

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA  
CENTRO TECNOLÓGICO DE JOINVILLE  
CURSO DE ENGENHARIA AEROESPACIAL

JULIO VICTOR VIEIRA MARTINS CHADLVSKI

ANÁLISE E VALIDAÇÃO DE MODELO DE SIMULAÇÃO NUMÉRICA PARA PREVISÃO  
DE RUÍDO AERODINÂMICO UTILIZANDO OPENFOAM E LIBACOUSTICS

Joinville  
2021

JULIO VICTOR VIEIRA MARTINS CHADLVSKI

ANÁLISE E VALIDAÇÃO DE MODELO DE SIMULAÇÃO NUMÉRICA PARA PREVISÃO  
DE RUÍDO AERODINÂMICO UTILIZANDO OPENFOAM E LIBACOUSTICS

Trabalho apresentado como requisito  
para obtenção do título de bacharel  
em Engenharia Aeroespacial do  
Centro Tecnológico de Joinville da  
Universidade Federal de Santa Catarina.

Orientador: Dr. Filipe Dutra da Silva

Joinville  
2021

JULIO VICTOR VIEIRA MARTINS CHADLVSKI

ANÁLISE E VALIDAÇÃO DE MODELO DE SIMULAÇÃO NUMÉRICA PARA PREVISÃO  
DE RUÍDO AERODINÂMICO UTILIZANDO OPENFOAM E LIBACOUSTICS

Este Trabalho de Conclusão de Curso foi julgado adequado para obtenção do título de bacharel em Engenharia Aeroespacial, na Universidade Federal de Santa Catarina, Centro Tecnológico de Joinville.

Joinville (SC), 23 de Setembro de 2021.

**Banca Examinadora:**

---

Orientador: Dr. Filipe Dutra da Silva  
Orientador(a)  
Presidente

---

Dr. Juan Pablo de Lima Costa Salazar  
Membro(a)  
Universidade Federal de Santa Catarina

---

Dr. Ernane Silva  
Membro(a)  
Universidade Federal de Santa Catarina

## **AGRADECIMENTOS**

Agradeço, em primeiro lugar, aos meus pais pelo incentivo e apoio, não só durante a graduação, mas ao longo de toda minha trajetória de vida. Aos amigos que me acompanharam durante esse período, tornando essa caminhada mais leve e divertida. Aos professores da universidade, em especial ao Filipe Dutra da Silva, por compartilhar seu conhecimento e experiência e me orientar neste trabalho e em outros projetos. Ao Laboratório de Computação Científica (LCC) do CTJ-UFSC em que as simulações do trabalho puderam ser executadas.

## RESUMO

A análise e a predição do ruído tornaram-se, nas últimas décadas, tarefas essenciais em projetos de engenharia, especialmente do setor aeronáutico em que as normas e regulamentações acerca da emissão de ruído estão cada vez mais rígidas. Uma forma bastante comum de realizar essa tarefa é por meio de simulação numérica. Embora já existam muitos softwares voltados para essa finalidade, ainda são poucas as opções de código livre. Neste trabalho é realizada uma análise e validação de um modelo de simulação numérica em OpenFOAM, aliado à biblioteca libAcoustics, para previsão de ruído aerodinâmico. A libAcoustics é uma biblioteca distribuída gratuitamente e que utiliza analogias acústicas, como de Curle e de Ffowcs Williams-Hawkings, para prever o ruído no campo distante. Para fins de análise e validação, o caso de escoamento em torno de cilindros em tandem foi selecionado. Testes de sensibilidade ao refino de malha e posicionamento das superfícies para cálculo do ruído foram efetuados. Em relação ao refino de malha, notou-se uma sensibilidade, principalmente, ao nível de refino da direção da largura dos cilindros. Os resultados acústicos apresentaram sensibilidade significativa às dimensões das superfícies de Ffowcs Williams-Hawkings. Esse comportamento pode estar atribuído à presença de ruído espúrio em superfícies fechadas que não sejam suficientemente longas. De forma geral, os resultados apresentaram boa concordância com os dados experimentais, destacando a capacidade do modelo de simulação analisado em prever o ruído gerado por este tipo de configuração.

**Palavras-chave:** CFD. Aeroacústica computacional. Ruído de airframe. Cilindros em tandem

## ABSTRACT

Noise analysis and prediction has become, in the last decades, a crucial task in engineering projects, especially in the aeronautical sector, since norms and regulations regarding noise emission are increasingly strict. A common approach to accomplish this task is through numerical simulation. Although several softwares are available for this purpose, there are still few open source options. In this work, an analysis and validation of a numerical simulation model in OpenFOAM, combined with the libAcoustics library for prediction of aerodynamic noise, is performed. LibAcoustics is an open-source library containing acoustic analogies, such as Curle and Ffowcs Williams-Hawkings, to predict far-field noise. For analysis and validation purposes, the case of flow over cylinders in tandem was selected. Sensitivity tests for grid refinement and for the position of the surfaces used for noise calculation were performed. Regarding mesh refinement, results showed, mainly, sensitivity to the level of refinement in the spanwise direction. Acoustic results showed significant sensitivity to the dimensions of the surfaces of Ffowcs Williams-Hawkings. This behavior can be attributed to the occurrence of spurious noise on closed surfaces that are not long enough. In general, the results showed good agreement with the experimental data, highlighting the capabilities of the analyzed simulation model to predict noise generated by this type of configuration.

**Keywords:** CFD. Computational aeroacoustics. Airframe noise. Cylinders in tandem

## LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Exemplo de medida da velocidade em escoamento turbulento . . . . .	23
Figura 2 – Trem de pouso e seus diversos componentes . . . . .	26
Figura 3 – Diferentes regimes de escoamento sobre cilindros em tandem a depender da distância de separação entre os cilindros. . . . .	27
Figura 4 – Experimentos para investigar o escoamento sobre cilindros em tandem. (a) Túnel de vento BART; (b) Túnel de vento anecoico QFF . . . . .	28
Figura 5 – Modelo numérico do caso de cilindros em tandem incluindo as características do experimento no QFF . . . . .	29
Figura 6 – (a) Esquema da configuração dos cilindros em tandem. (b) Disposição dos microfones para medição de ruído . . . . .	31
Figura 7 – Esquema do domínio computacional (plano x-y) juntamente com as fronteiras do modelo simulado. . . . .	32
Figura 8 – Malha tridimensional gerada no Gmsh. (a) Vista do plano x-y; (b) Vista do plano y-z . . . . .	33
Figura 9 – Refino na região próxima das paredes . . . . .	34
Figura 10 – Superfícies permeáveis e sólida utilizadas para o armazenamento de dados para aplicação de analogias acústicas . . . . .	39
Figura 11 – Comparação entre os valores obtidos para as variáveis $\phi$ em cada malha, normalizados em relação ao valor extrapolado $\phi_{ext}^{21}$ . . . . .	42
Figura 12 – Comparação do erro em relação ao valor extrapolado $e_i$ para cada malha . . . . .	43
Figura 13 – Coeficiente de pressão média para malhas com diferentes refinamentos em z. (a) Cilindro 1; (b) Cilindro 2 . . . . .	44
Figura 14 – Coeficiente de flutuação de pressão em rms para malhas com diferentes refinamentos em z. (a) Cilindro 1; (b) Cilindro 2 . . . . .	45
Figura 15 – Velocidade média $U_x$ normalizada ao longo da linha de centro entre os dois cilindros para malhas com diferentes refinamentos em z. . . . .	46
Figura 16 – Comparativo do espectro de ruído, obtido pela analogia de Curle, na posição do microfone A para as Malhas C,D e E. . . . .	47
Figura 17 – Campo de pressão instantâneo em $tU_0/D = 53,9$ . (a) Plano x-y; (b) Plano x-z . . . . .	48
Figura 18 – Campo de velocidade instantâneo em $tU_0/D = 53,9$ . (a) Plano x-y; (b) Plano x-z . . . . .	49
Figura 19 – Campo de magnitude de vorticidade no instante $t = tU_0/D = 53,9$ . (a) Plano x-y; (b) Plano x-z . . . . .	50

Figura 20 – Distribuição do coeficiente de pressão média na superfície dos dois cilindros . . . . .	51
Figura 21 – Distribuição do coeficiente de flutuação de pressão em rms na superfície dos dois cilindros . . . . .	52
Figura 22 – Espectro de ruído em pontos da superfície do cilindro cilindro 1: (a) $\theta = 90^\circ$ ; (b) $\theta = 135^\circ$ ; (c) $\theta = 180^\circ$ . . . . .	53
Figura 23 – Espectro de ruído em pontos da superfície do cilindro 2: (a) $\theta = 0^\circ$ ; (b) $\theta = 45^\circ$ ; (c) $\theta = 90^\circ$ . . . . .	54
Figura 24 – Componente x da velocidade média ao longo da linha de centro na região entre os cilindros. . . . .	55
Figura 25 – Velocidade média normalizada para o perfil transversal ao escoamento em $x = 4,45D$ . (a) Componente $U_x$ ; (b) Componente $U_y$ . . . . .	56
Figura 26 – Velocidade média normalizada ao longo da linha de centro ( $y = 0$ ) à jusante do cilindro 2. (a) Componente $U_x$ ; (b) Componente $U_y$ . . . . .	56
Figura 27 – Comparação do espectro de ruído na posição do microfone A entre as configurações aberta e fechada da superfície 1 . . . . .	58
Figura 28 – Comparação do espectro de ruído na posição do microfone A entre as configurações aberta e fechada da superfície 2 . . . . .	58
Figura 29 – Comparação do espectro de ruído na posição do microfone A entre as configurações aberta e fechada da superfície 3 . . . . .	59
Figura 30 – Comparação do espectro de ruído na posição do microfone A entre as configurações aberta e fechada da da superfície 4 . . . . .	59
Figura 31 – Espectro de ruído em PSD para a posição relativa ao microfone A. . . . .	60
Figura 32 – Espectro de ruído em PSD para a posição relativa ao microfone B. . . . .	60
Figura 33 – Espectro de ruído em PSD para a posição relativa ao microfone C. . . . .	61
Figura 34 – Coeficiente de pressão média na superfície dos cilindros para as Malhas A, B e C. (a) Cilindro 1; (b) Cilindro 2 . . . . .	67
Figura 35 – Coeficiente de flutuação de pressão em rms na superfície dos cilindros para as Malhas A,B e C. (a) Cilindro 1; (b) Cilindro 2 . . . . .	67
Figura 36 – Velocidade média $U_x$ normalizada ao longo da linha de centro entre os dois cilindros para as Malhas A, B e C . . . . .	68
Figura 37 – Comparativo do espectro de ruído, obtido pela analogia de Curle, na posição do microfone A para as Malhas A,B e C . . . . .	69
Figura 38 – Comparativo do espectro de ruído, obtido pela analogia de FW-H (superfície 4), na posição do microfone A para as Malhas A,B e C . . . . .	69
Figura 39 – Comparativo do espectro de ruído, obtido pela analogia de Curle, na posição do microfone B para as Malhas A,B e C . . . . .	70



Figura 40 – Comparativo do espectro de ruído, obtido pela analogia de FW-H (superfície 4), na posição do microfone B para as Malhas A,B e C . . . . .	70
Figura 41 – Comparativo do espectro de ruído, obtido pela analogia de Curle, na posição do microfone C para as Malhas A,B e C . . . . .	71
Figura 42 – Comparativo do espectro de ruído, obtido pela analogia de FW-H (superfície 4), na posição do microfone C para as Malhas A,B e C . . . . .	71
Figura 43 – Comparativo do espectro de ruído, obtido pela analogia de FW-H (superfície 4), na posição do microfone A para as Malhas C,D e E. . . . .	72
Figura 44 – Comparativo do espectro de ruído, obtido pela analogia de Curle, na posição do microfone B para as Malhas C,D e E. . . . .	73
Figura 45 – Comparativo do espectro de ruído, obtido pela analogia de FW-H (superfície 4), na posição do microfone B para as Malhas C,D e E. . . . .	73
Figura 46 – Comparativo do espectro de ruído, obtido pela analogia de Curle, na posição do microfone C para as Malhas C,D e E. . . . .	74
Figura 47 – Comparativo do espectro de ruído, obtido pela analogia de FW-H (superfície 4), na posição do microfone C para as Malhas C,D e E. . . . .	74

## LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Número de volumes de cada malha avaliada . . . . .	33
Tabela 2 – Valores adimensionais do passo de tempo e do tempo total para cada simulação . . . . .	37
Tabela 3 – Condições de contorno do OpenFOAM aplicadas no modelo . . . . .	37
Tabela 4 – Dados relativos ao método de convergência de malha GCI . . . . .	41
Tabela 5 – Comparação do coeficiente de arrasto médio do cilindro 1 ( $\bar{C}_{d1}$ ) e cilindro 2 ( $\bar{C}_{d2}$ ) obtidos pelas Malhas C, D e E . . . . .	45
Tabela 6 – Comparação do coeficiente de arrasto médio numérico com dado experimental na superfície de ambos os cilindros . . . . .	57

## LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

BART – Basic Aerodynamic Research Tunnel  
CAA - Computational Aeroacoustics  
CFD - Computational Fluid Dynamics  
CTJ - Centro Tecnológico de Joinville  
FFT - Fast Fourier Transform  
FW-H - Ffowcs Williams-Hawkings  
GCI - Grid Convergence Index  
GT - Garrick Triangle  
ICAO - International Civil Aviation Organization  
LCC - Laboratório de Computação Científica  
LES - Large Eddy Simulation  
NPS - Nível de Pressão Sonora  
OASPL - Overall Pressure Sound Level  
PISO - Pressure-Implicit with Splitting of Operators  
PSD - Power Spectral Density  
QFF - Quiet Flow Facility  
RANS - Reynolds Averaged Navier-Stokes  
RMS - Root Mean Square  
UFSC - Universidade Federal de Santa Catarina  
URANS - Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes

## LISTA DE SÍMBOLOS

$C_d$	Coeficiente de arrasto
$C_{d_1}$	Coeficiente de arrasto no primeiro cilindro
$C_{d_2}$	Coeficiente de arrasto no segundo cilindro
$C_p$	Coeficiente de pressão
$C_{p'rms}$	Coeficiente de flutuação de pressão em rms
$c_\infty$	Velocidade do som
$D$	Diâmetro dos cilindros
$d_f$	Resolução de frequência
$\delta_{ij}$	Delta de Kronecker
$e_a^{ij}$	Erro aparente
$e_{ext}^{ij}$	Erro extrapolado
$\epsilon$	Taxa de dissipação de energia cinética turbulenta
$\epsilon_{ij}$	Diferença entre variável da malha i e malha j
$F_i^*$	Fontes de dipolo
$f_s$	Frequência de aquisição
$\phi$	Representação de variável do problema para o método GCI
$\phi_{ext}^{ij}$	Valor extrapolado
$GCI^{ij}$	Índice de convergência entre malha i e malha j
$h$	Tamanho representativo da malha
$I$	Intensidade turbulenta
$k$	Energia cinética turbulenta
$l_j$	Vetor unitário que aponta para a direção do observador
$L$	Distância entre os cilindros em tandem

$M$	Número de Mach
$n$	Vetor normal à superfície S
$NFFT$	número de amostras por bloco da FFT
$NPS$	Nível de pressão sonora
$OASPL$	Nível de pressão sonora total
$P$	Pressão média
$p$	Pressão
$p_{ref}$	Pressão de referência
$p'$	Flutuação de pressão
$p$	Ordem aparente do método GCI
$PSD$	Densidade espectral
$Q^*$	Fontes de monopolo
$R$	Razão de convergência
$r$	Distância entre observador e fonte
$r_{ij}$	Razão de refino entre malhas i e malha j
$Re$	Número de Reynolds
$\rho$	Densidade
$\vec{S}$	Vetor de área
$St$	Número de Strouhal
$t$	Tempo
$\Delta t$	Passo de tempo
$\tau$	Tempo de atraso
$T_{ij}$	Tensor de Lighthill
$T'_{ij}$	Fontes de quadrupolo
$\tau_{ij}$	Tensor tensão viscosa
$\tau_{ij}^R$	Tensor de Reynolds

$\tau_w$	Tensão de cisalhamento na parede
$\theta$	Ângulo medido na superfície dos cilindros a partir do ponto de estagnação no sentido horário
$U_0$	Velocidade na entrada do domínio computacional
$U_i$	Componente i da velocidade média
$U_j$	Componente j da velocidade média
$u_i$	Componente i da velocidade
$u'_i$	Componente i da flutuação de velocidade
$u_j$	Componente j da velocidade
$u_j$	Componente j da flutuação de velocidade
$u_k$	Componente k da velocidade
$u_\tau$	Velocidade de atrito
$\mu$	Viscosidade dinâmica
$V$	Volume
$v$	Velocidade do sistema de coordenada $\vec{y}^*$
$\nu$	Viscosidade cinemática
$\nu_t$	Viscosidade cinemática turbulenta
$\omega$	Taxa específica de dissipação de energia cinética turbulenta
$\vec{x}$	Vetor de posição do observador
$\vec{y}$	Vetor de posição da fonte
$x_i$	Componente i do sistema cartesiano
$x_j$	Componente j do sistema cartesiano
$x_k$	Componente k do sistema cartesiano
$\vec{x}$	Vetor posição do observador
$\vec{y}$	Vetor posição da fonte
$\vec{y}^*$	Sistema de coordenadas da fonte em movimento
$y^+$	Distância adimensional entre parede e o nó da célula adjacente à parede

## SUMÁRIO

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b>	<b>15</b>
1.1	Objetivo	17
<b>1.1.1</b>	<b>Objetivo Geral</b>	<b>17</b>
<b>1.1.2</b>	<b>Objetivos Específicos</b>	<b>17</b>
<b>2</b>	<b>FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA</b>	<b>18</b>
2.1	Analogias acústicas	18
<b>2.1.1</b>	<b>Analogia de Lighthill</b>	<b>19</b>
<b>2.1.2</b>	<b>Analogia de Curle</b>	<b>20</b>
<b>2.1.3</b>	<b>Analogia de Ffowcs Williams-Hawkings</b>	<b>21</b>
2.2	Modelos de turbulência	22
<b>2.2.1</b>	<b>Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS)</b>	<b>23</b>
2.3	Funções de parede e modelos de baixo Reynolds	25
2.4	Escoamento sobre cilindros em tandem	26
2.5	Utilização do OpenFOAM para problemas de Aeroacústica	30
<b>3</b>	<b>MÉTODO</b>	<b>31</b>
3.1	Definição do caso de escoamento sobre cilindros em tandem	31
3.2	Definição das malhas computacionais	32
3.3	Teste de convergência de malha	34
3.4	Sensibilidade de malha em relação ao refino na direção z	35
3.5	Metodologia para simulação do campo aerodinâmico	36
3.6	Metodologia para simulação do campo acústico	38
<b>4</b>	<b>RESULTADOS</b>	<b>41</b>
4.1	Resultados do teste de convergência de malha	41
4.2	Resultados dos testes de refino em z	43
4.3	Resultados do campo aerodinâmico	47
<b>4.3.1</b>	<b>Visualização do escoamento</b>	<b>48</b>
<b>4.3.2</b>	<b>Pressão média, flutuação de pressão e espectro nas superfícies</b>	<b>51</b>
<b>4.3.3</b>	<b>Velocidade média</b>	<b>54</b>
<b>4.3.4</b>	<b>Coeficiente médio de arrasto</b>	<b>57</b>
4.4	Resultados do campo acústico	57
<b>5</b>	<b>CONCLUSÕES</b>	<b>62</b>
	<b>REFERÊNCIAS</b>	<b>64</b>

<b>APÊNDICE A</b> . . . . .	<b>67</b>
<b>APÊNDICE B</b> . . . . .	<b>72</b>



## 1 INTRODUÇÃO

A Aeroacústica é o estudo do som gerado em escoamentos e também das formas de reduzi-lo (GLEGG; DEVENPORT, 2017). Esses estudos são motivados, sobretudo, pela busca na diminuição dos efeitos negativos que o ruído pode causar na saúde das pessoas.

Já foi demonstrado que a longo prazo, a exposição contínua a níveis de ruído acima de 90 dB pode resultar em perdas auditivas permanentes. Além disso, o ruído pode provocar alterações fisiológicas, como aumento da pressão sanguínea, do batimento cardíaco e da frequência respiratória, bem como aumentar o estresse e até prejudicar o sono (NELSON, 1987).

Tendo em vista todos esses problemas, os governos têm adotado leis, regulamentos e guias para a certificação de máquinas e veículos, principalmente aeronaves. A Organização Internacional da Aviação Civil (International Civil Aviation Organization - ICAO) estabelece padronizações que são recomendadas para a execução de atividades e operações da aviação civil. O Anexo 16, por exemplo, contém normas a serem seguidas de nível máximo de ruído permitido para diferentes tipos de aeronaves, como subsônicas a jato, a hélice, supersônicas, dentre outras (ICAO, 2018).

De uma forma geral, o ruído emitido por uma aeronave pode ser classificado em dois tipos. Um é o ruído gerado pelo motor, no qual estão elementos como compressores, turbinas, *fans* e jatos. O outro é o ruído de *airframe*, oriundo da interação do escoamento turbulento sobre estruturas como a asa, flap, slat e trem de pouso (RUIJGROK, 1993).

Nos últimos tempos, uma considerável redução no ruído de motor foi alcançada por meio de novas tecnologias, como a utilização de *bypass*, por exemplo. Por outro lado, o ruído de *airframe* ainda é um problema bastante estudado. Esse é o tipo de ruído principal encontrado na aproximação e pouso da aeronave. Por essa razão, costuma ser uma das fontes principais de poluição sonora em áreas residenciais próximas aos aeroportos. É, sobretudo, um ruído originado por flutuações de força nas superfícies das estruturas (RUIJGROK, 1993).

Destaca-se dentro do grupo do ruído de *airframe*, aquele originado no trem de pouso. Quando estendido, estima-se que até 40% do ruído total de uma aeronave venha dessa estrutura. Além do mais, está, geralmente, em uma faixa de frequência de até 3kHz, a qual coincide com a faixa em que o ouvido humano é mais sensível às perturbações sonoras. Em maior parte, é um ruído caracterizado por ser de banda larga, embora em cavidades possam surgir tonais. Há ainda uma parcela de banda estreita oriunda do desprendimento de vórtices em componentes cilíndricos, típicos

dessa estrutura (BENNETT; NERI; KENNEDY, 2018).

Com isso, é tarefa de pesquisadores e engenheiros desenvolver e aprimorar tecnologias que diminuam a emissão de ruído. Uma abordagem bastante empregada para a análise e predição desse mecanismo de emissão é por meio de simulações numéricas. A Aeroacústica Computacional (Computational Aeroacoustics - CAA) é definida como um processo em que se utiliza um modelo numérico computacional para produzir informações acústicas de um problema aerodinâmico (WAGNER et al., 2007).

Entre diferentes técnicas de CAA estão as analogias acústicas que calculam o ruído a partir das fontes de geração sonora. Primeiramente, obtém-se informações aerodinâmicas do campo próximo com a utilização de softwares de Dinâmica dos Fluidos Computacional (Computational Fluid Dynamics - CFD). Em seguida essas informações são utilizadas como dados de entrada para expressões analíticas, isto é, as analogias acústicas que então são usadas para calcular o ruído no campo distante (SENGUPTA; BHUMKAR, 2020).

Ainda que já existam muitos softwares que realizam simulações de escoamento e de aeroacústica, são poucas as opções gratuitas. Uma alternativa proposta neste trabalho é utilizar o OpenFOAM, que é um software de CFD gratuito de código aberto. Dessa forma, o usuário pode desenvolver seus próprios códigos, possibilitando seu uso para diversas aplicações, inclusive a resolução de problemas de aeroacústica.

O intuito deste trabalho é utilizar esse software aliado a uma biblioteca de analogias acústicas conhecida como LibAcoustics, que é disponibilizada de forma gratuita por Epikhin et al. (2015), e desenvolver e validar um modelo numérico para predição de ruído aerodinâmico. Foram pesquisados casos benchmark em aeroacústica, ou seja, problemas já estudados e documentados pela comunidade científica. Selecionou-se, então, o caso de escoamento sobre dois cilindros dispostos na configuração em tandem. Essa escolha se deve ao fato do problema possuir uma ampla base de dados, tanto experimental quanto numérica. Além do mais, o escoamento sobre cilindros em tandem pode servir de estudo para diversas aplicações práticas, como, por exemplo, a modelagem do ruído de airframe advindo de um trem de pouso.

Após a seleção do caso, foi realizada uma revisão bibliográfica do problema. Em seguida foram definidas as configurações do modelo a ser simulado. Investigou-se diferentes refinamentos de malha e diferentes configurações de superfícies das analogias acústicas. Por fim, os resultados da simulação numérica do campo aerodinâmico e do campo acústico foram comparados com dados disponíveis na literatura a fim de validar o modelo.

## 1.1 OBJETIVO

Para avaliar o uso de um software livre para previsão de ruído aerodinâmico, propõe-se neste trabalho os seguintes objetivos.

### 1.1.1 Objetivo Geral

Configurar e validar um modelo de simulação numérica para previsão de ruído originado do escoamento sobre cilindros em tandem utilizando códigos livres.

### 1.1.2 Objetivos Específicos

- Estabelecer boas práticas em termos de geração de malha;
- Avaliar a sensibilidade dos resultados acústicos aos dados de entrada das analogias;
- Avaliar os resultados aerodinâmicos do modelo obtidos pelo software de CFD OpenFOAM;
- Avaliar os resultados de espectro de ruído calculados através das analogias acústicas disponíveis na LibAcoustics.

## 2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

Neste capítulo são apresentados os fundamentos para a previsão de ruído em escoamentos, isto é, as analogias acústicas e seus modelos matemáticos. Além disso, também são apresentadas as bases teóricas do modelo de turbulência adotado neste trabalho, o qual exerce grande influência nos resultados obtidos. Adiante, são discutidas as abordagens de simulação numérica de escoamentos turbulentos com utilização de funções de parede e modelos de baixo Reynolds. Ao final é realizada uma revisão bibliográfica do caso de escoamento sobre cilindros em tandem.

