

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

MATHEUS KRÜGER CAMPANER

ANÁLISE NUMÉRICA DA MITIGAÇÃO DE RUÍDO DE CILINDROS EM TANDEM
UTILIZANDO SPLITTER PLATES DUPLAS

Joinville
2024

MATHEUS KRÜGER CAMPANER

ANÁLISE NUMÉRICA DA MITIGAÇÃO DE RUÍDO DE CILINDROS EM TANDEM
UTILIZANDO SPLITTER PLATES DUPLAS

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
2024

MATHEUS KRÜGER CAMPANER

ANÁLISE NUMÉRICA DA MITIGAÇÃO DE RUÍDO DE CILINDROS EM TANDEM
UTILIZANDO SPLITTER PLATES DUPLAS

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), 04 de Julho de 2024.

Banca Examinadora:

Orientador: Dr. Filipe Dutra da Silva
Orientador
Presidente

Prof. Ph. D. Juan Pablo de Lima Costa Salazar
Membro
Universidade Federal de Santa Catarina

Prof. Dr. Rafael Gigena Cuenca
Membro
Universidade Federal de Santa Catarina

Dedico este trabalho aos meus pais.

AGRADECIMENTOS

Agradeço ao meu orientador Filipe, por todos os conselhos, recomendações, reuniões, correções e paciência ao me orientar durante esta pesquisa.

Agradeço a todos os meus colegas e amizades que fiz durante esta graduação pelos anos de companheirismo. Me sinto honrado e lisonjeado de ter tido a oportunidade de partilhar esta experiência com vocês. Vocês tornaram esta jornada memorável.

Acima de tudo agradeço aos meus pais, Katia e Ilso, por todo o amor, carinho e apoio incondicionais com os quais vocês me favoreceram por toda a minha vida. Jamais os terei agradecido o suficiente por isto.

"Todo tornar-se arrasta atrás de si o haver sido."
Friedrich Nietzsche.

RESUMO

O ruído relacionado à operação de aeronaves em regiões aeroportuárias, ou em voo é objeto de estudo há décadas, tendo em vista as restrições incrementalmente mais rígidas impostas por órgãos regulamentadores referentes a tais níveis de ruído, bem como as exigências de passageiros por mais conforto de cabine durante o voo. Em virtude disso, faz-se necessário propor e investigar métodos de mitigação de ruído que proporcionem aeronaves mais silenciosas. Durante a fase de voo de aproximação e pouso, o ruído de airframe é um dos principais componentes do ruído total emitido pela aeronave. Dentro deste contexto, neste trabalho primeiramente foi feita uma análise de um modelo numérico para previsão de ruído oriundo do escoamento em torno de cilindros em tandem, um caso extensivamente estudado no campo de aeroacústica. Em seguida investigou-se o efeito no campo acústico da adição de splitter plates duplas no cilindro à montante como mecanismo de mitigação de ruído. Para tanto foram realizadas simulações numéricas do campo aerodinâmico por meio do software livre OpenFOAM, em conjunto com a biblioteca libAcoustics, através da qual as estimativas de níveis de pressão sonora foram calculadas utilizando as analogias de Curle, Ffowcs Williams-Hawkings nas formulações GT e 1A de Farassat. Testes de convergência de malha foram conduzidos a fim de avaliar a sensibilidade ao refino. Também foi analisada a influência de condições de contorno periódicas nas faces que limitam o domínio computacional nos planos perpendiculares aos cilindros. Notou-se uma boa concordância do modelo numérico de validação nos campos aerodinâmico e acústico quando comparado com resultados experimentais obtidos por outros pesquisadores. Também verificou-se uma redução nos picos de nível de pressão sonora devido à adição de splitter plates, bem como nos coeficientes de arrasto médio.

Palavras-chave: CAA. CFD. Cilindros em tandem. Ruído de airframe. OpenFOAM.

ABSTRACT

Noise related to the operation of aircraft in airport areas or in flight has been the subject of study for decades, given the increasingly strict restrictions imposed by regulatory bodies on such noise levels, as well as passengers' demands for more cabin comfort during flight. As a result, it is necessary to propose and investigate noise mitigation methods that provide quieter aircraft. During the approach and landing phases of flight, airframe noise is one of the main components of the total noise emitted by an aircraft. Within this context, this work first analyzed a numerical model for predicting noise from the flow around tandem cylinders, a case that has been extensively studied in the field of aeroacoustics. It is then investigated the effect on the acoustic field of adding double splitter plates to the upstream cylinder as a noise mitigation mechanism. To this end, numerical simulations of the aerodynamic field were carried out using the free OpenFOAM software, along with the libAcoustics library, through which sound pressure level estimates were calculated using the Curle and Ffowcs Williams-Hawkings analogies in the GT and 1A formulations. Mesh convergence tests were carried out in order to assess sensitivity to mesh refinement. The influence of periodic boundary conditions on the faces that limit the computational domain in the planes perpendicular to the cylinders was also analyzed. The numerical validation model was found to be in good agreement in the aerodynamic and acoustic fields when compared with experimental results obtained by other researchers. There was also a reduction in peak sound pressure levels due to the addition of splitter plates, as well as in the average drag coefficients.

