarcação, uma vez que  $\tan \beta = -\overline{C}_L/\overline{C}_D$ , conforme esquema vetorial da velocidade de ventos e de forças aerodinâmicas da Figura 4.

Ao compreender esses dados, é possível otimizar a eficiência do sistema, garantindo que a rotação do rotor seja ajustada de acordo com as condições específicas de vento e Reynolds, contribuindo não apenas para maximizar o empuxo na direção desejada, mas também para otimizar o desempenho global da embarcação equipada com o rotor Flettner.

#### 4.1.4 Divergência com a solução de Mittal e Kumar (2003)

Conforme discutido na subseção 4.1.3, Mittal e Kumar (2003) [15] apresentam resultados significativamente baixos para o coeficiente de arrasto quando  $\alpha > 3.0$ . Foi possível reproduzir completamente a solução dos autores até esse valor, momento em que apenas o arrasto começa a divergir do que eles publicaram; entretanto, o coeficiente de sustentação permanece em conformidade com os resultados deles. No âmbito de seu estudo, os autores mencionam ter obtido duas soluções distintas para  $\alpha \geq 4.8$ : uma para o escoamento não permanente, onde o cilindro é iniciado com o valor de  $\alpha$  a ser simulado, e outra para o regime permanente, onde o cilindro é acelerado até o valor desejado de  $\alpha$ .

**Figura 27 – Coeficiente de sustentação ( $C_L$ ) em função do coeficiente de arrasto ( $C_D$ ).**



**(a) Resultados de Mittal e Kumar (2003) [15].**

**(b) Resultados do presente estudo.**

**Fonte: a) Mittal, S. e Kumar, B. - Flow Past a Rotating Cylinder (2003). b) Autoria própria (2023)..**

Neste estudo, foram exploradas ambas as soluções para o caso de  $\alpha = 5.0$ , mas em nenhuma delas é possível obter valores próximos aos publicados pelos autores. Na simulação do escoamento permanente, é empregada uma aceleração angular uniforme capaz de levar o cilindro de  $\alpha = 0$  até  $\alpha = 5.0$  em  $\Delta t^* = 584.3$ . Já na solução de escoamento não permanente, o cilindro é iniciado impulsivamente com  $\alpha = 5$ . Em ambas as simulações, o coeficiente de arrasto converge para o mesmo valor de  $C_D = 1.14$  a  $1.15$ .

Uma possível explicação para a diferença de resultados é que neste estudo não foi utilizado nenhum método de estabilização das equações, enquanto que Mittal e Kumar (2003) utilizam a técnica SUPG<sup>1</sup> e PSPG<sup>2</sup> para estabilizar a solução protegendo de eventuais oscilações numéricas, e possibilitando o uso de interpolação de mesma ordem para o acoplamento pressão-velocidade [15].

<sup>1</sup> Streamlineupwind/Petrov(Galerkin), na sigla em inglês

<sup>2</sup> Pressure-stabilizing/Petrov(Galerkin), na sigla em inglês

## 4.2 Simulação em regime supercrítico

Embora as simulações em LES e DNS proporcionem resultados mais precisos, o custo computacional associado a esses métodos é substancialmente elevado. Isso se deve ao fato de que, ao não utilizar funções de parede e ao resolver os vórtices, é necessário empregar malhas extremamente refinadas.

A estratégia adotada envolve a utilização de um modelo com custo computacional mais acessível, buscando avaliar a viabilidade desse modelo para, no mínimo, realizar uma estimativa inicial do escoamento em questão. Este estudo visa não apenas contornar as limitações computacionais inerentes às simulações mais detalhadas, mas também explorar a possibilidade de obter informações úteis sobre o comportamento do fluido em torno do cilindro rotativo em condições supercríticas.

### 4.2.1 Teste de independência de malha

A Tabela 6 mostra alguns dos valores encontrados na literatura para validação da simulação do cilindro estacionário em  $Re = 10^6$  para o teste de malha. Devido a ser um escoamento turbulento, percebe-se a variabilidade de resultados. Estudos mais recentes,

**Tabela 6 – Resultados da literatura para escoamento transiente ao redor de um cilindro estacionário em  $Re = 10^6$ .**

Autor	$Re$	Tipo	$\overline{C_D}$	$St$
Karabelas (2012) [16]	$1.0 \times 10^6$	RANS $k - \varepsilon$ (Standard)	0.34	0.20
Yao et al (2016) [45]	$1.3 \times 10^6$	RANS $k - \varepsilon$ (RNG)	0.35	-
Catalano et al (2003) [46]	$1.0 \times 10^6$	LES	0.31	0.28
Shih et al (1993) [47]	$1.0 \times 10^6$	Experimental	0.24	0.22
Zdravkovich et al. (1998) [51]	$1.0 \times 10^6$	Experimental	0.17 a 0.40	0.18 a 0.50

No teste de independência de malha, foram testadas 3 malhas distintas, variando o número de nós radiais ( $N_R$ ) e paralelos ( $N_\theta$ ) à parede do cilindro, com inflação da malha,  $\beta$ , sendo definida radialmente, para que as estimativa inicial de  $y^+$  caísse no intervalo  $30 \leq y^+ \leq 300$  na parede. O domínio da malha é do tipo  $O$ , com uma distribuição não uniforme de elementos.

**Tabela 7 – Resultados do teste de independência de malha para  $Re = 10^6$ .**

Malha	Malha						$dt^*$	Resultados		
	$D_\Omega$	$N_\theta$	$N_R$	$\beta$	Nós	Elem.		$h_0/D$	$\overline{C_D}$	$St$
1	150D	120	200	1.035	48240	48000	0.0250	0.0027	0.337	0.329
2	150D	240	200	1.030	96480	96000	0.0250	0.0061	0.267	0.338
3	150D	300	80	1.110	48600	48000	0.0250	0.0020	0.347	0.24

Para que a função de parede padrão seja efetiva, o valor de  $y^+$  deve estar entre 30 e 300. Assim, o tamanho calculado do primeiro elemento deve estar no intervalo  $0.0011 \leq h_0/D \leq 0.0108$ , de forma que inicialmente a condição é obedecida para as três malhas. Entretanto, a determinação de  $y^+$  é iterativa, uma vez que depende do Reynolds local. Assim, após ajustes, o valor de  $y^+$  para as três malhas fica de acordo com a Tabela 8.

**Tabela 8 – Valor de  $y^+$  para as malhas testadas.**

Malha	$y_{min}^+$	$y_{max}^+$
1	0 a 11.46(2.083%)	103.15 a 114.61(24.167%)
2	0 a 25.28(2.920%)	227.54 a 252.82(25.417%)
3	0 a 8.43(3%)	75.88 a 84.31(26%)

Enquanto a Malha 2 apresenta a menor quantidade de elementos abaixo de  $y^+ = 30$ , é também a que possui mais elementos próximos do limite superior, tornando-se mais suscetível a instabilidades. Dado que serão analisados cilindros rotativos com razões de rotação de até 8, espera-se que a Malha 2 demonstre maior instabilidade, uma vez que é esperado que o Reynolds local próximo à parede, na região de aceleração, suba muito. Além disso, a decisão de não selecionar essa malha é reforçada pelo fato de que o resultado para  $C_D$  está mais de 20% abaixo do valor encontrado na literatura para os modelos de turbulência utilizados (RANS  $k - \epsilon$ ).

Entre as Malhas 1 e 3, a Malha 3 é a escolha mais sensata devido à expectativa de melhor estabilidade na resolução de cilindros rotativos. Portanto, a decisão final recai sobre a Malha 3. Essa escolha não apenas se baseia na estabilidade prevista, mas também leva em consideração a necessidade de obter resultados consistentes e comparáveis com a literatura.

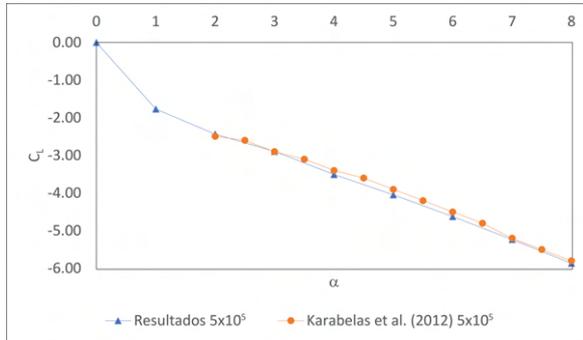
#### 4.2.2 Coeficientes aerodinâmicos em função da razão de rotação $\alpha$ em regime supercrítico

Os primeiros três gráficos da Figura 28 promovem uma comparação entre os resultados alcançados neste estudo e os apresentados no trabalho de Karabelas et al. (2012) [16]. É possível notar uma boa concordância nos coeficientes de sustentação obtidos, ressaltando a consistência dos resultados. Entretanto, para  $\alpha = 3$  no escoamento com  $Re = 5 \times 10^6$ , identifica-se uma discrepância um pouco mais expressiva, onde a diferença entre os resultados obtidos neste estudo e os de Karabelas et al. (2012) atinge 8.14% (ver Tabela 9).

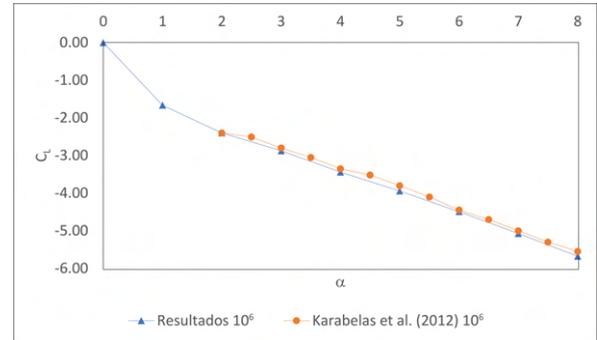
É importante destacar que, nessa faixa específica de Reynolds ( $Re = 5 \times 10^6$ ), a viscosidade turbulenta aumentou significativamente, levando a resultados menos confiáveis. Esse aumento excessivo na viscosidade turbulenta induziu oscilações na solução, revelando a sensibilidade do sistema a condições específicas. Vale ressaltar que este teste não utiliza qualquer método de estabilização numérica das equações de Navier-Stokes, o que impacta a robustez da solução em situações de alta turbulência.

O quarto gráfico da Figura 28 realiza uma comparação entre os resultados obtidos neste estudo nos três números de Reynolds simulados. Observa-se que as variações de  $C_L$ , com

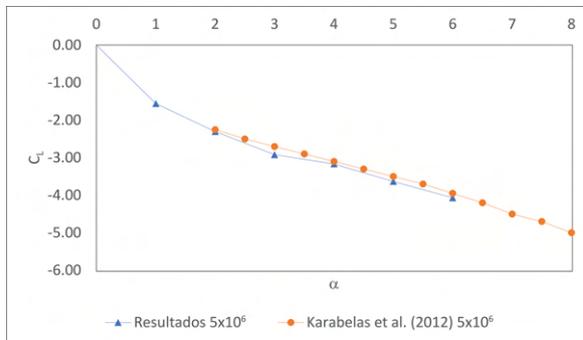
**Figura 28 – Resultados do coeficiente de sustentação  $C_L$  em função da razão de rotação  $\alpha$  para o regime supercrítico.**



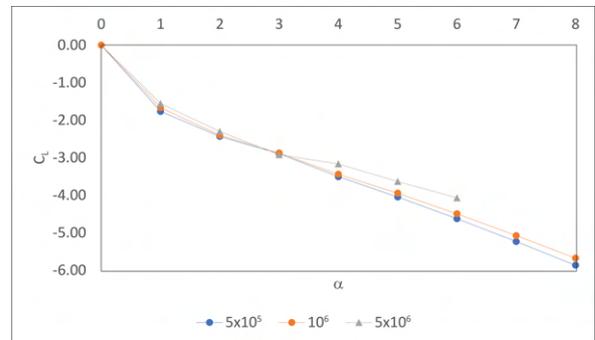
**(a) Resultados obtidos e os resultados de Karabelas et al (2012) comparados  $Re = 5 \times 10^5$ .**



**(b) Resultados obtidos e os resultados de Karabelas et al (2012) comparados  $Re = 10^6$ .**



**(c) Resultados obtidos e os resultados de Karabelas et al (2012) comparados  $Re = 5 \times 10^6$ .**



**(d) Comparação dos resultados de coeficiente de sustentação em diferentes números de Reynolds do regime supercrítico.**

**Fonte: Autoria própria (2023).**

o aumento do número de Reynolds, são discretas, principalmente devido à contribuição das forças de pressão na força de sustentação, uma vez que, com o incremento na razão de rotação, nota-se uma diminuição na influência das forças viscosas no regime supercrítico [16].