### 2.1 ANALOGIAS ACÚSTICAS

Existem diversas técnicas de CAA para abordar um problema de ruído gerado por escoamentos. Um exemplo é o cálculo direto do ruído, onde a geração e propagação sonora são resolvidas por meio das equações de Navier-Stokes, desde a região de escoamento turbulento até o campo distante. Contudo, sua aplicação é bastante limitada devido ao elevado custo computacional em simular toda a extensão do domínio, desde a região da fonte até a posição do receptor, mantendo níveis de refino de malha requeridos para minimizar erros no cômputo da propagação sonora. Outro problema encontrado nessa abordagem é que os esquemas de discretização necessários para a simulação do escoamento diferem dos esquemas de discretização adequados para simular a propagação da onda sonora, resultando em erros de dispersão e difusão (WAGNER et al., 2007).

Uma alternativa é a utilização de métodos híbridos. Esse nome se deve ao fato da geração do ruído e sua propagação serem tratados separadamente. Primeiro, as perturbações aerodinâmicas que originam o ruído no campo próximo, em que o comportamento é não linear, são calculadas utilizando métodos de CFD. Em seguida, a propagação da onda sonora é calculada até o campo distante, em que o comportamento é predominantemente linear, utilizando métodos de CAA. Essa separação entre a geração e a propagação sonora assume que a interação do campo acústico com o escoamento é desprezível. A vantagem dos métodos híbridos é que o desacoplamento entre a geração e a propagação sonora permite a utilização de métodos diferentes para cada etapa (WAGNER et al., 2007).

As técnicas de transporte analítico, conhecidas como analogias acústicas, permitem o cômputo da pressão acústica em campo distante a partir de dados extraídos da região de escoamento, onde estão concentradas as fontes sonoras. Exemplos dessas analogias acústicas são as de Lighthill (1952), Curle (1955) e Ffowcs Williams-Hawkings (1969), que são apresentadas formalmente nas subseções que seguem.

### 2.1.1 Analogia de Lighthill

Em 1952 James Lighthill lançou as bases do que hoje é a aeroacústica ao investigar o ruído gerado por motores a jato. Em seus trabalhos, Lighthill (1952) rearranjou as equações fundamentais da mecânica dos fluidos para modelar a geração de ruído por um escoamento turbulento e as associou com a propagação de uma onda em um meio em repouso. Dessa maneira, ele chegou a uma equação de onda não-homogênea que ficou conhecida como analogia acústica de Lighthill (ANSELMET; MATTEI, 2016).

Para obter essa expressão, primeiramente considera-se a equação da continuidade na forma conservativa:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0 , \quad (1)$$

assim como a equação da quantidade de movimento:

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

em que  $\tau_{ij}$  indica o tensor tensão viscosa para fluido newtoniano e é dado por:

$$\tau_{ij} = \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} , \quad (3)$$

em que  $\delta_{ij}$  é o delta de Kronecker. Prosseguindo, diferencia-se a equação da continuidade (1) em relação ao tempo:

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} + \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} \right) = 0 , \quad (4)$$

e aplica-se o divergente à equação da quantidade de movimento (2):

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\partial \rho u_i}{\partial t} \right) + \frac{\partial^2 \rho u_i u_j}{\partial x_i \partial x_j} = -\frac{\partial^2 p}{\partial x_i^2} + \frac{\partial^2 \tau_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} . \quad (5)$$

Subtraindo a Equação (5) da Equação (4), resulta em:

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \rho u_i u_j}{\partial x_i \partial x_j} = \frac{\partial^2 p}{\partial x_i^2} - \frac{\partial^2 \tau_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} . \quad (6)$$

Subtraindo o termo  $c_\infty^2 \partial^2 \rho / \partial x_i^2$  de ambos os lados da Equação (6), em que  $c_\infty$  indica a velocidade de propagação do som no meio, e definindo o tensor de Lighthill como:

$$T_{ij} = \rho u_i u_j - \tau_{ij} + (p - c_\infty^2 \rho) \delta_{ij} , \quad (7)$$

obtém-se, então, a equação de Lighthill:

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_\infty^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} . \quad (8)$$

Os termos à esquerda na Equação (8) indicam a propagação de uma onda sonora em um meio uniforme com velocidade  $c_\infty$  e que possui a densidade como variável dependente. Já o termo à direita caracteriza-se pelo termo fonte, que engloba variáveis do escoamento turbulento associadas à geração de ruído (GLEGG; DEVENPORT, 2017).

A Equação (8) pode ser resolvida analiticamente adotando uma função de Green e integrando o volume em que as fontes sonoras estão inseridas. Para isso é necessário assumir que o lado direito da equação é conhecido e independente do lado esquerdo. Pode-se então obter a seguinte solução, a qual é discutida em mais detalhes por Anselmet e Mattei (2016):

$$\rho(\vec{x}, t) - \rho_0 = \frac{1}{4\pi c_\infty^2} \int_\infty \frac{1}{r} \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} \partial V(\vec{y}) , \quad (9)$$

em que  $r = |\vec{x} - \vec{y}|$  representa a distância entre observador e fonte sonora,  $\rho_0$  é a densidade média do meio,  $T_{ij} = T_{ij}(\vec{y}, \tau)$ , sendo  $\tau = t - r/c_\infty$  o instante de tempo em que a onda foi gerada, enquanto  $t$  é o instante de tempo em que a onda alcança o observador.

### 2.1.2 Analogia de Curle

A analogia acústica de Curle (1955) é similar à analogia de Lighthill, porém leva em consideração a presença de superfícies sólidas no escoamento. Para isso, considera-se a solução da equação de onda não-homogênea (9) e é adicionado um termo de integral de superfície que representa a contribuição das superfícies sólidas (SJÖBERG, 2016):

$$\begin{aligned} \rho(\vec{x}, t) - \rho_0 = & \frac{1}{4\pi c_\infty^2} \int_V \frac{1}{r} \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} \partial V(\vec{y}) \\ & - \frac{1}{4\pi} \int_S \left( \frac{1}{r} \frac{\partial \rho}{\partial n} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial r}{\partial n} \rho + \frac{1}{c_\infty r} \frac{\partial r}{\partial n} \frac{\partial \rho}{\partial t} \right) \partial S(\vec{y}) . \end{aligned} \quad (10)$$

Na Equação (10),  $S$  indica uma superfície fixa e  $n$  a direção normal a  $S$  apontando para fora desta. Realizando a integração parcial da expressão acima e aplicando as propriedades da função de Green - detalhes da derivação em Larsson (2002) - pode-se chegar no seguinte resultado:

$$\begin{aligned} \rho(\vec{x}, t) - \rho_0 = & \frac{1}{4\pi c_\infty^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{T_{ij}}{r} dV(\vec{y}) - \frac{1}{4\pi c_\infty^2} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \frac{n_j}{r} (\rho u_i u_j + p \delta_{ij} - \tau_{ij}) dS(\vec{y}) \\ & + \frac{1}{4\pi c_\infty^2} \frac{\partial}{\partial t} \int_S \frac{\rho u_i n_i}{r} dS(\vec{y}) . \end{aligned} \quad (11)$$

O último termo no lado direito da Equação (11) refere-se às fontes de monopolo geradas pela flutuação de fluxo de massa através da superfície. Considerando que

a superfície é sólida (impermeável) e sua velocidade é zero, esse termo pode ser desprezado (LARSSON, 2002):

$$\rho(\vec{x}, t) - \rho_0 = \frac{1}{4\pi c_\infty^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{T_{ij}}{r} dV(\vec{y}) - \frac{1}{4\pi c_\infty^2} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \frac{n_j}{r} (p\delta_{ij} - \tau_{ij}) dS(\vec{y}) . \quad (12)$$

O primeiro termo à direita na Equação (12) representa as fontes de quadrupolo devido às flutuações de tensão no fluido e o segundo termo representa as fontes de dipolo resultantes das flutuações de força na superfície (LARSSON, 2002). O cálculo de integrais de volume numericamente demandam o armazenamento de uma elevada quantidade de dados do escoamento transiente que compõem o tensor de Lighthill. Em contrapartida, as integrais de superfície requerem o armazenamento de dados de pressão sobre a superfície sólida. Neste sentido, em aplicações práticas da analogia de Curle, o termo de quadrupolo é frequentemente desprezado sob hipótese de dominância das fontes dipolo em baixos números de Mach.

### 2.1.3 Analogia de Ffowcs Williams-Hawkings

A analogia de Ffowcs Williams-Hawkings (FW-H) (1969) é uma extensão da analogia de Curle que a generaliza para levar em consideração a contribuição de superfícies em movimento ao longo do escoamento. A equação de FW-H é obtida a partir da equação de Curle com a inclusão dos efeitos de fronteira nos termos fonte (SJÖBERG, 2016). Abaixo é apresentada a equação de FW-H na formulação permeável:

$$\begin{aligned} \rho(\vec{x}, t) - \rho_0 = & \frac{1}{4\pi c_\infty^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{T'_{ij}}{r(1 - \frac{l_j v_j}{c_\infty})} dV(\vec{y}^*) - \frac{1}{4\pi c_\infty^2} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \frac{F_i^*}{r(1 - \frac{l_j v_j}{c_\infty})} dS(\vec{y}^*) \\ & + \frac{1}{4\pi c_\infty^2} \frac{\partial}{\partial t} \int_S \frac{Q^*}{r(1 - \frac{l_j v_j}{c_\infty})} dS(\vec{y}^*) . \end{aligned} \quad (13)$$

Na equação acima, considera-se apenas a integração no volume  $V$  externo à superfície. Nota-se que o sistema de coordenadas fixo  $\vec{y}$  é trocado por  $\vec{y}^*$ , que é um sistema de coordenadas que está em movimento translacional com uma velocidade constante  $v_i$  ( $y_i^* = y_i + v_i \tau$ ). Ainda na mesma equação,  $l_j$  denota um vetor unitário que aponta para a direção do observador. A derivação da analogia FW-H pode ser vista em Ffowcs Williams-Hawkings (1969).

Com relação às fontes sonoras presentes na equação de FW-H (13), o termo  $T'_{ij}$  representa as fontes de quadrupolo, dadas por:

$$T'_{ij} = \rho(u_i^* + v_i)(u_j^* + v_j) - \tau_{ij}^* + [p - c_\infty^2(\rho - \rho_\infty)]\delta_{ij} . \quad (14)$$

O termo  $F_i^*$  representa as fontes dipolo e são dadas por:

$$F_i^* = [\rho(u_i^* + v_i)u_j^* + p\delta_{ij} - \tau_{ij}^*]n_j . \quad (15)$$

Por fim, as fontes monopolo  $Q^*$  são dadas por:

$$Q^* = (\rho_\infty v_i + p u_i^*) n_i . \quad (16)$$

A depender da natureza do caso analisado, algumas dessas fontes podem ser desprezadas, simplificando assim, a resolução do problema.

## 2.2 MODELOS DE TURBULÊNCIA

Um escoamento classificado como turbulento apresenta comportamento aleatório e caótico, resultando em grandes variações de suas propriedades em relação ao tempo e ao espaço, como acontece, por exemplo, com o campo de pressão e de velocidade. Já o caso de um escoamento classificado como laminar, as partículas de fluido escoam em camadas paralelas com uma variação menor e mais suave de suas propriedades (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007).

A característica do escoamento está relacionada ao número de Reynolds, o qual representa uma razão entre as forças de inércia e as forças viscosas. Acima do chamado número de Reynolds crítico (valor que depende do tipo de escoamento) é dito que o escoamento está em regime turbulento (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007).

Em um escoamento turbulento surgem estruturas de diferentes escalas e que ocasionam uma maior mistura das partículas de fluido em comparação com o regime laminar. Assim, a turbulência resulta em um transporte mais efetivo de massa, quantidade de movimento e calor (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007).

Um passo importante ao executar simulações em CFD é a definição do modelo de turbulência, já que este pode impactar diretamente os resultados. Devido à complexidade dos fenômenos associados ao escoamento turbulento, surgiram diversas modelagens matemáticas que tentam se aproximar de seu comportamento físico (WILCOX, 2006).

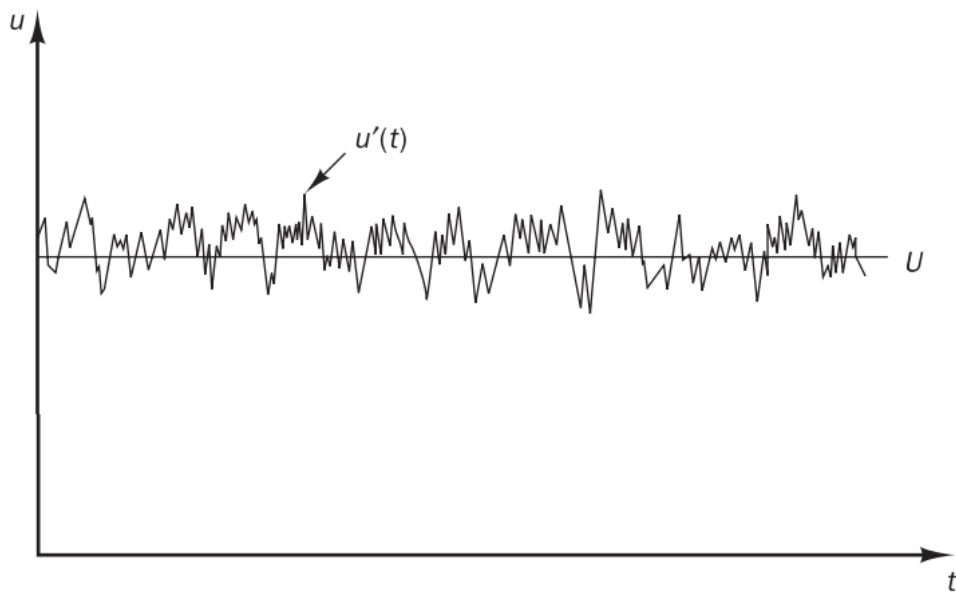
Levando em conta que quanto mais preciso o modelo, maior será o seu custo computacional, deve-se, primeiramente, estabelecer quais os efeitos essenciais a serem captados no escoamento turbulento para então definir o nível de complexidade que o modelo deve abranger (WILCOX, 2006). Entre os modelos mais conhecidos e utilizados está o Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS), o qual, também, foi adotado neste trabalho priorizando seu baixo custo computacional.



### 2.2.1 Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS)

Como comentado anteriormente, um escoamento turbulento caracteriza-se por ser transiente com variação caótica das variáveis. A Figura 1 mostra um exemplo de como a velocidade em um escoamento turbulento varia em relação ao tempo. A decomposição de Reynolds permite decompor o valor da velocidade transiente em um valor médio  $U$  e uma flutuação  $u'(t)$ , tal que, a velocidade resultante é  $u(t) = U + u'(t)$  (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007). A mesma decomposição pode ser feita para a pressão, resultando em  $p(t) = P + p'(t)$ .

Figura 1 – Exemplo de medida da velocidade em escoamento turbulento



Fonte: Versteeg e Malalasekera (2007, p. 41).

Tomando a média das equações de Navier-Stokes aplicadas para a pressão e velocidade compostas por um termo médio e outro de flutuação, obtém-se o sistema de equações que governam os campos de pressão e velocidade média, de acordo com as equações abaixo, as quais assumem um escoamento turbulento incompressível - detalhes da dedução em Alfonsi (2009).

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (17)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u_i u_j}) = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (18)$$

Na equação (18),  $\nu$  indica a viscosidade cinemática e o termo não linear  $\overline{u_i u_j}$  é dado por:

$$\overline{u_i u_j} = U_i U_j + \overline{u'_i u'_j} \quad (19)$$

Assim, a Equação (18) pode ser reescrita na forma:

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(U_i U_j) = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j}(\overline{u'_i u'_j}) . \quad (20)$$

Definindo o termo  $\overline{u'_i u'_j} = \tau_{ij}^R$ , que é conhecido como tensor de Reynolds, obtém-se a Equação (21) abaixo, que, juntamente com a Equação (17), são chamadas de equações Reynolds-Averaged Navier–Stokes (RANS).

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(U_i U_j) = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} . \quad (21)$$

As tensões do tensor de Reynolds representam os efeitos da turbulência nas tensões médias (ALFONSI, 2009). Esse termo adiciona seis novas variáveis ao problema, contudo, o número de equações governantes é de apenas quatro (equação da continuidade mais as três componentes da equação da quantidade de movimento) (WILCOX, 2006). Assim, para obter um sistema fechado é necessária a adição de seis novas equações de transporte, uma para cada tensão do tensor de Reynolds, visto que o tensor de Reynolds é simétrico e definido por seis componentes distintas. Outra opção é modelar o tensor de Reynolds.

Duas abordagens comuns para a solução desse problema são a utilização de modelos de uma equação ou modelos com duas equações, baseados no conceito de viscosidade turbulenta, juntamente com considerações que tornam o sistema fechado. Um exemplo do primeiro caso é o modelo de Spalart-Allmaras (1992) em que tem-se uma equação de transporte para uma variável turbulenta. No segundo caso são resolvidas duas equações de transporte para duas variáveis da turbulência. Os modelos  $k-\epsilon$  e  $k-\omega$  são exemplos desse último caso.

No modelo  $k-\epsilon$  as variáveis empregadas são a energia cinética turbulenta ( $k$ ) e taxa de dissipação de energia cinética turbulenta ( $\epsilon$ ). Esse modelo é válido para regiões em que o número de Reynolds é elevado, porém não é indicado para regiões próximas a paredes onde os efeitos viscosos predominam (HEYERICHS; POLLARD, 1996). Já o modelo  $k-\omega$  emprega as variáveis de energia cinética turbulenta ( $k$ ) e a taxa específica de dissipação de energia cinética turbulenta ( $\omega = k/\epsilon$ ). O modelo  $k-\omega$  produz melhores resultados que o modelo  $k-\epsilon$  em regiões próximas a paredes e regiões com número de Reynolds baixo, entretanto pode apresentar problemas de convergência (MONK; CHADWICK, 2017). Mais detalhes sobre ambos os modelos podem ser encontrados em Pope (2000).

O modelo de duas equações  $k-\omega$  SST, o qual foi adotado nas simulações deste trabalho, considera o transporte de tensão de cisalhamento turbulenta e é uma combinação dos modelos  $k-\epsilon$  e  $k-\omega$ . É utilizado o modelo  $k-\epsilon$  nas regiões de corrente livre e o modelo  $k-\omega$  nas regiões próximas a paredes. É indicado para escoamentos em que há separação da camada limite. Os detalhes do modelo  $k-\omega$  SST podem ser encontrados em Menter (1994).

### 2.3 FUNÇÕES DE PAREDE E MODELOS DE BAIXO REYNOLDS

Em simulações envolvendo escoamento turbulento, a qualidade da malha em regiões próximas de parede é um importante fator a ser considerado. A fim de avaliar essa qualidade, utiliza-se um parâmetro conhecido como  $y^+$ , o qual representa a distância adimensional da parede. Sua definição é dada pela seguinte expressão (WILCOX, 2006):

$$y^+ = \frac{yu_\tau}{\nu}, \quad (22)$$

em que  $y$  é a distância da parede,  $\nu$  é a viscosidade cinemática e  $u_\tau$  indica a velocidade de atrito, que é definida a partir da tensão de cisalhamento na parede  $\tau_w$  como:

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}. \quad (23)$$

Existem duas abordagens para tratar a região próxima à parede: utilizando um modelo de turbulência para baixo Reynolds ou então aplicando funções de parede (GANT, 2002).

No primeiro caso, os modelos de turbulência são modificados para resolver a região viscosa ao redor da parede (LIU, 2016). Recomenda-se que a primeira célula adjacente à parede tenha um  $y^+ \leq 1$ . Entre as duas abordagens, a de baixo Reynolds é a que tem capacidade para fornecer resultados mais acurados, porém a um custo computacional mais elevado. Além disso, a simulação pode apresentar maior dificuldade para convergência, devido ao fato das células apresentarem uma alta razão de aspecto (GANT, 2002).

A segunda abordagem utiliza uma malha menos refinada na região próxima à parede, de modo que a célula adjacente à parede inclui a subcamada viscosa e a região logarítmica da camada limite. Assim, o valor recomendado de  $y^+$  para os volumes adjacentes à parede é entre 30 e 300 (POPE, 2000). Nesse caso, ao invés de resolver a camada limite, são utilizadas expressões empíricas, conhecidas como funções de parede, que calculam as grandezas relacionadas à região viscosa. Com isso, o custo computacional ao empregar funções de parede é menor em relação à abordagem com modelos de baixo Reynolds. No entanto, é preciso frisar que, embora as funções de parede possam fornecer bons resultados quando aplicadas corretamente, os modelos empíricos utilizados podem não ser adequados para determinados escoamentos de maior complexidade (GANT, 2002). Adotou-se aqui o modelo de baixo Reynolds, visto que o caso de escoamento sobre cilindros em tandem envolve uma interação complexa entre as esteiras de ambos os cilindros.

## 2.4 ESCOAMENTO SOBRE CILINDROS EM TANDEM

Durante a aproximação de uma aeronave, em que há uma prevalência do ruído de airframe, uma fonte significativa para geração de ruído provém do escoamento turbulento sobre o trem de pouso (RUIJGROK, 1993). Essa estrutura possui diversos componentes em arranjos complexos, como pode ser visto na Figura 2, que, quando sujeitos a um escoamento externo, são responsáveis pela geração de ruído em uma ampla faixa de frequências. Essa característica se deve à separação que ocorre no escoamento que incide sobre corpos rombudos e que cria uma esteira turbulenta à jusante, a qual interage com outros corpos, gerando, assim, ruído em diferentes frequências.

Ao investigar o escoamento sobre um trem de pouso, comumente emprega-se um modelo cilíndrico para seus principais componentes, como os pneus, eixos e linhas hidráulicas (JENKINS et al., 2005). Com isso, o escoamento sobre cilindros alinhados em uma disposição conhecida como tandem tornou-se um problema bastante estudado e documentado na literatura, tanto de forma experimental quanto numérica.

Figura 2 – Trem de pouso e seus diversos componentes



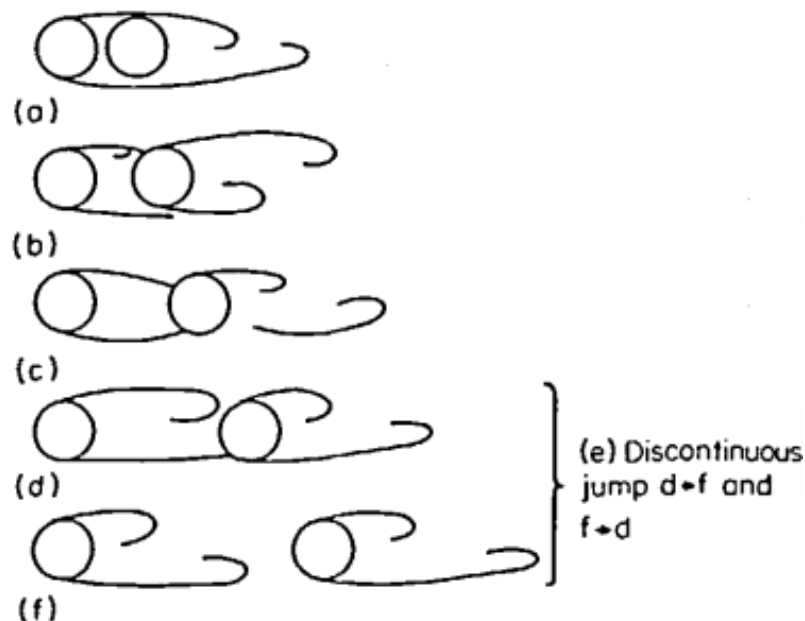
Fonte: Jenkins et al. (2005).

Em um escoamento sobre cilindros em tandem, o ruído propagado depende das interações que ocorrem entre a esteira do cilindro à montante com a esteira do cilindro à jusante. Além do mais, o número de Reynolds, o diâmetro ( $D$ ) dos cilindros e a distância de separação ( $L$ ) entre os centros dos cilindros impactam diretamente nas características do ruído gerado (ELTAWEEL, 2013).

Zdravkovich (1985) investigou a relação entre a distância  $L$  e o desprendimento de vórtices observado. Em curtas distâncias, para  $L < 1,1D$ , o comportamento é semelhante ao de um escoamento sobre um único corpo rombudo, com desprendimento

de vórtices ocorrendo somente à jusante do cilindro traseiro (Figura 3a). Na faixa de  $1,1D < L < 1,6D$  começa a ocorrer um recolamento no cilindro traseiro das camadas cisalhantes provenientes do cilindro dianteiro (Figura 3b). Já em  $1,6D < L < 2,5D$  esse recolamento passa a ser contínuo (Figura 3c). Para  $2,5D < L < 3,2D$  começam a surgir vórtices na região entre os cilindros, porém de forma ocasional, já que as camadas cisalhantes do cilindro dianteiro continuam recolando no cilindro traseiro (Figura 3d). Na faixa de  $3,2D < L < 3,8D$  há um comportamento biestável (Figura 3e), no qual existem dois regimes que se alternam: um desprendimento de vórtices contínuo do cilindro dianteiro durante um tempo (Figura 3f) seguido de um regime em que os vórtices cessam e as camadas cisalhantes recolam no cilindro traseiro (Figura 3d). Por fim, em valores de  $L > 3,8D$ , ocorre um único regime de desprendimento de vórtice contínuo à jusante de ambos os cilindros.

Figura 3 – Diferentes regimes de escoamento sobre cilindros em tandem a depender da distância de separação entre os cilindros.