Keywords: CAA. CFD. Tandem cylinders. Airframe noise. OpenFOAM.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Fontes sonoras de ruído de airframe em uma aeronave.	20
Figura 2 – Padrões de esteiras de vórtices conforme distância entre centros.	23
Figura 3 – Exemplo de uso de splitter plate única para cilindros em tandem.	24
Figura 4 – Velocidade média e instantânea para um escoamento turbulento em regime estatisticamente permanente.	30
Figura 5 – Relação entre u^+ e y^+	33
Figura 6 – Disposição de fonte sonora e observador.	36
Figura 7 – Esquema da função que define a superfície de Ffowcs-Williams e Hawkins.	41
Figura 8 – Posições dos microfones em relação aos cilindros.	46
Figura 9 – Parâmetros geométricos das splitter plates.	47
Figura 10 – Cilindro com splitter plates, vista bidimensional, plano X-Y.	48
Figura 11 – Vista bidimensional do domínio computacional e dimensões.	49
Figura 12 – Malha 16Dh2: vista bidimensional, plano X-Y.	51
Figura 13 – Malha 16Dh2: vista bidimensional aproximada, plano X-Y.	51
Figura 14 – Malha 16Dh2: vista bidimensional aproximada, plano Z-Y, corte na origem.	52
Figura 15 – Malha $L_s = 1.5D; \alpha = 40^\circ$: vista bidimensional aproximada, plano X-Y (a); vista tridimensional superior, superfície dos cilindros (b).	52
Figura 16 – Posição angular das sondas de pressão.	54
Figura 17 – Posições das sondas de velocidade.	55
Figura 18 – Superfície de FW-H GT Fechada: vista superior (a) e vista lateral (b).	56
Figura 19 – 16Dh3, históricos de coeficientes de arrasto: Cilindro 1 (a), Cilindro 2 (b).	60
Figura 20 – 16Dh2, históricos de coeficientes de arrasto: Cilindro 1 (a), Cilindro 2 (b).	60
Figura 21 – 16Dh1, históricos de coeficientes de arrasto: Cilindro 1 (a), Cilindro 2 (b).	60
Figura 22 – Casos GCI, $\overline{C_p}$: Cilindro 1 (a), Cilindro 2 (b).	61
Figura 23 – Vista aproximada de sondas de pressão e elementos de malha: 16Dh1 (a), 16Dh3 (b). Sondas de pressão em vermelho.	62
Figura 24 – Casos GCI, $\overline{U_x}/U_\infty$: Sondas entre cilindros (a), Sondas a jusante (b), Sondas verticais a jusante (c).	63
Figura 25 – 16Dh2, Vorticidade instantânea: Componente Z (a); Componente Y (b).	64

Figura 26 – Analogia de FW-H 1A, Ambos os Cilindros: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).	66
Figura 27 – Analogia de FW-H 1A, Cilindro 1: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).	66
Figura 28 – Analogia de FW-H 1A, Cilindro 2: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).	66
Figura 29 – Analogia de Curle, Ambos os Cilindros: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).	67
Figura 30 – Analogia de Curle, Cilindro 1: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).	67
Figura 31 – Analogia de Curle, Cilindro 2: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).	67
Figura 32 – Analogia de FW-H GT, Superfície Fechada: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).	68
Figura 33 – Analogia de FW-H GT, Superfície Aberta: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).	68
Figura 34 – Analogia de FW-H GT, Superfície Composta: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).	68
Figura 35 – Histórico de Cd_1 : Malha 16Dh2 (a), Malha 16Dh2-AMI (b), Malha 4Dh2 (c) e Malha 4Dh2-AMI (d).	71
Figura 36 – Casos de validação, $\overline{C_p}$: Cilindro 1 (a), Cilindro 2 (b).	72
Figura 37 – Casos de validação, $\overline{U_x}/U_\infty$: Sondas entre cilindros (a), Sondas a jusante (b), Sondas verticais a jusante (c).	73
Figura 38 – 4Dh2, Vorticidade: Componente Z (a); Componente Y (b).	74
Figura 39 – 4Dh2-AMI, Vorticidade: Componente Z (a); Componente Y (b).	74
Figura 40 – 16Dh2-AMI, Vorticidade: Componente Z (a); Componente Y (b).	75
Figura 41 – Analogia de FW-H 1A, Ambos os Cilindros: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).	76
Figura 42 – Analogia de FW-H 1A, Cilindro 1: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).	76
Figura 43 – Analogia de FW-H 1A, Cilindro 2: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).	76
Figura 44 – Tridimensionalidade do campo acústico. Malha 16Dh2, Analogia de FW-H 1A, Ambos os Cilindros, Microfone A.	77
Figura 45 – Casos com Splitters, $\overline{C_p}$: Cilindro 1 (a), Cilindro 2 (b).	79
Figura 46 – Casos com Splitters, $\overline{U_x}/U_\infty$: Sondas entre cilindros (a), Sondas a jusante (b), Sondas verticais a jusante (c).	80
Figura 47 – $L_s = 1D$; $\alpha = 40^\circ$, Vorticidade: Componente Z (a); Componente Y (b).	81
Figura 48 – $L_s = 1D$; $\alpha = 60^\circ$, Vorticidade: Componente Z (a); Componente Y (b).	81