Examinando os gráficos 9, 10 e 11, observa-se que, para uma mesma razão de rotação, as curvas de coeficiente de pressão  $C_P$  não apresentam grandes disparidades entre si, independentemente do número de Reynolds. Isso sugere a predominância da turbulência no escoamento, indicando que as características turbulentas desempenham um papel mais significativo do que as variações decorrentes da mudança no número de Reynolds.

$$err = \frac{\Phi_{Karabelas} - \Phi}{\Phi_{Karabelas}} \quad (40)$$

Definindo a diferença entre os resultados apresentados por Karabelas et al (2012) e os resultados obtidos neste estudo como a Equação 40, onde  $\Phi_{Karabelas}$  são os resultados de coeficientes de sustentação, de arrasto ou de momento de Karabelas et al. (2012) e  $\Phi$  são os resultados obtidos neste estudo, é possível montar a Tabela 9. Na tabela é observa-se que os resultados obtidos são marginalmente maiores em módulo do que os de Karabelas et al. (2012).

**Tabela 9 – Diferença entre os resultados obtidos neste trabalho de coeficiente de sustentação  $C_L$  e os resultados apresentados por Karabelas et al. (2012) para o regime supercrítico.**

$\alpha$	Diferença para Karabelas et al. (2012)		
	$err_{5 \times 10^5}$	$err_{10^6}$	$err_{5 \times 10^6}$
2	2.30%	-0.05%	-2.31%
3	0.22%	-2.67%	-8.14%
4	-3.16%	-2.71%	-2.12%
5	-3.74%	-3.81%	-3.77%
6	-2.79%	-0.97%	-2.97%
7	-0.65%	-1.48%	-
8	-1.11%	-2.29%	-

Diferentemente do que se viu no regime laminar, o coeficiente de arrasto no regime supercrítico sofre variações discretas com o aumento da rotação. Esse comportamento ocorre devido à baixa participação dos termos viscosos na composição da força de arrasto, que sofre mais influência da pressão quando o regime é completamente turbulento. Outro aspecto físico a se considerar é que o arrasto viscoso tem sentido contrário ao arrasto de pressão neste regime de escoamento, auxiliando o arrasto total a se manter praticamente constante com o aumento da rotação [16].

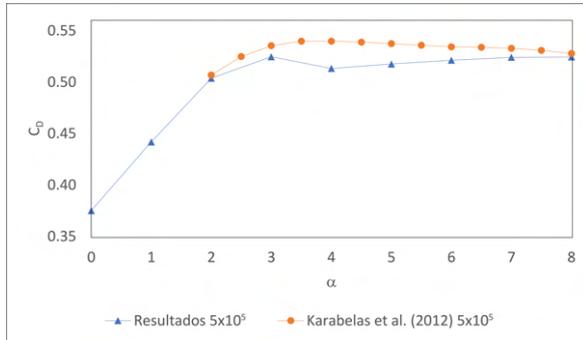
Nos gráficos das figuras 29a), 29b) e 29c) observa-se a comparação dos resultados deste trabalho com os resultados de Karabelas et al. (2012). Percebe-se que as curvas estão muito próximas, com diferenças marginais. Assim como na análise do coeficiente de sustentação, o ponto com maior discrepância ocorre em  $\alpha = 3$  para o escoamento de  $Re = 5 \times 10^6$ . Como visto, este número de Reynolds apresenta bastante instabilidade em sua solução numérica, de forma que os resultados aqui expostos não são confiáveis. A Tabela 10 mostra os valores calculados das diferenças, usando a Equação 40.

**Tabela 10 – Diferença entre os resultados obtidos neste trabalho de coeficiente de arrasto  $C_D$  e os resultados apresentados por Karabelas et al. (2012) para o regime supercrítico.**

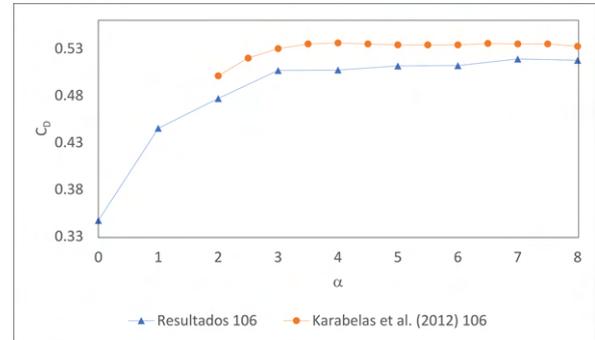
$\alpha$	Diferença para Karabelas et al. (2012)		
	$err_{5 \times 10^5}$	$err_{10^6}$	$err_{5 \times 10^6}$
2	-0.62%	-4.83%	-2.72%
3	2.00%	-4.39%	-6.60%
4	-4.92%	-5.37%	-1.08%
5	-3.68%	-4.20%	-0.33%
6	-2.46%	-4.13%	-0.60%
7	-1.65%	-2.99%	-
8	-0.66%	-2.80%	-

O quarto gráfico da Figura 29 mostra as curvas dos escoamentos nas três faixas de Reynolds, onde se vê que os pontos estão suficientemente próximos. Entre  $\alpha = 3$  e  $\alpha = 4$ , o escoamento de  $Re = 5 \times 10^6$  passa a ter uma contribuição maior das forças viscosas do que

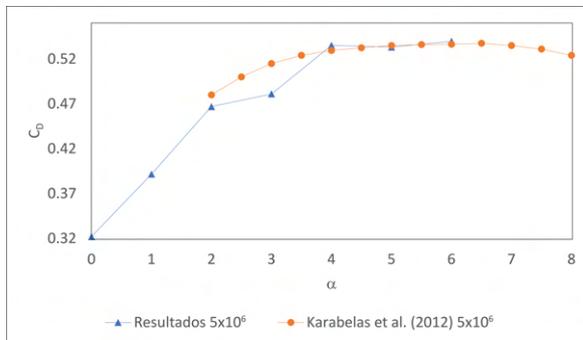
**Figura 29 – Resultados do coeficiente de arrasto  $C_D$  em função da razão de rotação  $\alpha$  para o regime supercrítico.**



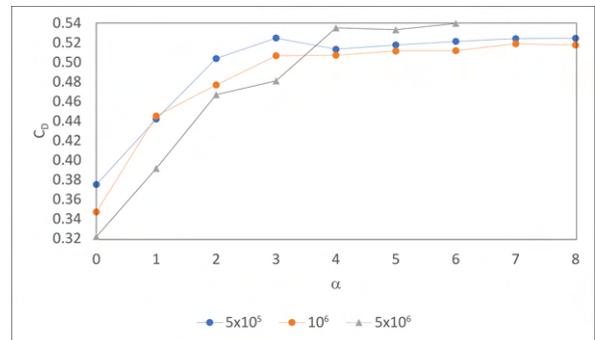
**(a) Resultados obtidos e os resultados de Karabelas et al (2012) comparados  $Re = 5 \times 10^5$ .**



**(b) Resultados obtidos e os resultados de Karabelas et al (2012) comparados  $Re = 10^6$ .**



**(c) Resultados obtidos e os resultados de Karabelas et al (2012) comparados  $Re = 5 \times 10^6$ .**



**(d) Comparação dos resultados de coeficiente de arrasto em diferentes números de Reynolds do regime supercrítico.**

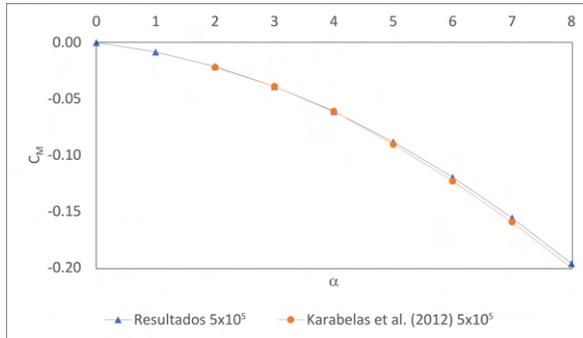
**Fonte: Autoria própria (2023).**

as outras duas velocidades de escoamento livre [16], e, assim, o valor do coeficiente de arrasto a partir de  $\alpha = 4$  ultrapassa as curvas de dos escoamentos de  $Re = 5 \times 10^5$  e  $Re = 10^6$ . A diferença, entretanto, é marginal entre as três curvas.

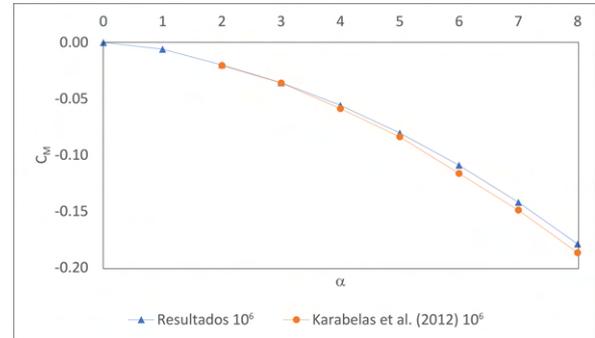
Os gráficos da Figura 30 mostram uma concordância excelente entre os presentes resultados e os apresentados por Karabelas et al. (2012). Na figura 30d) É possível observar que os coeficientes de momento dos escoamentos com  $Re = 5 \times 10^5$  e  $Re = 10^6$  são muito próximos, enquanto que para  $Re = 5 \times 10^6$  a curva começa a se afastar em razões de rotação mais altas, apresentando uma inclinação menor, em relação às outras duas. Tal comportamento pode ser explicado pelo aumento da contribuição dos efeitos viscosos em relação às duas outras velocidades de escoamento.

A diferença para os resultados de Karabelas et al. (2012) são calculadas pela Equação 40 e os resultados estão compilados na Tabela 11. Nota-se que para o ponto que apresentou divergência nos coeficientes de sustentação e arrasto não apresenta a mesma magnitude de diferença. Poderia uma diferença de cerca de 1.06% entre os coeficientes de momento levar a uma diferença de 8.14% no coeficiente de sustentação e 6.60% no coeficiente de arrasto? Uma

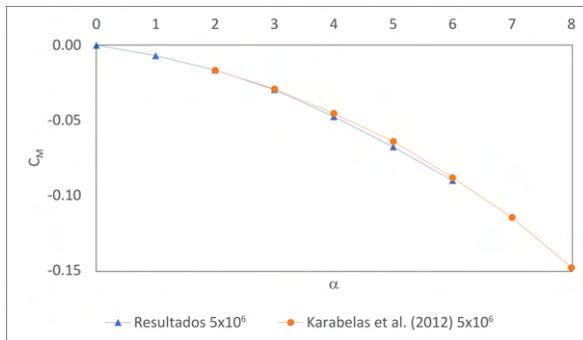
**Figura 30 – Resultados do coeficiente de momento  $C_M$  em função da razão de rotação  $\alpha$  para o regime supercrítico.**



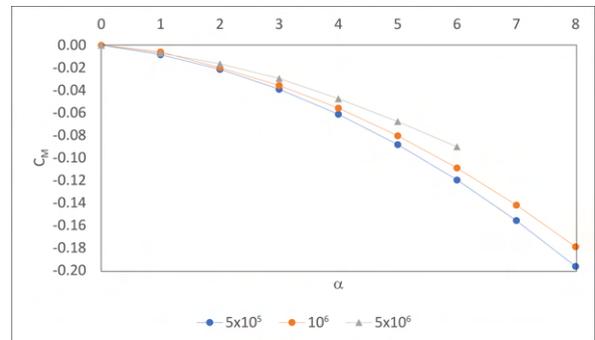
**(a) Resultados obtidos e os resultados de Karabelas et al (2012) comparados  $Re = 5 \times 10^5$ .**



**(b) Resultados obtidos e os resultados de Karabelas et al (2012) comparados  $Re = 10^6$ .**



**(c) Resultados obtidos e os resultados de Karabelas et al (2012) comparados  $Re = 5 \times 10^6$ .**



**(d) Comparação dos resultados de coeficiente de momento em diferentes números de Reynolds do regime supercrítico.**

**Fonte: Autoria própria (2023).**

investigação mais detalhada merece ser feita sobre a influência do coeficiente de momento em um trabalho posterior.