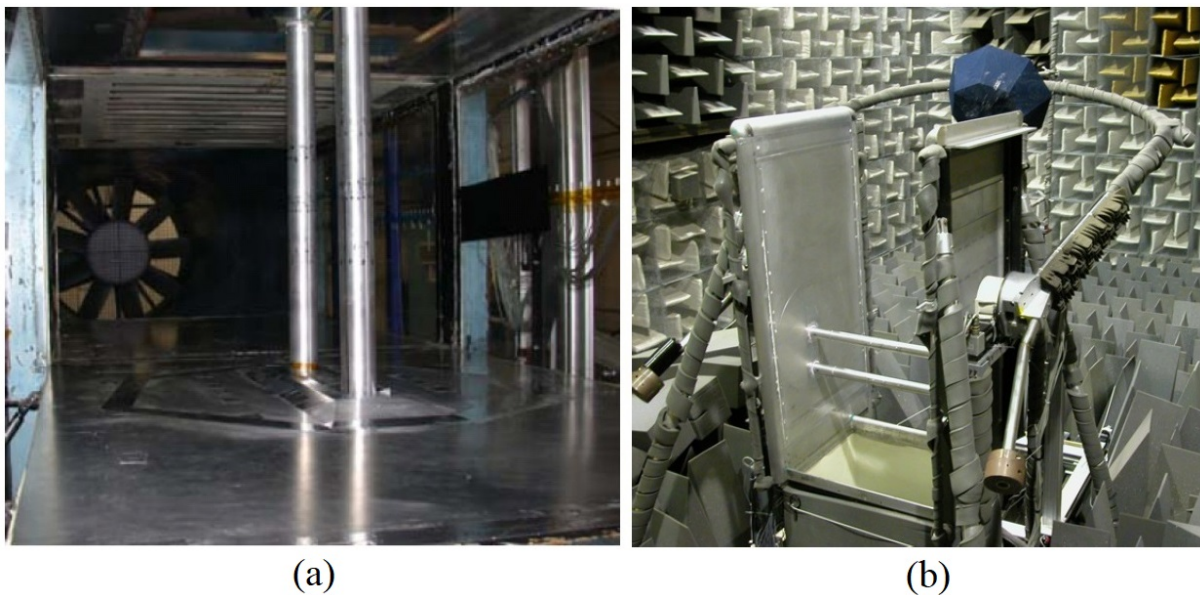
Fonte: Adaptado de Zdravkovich (1985).

Com o objetivo de investigar a interação do escoamento sobre dois cilindros em tandem e a conseqüente geração de ruído para um valor de Reynolds  $Re = 1,66 \times 10^5$ , foram executados uma série de experimentos no NASA Langley Research Center. Dentre estes, Jenkins et al. (2005) realizaram testes em um túnel de vento (Basic Aerodynamic Research Tunnel - BART) para medir a pressão na superfície dos cilindros, assim como perfis de velocidade na esteira. Foi utilizada uma técnica de perturbação da camada limite (*tripping*) no cilindro à montante a fim de garantir um escoamento turbulento.

Prosseguindo com investigações do mesmo caso, medições de ruído foram conduzidas por Lockard et al. (2007) em um túnel de vento anecoico (Quiet Flow Facility - QFF). Duas distâncias entre os cilindros foram testadas:  $L = 1,4D$  e  $L = 3,7D$ . Ambos os aparatos experimentais são mostrados na Figura 4. Além de experimentos, Lockard et al. (2007) também realizaram simulações numéricas para predição de ruído utilizando um modelo de turbulência híbrido, em que o termo de produção turbulenta é ativado apenas nas regiões próximas de parede para calcular o campo aerodinâmico e superfícies de FW-H para calcular a pressão acústica no campo distante. Ao fim, foi obtida uma ampla base de dados acerca do problema, a qual pode ser utilizada para validar modelos numéricos que simulam o campo aerodinâmico e acústico do fenômeno.

Neuhart et al. (2009) adicionaram mais informações a essa base de dados através de experimentos no BART com novas medições das flutuações de pressão nas superfícies dos cilindros, juntamente com investigações do fenômeno de separação da camada cisalhante dos cilindros. Buscou-se também compreender a influência do *tripping* nos parâmetros do escoamento.

Figura 4 – Experimentos para investigar o escoamento sobre cilindros em tandem. (a) Túnel de vento BART; (b) Túnel de vento anecoico QFF



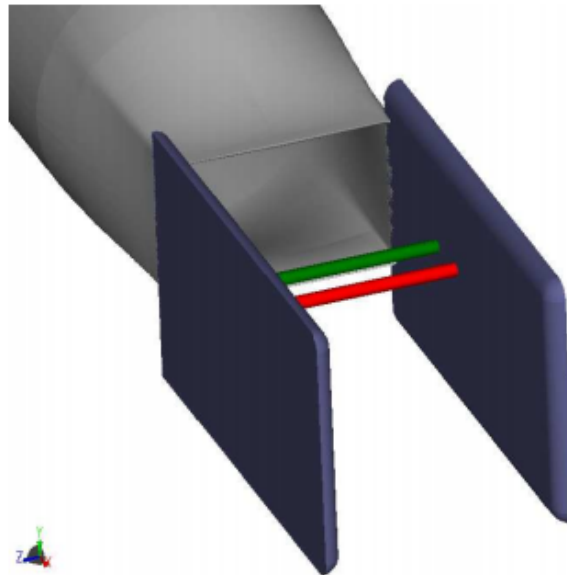
Fonte: Lockard et al. (2007).

Com base em uma abordagem numérica do caso de cilindros em tandem na mesma configuração já citada anteriormente, Khorrami et al. (2005) desenvolveram um modelo bidimensional no código CFL3D com formulação compressível, RANS transiente (Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes - URANS) e com modelo de turbulência  $k-\omega$  SST. Os resultados de escoamento médio e as frequências de desprendimento de vórtice apresentaram resultados próximos de dados experimentais.

Doolan (2009) desenvolveu um modelo numérico bidimensional, empregando o software OpenFOAM em uma formulação incompressível, URANS e modelo de turbulência  $k-\epsilon$ . Os resultados do campo aerodinâmico ficaram próximos de valores medidos experimentalmente. Foi calculado também o ruído no campo distante por meio da analogia de Curle, juntamente com um modelo de correção estatístico que acrescenta efeitos tridimensionais. O valor do primeiro pico tonal foi previsto de forma precisa, já os picos de harmônicos em frequências mais altas foram superestimados.

Em uma abordagem tridimensional do problema, Brès et al. (2012) buscaram replicar fielmente as características do experimento no túnel de vento QFF no modelo numérico, incluindo o jato livre na entrada e as placas nas extremidades dos cilindros (Figura 5). O escoamento foi calculado empregando o método de Lattice Boltzmann, enquanto o ruído foi previsto através da analogia de FW-H. Os resultados obtidos para o campo aerodinâmico apresentaram boa concordância com os dados experimentais. Observou-se ainda que ao incluir no modelo as características do experimento do QFF, o espectro de ruído foi previsto com grande acurácia, ao passo que, em uma simulação sem os detalhes do aparato experimental, o ruído foi levemente subestimado.

Figura 5 – Modelo numérico do caso de cilindros em tandem incluindo as características do experimento no QFF



Fonte: Brès et al. (2012).

## 2.5 UTILIZAÇÃO DO OPENFOAM PARA PROBLEMAS DE AEROACÚSTICA

O software de CFD de código aberto OpenFOAM (OPENCFD, 2020), desenvolvido em linguagem C++, é dedicado à solução de problemas de mecânica do contínuo e conta com uma variedade de *solvers*, permitindo diversas aplicações. No entanto, ainda carece de ferramentas voltadas para a previsão de ruído aerodinâmico em campo distante. Ainda assim, é possível a utilização desse software para a investigação de problemas de aeroacústica, visto que os usuários têm a liberdade para criar diversos códigos e integrá-los ao OpenFOAM.

Schmalz e Kowalczyk (2015) implementaram um solver para esse software utilizando a analogia de Curle com aplicação para casos de simulação de escoamento incompressível e turbulento. Doolan (2009) simulou um caso bidimensional, através das equações RANS, de cilindros na configuração em tandem e implementou uma forma compacta da analogia de Curle, juntamente com um modelo estatístico para introduzir efeitos tridimensionais. Sjöberg (2016) criou um código para Matlab utilizando a analogia de Ffowcs Williams-Hawkings para escoamentos externos com baixos valores de Mach e que utiliza como dados de entrada os resultados da simulação aerodinâmica do OpenFOAM. Epikhin et al. (2015) desenvolveram uma biblioteca, intitulada LibAcoustics, integrada com o OpenFOAM e que contém analogias acústicas, como a de Curle e de Ffowcs Williams-Hawkings, elaboradas para escoamentos tridimensionais.

Com o intuito de analisar e validar um modelo numérico de simulação aeroacústica no OpenFOAM, foi selecionada a biblioteca LibAcoustics para ser utilizada neste trabalho. Essa escolha deve-se ao fato de estar disponível gratuitamente, além de possuir as principais analogias acústicas e também receber atualizações periódicas de seus desenvolvedores.

A LibAcoustics permite que o usuário defina suas configurações de simulação do campo acústico através de dicionários típicos do OpenFOAM. Por ser acoplada a este, essa biblioteca funciona em tempo real com os solvers próprios do OpenFOAM, ou seja, simultaneamente ao cálculo do campo aerodinâmico realizado pelas ferramentas de CFD, a LibAcoustics processa as informações do campo acústico através desses dados. Ao final, essas informações ficam salvas em arquivos, e, então, podem ser pós-processadas.



### 3 MÉTODO

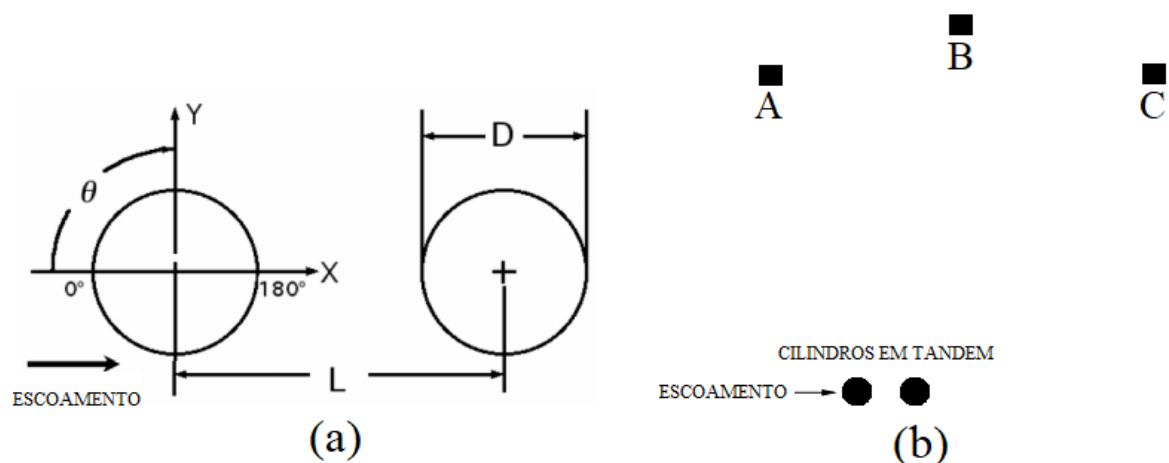
A análise e validação das analogias acústicas disponíveis na biblioteca libAcoustics foi feita por meio do estudo de um caso canônico em aeroacústica: o escoamento sobre cilindros circulares em tandem. Abaixo estão descritos os procedimentos para a criação da geometria do modelo numérico, os testes e estudos relativos ao refino de malha, bem como as definições para a execução da simulação aerodinâmica e acústica.

#### 3.1 DEFINIÇÃO DO CASO DE ESCOAMENTO SOBRE CILINDROS EM TANDEM

Os parâmetros adotados no modelo numérico desenvolvido neste trabalho se baseiam nas configurações de um dos testes conduzidos nos experimentos de Jenkins et al. (2005) e Lockard et al. (2007). Ambos os cilindros têm diâmetro  $D = 0,05715$  m, com comprimento de  $16D$ . O número de Mach do escoamento livre é  $M = 0,1274$ , resultando em um número de Reynolds  $Re = 1,66 \times 10^5$ . A distância entre os centros dos dois cilindros é  $L = 3,7D$ . A Figura 6a contém um esquema da disposição em tandem do caso.

O ruído no campo distante foi medido por três microfones localizados em diferentes posições em relação ao centro do cilindro à montante. Em termos de coordenadas  $x$  e  $y$ , os microfones A, B e C estão posicionados, respectivamente, em  $(-8, 33D; 27, 815D)$ ,  $(9, 11D; 32, 49D)$  e  $(26, 55D; 27, 815D)$  (Figura 6b).

Figura 6 – (a) Esquema da configuração dos cilindros em tandem. (b) Disposição dos microfones para medição de ruído



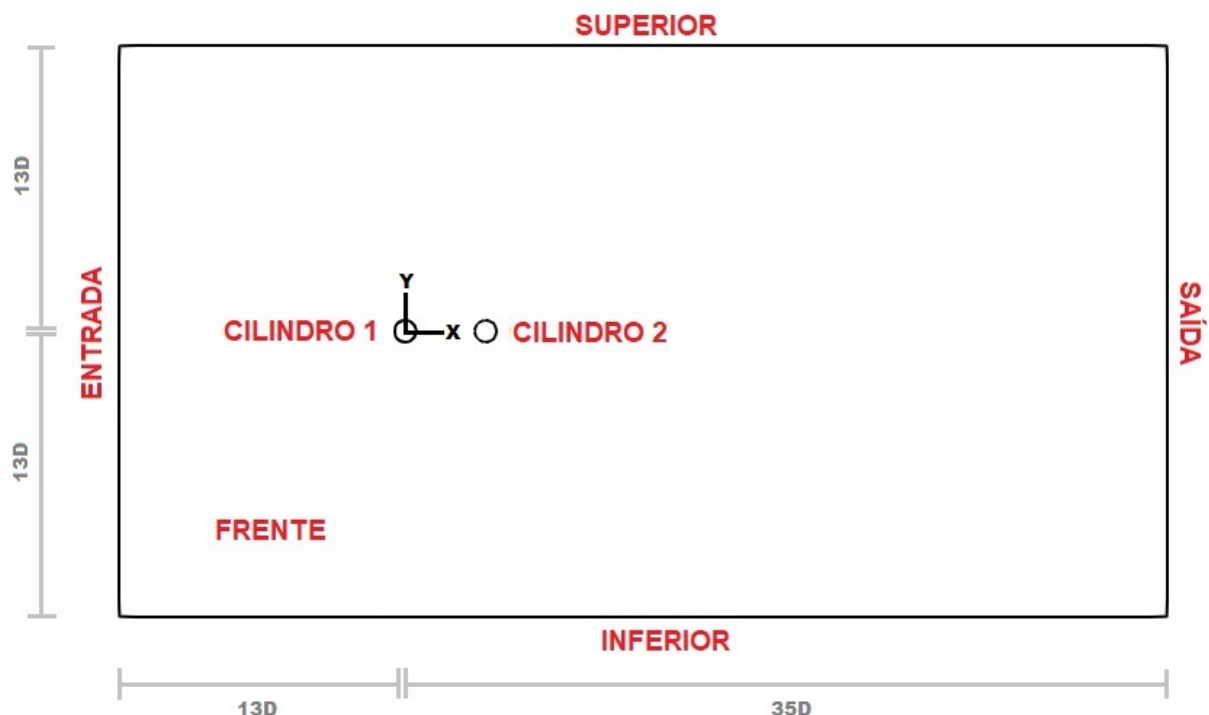
Fonte: Adaptado de Lockard et al. (2007).

### 3.2 DEFINIÇÃO DAS MALHAS COMPUTACIONAIS

Ao todo, cinco malhas distintas foram testadas a fim de averiguar a sensibilidade dos resultados ao refino. Analisou-se, primeiramente, a convergência de malha através de três diferentes refinamentos globais. Adicionalmente, buscou-se também testar diferentes variações de resolução da malha apenas na direção  $z$ , com o propósito de verificar a influência de efeitos tridimensionais. Mais detalhes sobre esses estudos estão nas seções seguintes.

A construção das malhas foi baseada no domínio computacional mostrado na Figura 7, no qual está incluído também o nome dado às fronteiras. As dimensões foram definidas tomando como referência a malha utilizada por Khorrami et al. (2005). Com relação ao centro do cilindro 1, as distâncias das fronteiras são: 13D para a entrada, superior e inferior; 35D para saída. A profundidade do domínio tem a mesma extensão que os cilindros do experimento no QFF, isto é, 16D.

Figura 7 – Esquema do domínio computacional (plano  $x$ - $y$ ) juntamente com as fronteiras do modelo simulado.



Fonte: Autor (2021).

As malhas foram geradas através do software Gmsh (GEUZAINÉ; REMACLE, 2009), que é um código aberto para geração de malhas de volumes finitos. Optou-se pela criação de malhas tridimensionais, estruturadas e com elementos hexaédricos.

Devido ao escoamento sobre cilindros em tandem ser um caso cujos resultados dependem da correta previsão do desenvolvimento da camada limite, optou-se por

utilizar a abordagem de baixo Reynolds. Assim sendo, todas as malhas geradas possuem um  $y^+ < 1$  para os volumes adjacentes à parede.

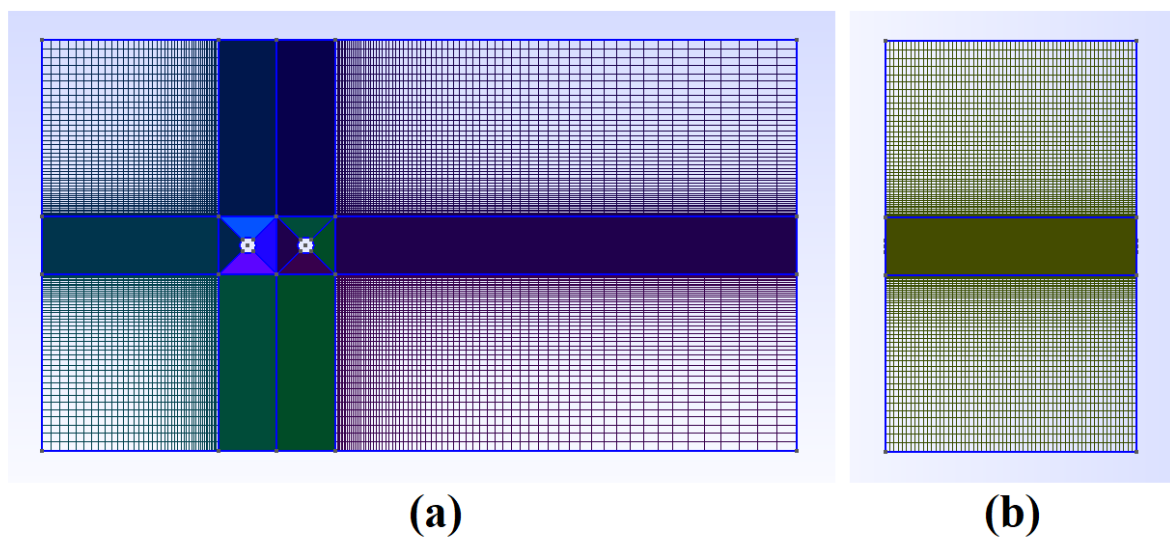
A Tabela 1 apresenta o número total de volumes de cada uma das cinco malhas criadas, assim como o número de volumes na direção z. Considerando a Malha C (a de maior resolução), a Figura 8 exibe as vistas do plano x-y e plano y-z. Detalhes da região próxima à superfície dos cilindros podem ser vistos na Figura 9. As Malhas D e E possuem o mesmo número de volumes no plano x-y que a Malha C, diferindo apenas no número de volumes na direção z. As Malhas A e B foram construídas alterando-se o refino global da Malha C, conforme será discutido na próxima seção.

Tabela 1 – Número de volumes de cada malha avaliada

	<b>Total de Volumes (<math>\times 10^6</math>)</b>	<b>Volumes na Direção z</b>
Malha A	1,15	35
Malha B	2,63	46
Malha C	5,96	60
Malha D	3,97	40
Malha E	1,98	20

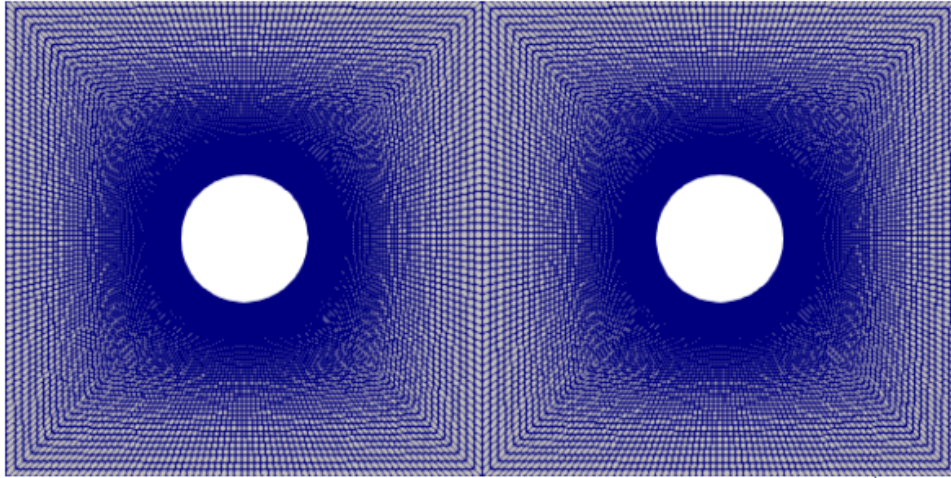
Fonte: Autor (2021).

Figura 8 – Malha tridimensional gerada no Gmsh. (a) Vista do plano x-y; (b) Vista do plano y-z



Fonte: Autor (2021).

Figura 9 – Refino na região próxima das paredes



Fonte: Autor (2021).

### 3.3 TESTE DE CONVERGÊNCIA DE MALHA

Com o propósito de verificar a convergência dos resultados, foram analisados os resultados obtidos pelo uso das Malhas A, B e C da Tabela 1. Esta análise foi conduzida considerando o método de convergência de malhas Grid Convergence Index (GCI) (CELIK et al., 2008), o qual se baseia na extrapolação de Richardson (1927) e foi desenvolvido por Roache (1994). O índice GCI estabelece o quão próximo a solução está de atingir um valor assintótico (ALI; DOOLAN; WHEATLEY, 2009).

O primeiro passo é definir uma razão de refino entre as malhas, como segue:

$$r = \frac{h_{coarse}}{h_{fine}}, \quad (24)$$

em que  $h$  é o tamanho representativo da malha e, para um caso tridimensional, é dado pela Equação 25.

$$h = \left[ \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \Delta V_i \right]^{1/3}. \quad (25)$$

O  $\Delta V_i$  indica o volume da célula e  $N$  se refere ao número total de células da malha. O valor de  $r$  utilizado neste estudo foi constante e igual a 1,3, a razão mínima recomendada por Celik et al. (2008).

Após a obtenção de resultados das três malhas, foram selecionadas três variáveis ( $\phi$ ) relevantes para o problema considerado: o coeficiente de arrasto médio ( $\bar{C}_d$ ) para o cilindro 2 (será visto posteriormente que este cilindro é determinante para a radiação de ruído), número de Strouhal ( $St = fD/U_0$ ) para o primeiro tonal do espectro e o nível de pressão sonora global (Overall Pressure Sound Level - OASPL) observado na posição do microfone A.

No próximo passo, calculou-se a diferença ( $\epsilon$ ) dos valores de cada uma das variáveis em cada malha, ou seja,  $\epsilon_{ij} = \phi_i - \phi_j$ , em que os subíndices  $i$  e  $j$  se referem a diferentes malhas. Como foram analisadas três malhas, foi necessário calcular  $\epsilon_{AB}$  e  $\epsilon_{BC}$ . Com esses dados, calculou-se, então, a ordem aparente  $p$  do método, conforme a Equação 26. Importante ressaltar que esta equação só é válida se o valor de  $r$  entre malhas for idêntico.

$$p = \frac{1}{\ln(r)} \ln|\epsilon_{AB}/\epsilon_{BC}| \quad (26)$$

Segundo Ali et al. (2009), a razão de convergência  $R = \epsilon_{BC}/\epsilon_{AB}$  determina a condição de convergência de malha, que pode ser de três tipos: (I) Convergência monótona para  $0 < R < 1$ ; (II) Convergência oscilatória para  $R < 0$ ; (III) Divergência quando  $R > 1$ .

Os valores extrapolados a partir da malha mais refinada são encontrados pela seguinte relação

$$\phi_{ext}^{BC} = \frac{(r_{BC})^p \phi_C - \phi_B}{(r_{BC})^p - 1} \quad (27)$$

Estima-se, então, o erro relativo aproximado (Equação 28) e o erro relativo extrapolado (Equação 29).

$$e_a^{BC} = \frac{\phi_C - \phi_B}{\phi_C} \quad (28)$$

$$e_{ext}^{BC} = \frac{\phi_{ext}^{BC} - \phi_C}{\phi_{ext}^{BC}} \quad (29)$$

Por fim, considerando um fator de segurança de 1,25, o qual fornece um nível de confiança de 95% (WILCOX, 2006), o GCI é calculado por meio da Equação (30).

$$GCI_{BC} = \frac{1,25e_a^{BC}}{(r_{BC})^p - 1} \quad (30)$$

É importante ressaltar que o método GCI é uma forma de verificar se os valores numéricos atingem um comportamento assintótico com o aumento de refino de malha, isto é, que os resultados das malhas convergem. Assim sendo, não deve ser confundido com um método que necessariamente assegure a aproximação dos resultados da resposta verdadeira do problema.

### 3.4 SENSIBILIDADE DE MALHA EM RELAÇÃO AO REFINO NA DIREÇÃO Z

Em suas análises, Lockard et al. (2007) demonstraram que há uma grande dependência dos resultados do escoamento sobre cilindros em tandem em relação ao grau de refino na direção  $z$ . Em especial, a raiz do valor quadrático médio (Root Mean

Square - RMS) da pressão na superfície dos cilindros é superestimada quando não há uma resolução suficiente nessa direção. Com isso, as amplitudes do espectro de ruído também são afetadas.