Figura 49 – $L_s = 1.5D$; $\alpha = 40^\circ$, Vorticidade: Componente Z (a); Componente Y (b).	82
Figura 50 – $L_s = 1.5D$; $\alpha = 60^\circ$, Vorticidade: Componente Z (a); Componente Y (b).	82
Figura 51 – Analogia de FW-H 1A, Ambos os Cilindros: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).	85
Figura 52 – Analogia de FW-H 1A, Cilindro 1: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).	85
Figura 53 – Analogia de FW-H 1A, Cilindro 2: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).	85
Figura 54 – Analogia de Curle, Ambos os Cilindros: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).	86
Figura 55 – Analogia de Curle, Cilindro 1: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).	86
Figura 56 – Analogia de Curle, Cilindro 2: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).	86
Figura 57 – Analogia de FW-H GT, Superfície Fechada: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).	87
Figura 58 – Analogia de FW-H GT, Superfície Aberta: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).	87
Figura 59 – Analogia de FW-H GT, Superfície Composta: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).	87
Figura 60 – Analogia de Curle, Ambos os Cilindros: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).	95
Figura 61 – Analogia de Curle, Cilindro 1: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).	95
Figura 62 – Analogia de Curle, Cilindro 2: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).	95
Figura 63 – Analogia de FW-H 1A, Ambos os Cilindros: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).	96
Figura 64 – Analogia de FW-H 1A, Cilindro 1: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).	96
Figura 65 – Analogia de FW-H 1A, Cilindro 2: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).	96
Figura 66 – Analogia de FW-H GT, Superfície Fechada: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).	97
Figura 67 – Analogia de FW-H GT, Superfície Aberta: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).	97
Figura 68 – Analogia de FW-H GT, Superfície Composta: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).	97

LISTA DE QUADROS

Quadro 1 – Condições de contorno adotadas.	54
--	----

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Coordenadas normalizadas dos microfones.	47
Tabela 2 – Número inicial de divisões nas respectivas malhas.	50
Tabela 3 – Número de elementos e camadas nas respectivas malhas.	51
Tabela 4 – Parâmetros de malha usados no cálculo do GCI.	58
Tabela 5 – Resultados pertinentes ao cálculo do GCI.	59
Tabela 6 – Casos GCI: Coeficientes de arrasto médios.	59
Tabela 7 – Malha 16Dh3: OASPL [dB] para as respectivas analogias acústicas e microfones.	69
Tabela 8 – Malha 16Dh2: OASPL [dB] para as respectivas analogias acústicas e microfones.	69
Tabela 9 – Malha 16Dh1: OASPL [dB] para as respectivas analogias acústicas e microfones.	69
Tabela 10 – Casos de validação: Coeficientes de arrasto médios.	70
Tabela 11 – Casos com Splitters: Coeficientes de arrasto médios.	78

LISTA DE SÍMBOLOS

A_{ij}	Área da face de elemento de malha
A_{ref}	Área de referência
Cd	Coeficiente de arrasto
\overline{Cd}	Coeficiente de arrasto médio
\overline{Cd}_1	Coeficiente de arrasto médio no Cilindro 1
\overline{Cd}_2	Coeficiente de arrasto médio no Cilindro 2
Cd_1	Coeficiente de arrasto no Cilindro 1
Cd_2	Coeficiente de arrasto no Cilindro 2
C_p	Coeficiente de pressão
$\overline{C_p}$	Coeficiente de pressão médio
u_i	Componente i da velocidade no sistema de coordenadas cartesiano
x_i	Componente i do sistema de coordenadas cartesiano
u_j	Componente j da velocidade no sistema de coordenadas cartesiano
x_j	Componente j do sistema de coordenadas cartesiano
x_k	Componente k do sistema de coordenadas cartesiano
U_x	Componente de velocidade na direção cartesiana X
$\overline{U_x}$	Componente de velocidade na direção cartesiana X média
U_z	Componente de velocidade na direção cartesiana Z
$\overline{U_z}$	Componente de velocidade na direção cartesiana Z média
L_s	Comprimento das Splitter Plates.
l_{Ref}	Comprimento de referência
κ	Constante de Von Kármán
k_R	Constante de proporcionalidade de refino