**Tabela 11 – Diferença entre os resultados obtidos neste trabalho de coeficiente de momento  $C_M$  e os resultados apresentados por Karabelas et al. (2012) para o regime supercrítico.**

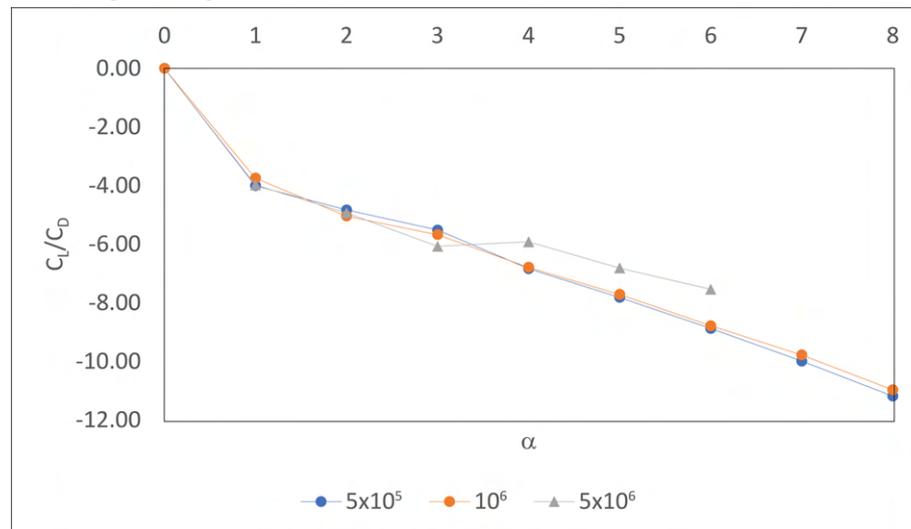
$\alpha$	Diferença para Karabelas et al. (2012)		
	$err_{5 \times 10^5}$	$err_{10^6}$	$err_{5 \times 10^6}$
2	2.73%	2.88%	0.72%
3	-0.16%	0.69%	-1.06%
4	-0.57%	4.90%	-4.61%
5	2.56%	4.00%	-5.79%
6	2.79%	6.22%	-2.14%
7	2.35%	4.67%	-
8	1.97%	4.14%	-

A variação do coeficiente de momento para o regime supercrítico levanta a questão de se o rotor pode alcançar razões de rotação mais elevadas. Para analisar isso, considere o caso da seção 3.1 com um vento aparente de  $15m/s$ . Podemos calcular o momento aplicado com

$\alpha = 0$  e  $\alpha = 8$ , lembrando que o Reynolds calculado para essa velocidade de vento aparente foi aproximadamente  $10^6$ . Assim, temos que  $M_{\alpha=0} = 0$  e  $M_{\alpha=8} = 124.03N \cdot m$ . A velocidade de rotação, neste caso, seria  $\omega_{\alpha=8} = 240rad/s$ , uma velocidade angular consideravelmente maior do que a de qualquer rotor Flettner operacional.

Mesmo que, na prática, essa rotação seja difícil de ser alcançada, supondo hipoteticamente que exista um rotor capaz de atingir essa rotação, a potência líquida necessária para rotacionar o rotor seria  $P_{rotor} = 29.8kW$ . Se utilizarmos um motor elétrico com eficiência de 70%, a potência no motor necessária seria  $P_{motor} = 42.5kW$ . Em um estudo conduzido por Seddiek e Ammar (2021), foi demonstrado que um rotor Flettner de 4m de diâmetro, em uma embarcação navegando a 13.5kts, pode gerar até 384kW/h de potência média ao navegar a rota entre o Egito e a França, sujeita a ventos variados [52]. Dessa forma, o consumo de  $P_{motor} = 42.5kW$  para rotacionar um rotor Flettner é considerado aceitável. No mesmo estudo, os autores concluíram que a economia anual de combustível pode atingir até 22.28%, evidenciando o potencial significativo e as vantagens econômicas associadas ao uso eficiente de rotores Flettner em embarcações.

**Gráfico 8 – Razão entre os coeficientes de sustentação e de arrasto em função da razão de rotação  $\alpha$  em regime supercrítico**



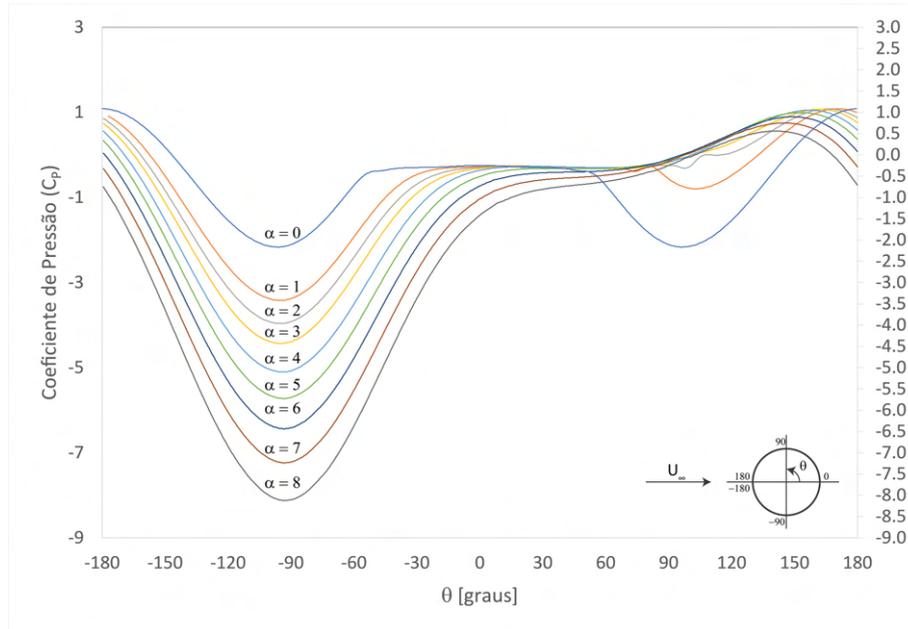
**Fonte: Autoria própria (2023).**

No Gráfico 8, nota-se que no regime supercrítico, a razão entre os coeficientes de sustentação e de arrasto aparenta ser independente do número de Reynolds para  $Re = 5 \times 10^5$  e  $Re = 10^6$ , enquanto que para  $Re = 5 \times 10^6$  a curva se comporta diferente após  $\alpha = 3$ . Tal comportamento se deve à participação dos termos viscosos em  $Re = 10^6$ , que passa a ser maior para  $Re = 5 \times 10^6$  em  $\alpha > 3$ , quando comparada aos outros dois números de Reynolds considerados, conforme visto na discussão sobre os resultados de coeficiente de arrasto. O comportamento das curvas é praticamente linear, o que pode dar uma previsibilidade de qual razão de rotação utilizar nessa faixa de Reynolds, conhecendo-se a velocidade aparente de vento

e seu ângulo de incidência, que podem ser determinados através de sensores estrategicamente posicionados na embarcação.

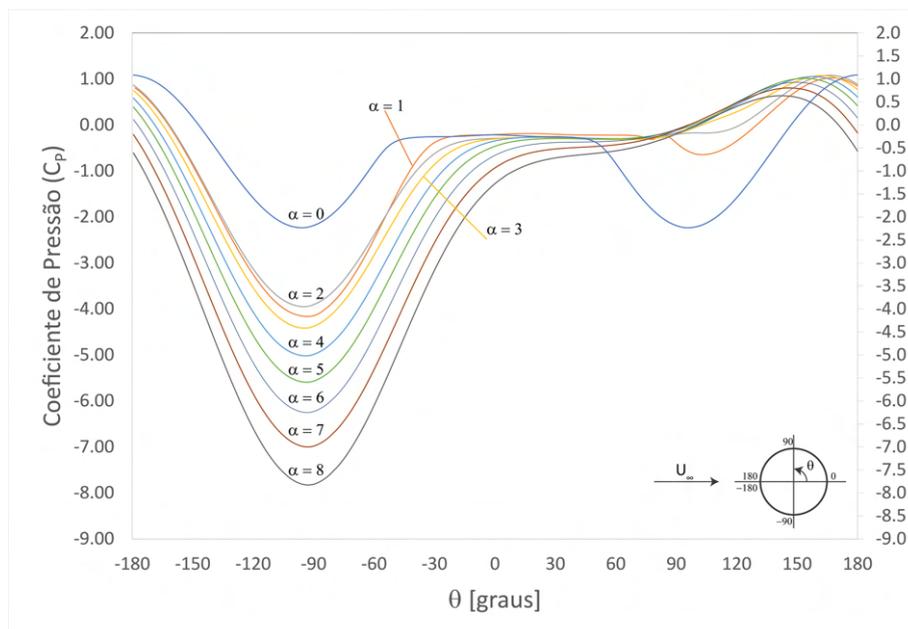
Outro parâmetro importante a ser determinado é a distribuição de pressão na superfície do cilindro. Com este perfil de pressões, pode-se decidir qual a melhor condição operacional do rotor.

**Gráfico 9 – Coeficiente de pressão medido na superfície do cilindro, para diferentes valores de  $\alpha$  em  $Re = 5 \times 10^5$**



Fonte: Autoria própria (2023).

**Gráfico 10 – Coeficiente de pressão medido na superfície do cilindro, para diferentes valores de  $\alpha$  em  $Re = 10^6$**

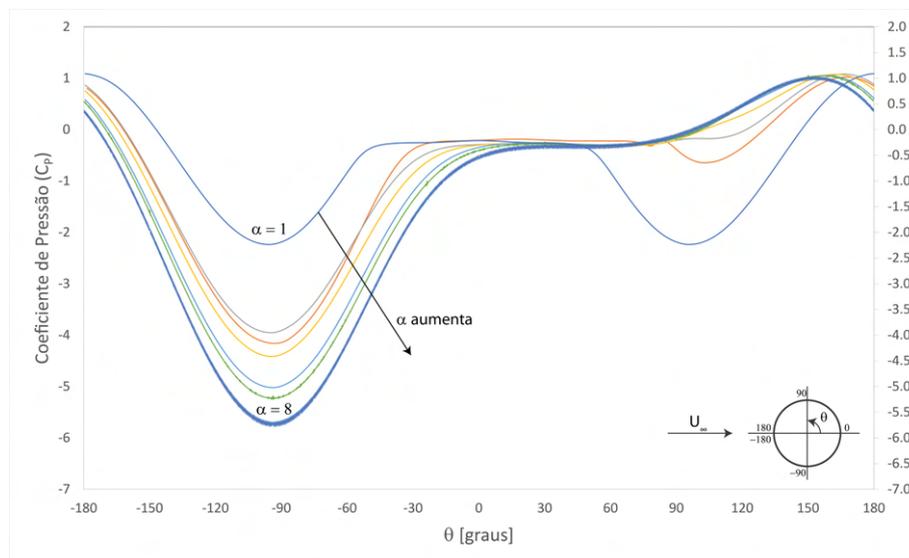


Fonte: Autoria própria (2023).