Tendo em vista essas considerações, o presente trabalho também propõe uma análise da influência do refino na direção  $z$  sobre os resultados aerodinâmicos e acústicos. Para isso, foram geradas três malhas com o mesmo refino no plano  $x$ - $y$ , porém com número distinto de volumes ao longo de  $z$ . Conforme pode ser visto na Tabela 1, as Malhas C,D e E, que foram utilizadas nesse estudo, possuem, respectivamente, 60,40 e 20 volumes em tal direção.

Para examinar a sensibilidade ao refino de malha, foram comparados os resultados obtidos por cada malha acerca do arrasto, da pressão média e rms nas superfícies dos cilindros, assim como a velocidade na linha de centro entre os dois cilindros. Avaliou-se também o espectro de ruído no campo distante.

### 3.5 METODOLOGIA PARA SIMULAÇÃO DO CAMPO AERODINÂMICO

O campo de escoamento em torno dos cilindros em tandem foi calculado por meio do OpenFOAM v2012 (OPENCDF, 2020). Em todas as simulações executadas neste trabalho, empregou-se modelos tridimensionais dos cilindros em tandem. Embora modelos bidimensionais sejam capazes de prever características gerais do escoamento e do ruído gerado, verificou-se, na revisão de trabalhos anteriores, que para alcançar resultados mais precisos, os efeitos tridimensionais devem ser incluídos no modelo.

Como o número de Mach é baixo ( $M = 0,1274$ ), optou-se por uma formulação incompressível. Definiu-se as simulações como URANS com modelo de turbulência  $k-\omega$  SST. Essa escolha é um compromisso entre custo computacional e acurácia dos resultados. Por outro lado, uma Simulação de Grandes Escalas (Large Eddy Simulation - LES) - na qual calculam-se as grandes escalas de forma direta e modelos de sub-malhas calculam as pequenas escalas (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007) - embora possibilitasse a obtenção de resultados com maior fidelidade, tornaria-se demasiado custosa para os recursos computacionais disponíveis.

Considerando que nos experimentos de Jenkins et al. (2005) e Lockard et al. (2007) havia a inserção de *tripping* no cilindro dianteiro, a simulação assume um escoamento completamente turbulento, não considerando, portanto, um modelo de transição.

Utilizou-se o esquema de discretização implícito backward, de segunda ordem, para o tempo. Para os gradientes foi utilizado o esquema Multi-directional cell-limited com valor do coeficiente de 0,5. Já para os termos advectivos foi aplicado o esquema upwind linear de segunda ordem. Para resolver o acoplamento pressão-velocidade, adotou-se o algoritmo PISO.

O passo de tempo adimensional ( $\Delta t U_0/D$ ), e o tempo adimensional total de simulação ( $t_{total} U_0/D$ ) para cada malha são mostrados na Tabela 2. A primeira simulação executada foi para o caso da Malha E e o regime estatisticamente estacionário (descartado o transiente inicial) foi alcançado próximo de  $t U_0/D > 38,5$ . Os casos seguintes foram inicializados a partir da interpolação, nas demais malhas, dos campos obtidos da simulação com a Malha E. Em geral, nesses casos o regime estatisticamente estacionário foi atingido em aproximadamente  $t U_0/D > 11$ . Para análise dos resultados aerodinâmicos e acústicos, descartaram-se os resultados obtidos durante o transiente inicial da simulação.

Tabela 2 – Valores adimensionais do passo de tempo e do tempo total para cada simulação

	$\frac{\Delta t U_0}{D}$	$\frac{t_{total} U_0}{D}$
Malha A	0,0030	119,3
Malha B	0,0019	92,4
Malha C	0,0015	84,7
Malha D	0,0015	99,3
Malha E	0,0015	122,4

Fonte: Autor (2021).

Todas as simulações foram realizadas com processamento em paralelo através do cluster do Laboratório de Computação Científica (LCC) do CTJ-UFSC. Fez-se o uso de 20 processadores em cada execução, com exceção da simulação envolvendo a Malha C, em que foram utilizados 100 processadores.

A Tabela 3 contém as condições de contorno de pressão e velocidade prescritas para cada uma das fronteiras. Adicionalmente, as grandezas turbulentas - energia cinética turbulenta ( $k$ ) e taxa de dissipação específica ( $\omega$ ) - foram definidas a partir de um valor de intensidade turbulenta  $I = 0,1\%$  (valor aproximado indicado pelos experimentos de Jenkins et al. (2005)), e uma razão de viscosidade  $\nu_t/\nu = 2$ .

Tabela 3 – Condições de contorno do OpenFOAM aplicadas no modelo

<b>Fronteira</b>	<b>Pressão</b>	<b>Velocidade</b>
Entrada	freeStream (0 Pa)	freeStream (44 m/s)
Saída	fixedValue (0 Pa)	zeroGradient
Frente e Atrás <sup>1</sup>	zeroGradient	slip
Superior e Inferior	freeStream (0 Pa)	freeStream (44 m/s)
Cilindros	zeroGradient	noSlip

Fonte: Autor (2021).

<sup>1</sup> Fronteira não mostrada na Figura 7, mas que é paralela e oposta à fronteira Frente.

### 3.6 METODOLOGIA PARA SIMULAÇÃO DO CAMPO ACÚSTICO

A predição de ruído no campo distante gerado pelo escoamento sobre os cilindros em tandem foi obtida a partir das analogias de Curle e de FW-H disponíveis no código da biblioteca LibAcoustics (EPIKHIN et al., 2015).

Para armazenar os dados de pressão e velocidade no campo próximo usadas pelas analogias acústicas, foram geradas superfícies tridimensionais através do software Gmsh. A analogia de Curle utiliza a própria superfície sólida de cada um dos cilindros. Para a analogia de FW-H, as superfícies são arbitrárias e permeáveis (permitem a passagem de escoamento pela superfície), envolvendo a região próxima dos cilindros e uma porção da esteira à jusante, possuindo a mesma profundidade que estes ( $16D$ ).

No caso desta última analogia, foi aplicada uma formulação disponível na LibAcoustics conhecida como Garrick Triangle (GT), descrita por Brès et al. (2010), a qual é indicada para escoamentos em configurações de túnel de vento por aumentar a eficiência computacional.

Conforme pode ser visto na Figura 10, foram criadas superfícies de FW-H com diferentes dimensões baseadas no estudo realizado por Lockard et al. (2007). Em relação ao centro do cilindro à montante, a entrada de todas as superfícies permeáveis localiza-se a uma distância de  $1,5D$ , enquanto os limites das faces superior e inferior estão a uma distância de  $2,5D$ . A diferença entre as superfícies 1,2,3 e 4 está na extensão à jusante do escoamento, que é, respectivamente,  $10D$ ,  $12,5D$ ,  $15D$  e  $20D$  (na Figura 10 é mostrada apenas a face à jusante das superfícies 1,2,3, já que a superfície 4 está sobreposta às outras partes dessas superfícies). A superfície 0 corresponde à superfície dos cilindros, utilizada na aplicação da analogia de Curle.

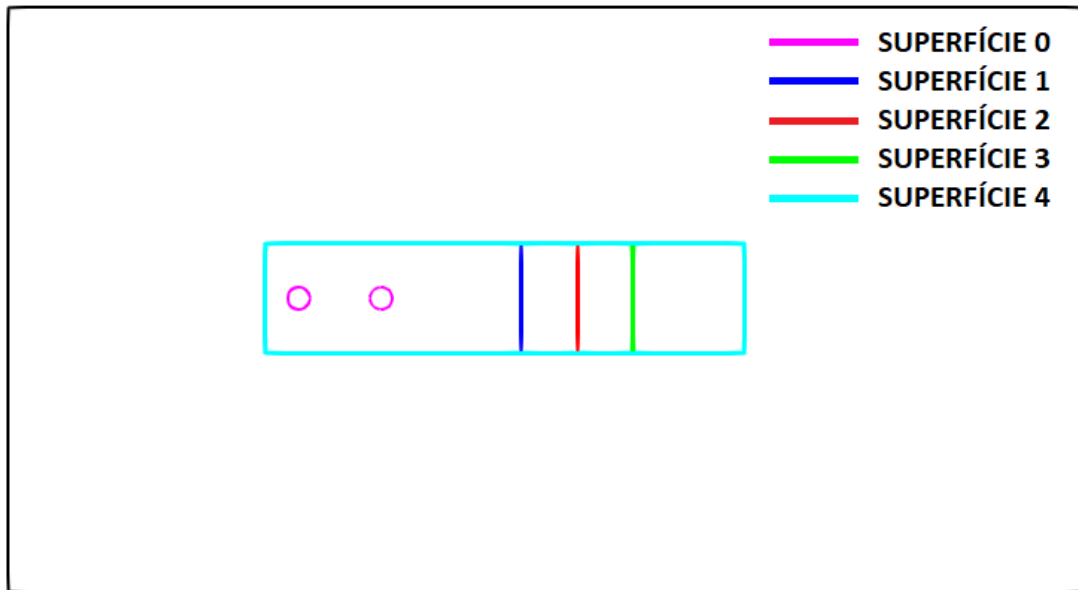
Além das quatro superfícies de FW-H citadas acima, foram testadas outras quatro superfícies semelhantes a essas, porém com a face à jusante removida. O objetivo é avaliar um possível efeito de ruído espúrio devido a vórtices cruzando essa face (SHUR et al., 2003).

Os cálculos relativos às analogias acústicas são iniciados após o transiente inicial da simulação. Para isso, os valores de cada parâmetro foram analisados em função do tempo e descartou-se os instantes iniciais em que foram observadas grandes variações nos resultados. Procurou-se obter em cada caso um tempo adimensional total para aquisição dos dados acústicos de pelo menos  $tU_0/D = 61$ . Ao final da simulação, é obtida a pressão acústica em função do tempo para as posições de observador definidas e para cada superfície.

Para encontrar o espectro de pressão acústica em função da frequência, calculou-se a densidade espectral de potência (Power Spectral Density - PSD) utilizando um código em Octave, no qual aplicou-se o método de Welch, subdividindo o sinal



Figura 10 – Superfícies permeáveis e sólida utilizadas para o armazenamento de dados para aplicação de analogias acústicas



Fonte: Autor (2021).

em blocos e aplicando algoritmo da Transformada Rápida de Fourier (Fast Fourier Transform - FFT) ao sinal no tempo obtido do processamento a cada um dos blocos.

Usou-se um overlap de 75% em cada bloco e também aplicou-se a janela Hanning. Em todas as simulações, buscou-se manter uma resolução de frequência ( $d_f$ ) de 20 Hz. Esse  $d_f$  é calculado pela Equação (31)

$$d_f = \frac{f_s}{NFFT} , \quad (31)$$

onde  $f_s$  é a frequência de aquisição ( $f_s = 1/\Delta t$ ) e  $NFFT$  é o número de amostras por bloco da FFT.

É comum expressar os resultados do campo acústico na escala decibel (dB). Para isso, calculou-se o nível de pressão sonora (NPS), de acordo com a Equação (32)

$$NPS = 20 \log \left( \frac{P_e}{P_{ref}} \right) , \quad (32)$$

onde  $P_e$  indica a pressão calculada anteriormente em cada banda de frequência e  $P_{ref}$  é a pressão de referência, cujo valor é de  $20 \mu Pa$  no ar.

O nível de pressão sonora global ( $OASPL$ ), representa a soma da energia acústica em todo o espectro. Pode ser encontrado a partir da soma do  $NPS_i$  de cada banda de frequência  $i$  através da seguinte equação:

$$OASPL = 20 \log \sqrt{\sum_{i=1} (10^{NPS_i/20})^2} \quad (33)$$

Como os resultados numéricos aqui obtidos e os dados medidos experimentalmente por Lockard et al. (2007) possuem resolução de frequência  $d_f$  diferente, não é possível fazer uma comparação adequada de NPS. Calculou-se, então, o PSD, que tem unidade de dB/Hz e é dado pela equação abaixo:

$$PSD = 10 \log\left(\frac{P_e^2/d_f}{P_{ref}^2}\right) \quad (34)$$

## 4 RESULTADOS

Os resultados obtidos pelo modelo numérico são apresentados e discutidos nesta seção. Inicialmente são analisados os resultados dos estudos comparativos entre as diferentes malhas simuladas. Em seguida, a fim de validar o modelo, os resultados numéricos são comparados com dados disponíveis na literatura, tanto experimentais quanto numéricos, do campo aerodinâmico e do campo acústico.

### 4.1 RESULTADOS DO TESTE DE CONVERGÊNCIA DE MALHA

Abaixo, na Tabela 4, estão indicados os valores resultantes da aplicação do método GCI para as Malhas A,B e C, assim como o valor extrapolado ( $\phi_{ext}^{BC}$ ), erro relativo aproximado ( $e_a^{BC}$ ) e erro extrapolado ( $e_{ext}^{BC}$ ) para a malha mais refinada. Constam também os valores, em cada malha, das três variáveis selecionadas: o coeficiente de arrasto médio para o cilindro 2 ( $\bar{C}_{d_2}$ ), o número de Strouhal ( $St$ ) para o pico tonal e o nível de pressão sonora total ( $OASPL$ ) na posição do microfone A, calculado pela analogia de Curle.

Tabela 4 – Dados relativos ao método de convergência de malha GCI

	$\bar{C}_{d_2}$	$St$	$OASPL$
$\phi_C$	0,3643	0,236	105,3 dB
$\phi_B$	0,3681	0,231	107,9 dB
$\phi_A$	0,3778	0,222	107,3 dB
$R$	0,39	0,56	-4,33
$p$	3,57	2,24	5,59
$\phi_{ext}^{BC}$	0,3619	0,2423	104,5 dB
$e_a^{BC}$	1,04%	2,12%	2,47%
$e_{ext}^{BC}$	0,67%	1,73%	4,41%
$GCI_{BC}$	0,84%	3,31%	0,93%
$GCI_{AB}$	2,12%	6,09%	0,21%

Fonte: Autor (2021).

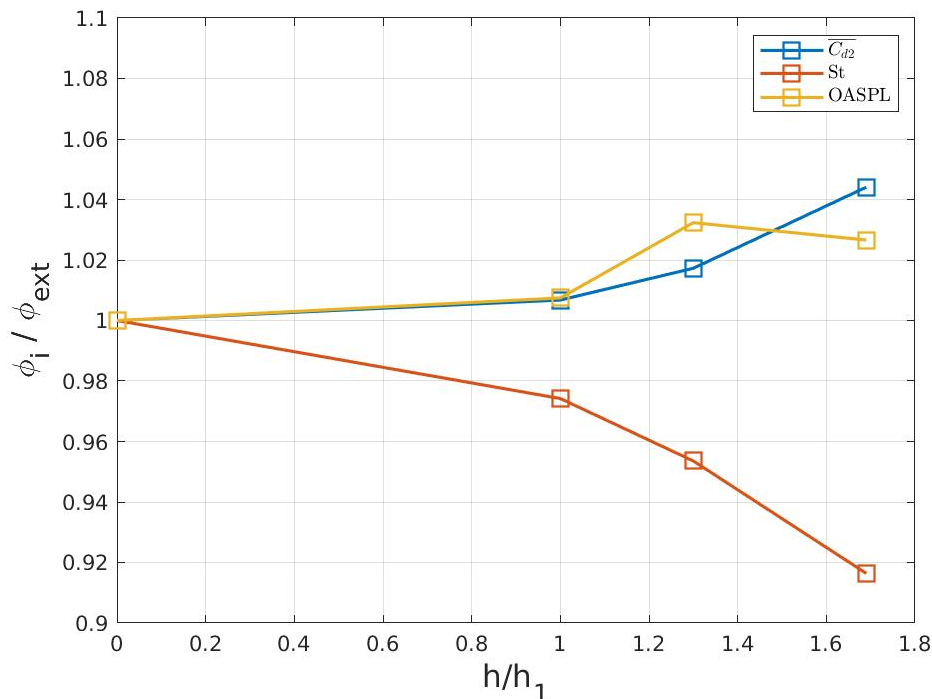
Por meio dos valores da razão de convergência  $R$ , conclui-se que para a variável  $OASPL$  há uma convergência oscilatória entre as malhas, pois  $R < 0$ . Já para as variáveis  $\bar{C}_{d_2}$  e  $St$ , o valor encontra-se no intervalo  $0 < R < 1$ , o que denota uma convergência monótona.

Com relação ao índice de convergência de malha, observa-se que o  $GCI_{BC}$  é menor que  $GCI_{AB}$  para as duas variáveis com convergência monótona, ou seja, o índice decresce de acordo com o aumento no refino de malha. Isso sugere que há uma redução da dependência desses resultados numéricos em relação ao tamanho dos volumes da malha (ALI; DOOLAN; WHEATLEY, 2009). Contudo, para a variável

*OASPL* ocorre o contrário, o índice aumenta, indicando que os valores ainda não estão a ponto de convergir. Uma possível justificativa para esse comportamento está associada à convergência temporal dos resultados. Conforme a Tabela 2, a Malha C possui o menor tempo de simulação para aquisição de dados e, durante testes preliminares, observou-se uma tendência de leve aumento no *OASPL* com o aumento da janela de aquisição.

Na Figura 11, são mostrados os valores das variáveis  $\phi$  em cada caso, normalizados em relação ao valor  $\phi_{ext}^{BC}$ , em função do tamanho representativo  $h$  da malha, normalizado em relação a  $h_C$  (tamanho representativo da malha C). Para as variáveis  $\bar{C}_{d2}$  e *OASPL*, os valores extrapolados se mostraram bastante próximos dos resultados da malha mais refinada, com diferença de menos de 1%, o que é um bom indicativo de convergência. Para a variável *St* o valor da malha refinada difere-se mais em relação ao observado para os outros dois parâmetros (cerca de 2,5% de diferença). Além do mais, é possível visualizar nesse gráfico as conclusões retiradas pela razão de convergência, isto é, o comportamento oscilante para a variável *OASPL* e o comportamento monótono para  $\bar{C}_{d2}$  e *St*.

Figura 11 – Comparação entre os valores obtidos para as variáveis  $\phi$  em cada malha, normalizados em relação ao valor extrapolado  $\phi_{ext}^{21}$

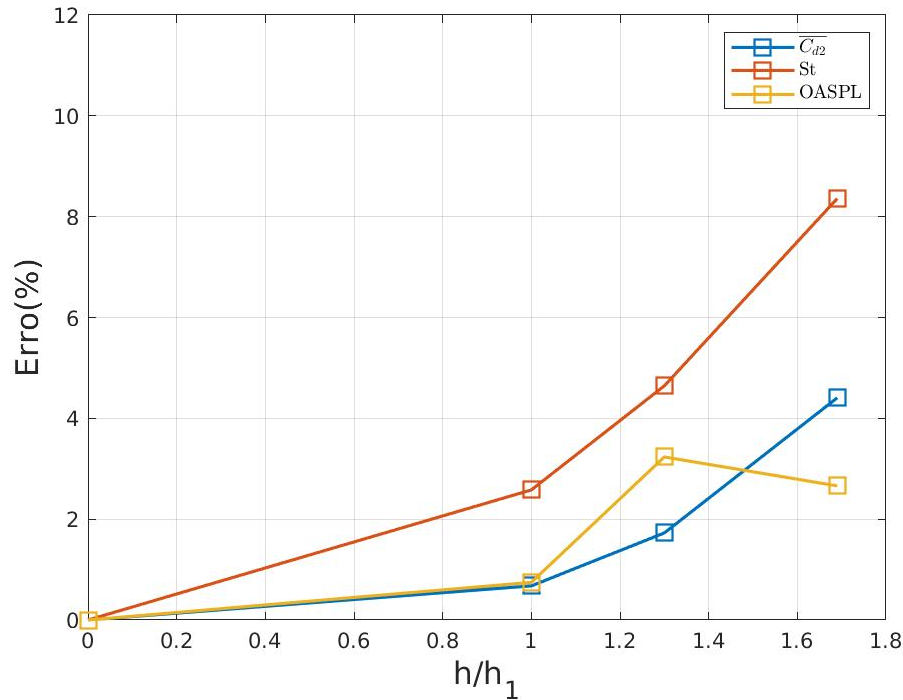


Fonte: Autor (2021).

O comparativo do erro em relação ao valor extrapolado ( $e_i = |(\phi_i - \phi_{ext})/\phi_{ext}|$ ) de cada variável para as três malhas é mostrado na Figura 12. À medida em que há um aumento no grau de refino da malha, os erros são reduzidos para  $\bar{C}_{d2}$  e *St*, ilustrando

que os valores caminham para um comportamento assintótico, conforme esperado. Para o *OASPL*, o erro aumenta entre as Malhas A e B, e depois diminui para a Malha C, não surgindo, portanto, um comportamento assintótico.

Figura 12 – Comparação do erro em relação ao valor extrapolado  $e_i$  para cada malha



Fonte: Autor (2021).

Além dos três parâmetros avaliados pelo método GCI, no Apêndice A encontram-se as comparações entre as Malhas A, B e C dos resultados obtidos para os perfis de pressão média e flutuação de pressão em RMS na superfície, velocidade média na linha de centro entre os cilindros, além do espectro em PSD do ruído no campo distante. Essas mesmas comparações também foram realizadas entre as Malhas C,D e E e encontram-se na seção abaixo.

#### 4.2 RESULTADOS DOS TESTES DE REFINO EM Z

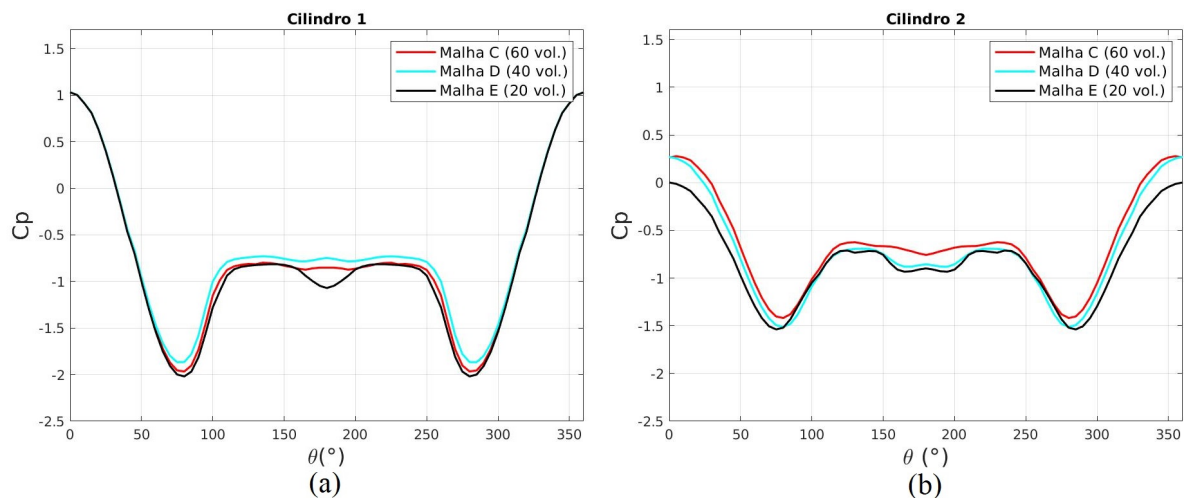
Aqui são apresentados os resultados comparativos entre as malhas C,D e E. O objetivo é avaliar a influência da resolução na direção z nos resultados obtidos. Primeiramente, serão analisados os resultados de distribuição de pressão sobre os cilindros. Considerando o ângulo  $\theta$  medido a partir do ponto de estagnação de cada cilindro no sentido horário, a Figura 13 mostra o coeficiente de pressão média ( $\bar{C}_p$ ) ao longo da superfície de cada cilindro.

As características gerais da distribuição de pressão são similares entre as três malhas. Como os perfis de distribuição ao longo de cada superfície são simétricos,

serão discutidos apenas os resultados da parte superior dos cilindros ( $0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ ). As diferenças notadas no cilindro 1 (Figura 13a) estão na região próxima de  $80^\circ$  em que a Malha D possui valores de  $\bar{C}_p$  levemente superiores às outras duas malhas. Em ângulos de  $\theta$  próximos de  $180^\circ$  percebe-se um comportamento oscilante à medida em que o refino de malha aumenta, com a Malha C apresentado um  $\bar{C}_p$  intermediário entre as Malhas D e E. Nota-se na malha de 20 volumes uma queda no valor de  $\bar{C}_p$  em torno de  $180^\circ$ , o que não ocorreu nos outros dois casos, em que esse valor permanece aproximadamente constante.

A distribuição de pressão média no cilindro 2 (Figura 13b) também apresenta perfis semelhantes entre os três casos. As disparidades estão no ponto de estagnação ( $\theta = 0^\circ$ ), onde há uma tendência de aumento conforme aumenta-se a resolução da malha, embora os valores da Malha C e D estejam muito próximos. Ademais, nas vizinhanças de  $\theta = 80^\circ$ , a Malha D exibiu valores de  $\bar{C}_p$  levemente maiores que os outros dois casos, enquanto na região próxima de  $180^\circ$  o  $\bar{C}_p$  é maior e estável para a Malha C.