B	Constante empírica para cálculo de u^+
δ	Delta de Dirac
δ_{ij}	Delta de Kroenecker
ρ	Densidade
ρ_∞	Densidade na corrente livre
ϵ	Diferença entre variáveis de interesse
y^+	Distância adimensional à parede
L	Distância entre centros dos cilindros
r	Distância entre observador e fonte
D	Diâmetro dos cilindros
k	Energia cinética turbulenta
b	Envergadura dos cilindros
E	Fator de rugosidade
ρ'	Flutuação de densidade
p'	Flutuação de pressão
Q	Fonte sonora
q	Fonte sonora infinitesimal
F_i	Fontes sonoras do tipo dipolo
Q_n	Fontes sonoras do tipo monopolo
$T_{ij}^{*'} $	Fontes sonoras do tipo quadrupolo
f_s	Frequência de aquisição
$H(f)$	Função de Heaviside
GCI_{ij}	Índice de convergência de malha entre malhas i e j
I	Intensidade turbulenta
ΔT	Intervalo de tempo
Co	Número de Courant

M	Número de Mach
Re	Número de Reynolds
N_{FFT}	Número de amostras por bloco na FFT
N	Número de elementos de malha
m	Observador
P	Ordem do erro de discretização
α	Posição angular das Splitter Plates
p	Pressão
p_{ref}	Pressão de referência
p_{∞}	Pressão na corrente livre
R	Razão de convergência
k_C	Razão de espessura entre camadas
r	Razão entre tamanhos representativos de malha
df	Resolução em frequência
S	Superfície sólida da fonte sonora
h	Tamanho representativo de malha
ε	Taxa de dissipação de energia cinética turbulenta
ω	Taxa de dissipação específica de energia cinética turbulenta
τ^*	Tempo de emissão
τ	Tempo referente a fonte sonora
t	Tempo referente ao observador
T_{ij}	Tensor de Lighthill
τ_{ij}^R	Tensor de Reynolds
τ_{ij}	Tensor tensão viscoso
τ_w	Tensão cisalhante de superfície
a	Termo convectivo de fluxo de massa

ϕ	Variável de interesse
ψ	Variável genérica do escoamento
u^+	Velocidade adimensional
u_i	Velocidade axial
u_τ	Velocidade de atrito
U_∞	Velocidade de corrente livre
c_∞	Velocidade do som em campo distante
n	Vetor normal à superfície S
\vec{y}	Vetor posição de fontes sonoras
\vec{x}	Vetor posição de observador
ν	Viscosidade cinemática
ν_t	Viscosidade cinemática turbulenta
ΔV_i	Volume de elemento de malha
V	Volume de fonte acústica distribuída
ϵ	Diferença entre valores de uma variável de interesse

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

BART	Basic Aerodynamics Research Tunnel
CAA	Computational Aeroacoustics
CFD	Computational Fluid Dynamics
CAD	Computer-Aided Design
DIC	Diagonal-based Incomplete Cholensky
DILU	Diagonal-based Incomplete Lower-Upper
DNS	Direct Numerical Simulation
FFT	Fast Fourier Transform
FW-H	Ffowcs Williams-Hawkings
GCI	Grid Convergence Index
LabCC	Laboratório de computação científica
OASPL	Overall Sound Pressure Level
OpenFOAM	Open Field Operation And Manipulation
PSD	Power Spectral Density
PBiCGStab	Preconditioned bi-conjugate gradient stabilized
PCG	Preconditioned Conjugate Gradient
PISO	Pressure Implicit with Splitting of Operators
QFF	Quiet Flow Facility
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes
SST	Shear Stress Transport
SPL	Sound Pressure Level
UFSC	Universidade Federal de Santa Catarina