Em  $\theta = -90^\circ$ , como esperado, o coeficiente de pressão atinge seu valor mínimo para todas as curvas, exceto para os cilindros estacionários, onde esse mínimo é igual em ambos os lados do cilindro. Nesse ponto, ocorre a região de aceleração do escoamento, dando origem à força de sustentação para baixo. Nos três cenários analisados, as curvas exibem comportamentos muito semelhantes.

Nos gráficos 10 e 11 observa-se um comportamento diferente em relação à distribuição das curvas de  $C_P$  do Gráfico 9. Nesses números de Reynolds, observa-se uma troca entre as curvas de  $\alpha = 1$  e  $\alpha = 2$ , onde o valor mais baixo de  $C_{P_{90^\circ}}$  é atingido pela curva de  $\alpha = 1$ . Esse comportamento anômalo pode ser devido a alguma oscilação da solução numérica que precisa ser investigada mais detalhadamente.

**Gráfico 11 – Coeficiente de pressão medido na superfície do cilindro, para diferentes valores de  $\alpha$  em  $Re = 5 \times 10^6$**



**Fonte: Autoria própria (2023).**

Em todos os casos, os valores de  $C_P$  não sofreram grandes variações quando comparadas razões de rotação iguais em diferentes números de Reynolds, a exceção para  $Re = 5 \times 10^6$ , que teve problemas de instabilidade na solução, por isso não foram simulados valores de razão de rotação acima de 6. As soluções obtidas tiveram boa concordância com os resultados de Karabelas et al. (2012). Por outro lado, um estudo mais detalhado para Reynolds mais altos deve ser feito, buscando-se uma maneira de estabilizar a solução nessa faixa de Reynolds.

## 5 CONCLUSÃO

O cerne deste estudo reside na busca por uma compreensão aprimorada do comportamento de cilindros rotativos em condições operacionais, quando aplicados como tecnologia Wing-Assisted Ship Propulsion (WASP). O objetivo central consiste em contribuir para o desenvolvimento deste campo emergente, que busca inovar as tecnologias de propulsão naval. O enfoque específico recai sobre a simulação numérica da operação desses cilindros em regime supercrítico. A busca por modelos numéricos que possam simular com razoável precisão um fenômeno, possibilita a redução de custos do desenvolvimento de novas tecnologias e otimização das existentes.

A escolha do modelo de turbulência  $k - \epsilon$  para a simulação numérica foi respaldada não apenas pela sua popularidade, mas também pela existência de referências bibliográficas robustas, como o estudo de Karabelas et al. (2012) [16]. Esta escolha, de acordo com os resultados do próprio autor, conferem uma boa aproximação para a solução do problema, embora não seja a melhor.

Na realidade, na literatura pesquisada, nenhum modelo de turbulência foi capaz de resolver cilindros rotativos em regime supercrítico de forma satisfatória. Karabelas (2010) [38] e Catalano et al. (2003) [46] utilizaram LES para resolver escoamentos em  $Re = 1.4 \times 10^5$  e  $10^6$  respectivamente, com algum sucesso. Karabelas (2010) [38], entretanto, faz sua simulação de forma bidimensional, o que, por si só, já leva a erros na solução, uma vez que na turbulência há troca de calor e massa em todos os eixos coordenados.

A execução da simulação numérica foi realizada através do software FLUENT®, uma componente essencial do pacote de simulações ANSYS® 2022 R2. A escolha destas ferramentas é respaldada por sua reconhecida eficácia e ampla aceitação na comunidade científica e técnica, garantindo assim a confiabilidade dos resultados obtidos. Foi necessário projetar um modelo 2D de simulação que pudesse traduzir de maneira satisfatória o comportamento de cilindros rotativos em diferentes faixas de Reynolds. Exceto por dois casos laminares, onde não foi encontrado concordância com a literatura, e um caso turbulento, por ter condições de contorno definidas erroneamente, as simulações realizadas conseguiram reproduzir de forma adequada o que está disponível na literatura.

Contudo, deve-se reconhecer as limitações inerentes à abordagem bidimensional adotada nesta pesquisa. A simplificação do modelo, embora necessária para viabilizar a simulação, resulta na perda de detalhes importantes relacionados à operação tridimensional de um rotor Flettner. Este reconhecimento é fundamental para avaliar criticamente os resultados obtidos e contextualizá-los dentro das restrições do escopo do estudo.

À luz das considerações sobre as limitações, é pertinente afirmar que o presente trabalho se posiciona como uma introdução esclarecedora e necessária ao tema em questão. Ao abordar casos bidimensionais, a pesquisa oferece uma visão inicial, fornecendo um ponto de partida

tangível para investigações mais aprofundadas e abrangentes sobre a dinâmica dos cilindros rotativos em condições supercríticas.

Ao se reconhecer como uma introdução, abre-se uma gama de oportunidades para estudos futuros. O aprofundamento da pesquisa, englobando aspectos tridimensionais e considerando variáveis adicionais, assim como teste para outros modelos de turbulência.

O aumento do comissionamento de novos navios utilizando a tecnologia de rotor Flettner a cada ano proverá mais dados para validação de modelos, uma vez que, pelas dimensões do rotor, podem facilmente atingir regimes de escoamento praticamente impossíveis de serem reproduzidos experimentalmente em túneis de vento ou tanques de testes.

Em conclusão, este trabalho é apenas uma introdução e oferece um aceno para futuras explorações, fornecendo não apenas dados e resultados, mas também levantando questões e desafios que demandam uma investigação mais aprofundada. À medida que avançamos, a continuidade desta pesquisa pode catalisar avanços significativos na compreensão e aplicação de rotores Flettner e tecnologias derivadas, consolidando seu papel como um campo promissor e estratégico no cenário naval contemporâneo.

## REFERÊNCIAS

- 1 NUTTALL, P.; KAITU'U, J. The magnus effect and the flettner rotor: potential application for future oceanic shipping. **The Journal of Pacific Studies**, University of the South Pacific, v. 36, n. 2, p. 161–182, 2016. Disponível em: <http://repository.usp.ac.fj/9307/1/9Peter%2BJohn%5B1%5D.pdf>.
- 2 PATHAK, M.; SLADE, R.; SHUKLA, P.; SKEA, J.; PICHS-MADRUGA, R.; VORSATZ, D. Üрге. Technical summary. In: SHUKLA, P.; SKEA, J.; SLADE, R.; KHOURDAJIE, A. A.; DIEMEN, R. van; MCCOLLUM, D.; PATHAK, M.; SOME, S.; VYAS, P.; FRADERA, R.; BELKACEMI, M.; HASIJA, A.; LISBOA, G.; LUZ, S.; MALLEY, J. (Ed.). **Climate Change 2022: Mitigation of Climate Change. Contribution of Working Group III to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change**. Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA: Cambridge University Press, 2022. Disponível em: [https://www.ipcc.ch/report/ar6/wg3/downloads/report/IPCC\\_AR6\\_WGIII\\_TechnicalSummary.pdf](https://www.ipcc.ch/report/ar6/wg3/downloads/report/IPCC_AR6_WGIII_TechnicalSummary.pdf).
- 3 LU, R.; RINGSBERG, J. W. Ship energy performance study of three wind-assisted ship propulsion technologies including a parametric study of the flettner rotor technology. **Ships and Offshore Structures**, Taylor & Francis, v. 15, n. 3, p. 249–258, 2020.
- 4 ANDERSON, R.; ANDERSON, R. C. **A short history of the sailing ship**. Courier Corporation, 2003. Disponível em: <https://books.google.com.br/books?id=Re-7AQAQBAJ&hl=pt-BR>.
- 5 QUILLER-COUCH, A. T. **The Story of the Sea**. Cassell and Company, 1896. v. 2. Disponível em: [https://books.google.com.br/books?id=GqU0AQAAMAAJ&hl=pt-BR&source=gbs\\_navlinks\\_s](https://books.google.com.br/books?id=GqU0AQAAMAAJ&hl=pt-BR&source=gbs_navlinks_s).
- 6 SWANSON, W. The magnus effect: A summary of investigations to date. 1961. Disponível em: <https://asmedigitalcollection.asme.org/fluidsengineering/article-abstract/83/3/461/425680/The-Magnus-Effect-A-Summary-of-Investigations-to>.
- 7 JOHNSON, W. The magnus effect—early investigations and a question of priority. **International journal of mechanical sciences**, Elsevier, v. 28, n. 12, p. 859–872, 1986.
- 8 COUTANCEAU, M.; MENARD, C. Influence of rotation on the near-wake development behind an impulsively started circular cylinder. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge University Press, v. 158, p. 399–446, 1985. Disponível em: <https://shorturl.at/uFL78>.
- 9 ENERCON. Enercon e-ship 1 a wind-hybrid commercial cargo ship. In: **Proceedings of the 4th Conference on Ship Efficiency**. [s.n.], 2013. Disponível em: [https://www.stg-online.org/onTEAM/shipefficiency/programm/06-STG\\_Ship\\_Efficiency\\_2013\\_100913\\_Paper.pdf](https://www.stg-online.org/onTEAM/shipefficiency/programm/06-STG_Ship_Efficiency_2013_100913_Paper.pdf).
- 10 MARCO, A. D.; MANCINI, S.; PENSA, C.; CALISE, G.; LUCA, F. D. Flettner rotor concept for marine applications: a systematic study. **International Journal of Rotating Machinery**, Hindawi, v. 2016, 2016. Disponível em: <https://www.hindawi.com/journals/ijrm/2016/3458750/>.
- 11 POULSEN, U. **Monorotor Wind Assisted Propulsion**. Bluebird Marine Systems Ltd, 2019. Disponível em: [https://www.bluebird-electric.net/ship\\_boat\\_design\\_building/monorotor\\_wind\\_assisted\\_ship\\_propulsion.htm](https://www.bluebird-electric.net/ship_boat_design_building/monorotor_wind_assisted_ship_propulsion.htm).
- 12 FREEHILL-MAYE, L. **Rotating sails help to revive wind-powered shipping**. Scientific American, 2020. Disponível em: <https://www.scientificamerican.com/article/rotating-sails-help-to-revive-wind-powered-shipping/>.