Figura 13 – Coeficiente de pressão média para malhas com diferentes refinamentos em z. (a) Cilindro 1; (b) Cilindro 2

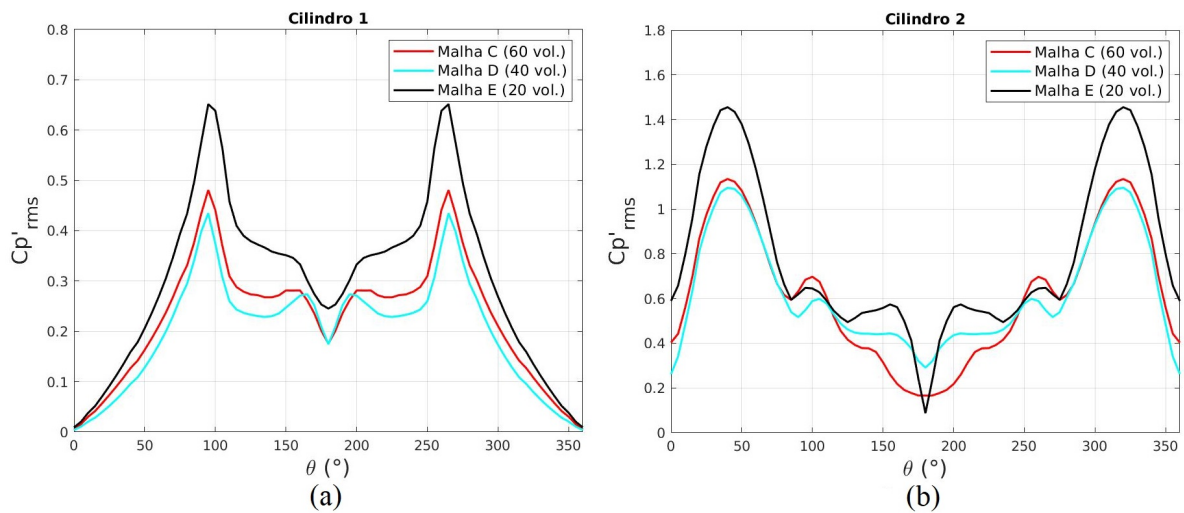


Fonte: Autor (2021).

Na Figura 14 são exibidos os resultados do coeficiente de flutuação de pressão em raiz do valor quadrático médio ( $C_{p'rms}$ ) na superfície dos cilindros, em que  $p'(t) = p(t) - \bar{p}$  e o coeficiente de pressão é calculado para  $p'_{rms} = \sqrt{(p_1'^2 + p_2'^2 + \dots + p_n'^2)/n}$ . Este parâmetro é importante para a previsão do campo acústico, visto que o ruído é originado, sobretudo, das flutuações de força nas paredes.

Em ambos os cilindros, os resultados da Malha C e D são muito semelhantes, principalmente no pico principal de ambos os cilindros, próximo de  $\theta = 100^\circ$  para cilindro 1 e  $\theta = 45^\circ$  para o cilindro 2. Já os valores obtidos através da Malha E tendem a superestimar de forma considerável esses picos em relação às outras duas simulações.

Figura 14 – Coeficiente de flutuação de pressão em rms para malhas com diferentes refinamentos em z. (a) Cilindro 1; (b) Cilindro 2



Fonte: Autor (2021).

O perfil de velocidade média para a componente  $x$  ( $U_x$ ) ao longo da linha de centro entre os dois cilindros é mostrado na Figura 15. Os resultados estão normalizados considerando como referência a velocidade de corrente livre ( $U_0 = 44$  m/s).

Nota-se que, de acordo com o aumento da resolução em  $z$ , a velocidade negativa devido à recirculação à jusante do cilindro 1 tem maior intensidade. Para o restante das posições não se observa uma tendência clara dos resultados de  $U_x$  em função do refino em  $z$ . Ao contrário, verifica-se um comportamento oscilatório, com a velocidade calculada pela malha mais refinada estando com valores intermediários entre as duas outras simulações.

A Tabela 5 contém os valores obtidos para o coeficiente de arrasto médio ( $\bar{C}_d$ ) de ambos os cilindros. Diferentemente dos parâmetros anteriores, nota-se aqui que há uma tendência em relação ao aumento do refino de malha na direção  $z$ , que é de queda nos valores de  $\bar{C}_d$  para ambos os cilindros. Como será visto adiante, essa tendência de queda está no caminho dos resultados esperados de arrasto.

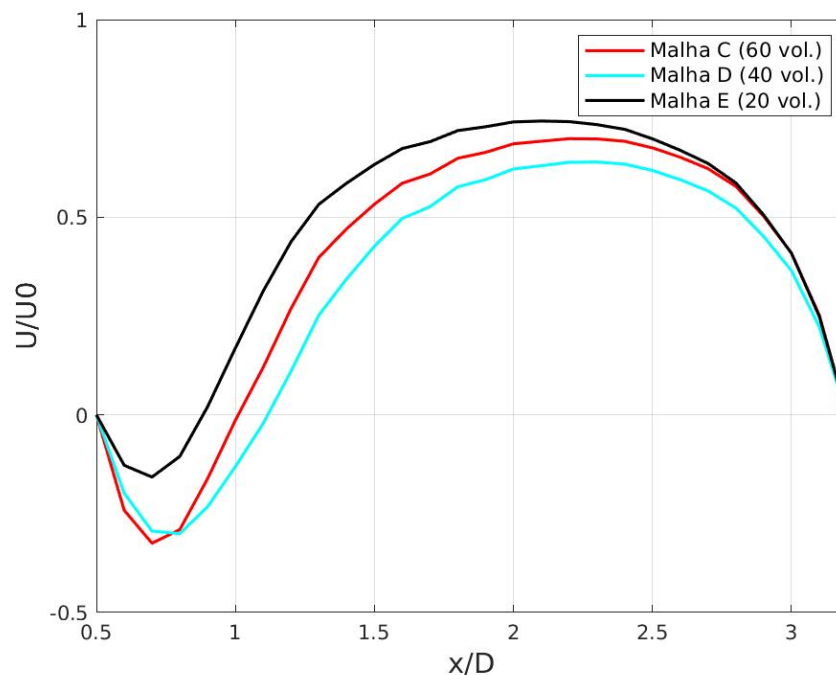
Tabela 5 – Comparação do coeficiente de arrasto médio do cilindro 1 ( $\bar{C}_{d1}$ ) e cilindro 2 ( $\bar{C}_{d2}$ ) obtidos pelas Malhas C, D e E

	$\bar{C}_{d1}$	$\bar{C}_{d2}$
Malha C (60 vol.)	0,685	0,364
Malha D (40 vol.)	0,7110	0,378
Malha E (20 vol.)	0,7152	0,383

Fonte: Autor (2021).

O último teste sobre o refino em  $z$  está relacionado ao ruído observado no campo distante, especificamente na posição do microfone A. Na Figura 16 pode ser

Figura 15 – Velocidade média  $U_x$  normalizada ao longo da linha de centro entre os dois cilindros para malhas com diferentes refinamentos em  $z$ .



Fonte: Autor (2021).

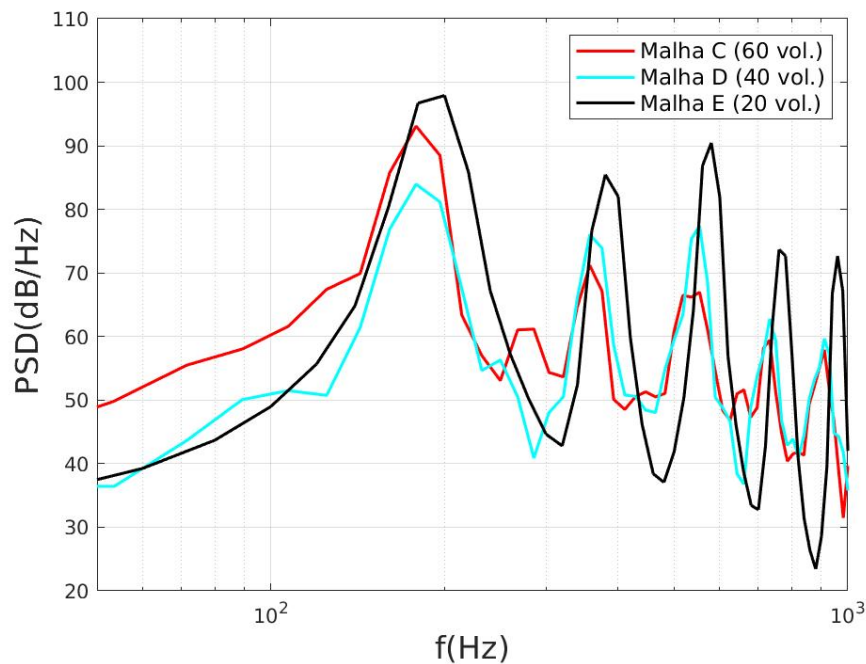
visto o espectro em PSD para cada malha. Os resultados mostrados foram calculados através da analogia de Curle. No Apêndice B é mostrado a mesma comparação, porém calculada pela analogia de FW-H com utilização da superfície 4. Nesse Apêndice B também constam os resultados obtidos para os microfones B e C de ambas as analogias acústicas.

A malha E exibe amplitudes dos picos sempre superiores aos das outras malhas. Para o primeiro pico, a amplitude da malha C está entre os valores da malha D e E. Com efeito, essa amplitude da malha mais refinada é a que mais se aproxima dos resultados experimentais - os quais são apresentados posteriormente neste trabalho. Semelhante ao que ocorreu com o *OASPL* no teste de convergência de malha para refino global, isso pode ser um indício de convergência oscilatória. Para os picos em frequências mais altas, é vista uma tendência de diminuição das amplitudes ao se aumentar a resolução em  $z$ . As mesmas tendências são observadas pelos resultados obtidos pela analogia de FW-H, bem como para as posições dos microfones B e C, como mostrado no Apêndice B.

Com base nas análises acima, pode-se concluir que certos parâmetros estão mais sujeitos a sofrerem variações de acordo com a mudança da resolução em  $z$ . Por exemplo, a pressão média nos cilindros foi pouco afetada conforme o refino é alterado. Em contrapartida, a flutuação de pressão em rms se mostrou mais sensível ao refino.



Figura 16 – Comparativo do espectro de ruído, obtido pela analogia de Curle, na posição do microfone A para as Malhas C,D e E.



Fonte: Autor (2021).

No entanto, observa-se, em um panorama geral, que os resultados das Malhas C e D estão mais próximos entre si do que em relação à Malha E, indicando que as soluções estão no caminho da convergência, ainda que em alguns casos de forma oscilatória.

De fato, para alcançar uma completa independência dos resultados em relação ao refino em  $z$ , seria necessário testar malhas com um número de volumes maior do que 60. Examinando as simulações numéricas conduzidas por Lockard et al. (2007), são mostradas significativas discrepâncias nos resultados de algumas grandezas para uma malha com 49 volumes na direção  $z$  em comparação com outras duas de 97 e 193 volumes. É apenas a partir dessas duas últimas malhas que observa-se uma independência dos resultados em relação ao refino. Devido ao elevado custo computacional, não foi possível investigar neste trabalho uma malha com refino superior ao da Malha C.

#### 4.3 RESULTADOS DO CAMPO AERODINÂMICO

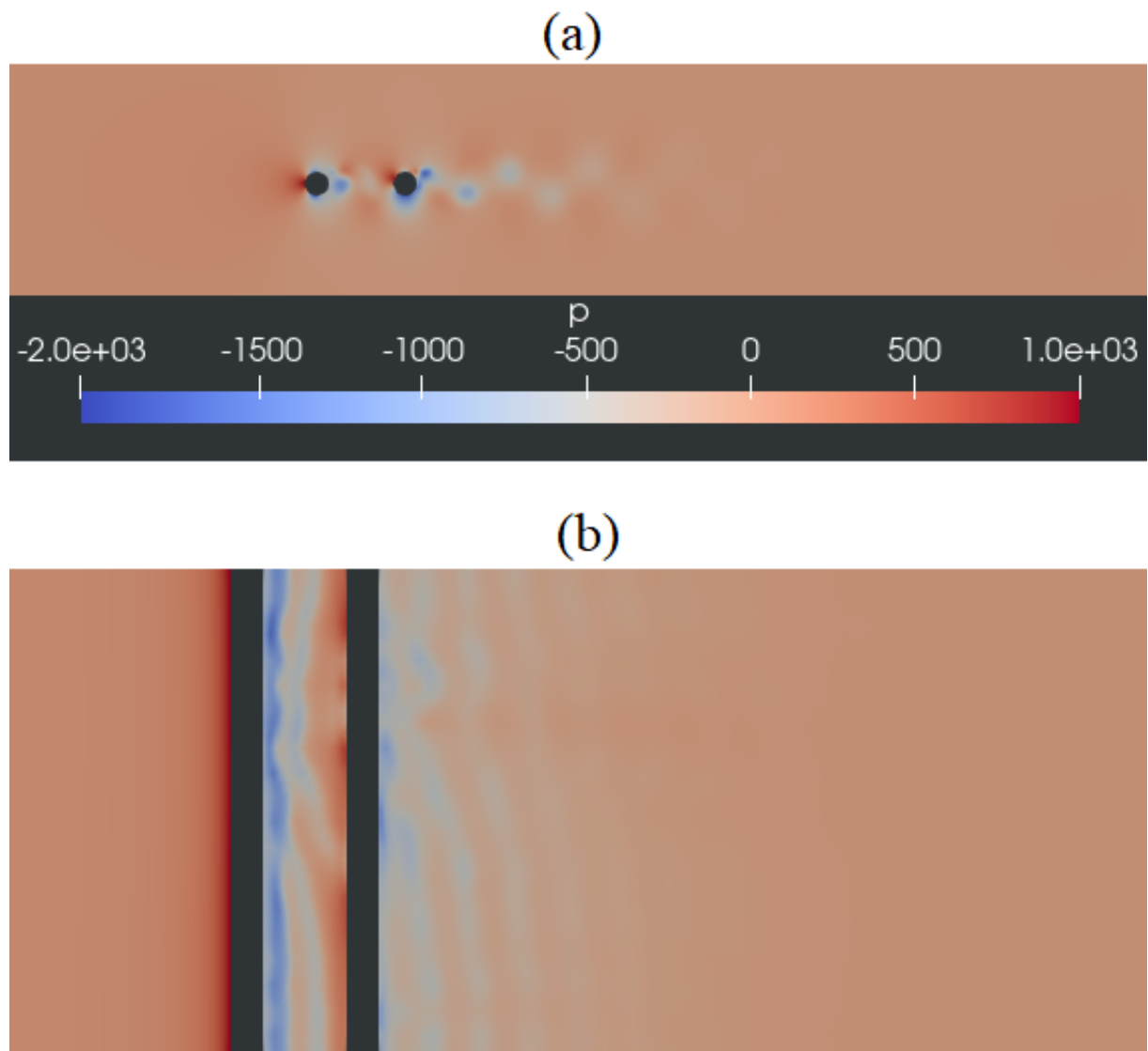
A validação do modelo numérico foi realizada com base nos resultados obtidos na simulação envolvendo a Malha C. Nesta seção são apresentados os resultados do campo aerodinâmico do escoamento.

### 4.3.1 Visualização do escoamento

Nas Figuras 17-19 o escoamento pode ser visualizado a partir dos campos de pressão, velocidade e vorticidade em um dado instante de tempo ( $tU_0/D = 53,9$ ) nos planos x-y e x-z. Algumas características que serão aprofundadas posteriormente nesta seção já podem ser observadas qualitativamente nas ilustrações.

Na Figura 17, por exemplo, observa-se que, além da pressão ser alta no ponto de estagnação do cilindro 1, como esperado, é também elevada na zona próxima a  $45^\circ$  do cilindro 2. De fato, a flutuação de pressão nessa posição é uma das principais fontes do ruído gerado pelo escoamento nesta configuração (LOCKARD et al., 2007).

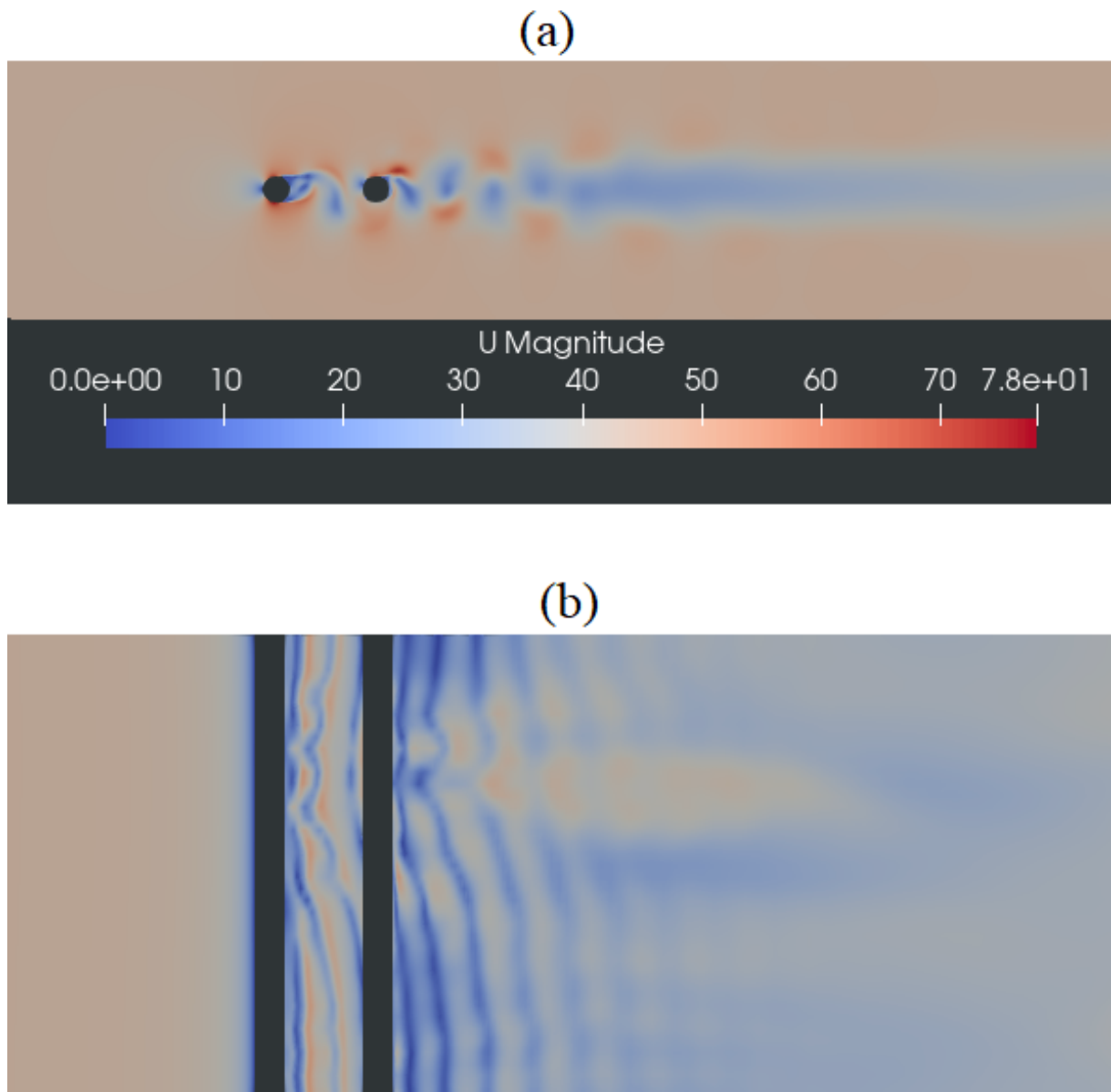
Figura 17 – Campo de pressão instantâneo em  $tU_0/D = 53,9$ . (a) Plano x-y; (b) Plano x-z



Fonte: Autor (2021).

A Figura 18a mostra o campo de velocidade no plano x-y. Nota-se uma região de baixa velocidade imediatamente a jusante do cilindro 1, seguida por um aumento de velocidade e uma nova queda imediatamente à frente do cilindro 2, assim como visto nos perfis de velocidades apresentados na Figura 15. Na vista do plano x-z (Figura 18b) verifica-se que o comportamento do campo de velocidade instantâneo varia ao longo da direção z, evidenciando efeitos tridimensionais no escoamento.

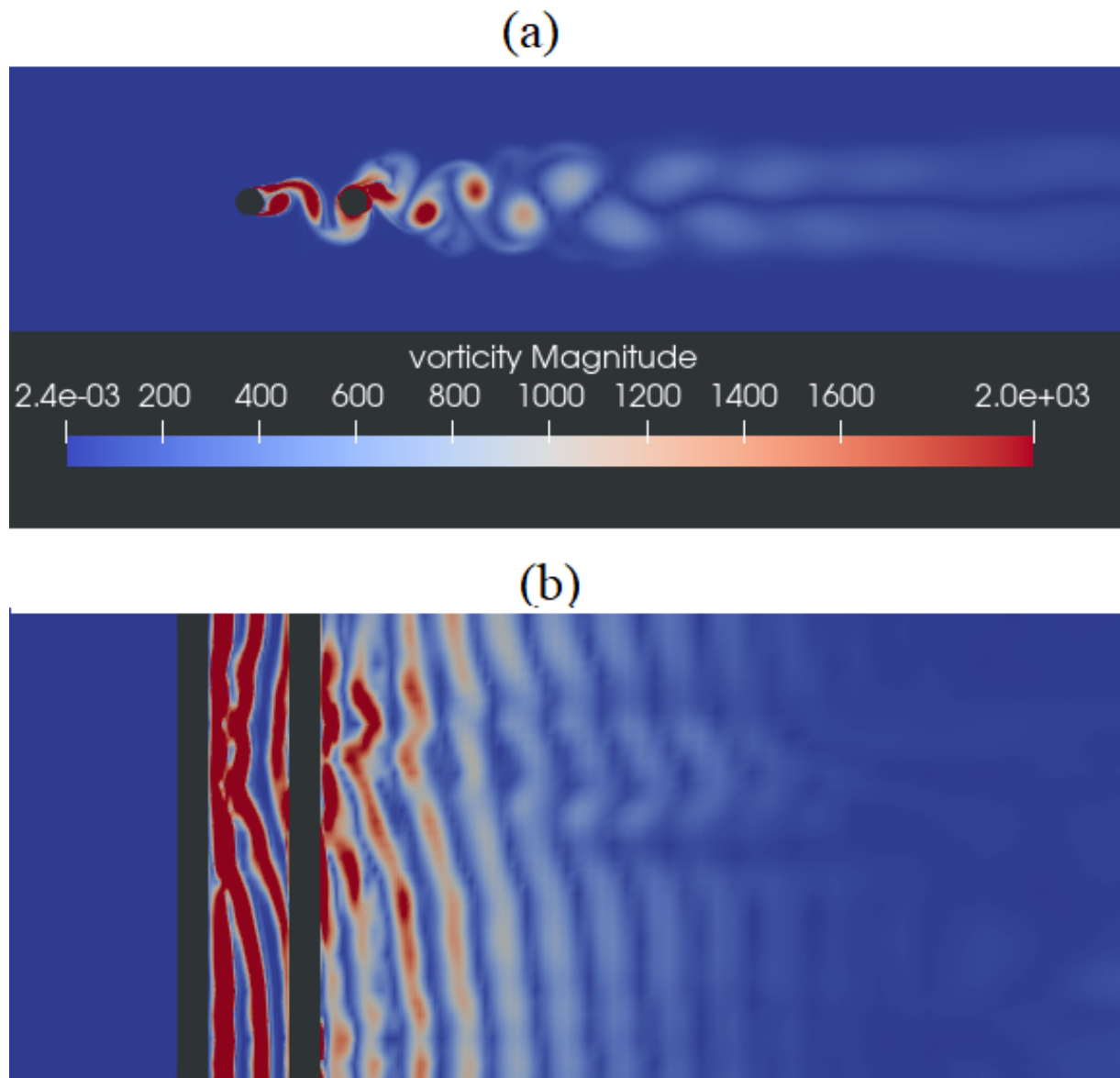
Figura 18 – Campo de velocidade instantâneo em  $tU_0/D = 53,9$ . (a) Plano x-y; (b) Plano x-z



Fonte: Autor (2021).

Na Figura 19 é apresentado o campo instantâneo de magnitude da vorticidade na região entre os cilindros e na esteira do cilindro 2. A partir das imagens, é possível notar que o desprendimento de vórtices no primeiro cilindro ocorre na região próxima a  $100^\circ$  e  $260^\circ$ . À jusante do segundo cilindro, nota-se uma redução progressiva do valor de vorticidade com a posição em  $x$ . A região em que os vórtices apresentam magnitude significativa é importante para definição das superfícies de FW-H.

Figura 19 – Campo de magnitude de vorticidade no instante  $t = tU_0/D = 53,9$ . (a) Plano x-y; (b) Plano x-z



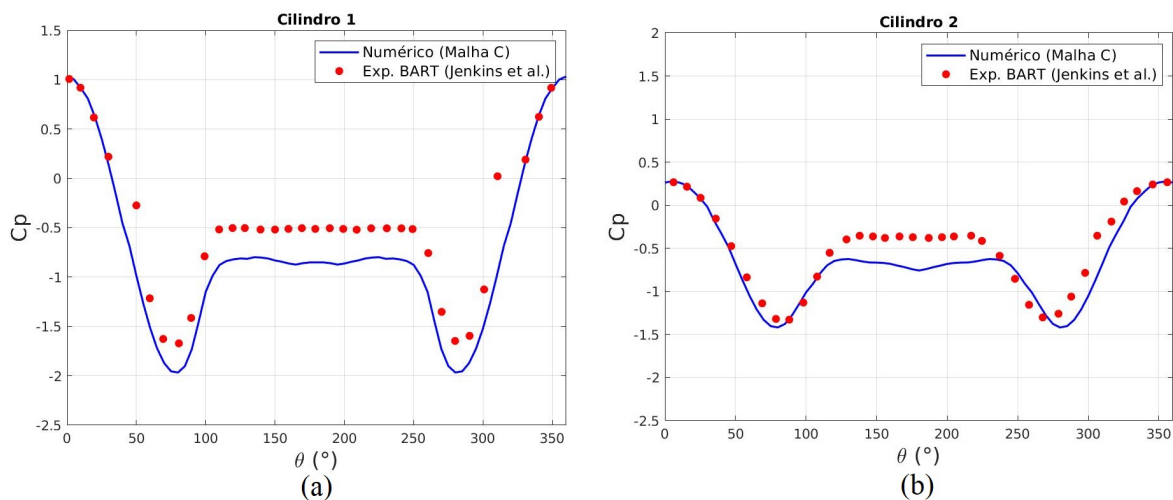
Fonte: Autor (2021).