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	19
1.1	Objetivo	21
1.1.1	Objetivo Geral	21
1.1.2	Objetivos Específicos	21
2	FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	22
2.1	Escoamento sobre cilindros em tandem	22
2.1.1	O uso de splitter plates no controle da esteira de vórtices	24
2.2	Grid Convergence Index	26
2.3	Algoritmo PISO	27
2.4	Modelos de turbulência	29
2.4.1	Reynolds Averaged Navier-Stokes	29
2.4.1.1	Modelo de fechamento $k - \omega SST$	31
2.4.2	Funções parede	32
2.5	Aeroacústica	34
2.5.1	Analogia de Lighthill	34
2.5.2	Analogia de Curle	39
2.5.3	Analogia de Ffowcs Williams e Hawkings	40
2.5.3.1	Formulação 1A	44
2.5.3.2	Formulação GT	45
3	METODOLOGIA	46
3.1	Definição do caso em estudo	46
3.2	Parâmetros geométricos das Splitter Plates	47
3.3	Definição das malhas computacionais	48
3.4	Parâmetros de simulação dos campos aerodinâmico e acústico	53
3.4.1	Campo aerodinâmico	53
3.4.2	Campo acústico	55
4	RESULTADOS	58
4.1	Resultados do teste de refino de malha	58
4.1.1	Resultados aerodinâmicos	59
4.1.2	Resultados acústicos	64
4.2	Análise da influência da redução de envergadura e do uso de condição de contorno periódica	70
4.2.1	Resultados aerodinâmicos	70
4.2.2	Resultados acústicos	75

4.2.2.1	<u>Análise da tridimensionalidade do campo acústico</u>	77
4.3	Resultados dos casos com splitter plates duplas	78
4.3.1	Resultados aerodinâmicos	78
4.3.2	Resultados acústicos	83
5	CONCLUSÕES	88
	REFERÊNCIAS	91
	APÊNDICE A	95

1 INTRODUÇÃO

A crescente preocupação com o ruído relacionado às operações aeronáuticas é justificada diante do aumento contínuo dos níveis de ruído produzidos por aeronaves desde a popularização do motor a jato durante a década de 1950. Com o aumento do tráfego aéreo global e a expansão de aeroportos, comunidades vizinhas estão sujeitas a exposições prolongadas de elevados níveis de ruído, o que levanta sérias preocupações quanto aos possíveis danos à saúde humana. Estudos epidemiológicos sugerem que a exposição contínua ao ruído de aeronaves pode estar associada a uma série de problemas de saúde, incluindo distúrbios do sono, problemas de audição, aumento da pressão arterial, estresse e mesmo impactos negativos no desenvolvimento cognitivo de crianças (WHO, 2018).

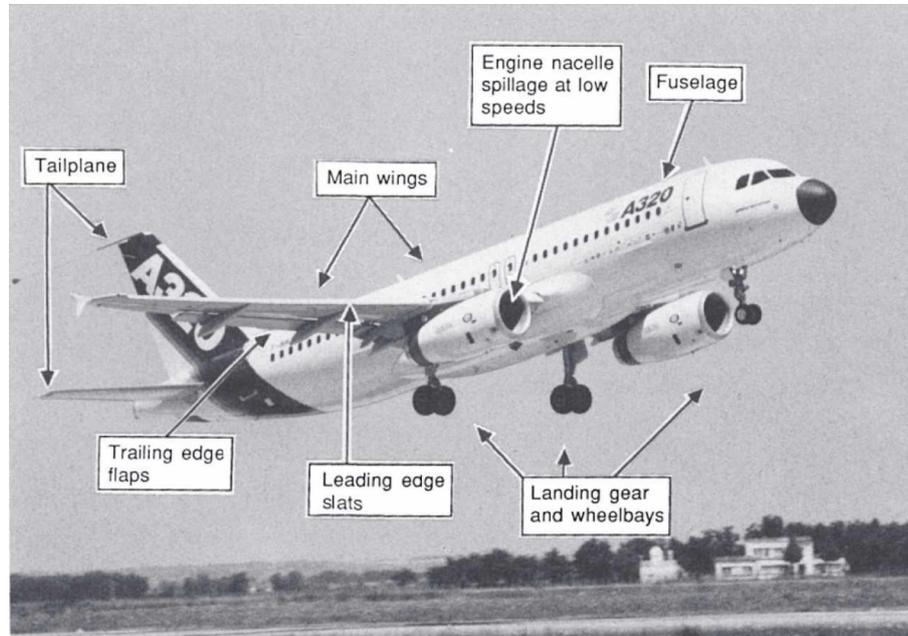
Portanto, o aprofundamento do conhecimento sobre a geração e propagação do ruído devido à operação de aeronaves é essencial não apenas para compreender os mecanismos subjacentes e desenvolver possíveis técnicas de atenuação de ruído, mas também para possibilitar que órgãos reguladores estejam suficientemente informados ao formularem políticas públicas que visem proteger a saúde e o bem-estar das comunidades afetadas. Tais esforços são fundamentais para encontrar um equilíbrio entre o avanço tecnológico na indústria aeronáutica e a manutenção da habitabilidade de regiões urbanas, demonstrando que o interesse no estudo nesta área de pesquisa está compreendido não apenas no âmbito da engenharia, mas se estende também aos âmbitos político e ambiental.