- 13 RUCHAYOSYOTHIN, S. **Computational Modelling of Flow Around Flettner Rotors**. [S.l.]: The University of Manchester (United Kingdom), 2019.
- 14 REID, E. G. **Tests of rotating cylinders**. [S.l.], 1924. Disponível em: <https://ntrs.nasa.gov/api/citations/19930080991/downloads/19930080991.pdf>.
- 15 MITTAL, S.; KUMAR, B. Flow past a rotating cylinder. **Journal of fluid mechanics**, Cambridge University Press, v. 476, p. 303–334, 2003.
- 16 KARABELAS, S.; KOUMROGLOU, B.; ARGYROPOULOS, C.; MARKATOS, N. High reynolds number turbulent flow past a rotating cylinder. **Applied mathematical modelling**, Elsevier, v. 36, n. 1, p. 379–398, 2012.
- 17 THOM, A. The flow past circular cylinders at low speed. **Proc. Roy. Soc. London**, p. 651–669, 1933.
- 18 BADR, H.; DENNIS, S. Time-dependent viscous flow past an impulsively started rotating and translating circular cylinder. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge University Press, v. 158, p. 447–488, 1985.
- 19 MAGNUS, G. Ueber die abweichung der geschosse, und: Ueber eine auffallende erscheinung bei rotirenden körpern. **Annalen der physik**, Wiley Online Library, v. 164, n. 1, p. 1–29, 1853.
- 20 MARCO, A. D.; MANCINI, S.; PENSA, C. Preliminary analysis for marine application of flettner rotors. In: **Proceedings of the 2nd International Symposium on Naval Architecture and Maritime (INT-NAM'14)**. [S.l.: s.n.], 2014.
- 21 PRANDTL, L. **Application of the "magnus effect" to the wind propulsion of ships**. [S.l.], 1925.
- 22 THOM, A. **Effect of discs on the air forces on a rotating cylinder**. [S.l.], 1934. Disponível em: <https://reports.aerade.cranfield.ac.uk/handle/1826.2/1421>.
- 23 HALL, R. T. **The lift and drag on a rotating cylinder in supersonic crossflow**. Tese (Doutorado) — University of Maryland, 1960.
- 24 COUTANCEAU, M.; BOUARD, R. Experimental determination of the main features of the viscous flow in the wake of a circular cylinder in uniform translation. part 1. steady flow. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge University Press, v. 79, n. 2, p. 231–256, 1977.
- 25 MERZKIRCH, W. Techniques of flow visualization. AGARD, 1987.
- 26 CARVALHO, G. B. Estudo experimental do escoamento em torno de cilindros circulares em movimento de rotação. Universidade Estadual Paulista (Unesp), 2003.
- 27 LAM, S. T. On high-reynolds-number laminar flows through a curved pipe, and past a rotating cylinder. Imperial College London, 1988.
- 28 ZDRAVKOVICH, M. Conceptual overview of laminar and turbulent flows past smooth and rough circular cylinders. **Journal of wind engineering and industrial aerodynamics**, Elsevier, v. 33, n. 1-2, p. 53–62, 1990.
- 29 ZDRAVKOVICH, M.; BEARMAN, P. **Flow around circular cylinders - Volume 1: Fundamentals**. [S.l.]: Oxford university press. v. 1.

- 30 BASU, R. Aerodynamic forces on structures of circular cross-section. part 1. model-scale data obtained under two-dimensional conditions in low-turbulence streams. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, Elsevier, v. 21, n. 3, p. 273–294, 1985.
- 31 JOHNSON, N. D. **High-Reynolds Number Flow Past a Rotating Cylinder with and Without Thom Discs**. The University of Manchester (United Kingdom), 2011. Disponível em: <https://www.escholar.manchester.ac.uk/api/datastream?publicationPid=uk-ac-man-scw:155518&datastreamId=FULL-TEXT.PDF>.
- 32 INGHAM, D. Steady flow past a rotating cylinder. **Computers & fluids**, Elsevier, v. 11, n. 4, p. 351–366, 1983.
- 33 FORNBERG, B. Steady viscous flow past a circular cylinder up to reynolds number 600. **Journal of Computational Physics**, Elsevier, v. 61, n. 2, p. 297–320, 1985.
- 34 BADR, H.; COUTANCEAU, M.; DENNIS, S.; MENARD, C. Unsteady flow past a rotating circular cylinder at reynolds numbers  $10^3$  and  $10^4$ . **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge University Press, v. 220, p. 459–484, 1990.
- 35 CANTWELL, B.; COLES, D. An experimental study of entrainment and transport in the turbulent near wake of a circular cylinder. **Journal of fluid mechanics**, Cambridge University Press, v. 136, p. 321–374, 1983.
- 36 AOKI, K.; ITO, T. Flow characteristics around a rotating cylinder. **Proceedings of the School of Engineering of Tokai University**, Universidade de Tokai, v. 26, p. 29–34, 2001.
- 37 DIAZ, F.; GAVALDÀ, J.; KAWALL, J.; KEFFER, J.; GIRALT, F. Vortex shedding from a spinning cylinder. **The Physics of fluids**, American Institute of Physics, v. 26, n. 12, p. 3454–3460, 1983.
- 38 KARABELAS, S. Large eddy simulation of high-reynolds number flow past a rotating cylinder. **International journal of heat and fluid flow**, Elsevier, v. 31, n. 4, p. 518–527, 2010.
- 39 CRAFT, T. J.; IACOVIDES, H.; LAUNDER, B. E. Dynamic performance of flettner rotors with and without thom discs. In: BEGEL HOUSE INC. **Seventh International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena**. [S.l.], 2011.
- 40 TOKUMARU, P.; DIMOTAKIS, P. The lift of a cylinder executing rotary motions in a uniform flow. **Journal of fluid mechanics**, Cambridge University Press, v. 255, p. 1–10, 1993.
- 41 ELMILIGUI, A.; ABDOL-HAMID, K.; MASSEY, S.; PAO, S. Numerical study of flow past a circular cylinder using rans, hybrid rans/les and pans formulations. In: **22nd Applied aerodynamics conference and exhibit**. [S.l.: s.n.], 2004. p. 4959.
- 42 TANAKA, H.; NAGANO, S. Study of flow around a rotating circular cylinder. **Bulletin of JSME**, The Japan Society of Mechanical Engineers, v. 16, n. 92, p. 234–243, 1973.
- 43 BREUER, M. A challenging test case for large eddy simulation: high reynolds number circular cylinder flow. **International journal of heat and fluid flow**, Elsevier, v. 21, n. 5, p. 648–654, 2000.
- 44 WILCOX, D. C. **Turbulence Modelling for CFD**. Third. [S.l.]: DCW Industries, Inc, 2006.
- 45 YAO, Q.; ZHOU, C.; WANG, C. Numerical study of the flow past a rotating cylinder at supercritical reynolds number. In: ATLANTIS PRESS. **2016 4th International Conference on Mechanical Materials and Manufacturing Engineering**. [S.l.], 2016. p. 667–670.

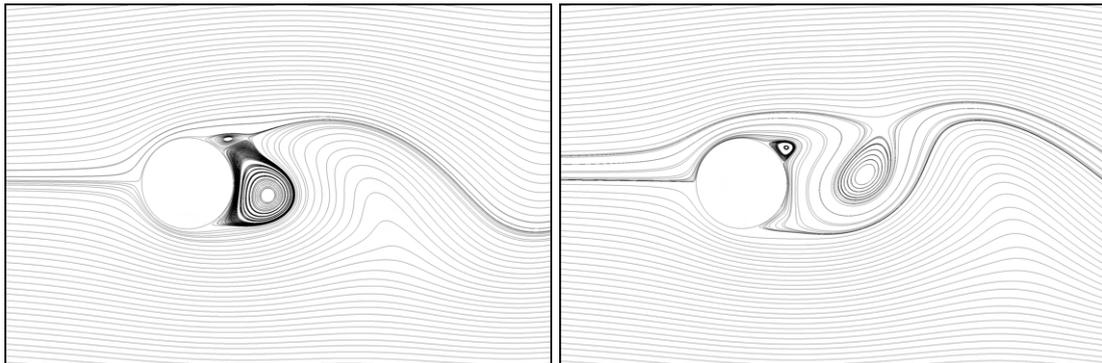
- 46 CATALANO, P.; WANG, M.; IACCARINO, G.; MOIN, P. Numerical simulation of the flow around a circular cylinder at high reynolds numbers. **International journal of heat and fluid flow**, Elsevier, v. 24, n. 4, p. 463–469, 2003.
- 47 SHIH, W.; WANG, C.; COLES, D.; ROSHKO, A. Experiments on flow past rough circular cylinders at large reynolds numbers. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, Elsevier, v. 49, n. 1-3, p. 351–368, 1993.
- 48 KANG, S.; CHOI, H.; LEE, S. Laminar flow past a rotating circular cylinder. **Physics of Fluids**, American Institute of Physics, v. 11, n. 11, p. 3312–3321, 1999.
- 49 BRAZA, M.; CHASSAING, P.; MINH, H. H. Numerical study and physical analysis of the pressure and velocity fields in the near wake of a circular cylinder. **Journal of fluid mechanics**, Cambridge University Press, v. 165, p. 79–130, 1986.
- 50 RUSSELL, D.; WANG, Z. J. A cartesian grid method for modeling multiple moving objects in 2d incompressible viscous flow. **Journal of Computational Physics**, Elsevier, v. 191, n. 1, p. 177–205, 2003.
- 51 MITTAL, S. Excitation of shear layer instability in flow past a cylinder at low reynolds number. **International journal for numerical methods in fluids**, Wiley Online Library, v. 49, n. 10, p. 1147–1167, 2005.
- 52 SEDDIEK, I. S.; AMMAR, N. R. Harnessing wind energy on merchant ships: case study flettner rotors onboard bulk carriers. **Environmental Science and Pollution Research**, Springer, v. 28, p. 32695–32707, 2021.

## **APÊNDICE A – Resultados de Linhas de Correntes**

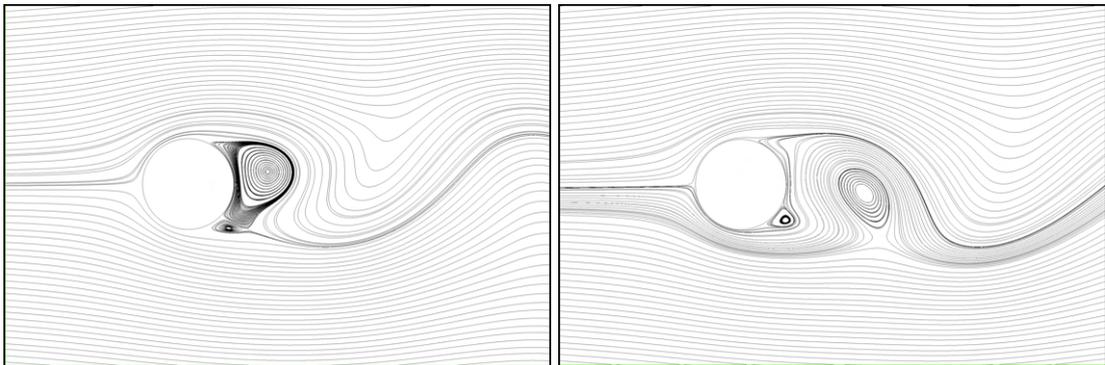
Neste apêndice estão incluídas imagens das linhas de correntes obtidas para os casos simulados.

### A.1 Linhas de corrente para $Re = 200$

Figura 31 – Linhas de corrente para escoamento transiente ao redor de um cilindro estacionário para  $Re = 200$ .



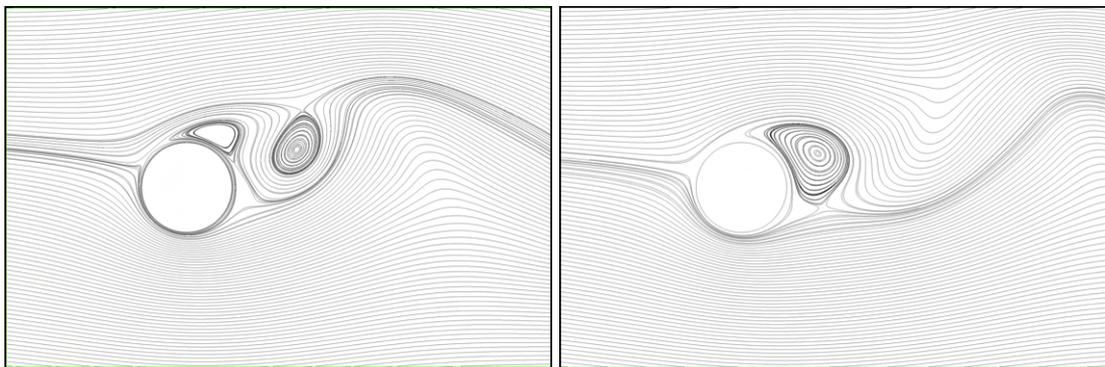
(a) Vórtice inferior completamente desenvolvido, em vias de se desprender,  $t^* = 192.700$ .  
 (b) Desprendimento completo do vórtice inferior, formação do vórtice superior,  $t^* = 194.025$ .