### 4.3.2 Pressão média, flutuação de pressão e espectro nas superfícies

Para comparação com dados experimentais, avaliou-se inicialmente a distribuição de pressão na superfície dos cilindros. A Figura 20 mostra a comparação do coeficiente de pressão média ( $\bar{C}_p$ ) com os dados experimentais de Jenkins et al. (2005) medidos no BART.

Para o cilindro 1, as diferenças observadas estão nos picos de sucção (pontos em que o  $\bar{C}_p$  é negativo), em que os dados numéricos subestimam o  $\bar{C}_p$ , e na região após a separação ( $110^\circ - 240^\circ$ ), onde os valores ficam abaixo do medido. O cilindro 2 apresenta resultados semelhantes aos dados experimentais na região de sucção. A discrepância maior está na região após o descolamento, assim como para o primeiro cilindro.

Figura 20 – Distribuição do coeficiente de pressão média na superfície dos dois cilindros



Fonte: Autor (2021).

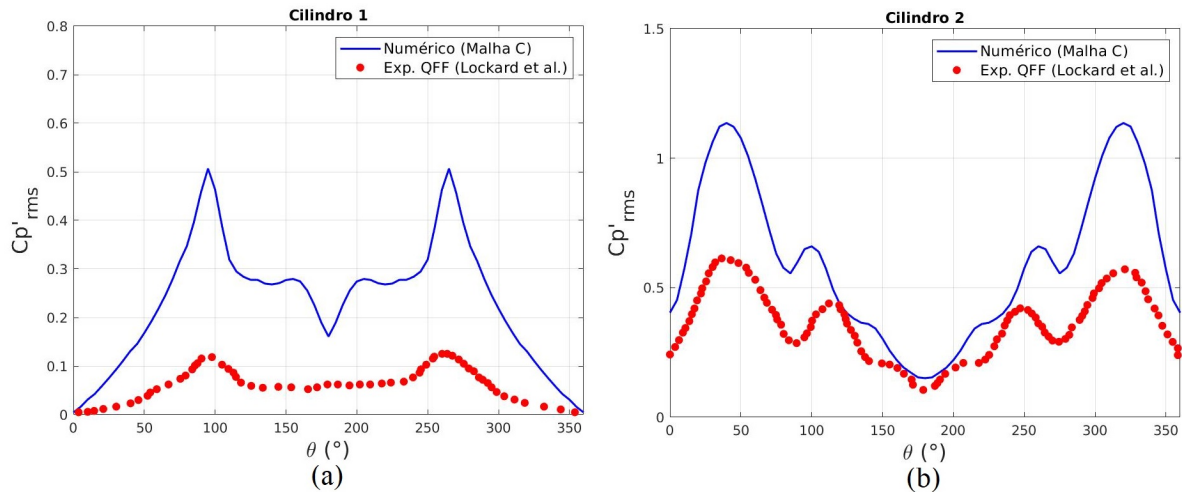
A Figura 21 exibe o coeficiente de flutuação de pressão em RMS ( $C_{p'_{rms}}$ ). Nesse gráfico, estão presentes as medições experimentais no túnel de vento QFF. Nota-se que para o resultado numérico, os valores de  $C_{p'_{rms}}$  são consideravelmente superestimados em ambos os cilindros.

Foi visto anteriormente que para uma malha com refino de 20 volumes na direção z, as predições de  $C_{p'_{rms}}$  são ainda maiores. De fato, a resolução nessa direção tem grande impacto na solução, conforme já observado por Lockard et al. (2007). Em seu trabalho, verifica-se que apenas a partir de 93 volumes na direção z é que os resultados se aproximam dos valores experimentais.

Ainda sobre os resultados de  $C_{p'_{rms}}$ , percebe-se que no cilindro à montante (Figura 21a), o pico principal localiza-se muito próximo do ponto de separação, isto é, em aproximadamente  $100^\circ$ . Por outro lado, o pico em  $45^\circ$  na Figura 21b indica a localização em que os vórtices atingem o cilindro à jusante. O segundo pico, de

menor amplitude, nesse mesmo gráfico diz respeito ao ponto em que o escoamento separa-se do cilindro (LOCKARD et al., 2007). A previsão numérica numérica indica essa ocorrência em  $\theta = 100^\circ$ , porém as medições indicam em  $\theta = 110^\circ$ .

Figura 21 – Distribuição do coeficiente de flutuação de pressão em rms na superfície dos dois cilindros



Fonte: Autor (2021).

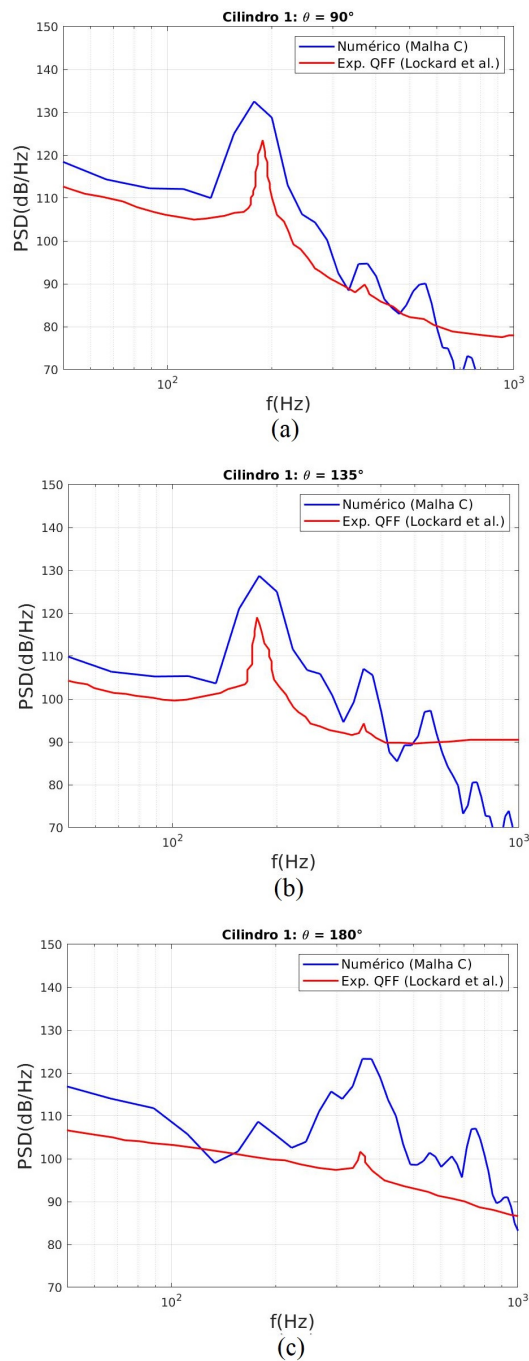
A partir dos dados de pressão na superfície dos cilindros obtidos através do próprio OpenFOAM, foi calculado o espectro em PSD das flutuações de pressão para determinados ângulos em que a energia associada é significativa. Na Figura 22 é exibido o espectro numérico e do experimento no QFF conduzido por Lockard et al. (2007) para os ângulos de  $90^\circ$  (a),  $135^\circ$  (b) e  $180^\circ$  (c) no primeiro cilindro e na Figura 23 estão os resultados para o segundo cilindro nos ângulos de  $0^\circ$  (a),  $45^\circ$  (b) e  $90^\circ$  (c).

Em geral, as frequências esperadas para os picos principais foram previstas pelo modelo numérico. As amplitudes foram superestimadas para o cilindro 1, principalmente em  $\theta = 180^\circ$  onde a diferença é bem significativa. No cilindro 2, os resultados se mostraram próximos dos dados experimentais nos picos tonais. Apenas em frequências mais altas é que as amplitudes foram superestimadas nesse último cilindro. Em ambos os cilindros é possível observar tons em frequências mais elevadas que não estão presentes nas medições.

Inspecionando cada posição, conclui-se que a maior amplitude de pressão, sobre os cilindros, ocorre no cilindro 2 em  $\theta = 45^\circ$  e o primeiro pico tonal tem a mesma frequência do desprendimento de vórtices do primeiro cilindro. Isso ocorre, pois este é o principal local onde os vórtices do primeiro cilindro impactam o segundo (LOCKARD et al., 2007). Em seguida, estão as contribuições da posição  $\theta = 90^\circ$  em ambos os cilindros. Estas posições são próximas do ponto onde se inicia o desprendimento de vórtices. Para esta configuração, pela analogia de Curle, as flutuações de pressão sobre os cilindros são as principais responsáveis pela geração sonora. Neste sentido,

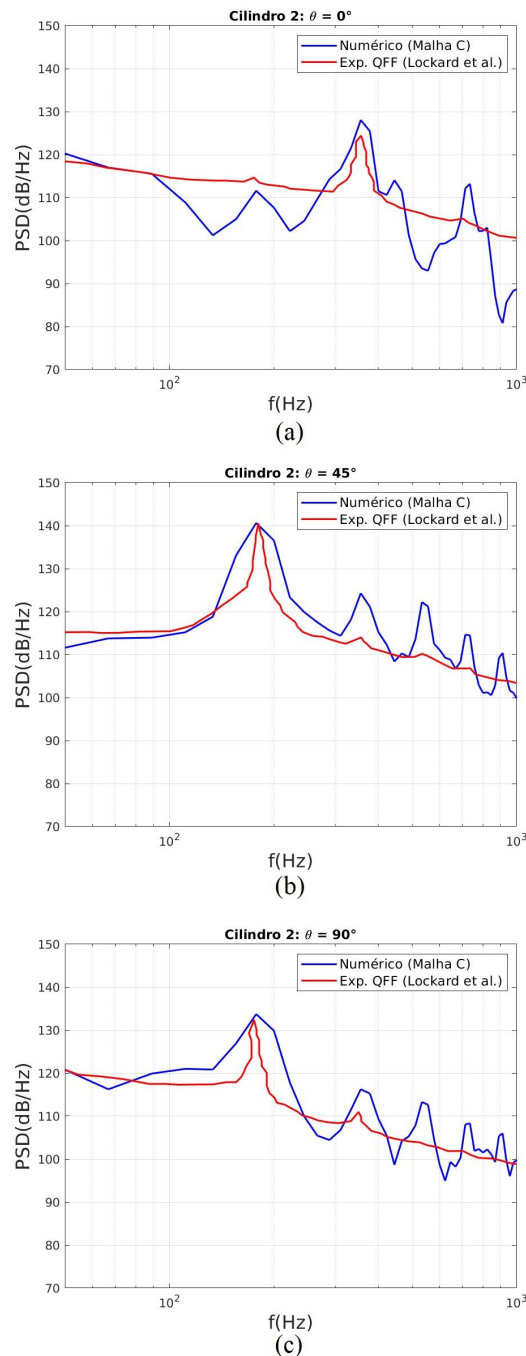
pode-se inferir, devido aos maiores níveis de pressão, que o segundo cilindro é o maior contribuidor para a geração de ruído, como também observado por Lockard et al. (2007).

Figura 22 – Espectro de ruído em pontos da superfície do cilindro cilindro 1: (a)  $\theta = 90^\circ$ ; (b)  $\theta = 135^\circ$ ; (c)  $\theta = 180^\circ$



Fonte: Autor (2021).

Figura 23 – Espectro de ruído em pontos da superfície do cilindro 2: (a)  $\theta = 0^\circ$ ; (b)  $\theta = 45^\circ$ ; (c)  $\theta = 90^\circ$



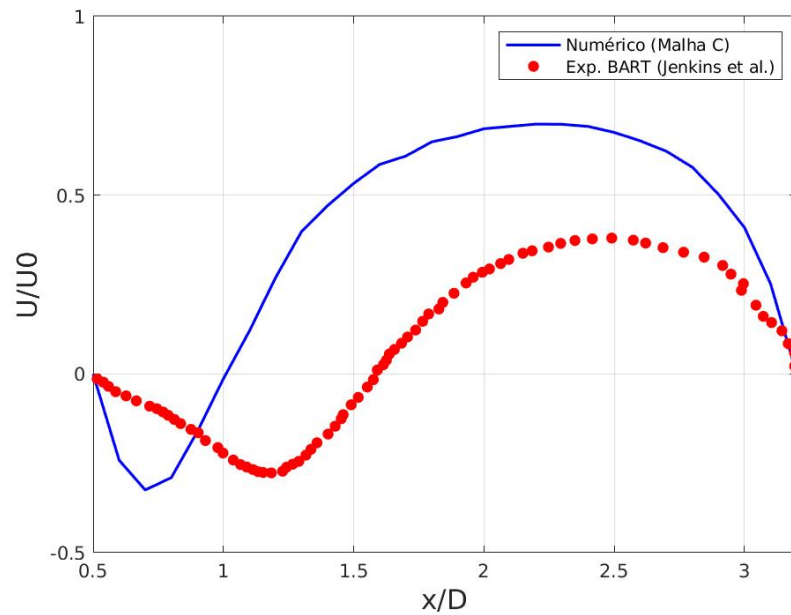
Fonte: Autor (2021).

### 4.3.3 Velocidade média

A componente x da velocidade média ( $U_x$ ) foi avaliada ao longo da linha de centro, na região entre os dois cilindros, e os resultados são apresentados na Figura 24. O resultado medido no túnel de vento BART por Jenkins et al. (2006) também é mostrado para comparação.



Figura 24 – Componente x da velocidade média ao longo da linha de centro na região entre os cilindros.



Fonte: Autor (2021).

Para a região logo à jusante do cilindro 1, os resultados numéricos indicaram uma zona de recirculação menor do que o esperado. Nas outras posições, o valor de  $U_x$  foi superestimado, o que implica em um impacto do escoamento sobre o cilindro 2 acima do valor real. Os valores superestimados estão na linha do que obteve Doolan (2009), que sugere que esse comportamento possa ser atribuído a uma falha na previsão das tensões de Reynolds por parte da simulação URANS.

Assim sendo, além das limitações atribuídas à insuficiência de resolução da malha na direção  $z$ , tem-se que o modelo de turbulência adotado não capta todos os detalhes físicos relevantes ao problema. No entanto, priorizou-se neste trabalho aspectos de redução do custo computacional, e ainda assim, características importantes do escoamento nesta configuração puderam ser satisfatoriamente previstas.

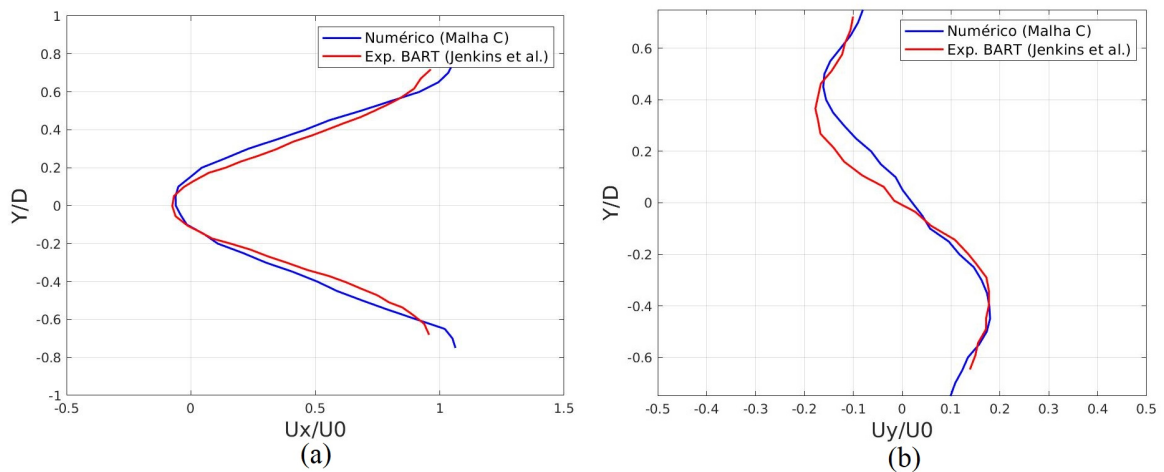
Além da velocidade média na linha de centro entre os dois cilindros, maiores detalhes sobre o campo de velocidade foram analisados considerando o estudo de Jenkins et al. (2005) acerca de planos transversais da geometria e a verificação dos correspondentes dados médios nesses locais. Sendo assim, buscou-se avaliar a velocidade média (componentes  $U_x$  e  $U_y$ ) em um perfil transversal localizado em  $x = 4,45D$ , ou seja, na esteira do segundo cilindro (Figura 25). Outro perfil transversal analisado foi o da linha central ( $y = 0$ ) à jusante do cilindro 2 (Figura 26).

Observa-se que, para ambos os perfis, as velocidades obtidas estão próximas dos valores experimentais. A exceção é  $U_y$  para o perfil em  $y = 0$  onde há uma grande discrepância. Os autores do experimento comentam em seu trabalho que um pequeno

desalinhamento entre os dois cilindros na configuração do experimento pode acarretar uma grande alteração no perfil de  $U_y$ , já que os valores são bem baixos. Em estudo posterior, Khorrami et al. (2005) notou que, de fato, as linhas de corrente do experimento possuíam certa angulação.

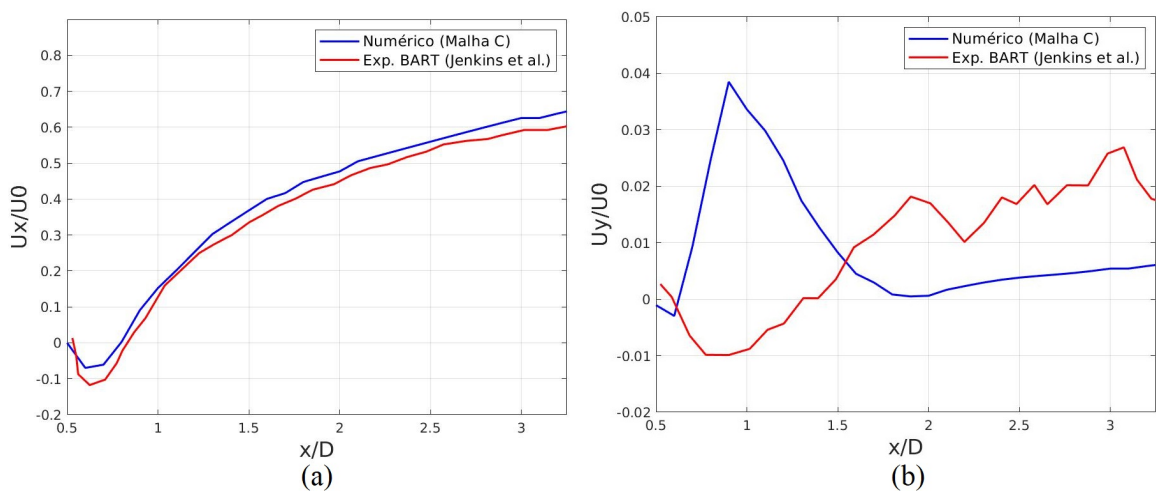
Na figura 25 percebe-se um perfil simétrico e antissimétrico das velocidades  $U_x$  (a) e  $U_y$  (b), respectivamente, para o plano em  $x = 4,45D$ . A previsão da zona de recirculação à jusante do cilindro 2 pelo modelo numérico se mostrou mais precisa do que na região entre os cilindros, como sugere a Figura 26a.

Figura 25 – Velocidade média normalizada para o perfil transversal ao escoamento em  $x = 4,45D$ . (a) Componente  $U_x$ ; (b) Componente  $U_y$



Fonte: Autor (2021).

Figura 26 – Velocidade média normalizada ao longo da linha de centro ( $y = 0$ ) à jusante do cilindro 2. (a) Componente  $U_x$ ; (b) Componente  $U_y$



Fonte: Autor (2021).

#### 4.3.4 Coeficiente médio de arrasto

Na Tabela 6 são mostrados os valores do coeficiente de arrasto médio ( $\bar{C}_d$ ), juntamente com os valores medidos experimentalmente por Neuhart et al. (2009). Em ambos os cilindros a simulação estimou o  $\bar{C}_d$  acima dos dados medidos. Uma possível causa desses desvios são os erros na previsão dos pontos de separação e da esteira entre os cilindros.

Tabela 6 – Comparação do coeficiente de arrasto médio numérico com dado experimental na superfície de ambos os cilindros

	$C_{d_1}$	$C_{d_2}$
Numérico	0,685	0,364
Exp. Neuhart et al. (2009)	0,65	0,31

Fonte: Autor (2021).

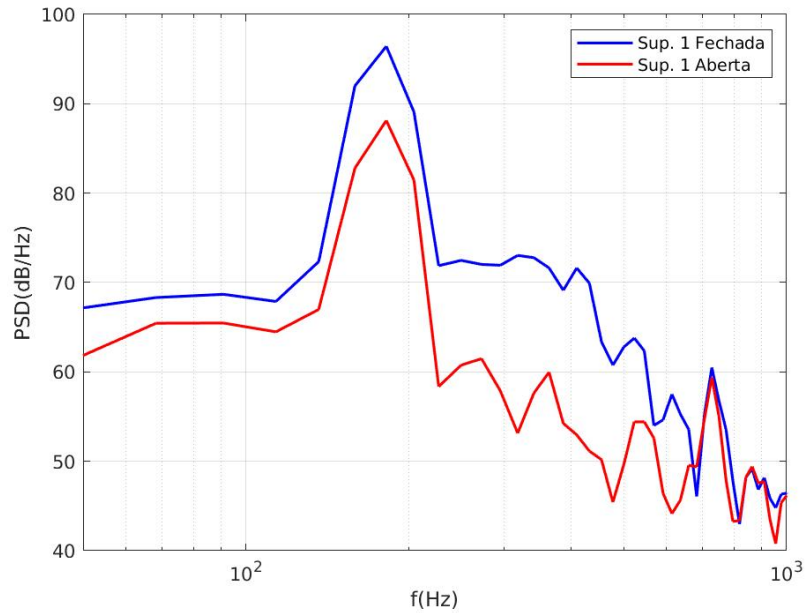
#### 4.4 RESULTADOS DO CAMPO ACÚSTICO

Aqui são discutidos os resultados do campo acústico gerado pelo escoamento sobre os cilindros em tandem. No campo distante, já fora do domínio computacional, nos pontos correspondentes às posições onde os três microfones foram instalados no experimento de Lockard et al. (2007) no QFF, foram calculados os espectros de pressão sonora por meio dos dados obtidos pelas analogias de Curle e FW-H.

Inicialmente foi realizado um teste de sensibilidade dos resultados ao posicionamento da superfície. Foram testadas as quatro superfícies apresentadas na Figuras 10 em sua forma completa, aqui denominadas superfícies fechadas, e com suas faces mais a jusante removidas, denominadas superfícies abertas. A comparação foi realizada avaliando-se o ruído na posição do microfone A. Os resultados do espectro para as quatro superfícies na configuração fechada e aberta são mostrados nas Figuras 27-30.

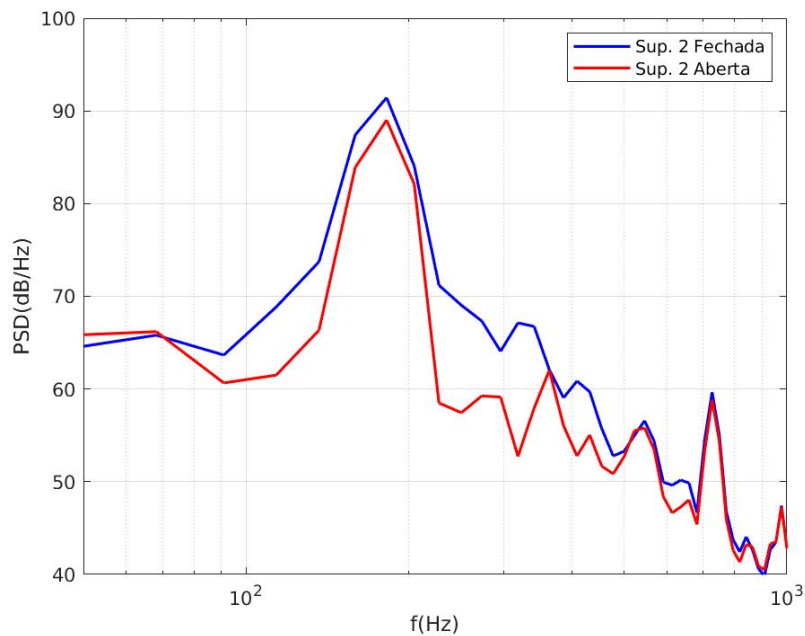
As Superfícies 1 e 3 apresentaram espectros com níveis diferentes nas duas configurações, sobretudo, no pico principal. Apesar de ser menos evidente, uma diferença também foi observada na superfície 2, nesse caso, mais acentuada em frequências fora do primeiro pico tonal. Essas discrepâncias indicam que o tamanho dessas três superfícies ao longo da esteira do cilindro 2 é insuficiente para uma adequada previsão, pois é provável a presença de vórtices cruzando sua face à jusante. Dessa maneira, a maior amplitude no espectro para as configurações fechadas é possivelmente causada por ruído espúrio. Para a superfície 3 fechada, não é evidente o motivo do valor de pico ser mais baixo do que as demais e, portanto, mais análises são necessárias em trabalhos futuros. Já a superfície de maior dimensão (Superfície 4) é a que demonstrou maior concordância entre as duas configurações. Comparado as superfícies abertas 2,3 e 4, nota-se que elas apresentam espectro com níveis similares.