Dados os múltiplos mecanismos em funcionamento simultâneo durante a operação de uma aeronave, por vezes não é possível analisar isoladamente o ruído gerado por cada um desses. Por este motivo propôs-se fazer a distinção entre ruído de airframe, e o ruído proveniente do motor (RUIJGROK, 1993). As diferenças fundamentais entre o ruído de airframe e o ruído de motor residem nas suas origens e características.

O ruído de airframe é definido como o ruído de campo distante gerado por uma aeronave em voo com seu sistema propulsor inoperante (RUIJGROK, 1993). Esse tipo de ruído está associado a fenômenos como a característica turbulenta do escoamento em torno da aeronave, a formação de desprendimento vórtices e a separação de camada limite (SMITH, 1989). Em contrapartida, o ruído de motor está associado ao funcionamento dos componentes de um motor a jato (como fan, compressores, turbina, câmara de combustão, engrenagens), e à interação do jato com o meio quiescente circundante. Segundo Smith (1989), durante pousos e decolagens o ruído de airframe pode exceder aquele gerado pelas fontes sonoras individuais que compõem o ruído de

motor. A Figura 1 ilustra os diferentes componentes de uma aeronave que contribuem para o total do ruído de airframe.

Figura 1 – Fontes sonoras de ruído de airframe em uma aeronave.



Fonte: Smith (1989).

Dentre os componentes apresentados, o trem de pouso é responsável pela maior contribuição no ruído de airframe em aeronaves de aviação civil durante a fase de pouso (DOBRZYNSKI, 2010). Neste contexto, o estudo de escoamentos sobre cilindros em tandem se justifica devido à similaridade destes com a estrutura complexa que compõem trens de pouso em aeronaves, sendo portanto um modelo simplificado que serve como base para melhor compreensão dos campos aerodinâmico e acústico formados pela interação dos trens de pouso de uma aeronave com a atmosfera durante pousos e decolagens.

Zdravkovich (1985) verificou que a depender da distância entre centros de cilindros em tandem ocorre a formação de uma esteira de vórtices para cada um dos cilindros. Posteriormente, Lockard et al. (2007) constataram que a interação da esteira de vórtices do cilindro à jusante com o cilindro à montante é uma das principais fontes de ruído gerado pelo escoamento sobre cilindros em tandem. Splitter plates constituem um dispositivo de controle passivo da esteira de vórtices, possibilitando desta forma uma redução na frequência de desprendimento de vórtices (ROSHKO, 1955).

O estudo da problemática de escoamentos externos sobre cilindros em tandem pode ser conduzido por meio de ensaios experimentais em túneis de vento, obtendo medições diretas de características do escoamento, ou recorrendo a simulações numéricas por meio de códigos de Dinâmica dos Fluidos Computacional (CFD). Uma vantagem desta última estratégia de estudo é uma possível redução no custo de

pesquisa, complementando a necessidade da manufatura de componentes, construção, manutenção e operação de túneis de vento. Em conjunto com as simulações em CFD, a Aeroacústica Computacional (CAA) é utilizada para fornecer estimativas do campo acústico distante gerado por escoamentos, fazendo uso do resultado das simulações do campo aerodinâmico como parâmetros de entrada para analogias acústicas (SENGUPTA; BHUMKAR, 2020).

Neste estudo propõe-se a concepção de um modelo numérico para simulação de escoamentos sobre cilindros em tandem por meio do código livre de CFD OpenFOAM-v2312 (OPENCFD LIMITED, 2023), e simultaneamente, será feito uso da biblioteca libAcoustics (EPIKHIN et al., 2015) na estimativa do ruído emitido por meio das analogias acústicas disponíveis nesta, e então serão comparados os resultados numéricos com resultados experimentais disponíveis na literatura para fins de validação do modelo numérico. Por fim será analisado o uso de splitter plates duplas como dispositivo de redução de ruído por meio do modelo numérico desenvolvido.

1.1 OBJETIVO

Para resolver a problemática de análise de um modelo numérico de previsão de ruído em cilindros em tandem, propõem-se neste trabalho os seguintes objetivos.

1.1.1 Objetivo Geral

Desenvolver e validar um modelo numérico de previsão de ruído em campo distante gerado pelo escoamento em torno de cilindros em tandem, e analisar o efeito de splitter plates duplas nos campos aerodinâmico e acústico.