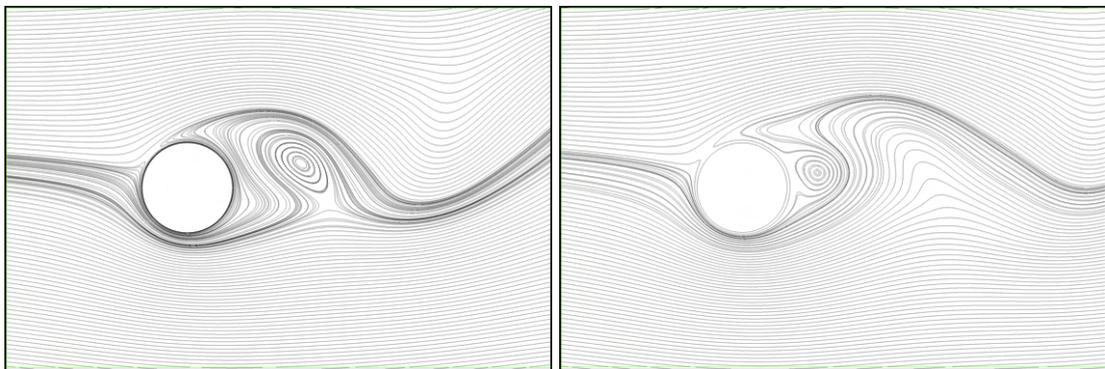
(c) Vórtice superior completamente desenvolvido, em vias de se desprender,  $t^* = 195.325$ .  
 (d) Um ciclo de desprendimento de vórtices de von Kármán completado,  $t^* = 196.625$ .

Fonte: Autoria própria (2023).

**Figura 32 – Linhas de corrente para escoamento transiente ao redor de um cilindro rotativo com  $\alpha = 1.0$ .**



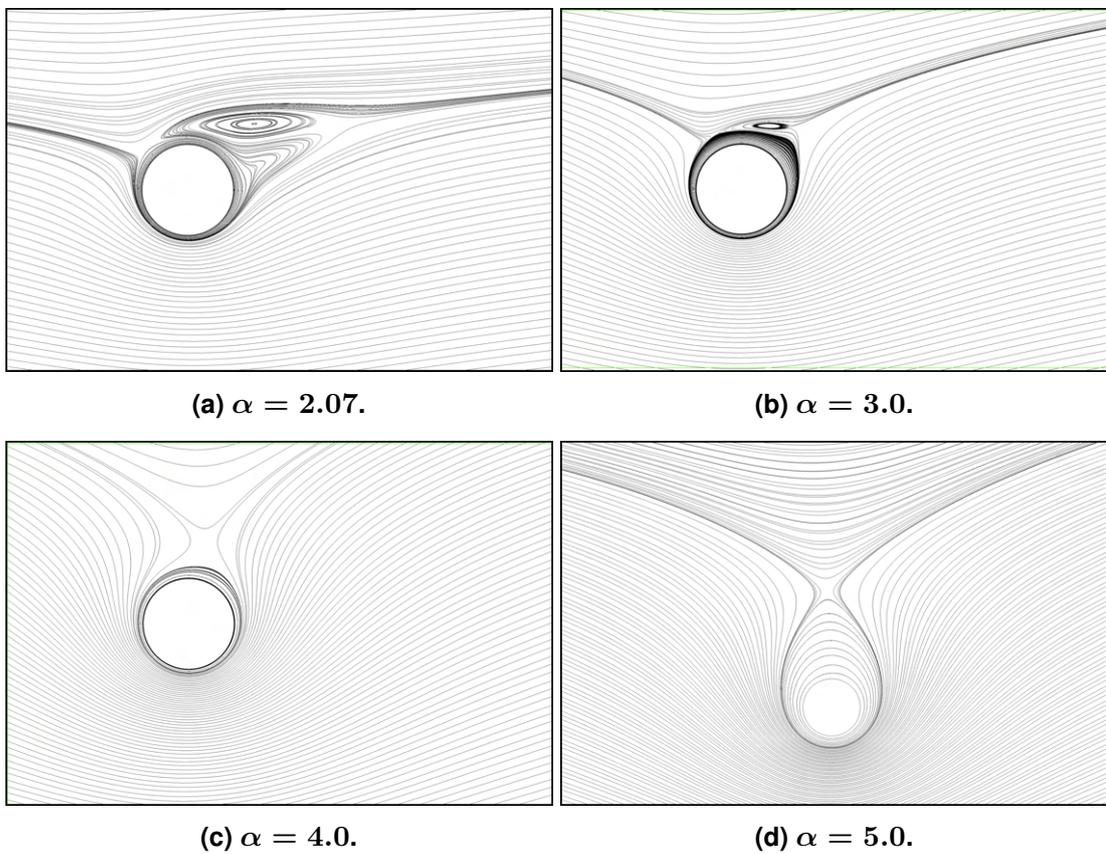
**(a) Desprendimento de vórtice inferior,  $t^* = 198.000$ .** **(b) Vórtice superior em vias de desprendimento,  $t^* = 199.625$ .**



**(c) Desprendimento de vórtice superior,  $t^* = 200.750$ .** **(d) Formação de novo vórtice inferior,  $t^* = 202.125$ .**

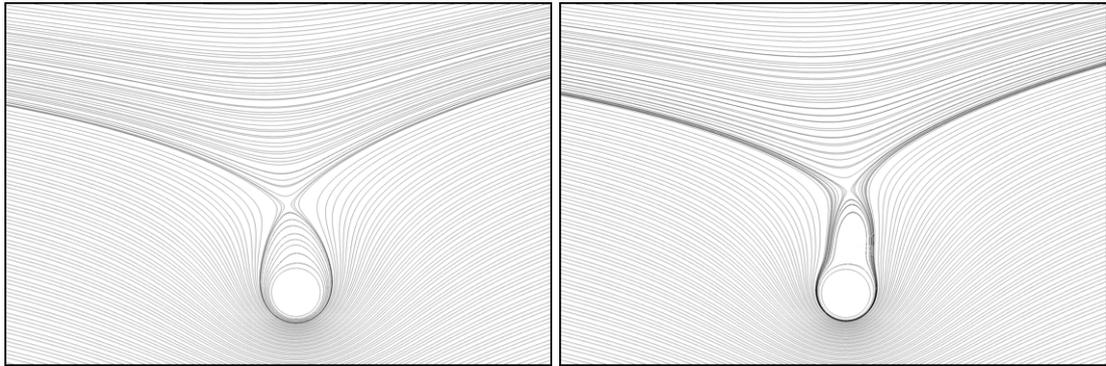
**Fonte: Autoria própria (2023).**

Figura 33 – Linhas de corrente para rotações que atingem escoamento estacionário. Acima de  $\alpha = 1.91$ , a emissão de vórtices cessa para  $Re = 200$ , retornando no intervalo de  $4.35 < \alpha < 4.70$ .



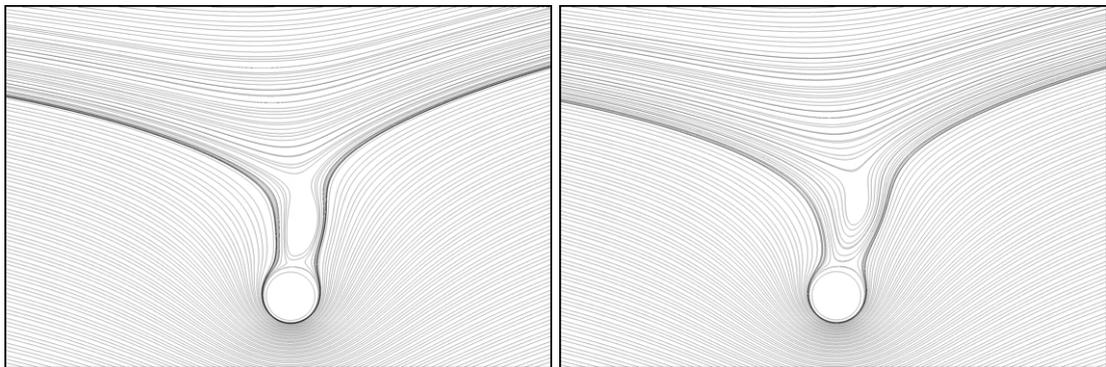
Fonte: Autoria própria (2023).