Figura 27 – Comparação do espectro de ruído na posição do microfone A entre as configurações aberta e fechada da superfície 1



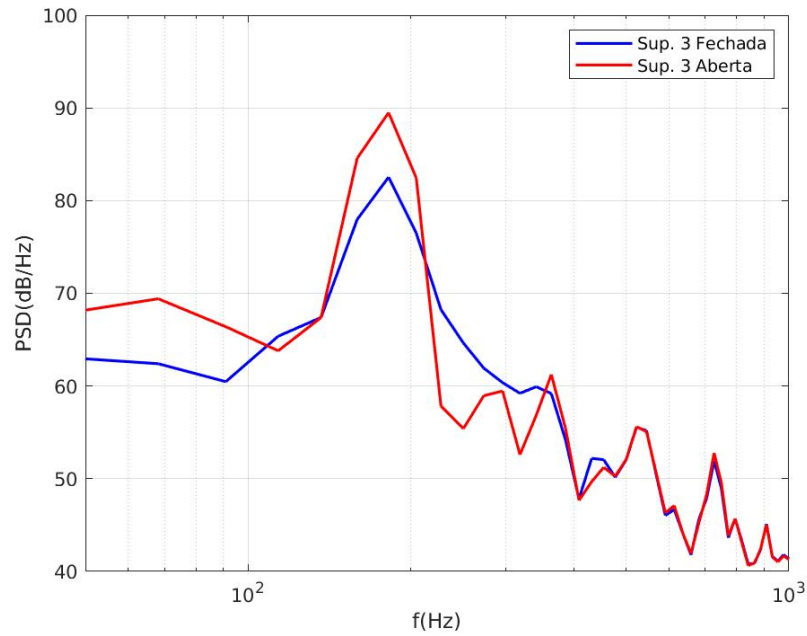
Fonte: Autor (2021).

Figura 28 – Comparação do espectro de ruído na posição do microfone A entre as configurações aberta e fechada da superfície 2



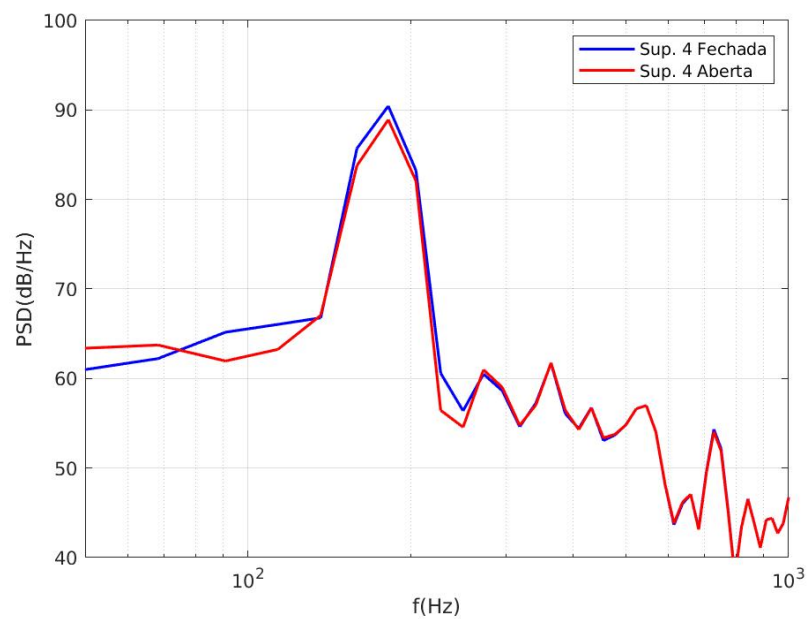
Fonte: Autor (2021).

Figura 29 – Comparação do espectro de ruído na posição do microfone A entre as configurações aberta e fechada da superfície 3



Fonte: Autor (2021).

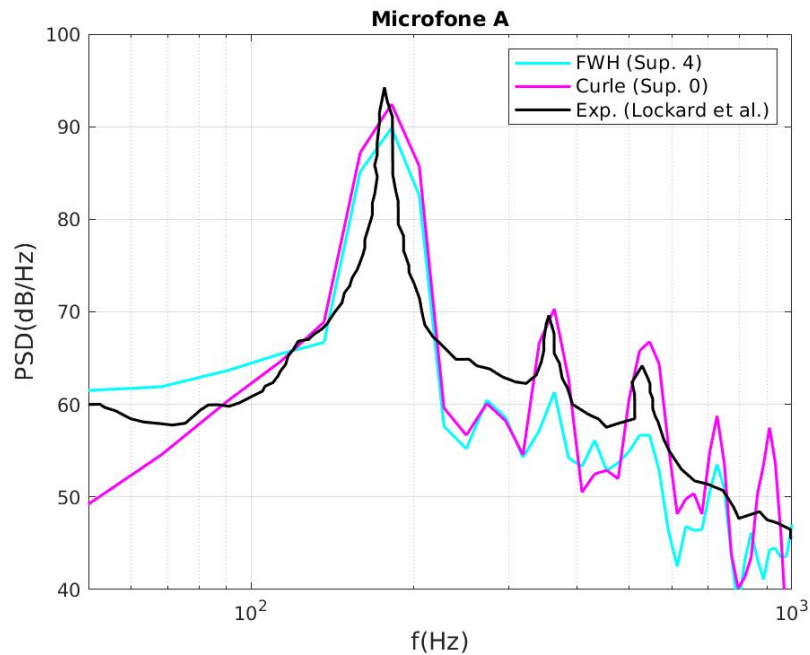
Figura 30 – Comparação do espectro de ruído na posição do microfone A entre as configurações aberta e fechada da da superfície 4



Fonte: Autor (2021).

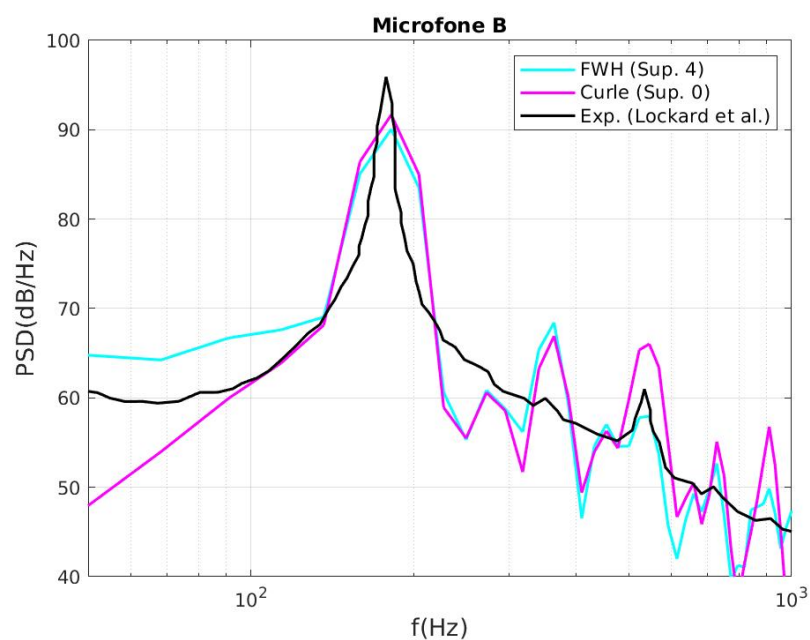
Após esse teste, os resultados do modelo numérico para o ruído no campo distante foram confrontados com as medições realizadas por Lockard et al. (2007) no QFF. Nessas comparações utilizou-se a Superfície 4 de FW-H na configuração fechada, bem como a superfície rígida dos cilindros para a analogia de Curle. As Figuras 31,32 e 33 mostram o espectro de ruído na posição dos microfones A,B e C, respectivamente.

Figura 31 – Espectro de ruído em PSD para a posição relativa ao microfone A.



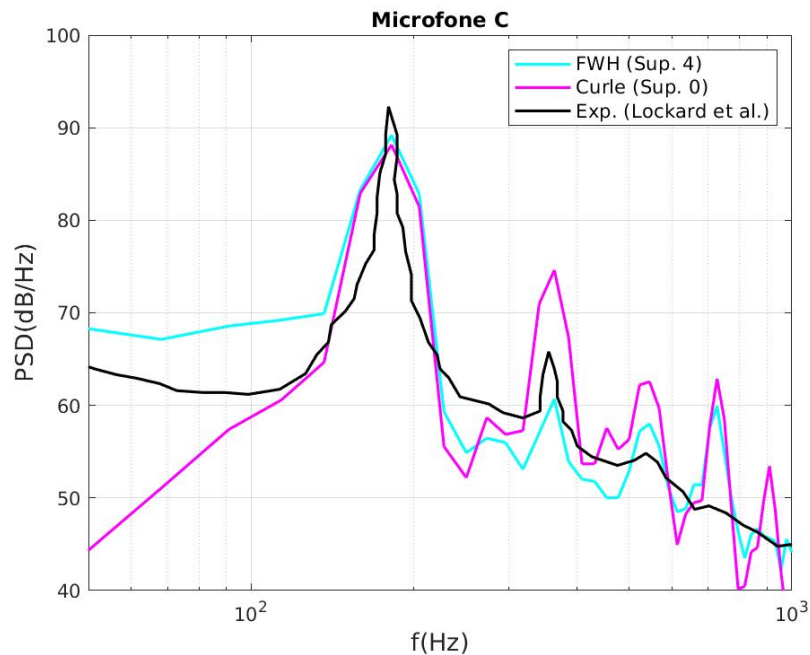
Fonte: Autor (2021).

Figura 32 – Espectro de ruído em PSD para a posição relativa ao microfone B.



Fonte: Autor (2021).

Figura 33 – Espectro de ruído em PSD para a posição relativa ao microfone C.



Fonte: Autor (2021).

De um modo geral, as frequências dos picos previstas pelo modelo numérico ficaram bem próximas dos valores experimentais. O pico principal obtido no QFF tem uma frequência de 178 Hz, o que corresponde a um  $St = 0,232$ . A predição numérica sugere uma frequência tonal de 184 Hz, o que resulta em um  $St = 0,239$ .

Nas três posições, as amplitudes do pico tonal foram ligeiramente subestimadas pelas duas analogias. Destaca-se a previsão da analogia de Curle no microfone A, no qual o valor está bem próximo do medido no QFF, cerca de 1,2 dB/Hz abaixo. Já a maior diferença é vista no microfone B, onde a diferença é de aproximadamente 4 dB/Hz para ambas as analogias.

Com relação aos picos em frequências mais altas, é visto que a analogia de Curle tende a superestimar as amplitudes. No microfone A, os resultados são bastante condizentes com as medições, ao contrário das outras duas localizações em que há uma considerável discrepância. Para a analogia de FW-H as previsões não demonstraram uma tendência, com comportamento variando a depender da localização no campo distante e da frequência do pico. Verifica-se ainda, que as previsões numéricas indicam um quarto e quinto pico, ambos acentuados, e que não se confirmam nas medições no QFF.

## 5 CONCLUSÕES

Desenvolveu-se neste trabalho um modelo de simulação numérica utilizando o software de CFD OpenFOAM aliado à biblioteca libAcoustics para prever o ruído aerodinâmico resultante do escoamento sobre cilindros dispostos na configuração em tandem. Este é um problema comumente investigado para a aquisição de informações sobre o ruído emitido por componentes de um trem de pouso.

O modelo foi construído levando em conta aspectos de custo computacional, bem como a capacidade de prever fenômenos relevantes ao problema. Assim, adotou-se uma simulação tridimensional URANS com modelo de turbulência  $k-\omega$  SST e com a utilização de analogias acústicas de Curle e FW-H.

Inicialmente as análises concentraram-se em testes de sensibilidade ao refino de malha. Os resultados da aplicação do método GCI indicaram uma convergência monótona para as variáveis  $\bar{C}_{d_2}$  e  $St$ , enquanto para o  $OASPL$ , a convergência é oscilatória. O teste de refino em  $z$  indicou que os resultados ainda não são independentes da malha, embora existam indícios de que as malhas estão a caminho da convergência.

O modelo numérico foi capaz de prever, em maior ou menor grau, muitas características do escoamento e do ruído gerado por este. Para o campo aerodinâmico, destacam-se os bons resultados calculados pelo CFD para o coeficiente de pressão na superfície dos cilindros, assim como para o coeficiente de arrasto, o qual apresentou valores razoavelmente próximos aos experimentais, levando em consideração as limitações de um modelo URANS.

As maiores discrepâncias foram observadas na flutuação de pressão nas paredes dos cilindros, em que as previsões numéricas superestimaram consideravelmente os valores. Além do mais, o perfil de velocidade na região entre os dois cilindros igualmente superestimou os resultados em muitos pontos e exibiu uma zona de recirculação atrás do primeiro cilindro menor do que o indicado pelos experimentos.

Em suma, as deficiências do modelo em atingir resultados mais acurados foram atribuídas, principalmente, à insuficiência de resolução na direção  $z$  da malha. Além disso, o modelo de turbulência adotado não resolve diretamente o comportamento de estruturas turbulentas que podem contribuir não só para as flutuações de pressão nos cilindros mas também para os resultados médios.

A principal fonte de ruído encontrada no problema pode ser atribuída às flutuações de força nas superfícies do cilindro. Verificou-se que a maior fração dessas flutuações ocorrem na superfície do cilindro à jusante. O modelo numérico mostrou boa



concordância com medições experimentais para este cilindro, apresentando níveis de PSD muito similares para a pressão em diferentes pontos da superfície. Em relação ao cilindro à montante, os valores de PSD foram superestimados.

Para o campo distante, os níveis de ruído calculados pela analogia de FW-H foram avaliados por quatro superfícies permeáveis, com diferentes comprimentos ao longo da esteira. Verificou-se que a superfície mais curta mostrou resultados inconsistentes, sugerindo a presença de ruído espúrio.

Os resultados das demais superfícies, juntamente com as superfícies sólidas dos cilindros utilizadas para a analogia de Curle, mostraram-se próximos dos dados experimentais. A frequência do primeiro pico tonal no espectro prevista numericamente foi capaz de alcançar valores próximos às medições experimentais. As amplitudes foram levemente subestimadas por ambas as analogias. Verificou-se que as superfícies abertas de FW-H geraram espectros semelhantes. Ainda sobre as superfícies de FW-H, notou-se que a superfície 3 na configuração fechada apresentou um comportamento fora da tendência observada nas demais superfícies fechadas.

Previsões de ruído mais precisas podem ser realizadas ao aumentar a capacidade do modelo em prever as características do escoamento, visto que o campo acústico calculado depende da qualidade das informações aerodinâmicas. Desse modo, é sugerido, em trabalhos futuros, o aumento da resolução da malha na direção  $z$ , a fim de se obterem informações mais precisas de efeitos tridimensionais. Além disso, outra modificação possível é a utilização de URANS com o modelo de tensões de Reynolds ou então o LES para uma solução mais detalhada do escoamento. Se o objetivo for a redução do custo computacional, pode-se avaliar a capacidade de uso de simulações bidimensionais com correções para utilização com algoritmos de otimização. Outra sugestão para trabalhos futuros é a de estender a análise de posicionamento das superfícies de FW-H, com base na técnica de médias de diferentes superfícies apresentada por Shur et al. (2005).

Vale salientar que as modificações sugeridas no modelo para aumentar sua capacidade de predição implicam em aumento do custo computacional. Se o objetivo é uma análise preliminar do problema, o modelo deste trabalho já se mostra capaz de fornecer informações relevantes sobre o escoamento e o ruído. Ademais, a combinação do OpenFOAM com a biblioteca libAcoustics se mostrou uma boa alternativa gratuita para a predição de ruído aerodinâmico do caso de escoamento sobre cilindros em tandem, podendo, além desse, ser aplicado para diversos outros problemas.

## REFERÊNCIAS

- ALFONSI, G. Reynolds-averaged Navier–Stokes equations for turbulence modeling. **Applied Mechanics Reviews**, v. 62, n. 4, p. 040802, jul. 2009.
- ALI, M. S. M.; DOOLAN, C. J.; WHEATLEY, V. Grid convergence study for a two-dimensional simulation of flow around a square cylinder at a low Reynolds number. In: **Conference on CFD in the Minerals and Process Industries**, 7. Melbourne: CSIRO, 2009.
- ANSELMET, F.; MATTEI, P. O. **Acoustics, aeroacoustics and vibrations**. Londres: Wiley-ISTE, 2016.
- BENNETT, G. J.; NERI, E.; KENNEDY, J. Noise characterization of a full-scale nose landing gear. **Journal of Aircraft**, v. 55, n. 6, p. 2476–2490, mar. 2018.
- BRÈS, G. A. et al. Flow and noise predictions for the tandem cylinder aeroacoustic benchmark. **American Institute of Physics**, v. 24, n. 3, p. 036101–1, mar. 2012.
- BRÈS, G. A.; PÉROT, F.; FREED, D. A Ffowcs Williams-Hawkings solver for Lattice-Boltzmann based computational aeroacoustics. In: **AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference**, 16. Estocolmo: AIAA, 2010.
- CELIK, I. B. et al. Procedure for estimation and reporting of uncertainty due to discretization in CFD applications. **Journal of Fluids Engineering**, v. 130, n. 7, p. 078001–1 – 078001–4, jul. 2008.
- CURLE, N. The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound. **Proc. R. Soc. Lond. A**, v. 231, p. 505–514, 1955.
- DOOLAN, C. J. Flow and noise simulation of the NASA tandem cylinder experiment using OpenFOAM. In: **AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference**, 15. Miami: AIAA, 2009.
- ELTAWEEL, A. **Numerical investigation of tandem-cylinder aerodynamic noise and its control with application to airframe noise**. Ph. D.thesis (Aerospace and Mechanical Engineering) — Graduate School, University of Notre Dame, Indiana, 2013.
- EPIKHIN, A. et al. Implementation of acoustic analogies in OpenFOAM for computation of sound fields. **Procedia Computer Science**, v. 66, p. 150–157, 2015.
- FFOWCS WILLIAMS, J. E.; HAWKINGS, D. L. Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion. **Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences**, v. 264, n. 1151, p. 321–342, 1969.
- GANT, S. **Development and application of a new wall function for complex turbulent flows**. Ph. D.thesis (Mechanical Engineering) — Institute of Science and Technology, University of Manchester, Manchester, 2002.

- GEUZAINÉ, C.; REMACLE, J. F. Gmsh: a three-dimensional finite element mesh generator with built-in pre and post-processing facilities. **International Journal for Numerical Methods in Engineering**, v. 79, n. 11, p. 1309–1331, 2009.
- GLEGG, S.; DEVENPORT, W. **Aeroacoustics of low Mach number flows**. Londres: Academic Press, 2017.
- HEYERICHS, K.; POLLARD, A. Heat transfer in separated and impinging turbulent flows. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 39, n. 12, p. 2385–2400, 1996.
- ICAO. **Environmental Technical Manual**. International Civil Aviation Organization, 2018. Disponível em: [https://www.icao.int/environmental-protection/Documents/SGAR\\_2018\\_ETM\\_Vol\\_I.pdf](https://www.icao.int/environmental-protection/Documents/SGAR_2018_ETM_Vol_I.pdf). Acesso em: 8 ago. 2021.
- JENKINS, L. N. et al. Characterization of unsteady flow structures around tandem cylinders for component interaction studies in airframe noise. In: **AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 11**. Monterey: AIAA, 2005.
- JENKINS, L. N. et al. Measurements of unsteady wake interference between tandem cylinders. In: **AIAA Fluid Dynamics Conference, 36**. São Francisco: AIAA, 2006.
- KHORRAMI, M. R. et al. Unsteady flowfield around tandem cylinders as prototype for component interaction in airframe noise. In: **AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 11**. Monterey: AIAA, 2005.
- LARSSON, J. **Computational aero acoustics for vehicle applications**. Masters thesis (Mechanical Engineering) — Department of Thermo and Fluid Dynamics, Chalmers University of Technology, Göteborg, 2002.
- LIGHTHILL, M. J. On sound generated aerodynamically. Part i. General theory. **Proc. R. Soc. Lond. A**, v. 211, p. 564–587, 1952.
- LIU, F. **A thorough description of how wall functions are implemented in OpenFOAM**. [s.n.], 2016. Disponível em: [http://www.tfd.chalmers.se/~hani/kurser/OS\\_CFD\\_2016/FangqingLiu/openfoamFinal.pdf](http://www.tfd.chalmers.se/~hani/kurser/OS_CFD_2016/FangqingLiu/openfoamFinal.pdf). Acesso em: 7 jun. 2021.
- LOCKARD, D. P. et al. Tandem cylinder noise predictions. In: **AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 13**. Roma: AIAA, 2007.
- MENTER, F. R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. **AIAA Journal**, v. 32, n. 8, p. 1598–1605, 1994.
- MONK, D.; CHADWICK, E. A. Comparison of turbulence models effectiveness for a delta wing at low Reynolds numbers. In: **European Conference for Aeronautics and Space Sciences, 7**. Milão: EUCASS, 2017.
- NELSON, P. M. **Transportation noise reference book**. Londres: Butterworths, 1987.
- NEUHART, D. H. et al. Measurements of the flowfield interaction between tandem cylinders. In: **AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 15**. Miami: AIAA, 2009.
- OPENCDFD. **OpenFoam: the open source CFD toolbox user guide**. [S.l.]: OpenCFD Ltd, 2020.

POPE, S. B. **Turbulent Flows**. Nova York: Cambridge University, 2000.

RICHARDSON, L. F.; GAUNT, J. A. The deferred approach to the limit. part I. Single lattice. part II. Interpenetrating lattices. **Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A Containing Papers of a Mathematical or Physical Character**, v. 226, p. 299–361, 1927.

ROACHE, P. J. Perspective: A method for uniform reporting of grid refinement studies. **Journal of Fluids Engineering**, v. 116, n. 3, p. 405–413, 1994.

RUIJGROK, G. J. J. **Elements of aviation acoustics**. Delft: Delft University, 1993.

SCHMALZ, J.; KOWALCZYK, W. Implementation of acoustic analogies in OpenFOAM for computation of sound fields. **Open Journal of Acoustics**, v. 5, n. 2, p. 29–44, jun. 2015.

SENGUPTA, T. K.; BHUMKAR, Y. G. **Computational aerodynamics and aeroacoustics**. Singapura: Springer, 2020.

SHUR, M. L.; SPALART, P.; STRELETS, M. K. Towards the prediction of noise from jet engines. **International Journal of Aeroacoustics**, v. 4, n. 3, p. 213–246, 2005.

SHUR, M. L. et al. Towards the prediction of noise from jet engines. **International Journal of Heat and Fluid Flow**, v. 24, n. 4, p. 551–561, 2003.

SJÖBERG, E. **Implementation of aeroacoustic methods in OpenFOAM**. Masters thesis (Mechanical Engineering) — School of Technology, Royal Technical University, Estocolmo, 2016.

SPALART, P.; ALLMARAS, S. A. One-equation turbulence model for aerodynamic flows. **AIAA Paper**, p. 92–0439, 1992.

VERSTEEG, H. K.; MALALASEKERA, W. **An introduction to computational fluid dynamics**. 2. ed. Londres: Pearson Prentice Hall, 2007.

WAGNER, C. A.; HÜTTL, T.; SAGAUT, P. **Large-eddy simulation for acoustics**. Nova York: Cambridge University, 2007.

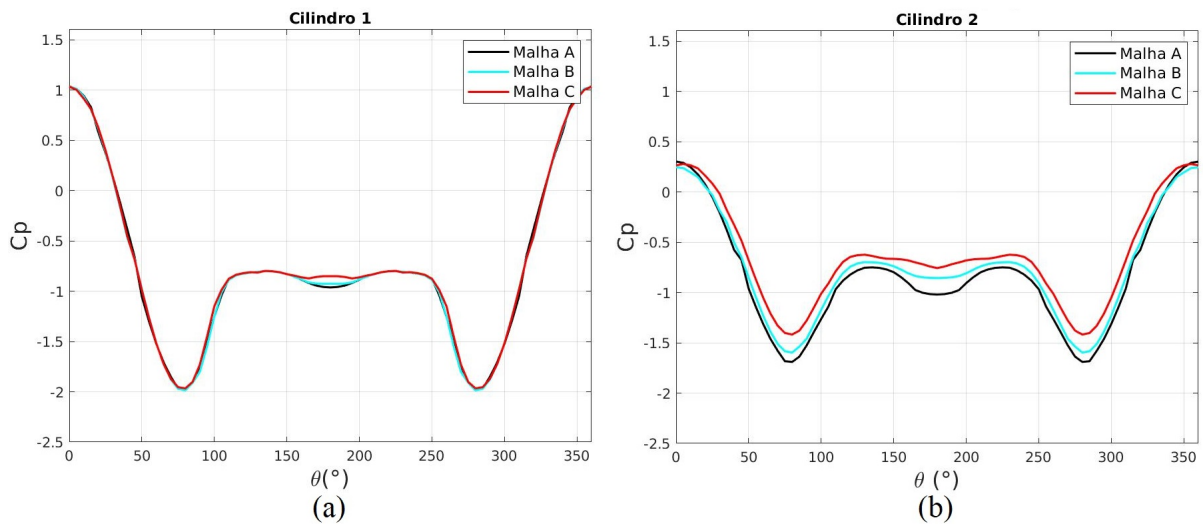
WILCOX, D. C. **Turbulence modeling for CFD**. 3. ed. San Diego: Dcw Industries, 2006.

ZDRAVKOVICH, M. M. Flow induced oscillations of two interfering circular cylinders. **Journal of Sound and Vibration**, v. 4, p. 511–521, 1985.