1.1.2 Objetivos Específicos

- Avaliar o efeito do refino de malha conforme critérios de convergência estabelecidos;
- Comparar resultados aerodinâmicos e acústicos obtidos com o modelo numérico com resultados experimentais;
- Analisar a sensibilidade do modelo numérico a condições de contorno periódicas;
- Examinar a eficácia do uso de splitter plates duplas na mitigação de ruído de campo distante.

2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

Neste capítulo serão apresentados uma contextualização do caso de escoamentos externos sobre cilindros em tandem, o critério de convergência de malha utilizado, os modelos matemáticos envolvidos na solução dos campos aerodinâmico e acústico, incluindo uma descrição do algoritmo de acoplamento pressão-velocidade, o modelo de turbulência utilizado, e as analogias acústicas empregadas.

2.1 ESCOAMENTO SOBRE CILINDROS EM TANDEM

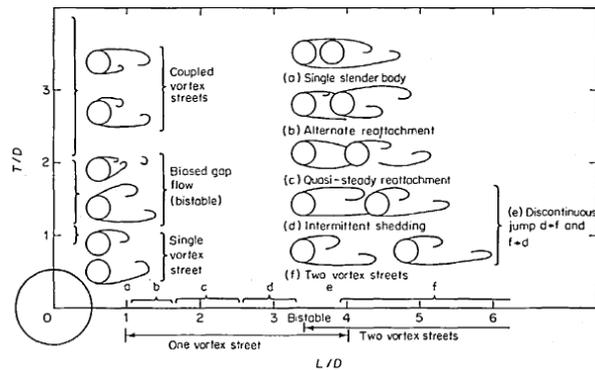
O caso de escoamentos externos sobre cilindros tem sido objeto de estudos de diversos pesquisadores devido à semelhança com múltiplos casos recorrentes em engenharia, como chaminés, trocadores de calor cilíndricos, linhas de transmissão de alta voltagem, estruturas submersas em plataformas offshore e trens de pouso em aeronaves durante pousos e decolagens (MARYAMI et al., 2020).

Zdravkovich (1985) analisou o efeito da distância entre centros de cilindros em tandem L no desenvolvimento da esteira de vórtices e catalogou o padrão de despreendimento de vórtices formado. Notou-se que conforme o aumento da distância o campo aerodinâmico pode:

- assemelhar-se ao escoamento sobre um único corpo rombudo ($L < 1.1D$),
- apresentar recolamento intermitente da camada limite no cilindro a jusante ($1.1 < L < 1.6$),
- apresentar recolamento contínuo da camada limite no cilindro a jusante ($1.6 < L < 2.4$),
- exibir formação intermitente de esteira de vórtices no cilindro a montante ($2.5 < L < 3.2$), ou
- manifestar formação de uma esteira de vórtices para cada cilindro ($3.8 < L$), caracterizando um sistema biestável.

Norberg e Sunden (1987) investigaram o efeito do número de Reynolds e intensidade turbulenta no campo aerodinâmico e coeficiente de pressão médio para o caso de um cilindro único. Para tanto, os pesquisadores conduziram experimentos em túnel de vento com números de Reynolds entre 2×10^4 e 3×10^5 , e valores de intensidade turbulenta entre 0.1% e 1.4%. Dentre os resultados obtidos destaca-se a conclusão de que aumentos no valor de intensidade turbulenta causaram um aumento no coeficiente de pressão médio para números de Reynolds menores que aproximadamente 10^5 , a partir do qual o oposto foi observado.

Figura 2 – Padrões de esteiras de vórtices conforme distância entre centros.



Fonte: Zdravkovich (1985).

Jenkins et al. (2005) realizaram ensaios em túnel de vento no Basic Aerodynamics Research Tunnel (BART) para cilindros em tandem separados por uma distância entre centros de $1.435D$ e $3.7D$, com número de Reynolds $Re = 1.66 \times 10^5$, e obtiveram dados para frequência de desprendimento de vórtices, coeficientes de pressão nas superfícies de ambos os cilindros, além de medições do campo de velocidades e vorticidade no escoamento próximo aos cilindros. Tais medições foram instrumento de validação para simulações numéricas conduzidas por Khorrami et al. (2005).

Lockard et al. (2007, 2008) fizeram uso do Quiet Flow Facility (QFF), um túnel de vento de jato livre em câmara anecoica, para repetir os experimentos descritos acima utilizando o mesmo número de Reynolds, ainda que com diâmetros dos cilindros e número de Mach diferentes. Deste modo, os pesquisadores puderam não somente replicar as medições do campo aerodinâmico, como também mensurar os níveis de ruído emitido recorrendo a três microfones dispostos na vizinhança do escoamento, mas fora do jato.