**Figura 34 – Desprendimento de vórtices em  $\alpha = 4.4$  e  $Re = 200$ .**



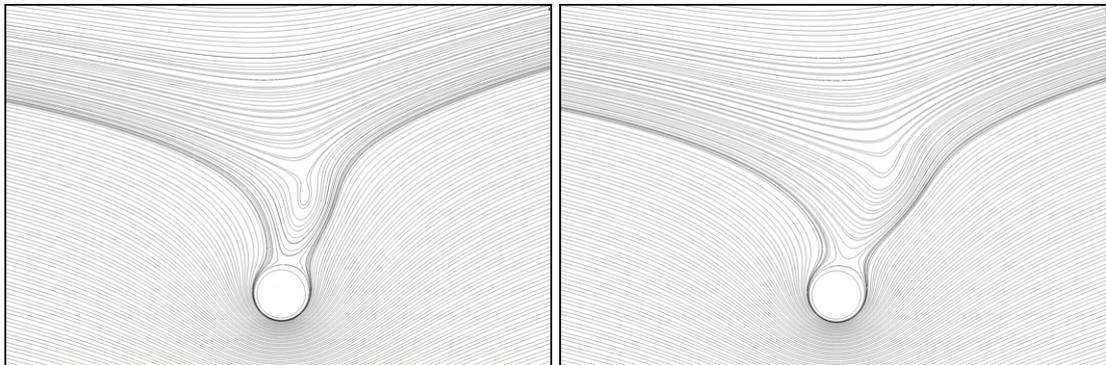
**(a)  $t^* = 75.450$ .**

**(b)  $t^* = 81.100$ .**



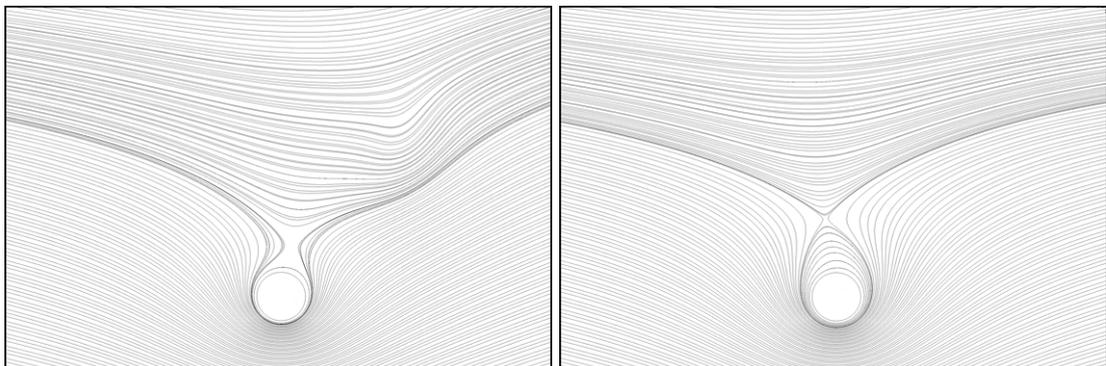
**(c)  $t^* = 82.175$ .**

**(d)  $t^* = 83.075$ .**



**(e)  $t^* = 83.300$ .**

**(f)  $t^* = 84.825$ .**



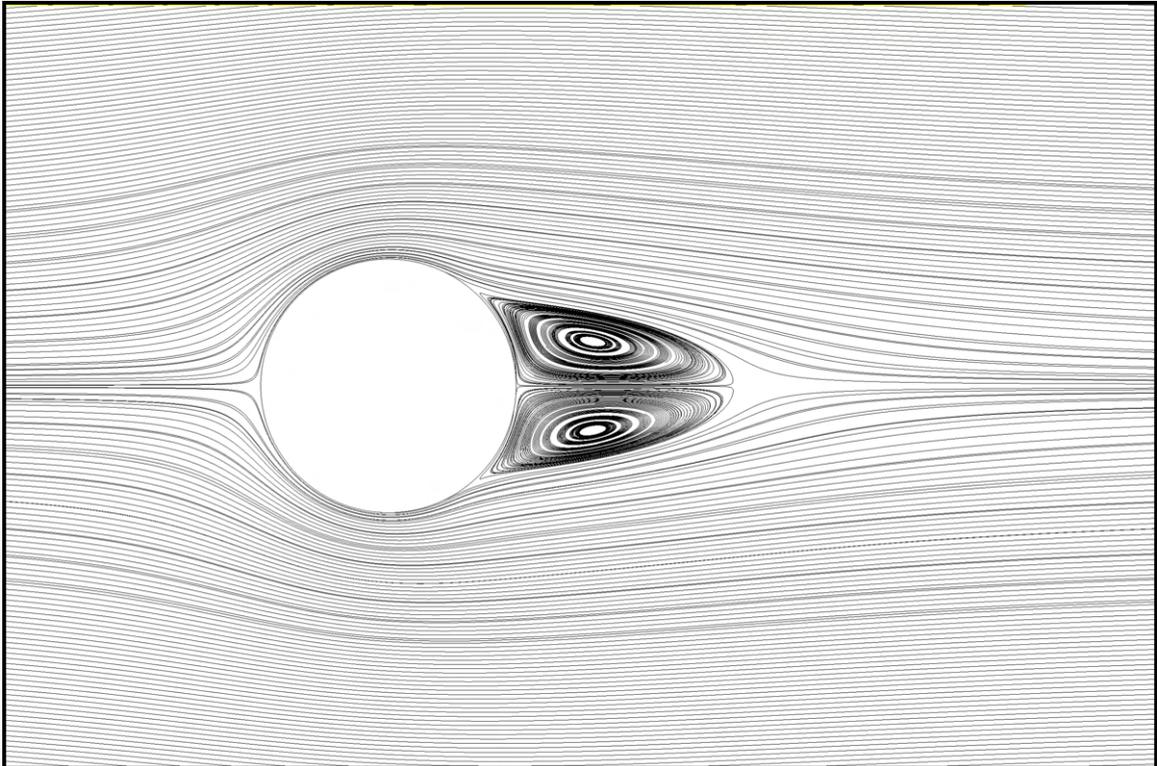
**(g)  $t^* = 87.425$ .**

**(h)  $t^* = 97.650$ .**

**Fonte: Autoria própria (2023).**

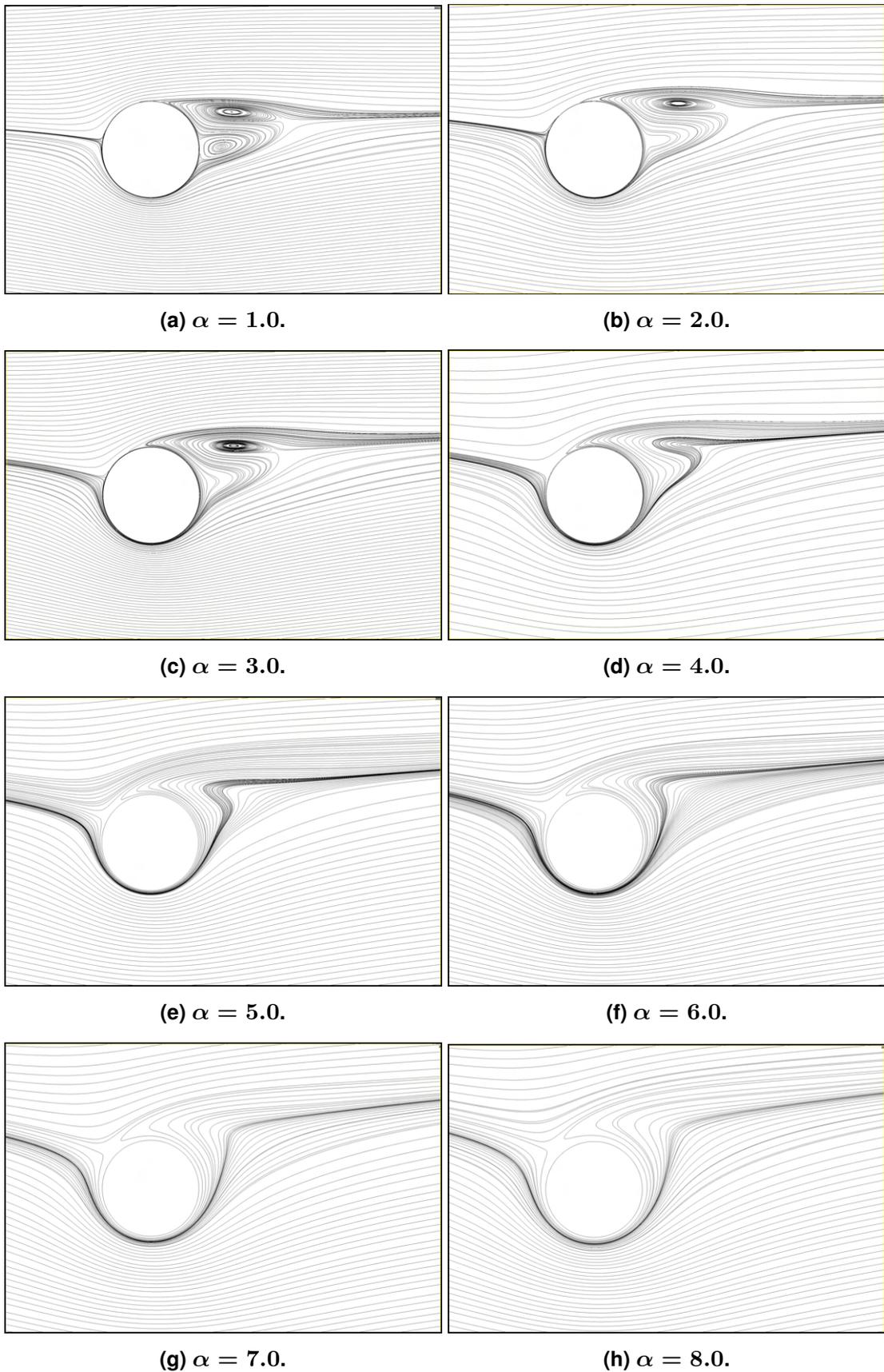
## A.2 Linhas de corrente para $Re = 5 \times 10^5$

Figura 35 – Linhas de corrente para escoamento permanente ao redor de cilindro estacionário em  $Re = 5 \times 10^5$ . Presença de bolha com duas zonas de recirculação.



Fonte: Autoria própria (2023).

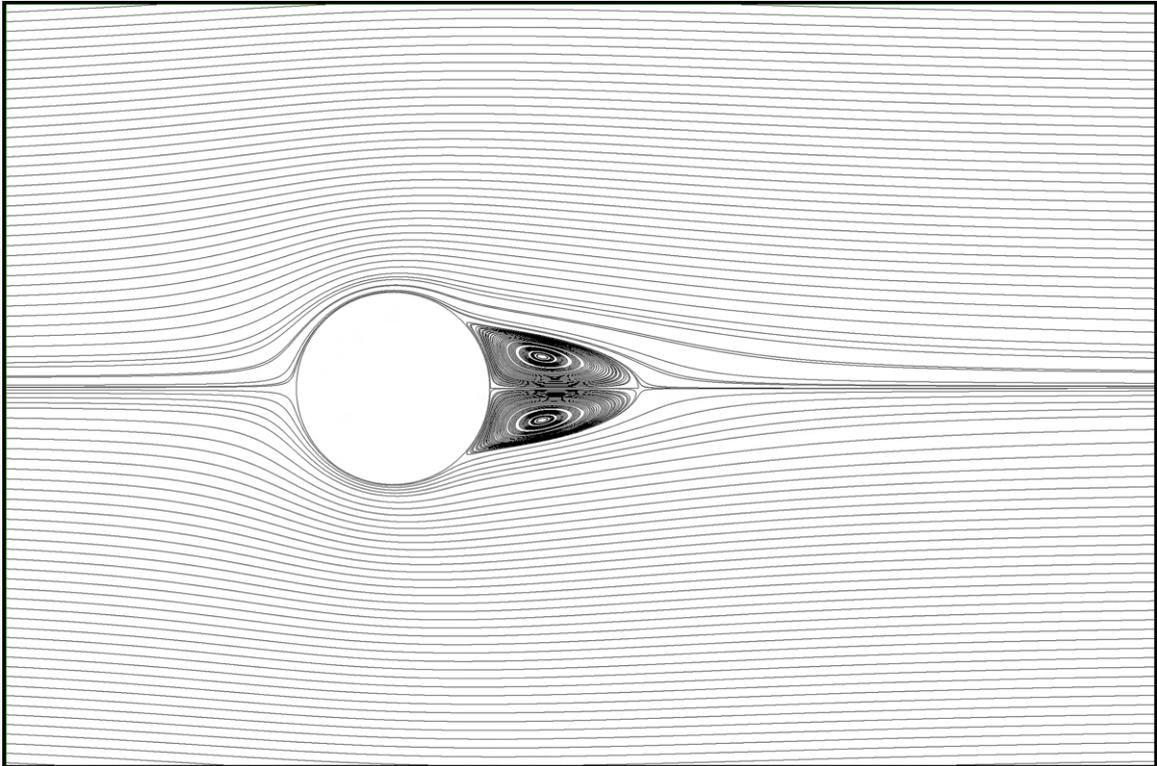
Figura 36 – Linhas de corrente para o escoamento permanente ao redor de cilindro rotativo em diferentes velocidades de rotação em  $Re = 5 \times 10^5$ .



Fonte: Autoria própria (2023).

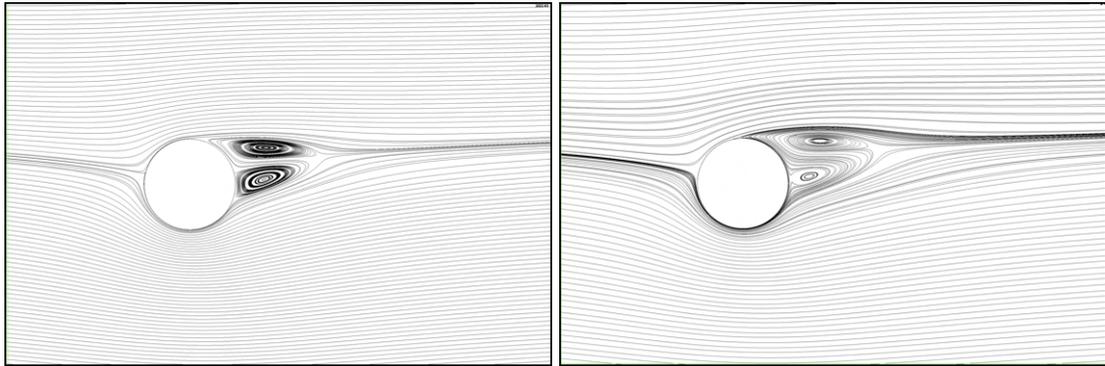
### A.3 Linhas de corrente para $Re = 10^6$

Figura 37 – Linhas de corrente para escoamento permanente ao redor de cilindro estacionário em  $Re = 10^6$ . Presença de bolha com duas zonas de recirculação.