## APÊNDICE A - RESULTADOS PARA AS MALHAS A, B E C

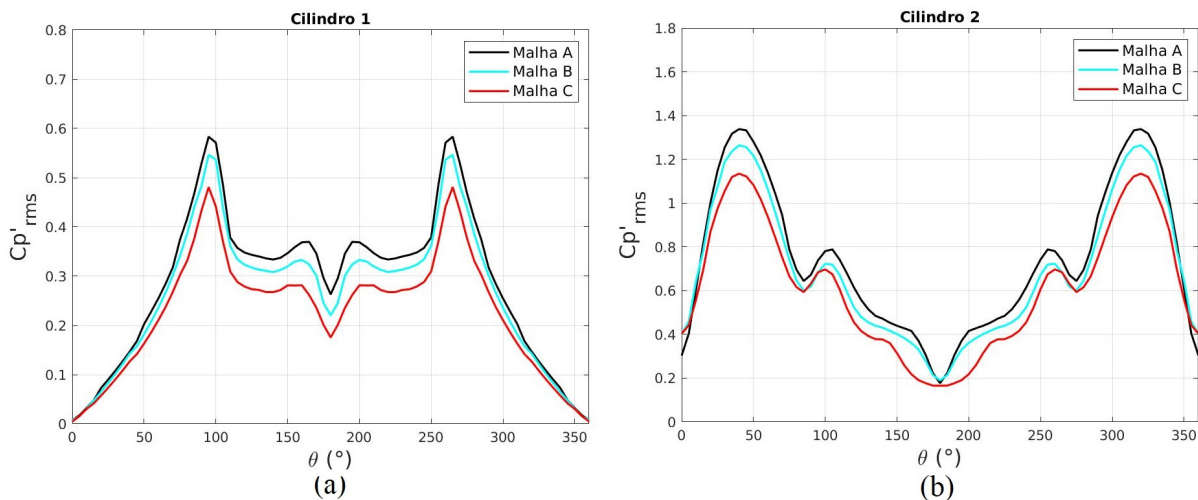
Na seção 4.1 foram apresentados os resultados comparativos entre as Malhas A,B e C de três parâmetros ( $C_{d2}$ ,  $St$  e  $OASPL$ ) através do método GCI. Aqui são apresentados resultados adicionais obtidos para essas três malhas: o coeficiente de pressão média (Figura 34) e flutuação de pressão em RMS (Figura 35) na superfície, a velocidade  $U_x$  na linha de centro entre os cilindros (Figura 36).

Figura 34 – Coeficiente de pressão média na superfície dos cilindros para as Malhas A, B e C. (a) Cilindro 1; (b) Cilindro 2



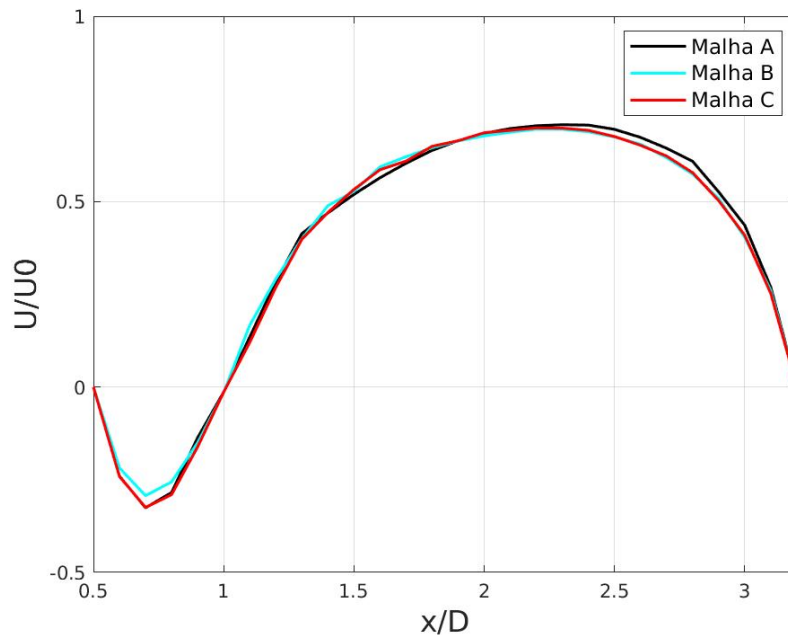
Fonte: Autor (2021).

Figura 35 – Coeficiente de flutuação de pressão em rms na superfície dos cilindros para as Malhas A,B e C. (a) Cilindro 1; (b) Cilindro 2



Fonte: Autor (2021).

Figura 36 – Velocidade média  $U_x$  normalizada ao longo da linha de centro entre os dois cilindros para as Malhas A, B e C

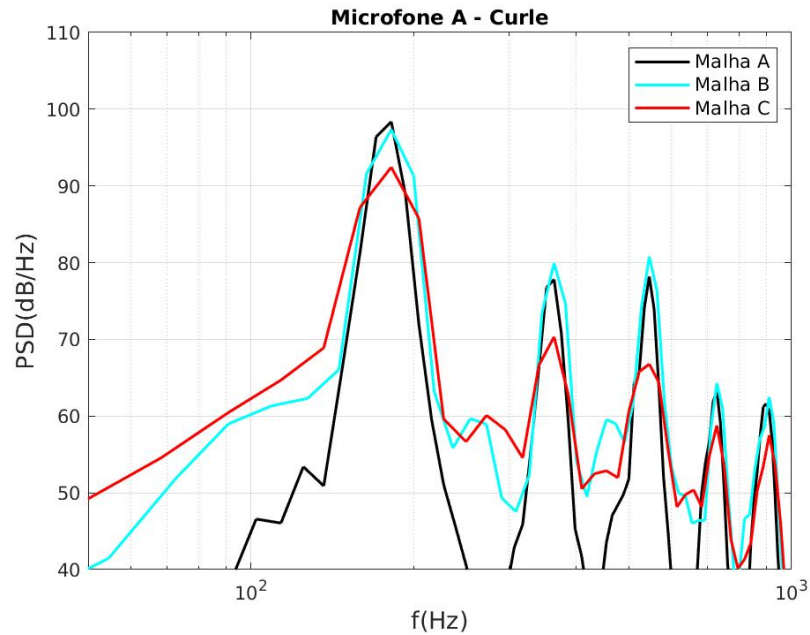


Fonte: Autor (2021).

Os perfis de  $\bar{C}_p$  para o cilindro 1 (Figura 34a) apresentaram diferenças mínimas entre as três malhas. Para o cilindro 2 (Figura 34b), observa-se uma tendência de aumento de  $\bar{C}_p$ , conforme aumenta-se o refino de malha. Já para o coeficiente de flutuação de pressão em RMS (Figura 35), nota-se uma tendência, contrária, isto é, os valores tendem a cair, em ambos os cilindros, à medida em que o refino de malha aumenta. Na Figura 36 observa-se que os perfis de velocidade  $U_x$  na região entre os cilindros são semelhantes entre os três casos, com apenas uma pequena diferença à jusante do primeiro cilindro.

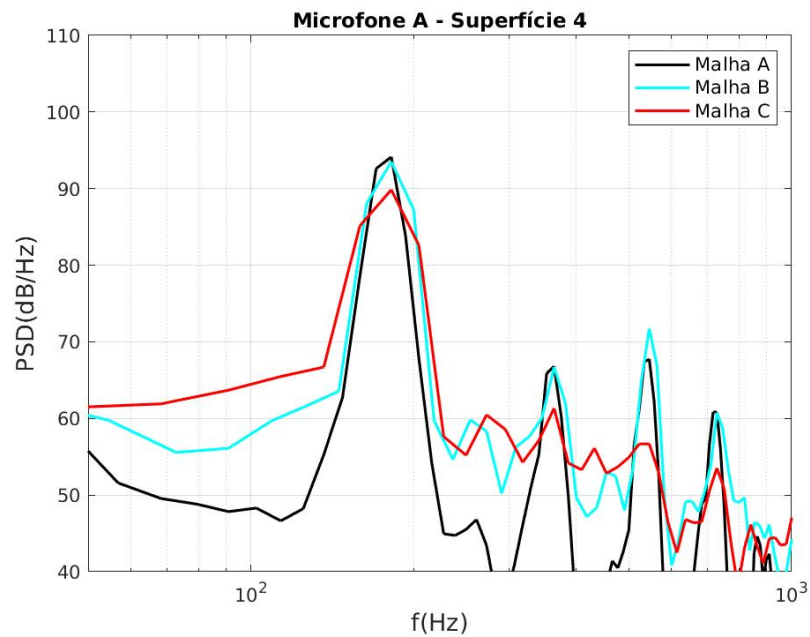
Por fim, as comparações do espectro em PSD do ruído, calculados pelas analogias de Curle e FW-H, nas posições do microfone A (Figuras 37 e 38), microfone B (Figuras 39 e 40) e microfone C (Figuras 41 e 42) indicam uma tendência de diminuição das amplitudes, de acordo com o aumento no refino de malha. Nota-se, ainda, que existe apenas uma pequena diferença entre os resultados da Malha A e B, enquanto que a diferença aumenta quando se compara a Malha B com a C.

Figura 37 – Comparativo do espectro de ruído, obtido pela analogia de Curle, na posição do microfone A para as Malhas A,B e C



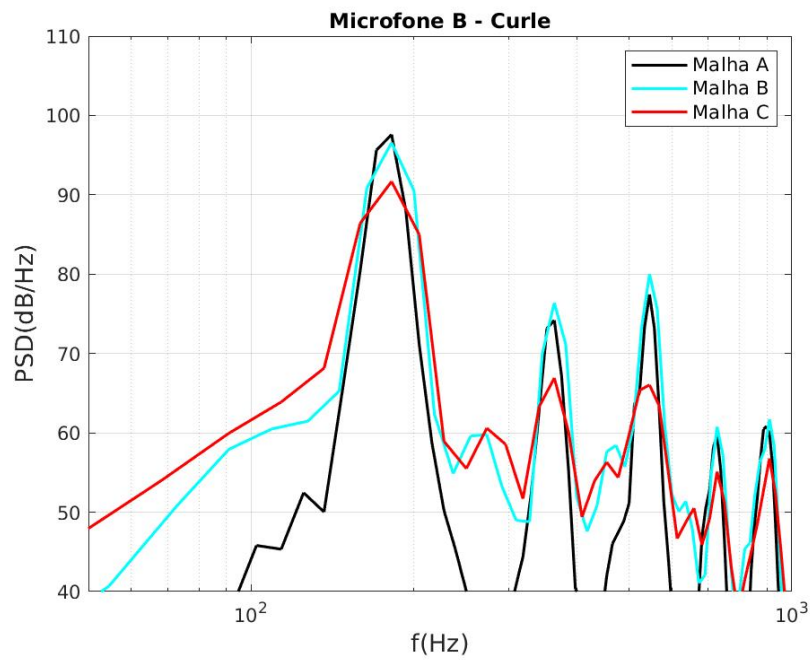
Fonte: Autor (2021).

Figura 38 – Comparativo do espectro de ruído, obtido pela analogia de FW-H (superfície 4), na posição do microfone A para as Malhas A,B e C



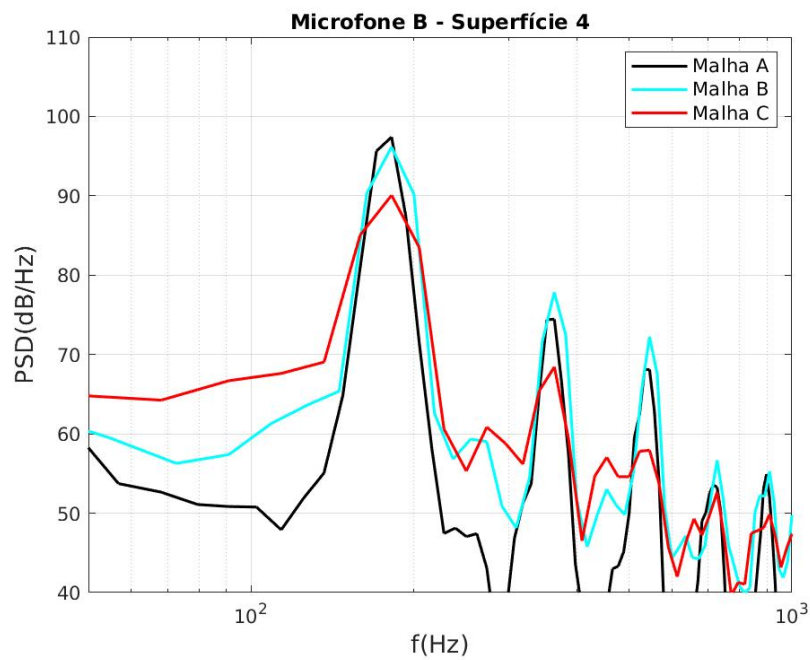
Fonte: Autor (2021).

Figura 39 – Comparativo do espectro de ruído, obtido pela analogia de Curle, na posição do microfone B para as Malhas A,B e C



Fonte: Autor (2021).

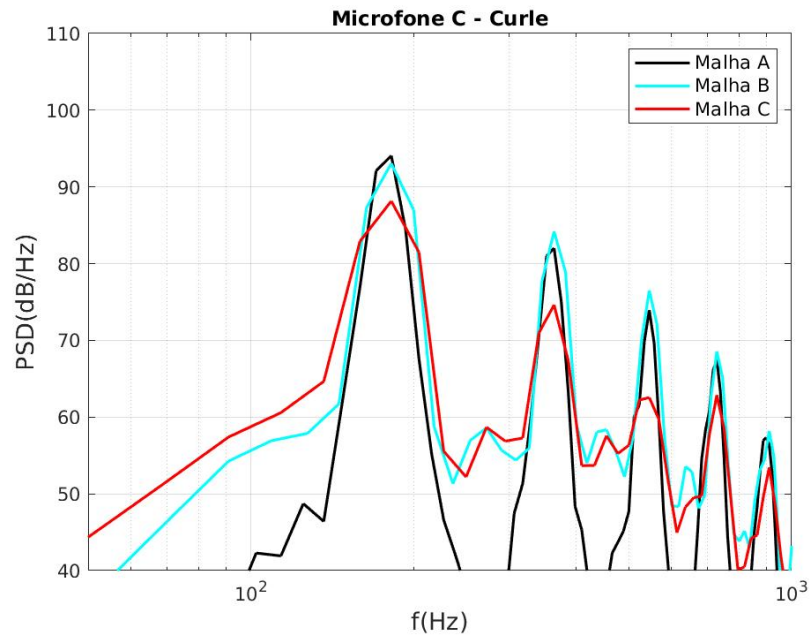
Figura 40 – Comparativo do espectro de ruído, obtido pela analogia de FW-H (superfície 4), na posição do microfone B para as Malhas A,B e C



Fonte: Autor (2021).

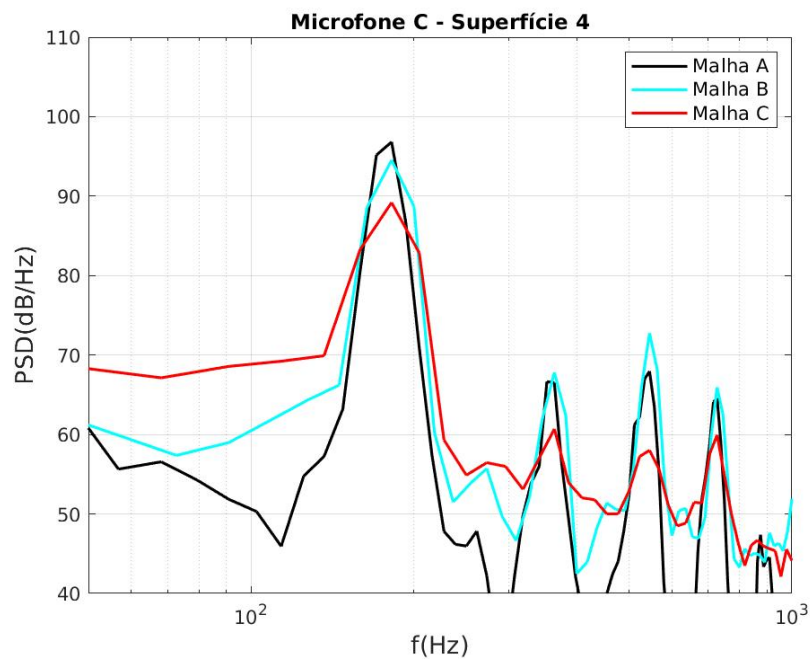


Figura 41 – Comparativo do espectro de ruído, obtido pela analogia de Curle, na posição do microfone C para as Malhas A,B e C



Fonte: Autor (2021).

Figura 42 – Comparativo do espectro de ruído, obtido pela analogia de FW-H (superfície 4), na posição do microfone C para as Malhas A,B e C

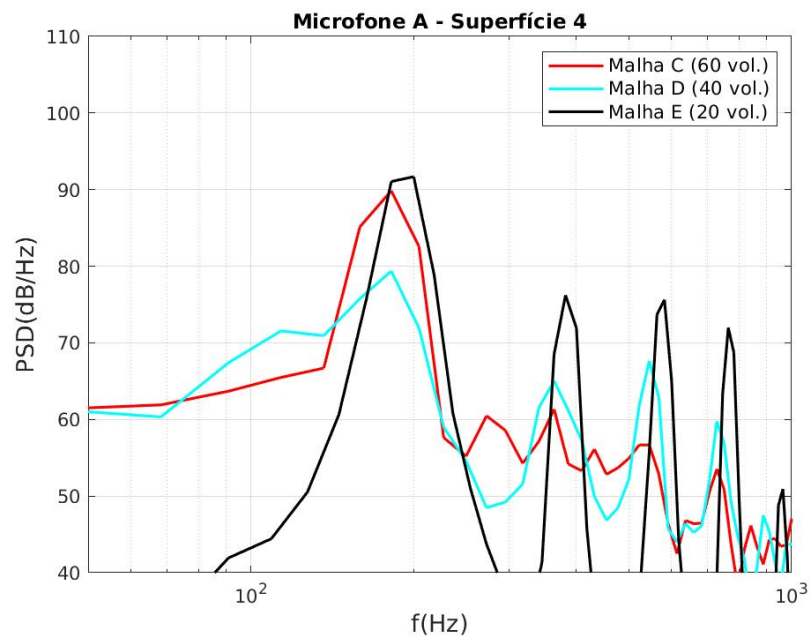


Fonte: Autor (2021).

## APÊNDICE B - RÚIDO NO CAMPO DISTANTE PARA AS MALHAS C,D,E

Conforme examinado na seção 4.2, a comparação do espectro em PSD do ruído na posição do microfone A, calculado através da analogia de Curle, obtido pelas Malhas C, D e E mostrou que a malha mais refinada apresenta uma amplitude de primeiro pico tonal intermediária entre os valores da Malha A e B. O mesmo comportamento é verificado no cálculo pela analogia de FW-H, como mostra a Figura 43 em que utilizou-se a superfície 4 na configuração fechada.

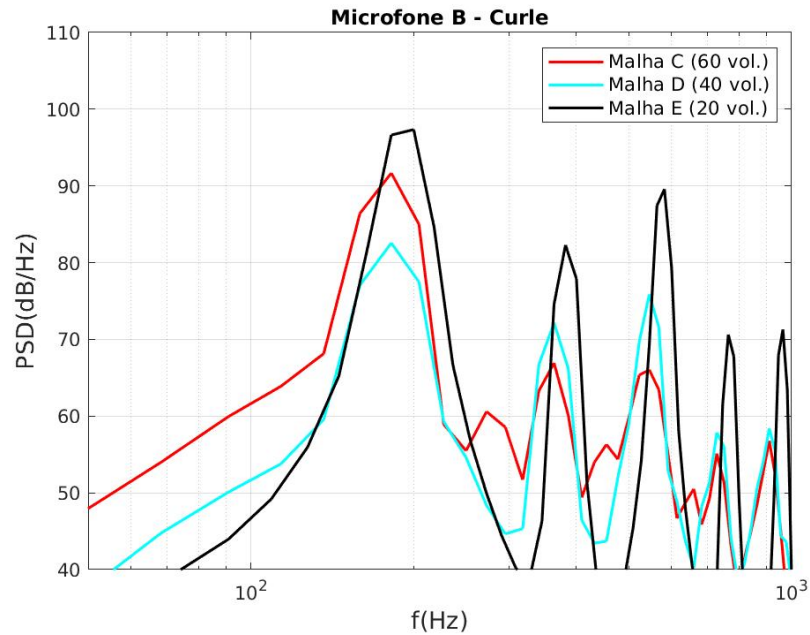
Figura 43 – Comparativo do espectro de ruído, obtido pela analogia de FW-H (superfície 4), na posição do microfone A para as Malhas C,D e E.



Fonte: Autor (2021).

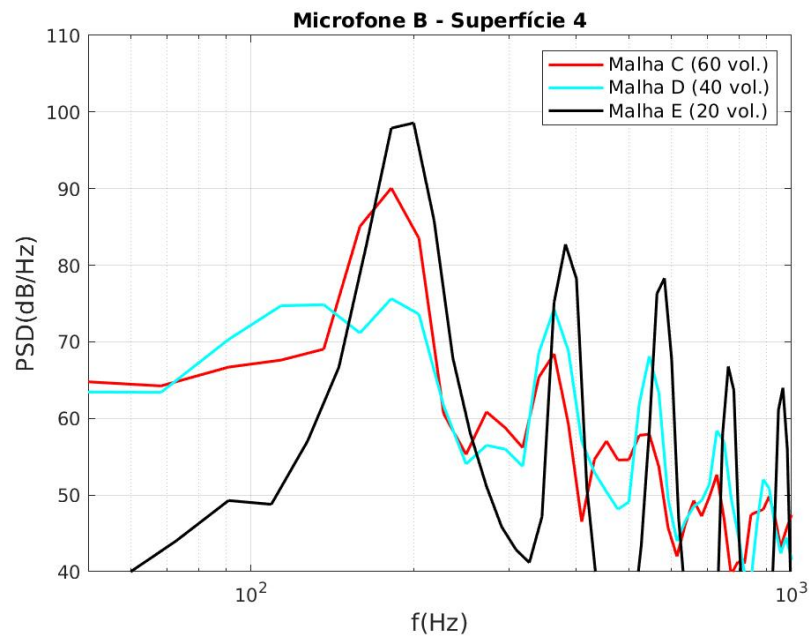
Além do mais, essas tendências se mantêm em outras posições do campo distante para ambas as analogias acústicas, como pode ser visto nas Figuras 44 e 45 para o microfone B e nas Figuras 46 e 47 para o microfone C.

Figura 44 – Comparativo do espectro de ruído, obtido pela analogia de Curle, na posição do microfone B para as Malhas C,D e E.



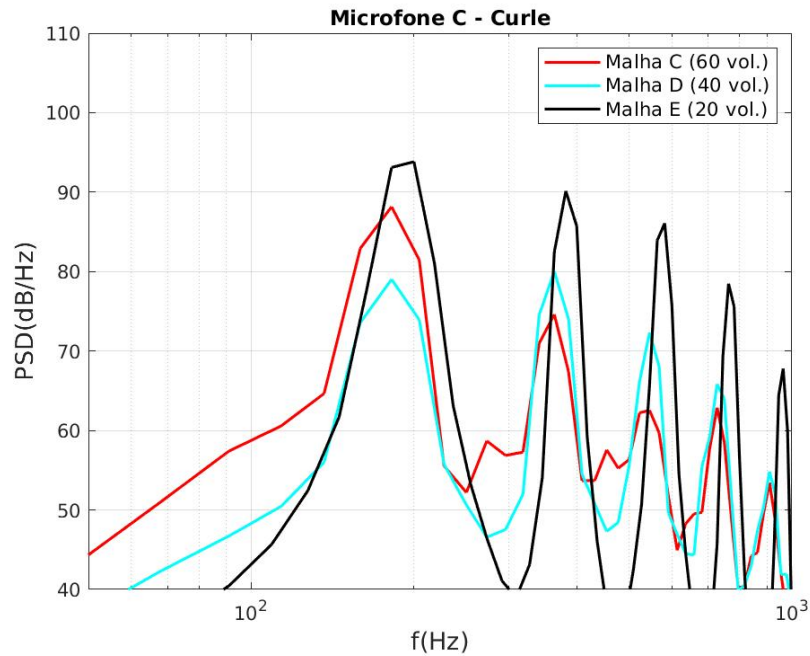
Fonte: Autor (2021).

Figura 45 – Comparativo do espectro de ruído, obtido pela analogia de FW-H (superfície 4), na posição do microfone B para as Malhas C,D e E.



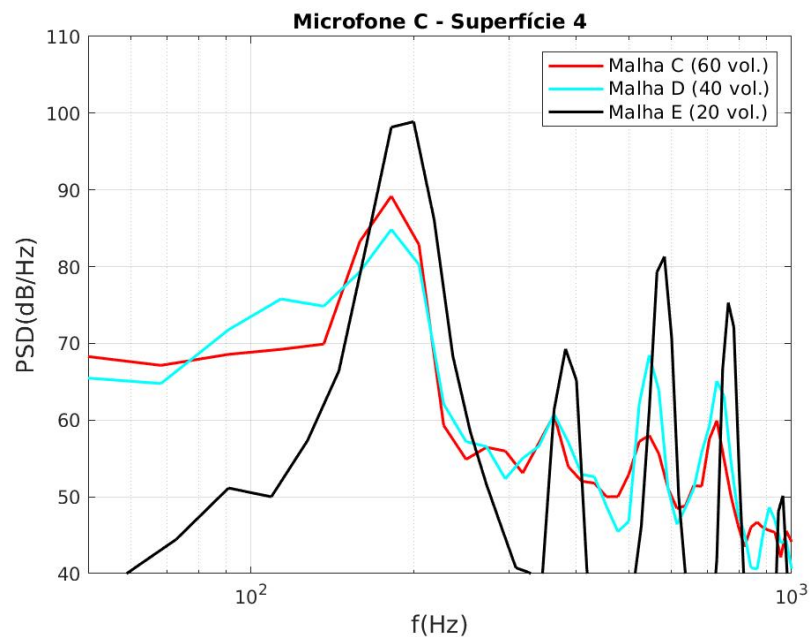
Fonte: Autor (2021).

Figura 46 – Comparativo do espectro de ruído, obtido pela analogia de Curle, na posição do microfone C para as Malhas C,D e E.



Fonte: Autor (2021).

Figura 47 – Comparativo do espectro de ruído, obtido pela analogia de FW-H (superfície 4), na posição do microfone C para as Malhas C,D e E.



Fonte: Autor (2021).