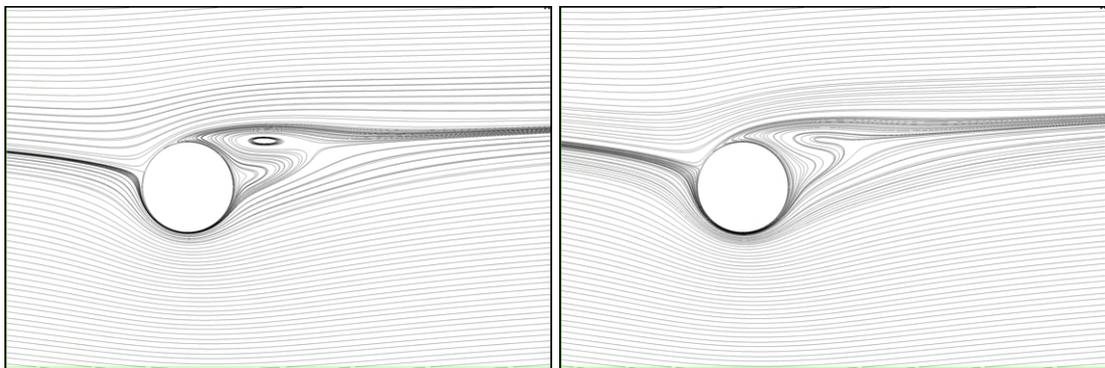
Fonte: Autoria própria (2023).

Figura 38 – Linhas de corrente para o escoamento permanente ao redor de cilindro rotativo em diferentes velocidades de rotação em  $Re = 10^6$ .



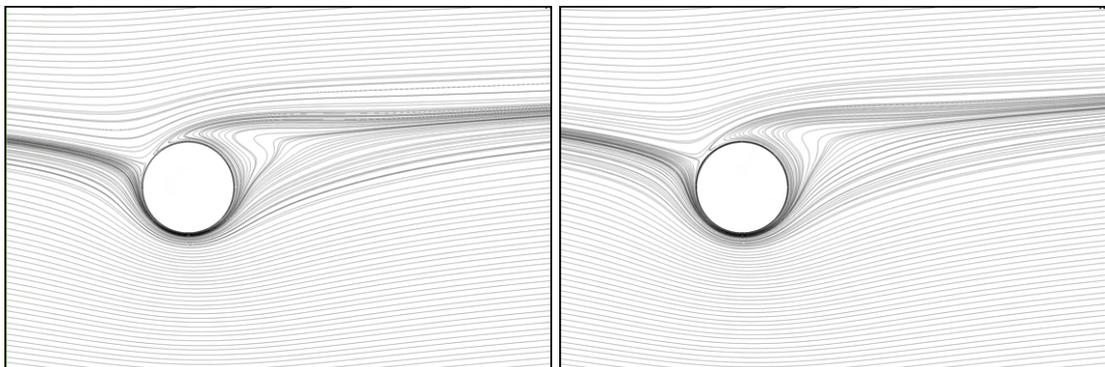
(a)  $\alpha = 1.0$ .

(b)  $\alpha = 2.0$ .



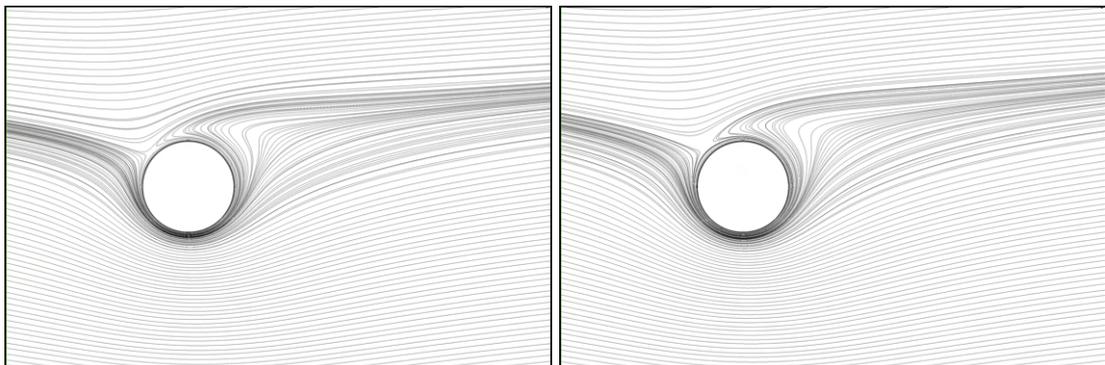
(c)  $\alpha = 3.0$ .

(d)  $\alpha = 4.0$ .



(e)  $\alpha = 5.0$ .

(f)  $\alpha = 6.0$ .



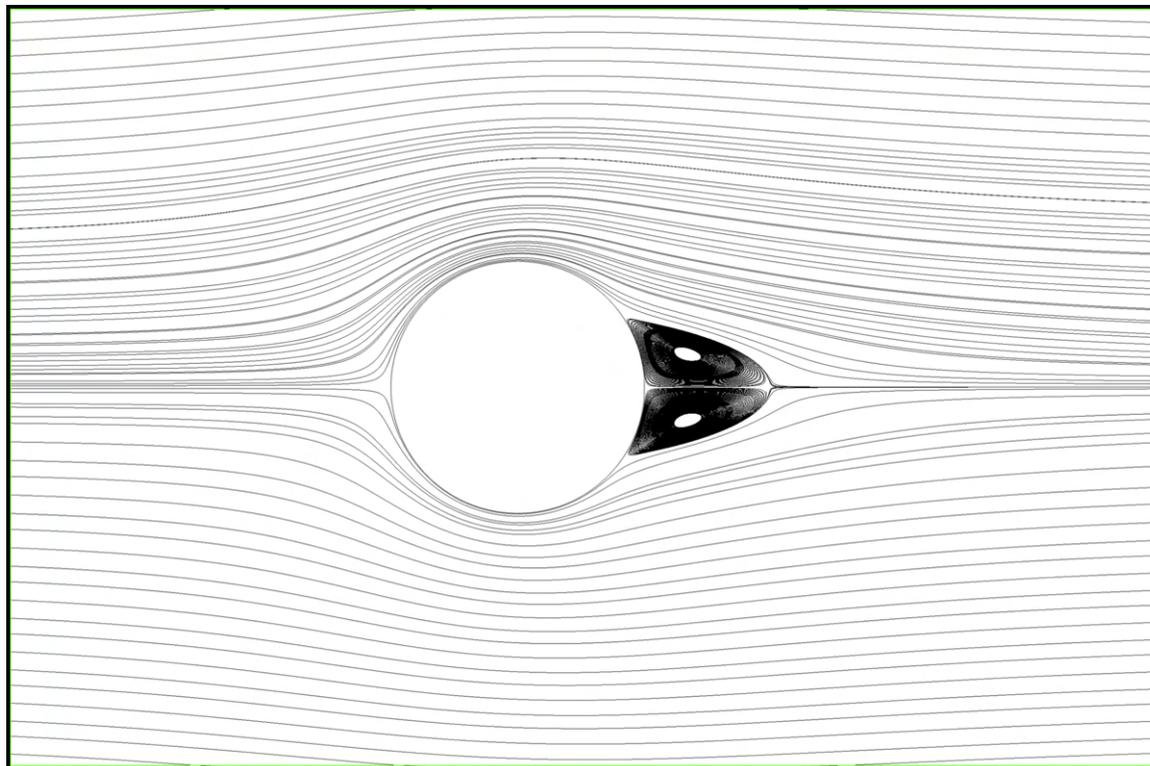
(g)  $\alpha = 7.0$ .

(h)  $\alpha = 8.0$ .

Fonte: Autoria própria (2023).

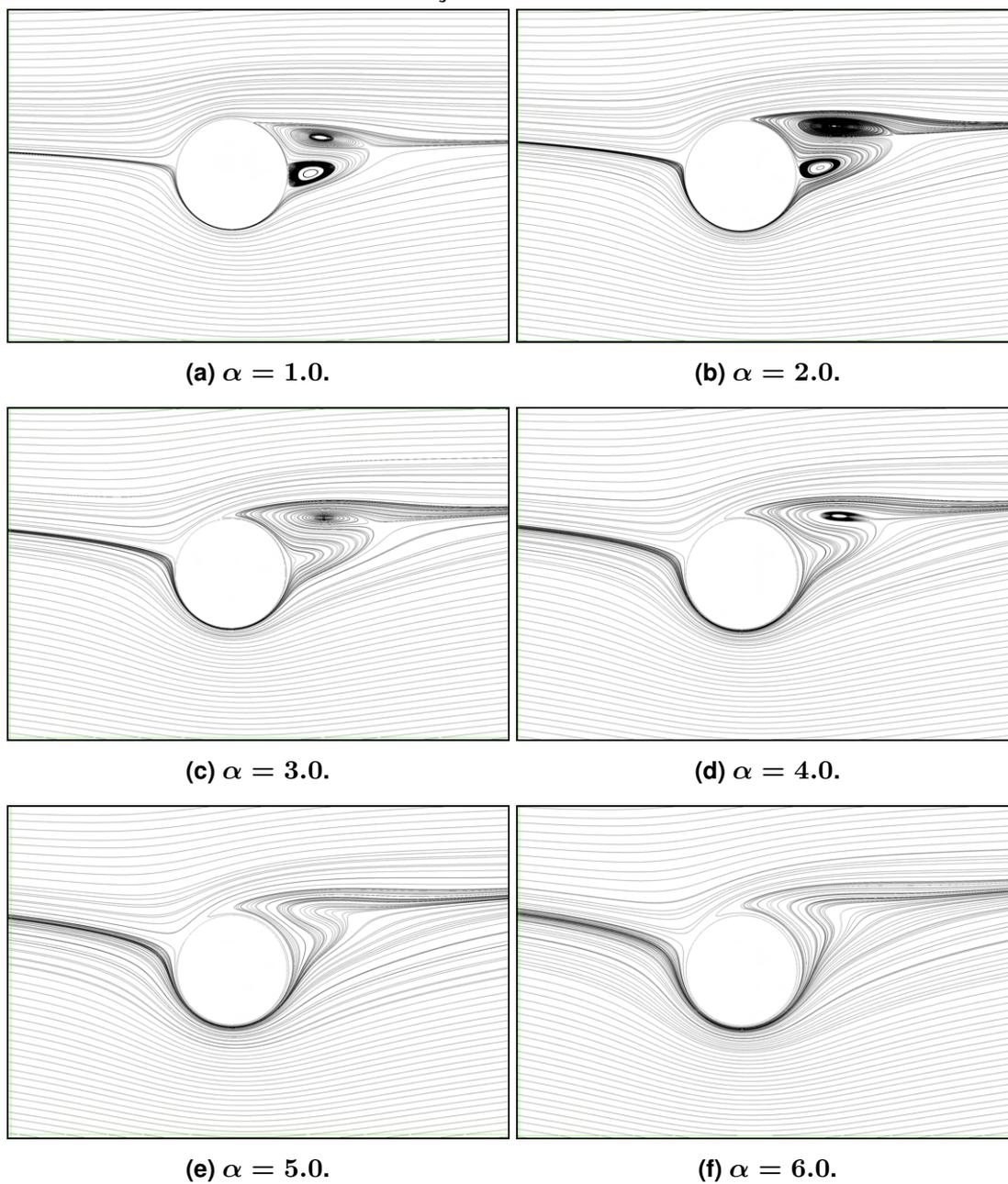
#### A.4 Linhas de corrente para $Re = 5 \times 10^6$

Figura 39 – Linhas de corrente para escoamento permanente ao redor de cilindro estacionário em  $Re = 5 \times 10^6$ . Presença de bolha com duas zonas de recirculação.



Fonte: Autoria própria (2023).

Figura 40 – Linhas de corrente para o escoamento permanente ao redor de cilindro rotativo em diferentes velocidades de rotação em  $Re = 5 \times 10^6$ .



Fonte: Autoria própria (2023).

**ANEXO A – Mapa de Intensidade de Ventos no Brasil a 50m de Altitude**

# GLOBAL WIND ATLAS MEAN WIND SPEED AT 50m VENTOS NO LITORAL BRASILEIRO