Ademais os pesquisadores também simularam o escoamento sobre os cilindros por meio do código de fluido dinâmica computacional (CFD) CFL3D, fazendo uso de um modelo de turbulência Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS), e diferentes níveis de refino do domínio computacional. Como tentativa de redução do custo computacional, investigou-se o efeito do uso de condições periódicas como condições de contorno para malhas com envergadura dos cilindros reduzida. Por fim foi implementado um modelo numérico de previsão dos níveis de ruído utilizando-se da analogia de Ffowcs Williams e Hawkings (1969).

Destacam-se dos estudos de Lockard et al. (2007, 2008) as conclusões de que: as medições do campo aerodinâmico mostraram-se independentes dos instrumentos empregados nos túneis de vento; as flutuações de pressão na superfície do cilindro a montante são muito menores quando comparadas às flutuações na superfície do cilindro a jusante, de modo que este domina o processo de geração de ruído; o uso da analogia acústica de Ffowcs Williams e Hawkings mostrou-se adequado no cálculo do

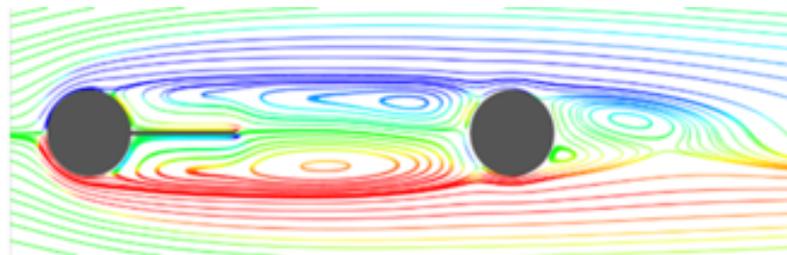
ruído em campo distante.

2.1.1 O uso de splitter plates no controle da esteira de vórtices

O desprendimento de vórtices associado ao escoamento externo sobre corpos rombudos está diretamente ligado às forças aerodinâmicas às quais o objeto está sujeito, bem como ao ruído gerado pela interação entre escoamento e objeto (BAO; TAO, 2013). Desta forma, é de grande interesse desenvolver técnicas que possam reduzir a frequência de desprendimento de vórtices. O uso de splitter plates está entre as soluções mais simples para esta problemática, sendo portanto também uma das mais estudadas (SIKDAR; DASH; SINHAMAHAPATRA, 2023).

Segundo Roshko (1955), splitter plates são uma simples placa plana localizada na região a jusante de um corpo rombudo, tendo como finalidade atrasar o desenvolvimento da esteira de vórtices. Neste contexto, não há apenas uma configuração para a posição das splitter plates em relação ao objeto, podendo estas também estarem desconectadas do mesmo, o que torna as splitter plates um dispositivo de controle da esteira de vórtices versátil e de baixo custo.

Figura 3 – Exemplo de uso de splitter plate única para cilindros em tandem.



Fonte: Sikdar, Dash e Sinhamahapatra (2023).

Roshko (1955, 1961) investigou o caso de escoamentos sobre cilindros únicos com uma splitter plate fixa no cilindro paralela ao escoamento, para uma ampla faixa de números de Reynolds. Notou-se que houve uma redução considerável no coeficiente de arrasto e frequência de desprendimento de vórtices, bem como o surgimento de duas zonas de recirculação em ambas as superfícies da splitter plate, seguidas de recolamento da camada limite.

Kwon e Choi (1996) demonstraram que a para casos similares porém para números de Reynolds entre 80 e 160, a frequência de desprendimento de vórtices reduz rapidamente conforme o aumento do comprimento da splitter plate até comprimentos aproximadamente iguais ao diâmetro do cilindro. Os autores também observaram que existe um comprimento ótimo para redução de arrasto para cada número de Reynolds.

Hwang, Yang e Sun (2003) conduziram simulações numéricas para escoamentos bidimensionais com baixo número de Reynolds a fim de estudar a influência da distância entre o cilindro e splitter plates desconexas a jusante nos

coeficientes de arrasto e sustentação, bem como no desenvolvimento da esteira de vórtices. Os autores notaram que há uma forte redução no coeficiente de arrasto e número de Strouhal para distâncias menores que $2.7D$, a partir da qual tais valores apresentaram um aumento brusco.

Semelhantemente, Bao e Tao (2013) analisaram o uso de splitter plates duplas fixas no cilindro, com diferentes comprimentos e posições angulares, como dispositivo de redução de arrasto e controle da esteira de vórtices. Notou-se que para determinadas combinações de posição e comprimento, o coeficiente de arrasto no cilindro é menor quando comparado ao de um cilindro com apenas uma splitter plate. Por outro lado, certas combinações demonstram um aumento no arrasto, o que os autores atribuíram ao arrasto de fricção na superfície das splitter plates.

Sikdar, Dash e Sinhamahapatra (2023) examinaram o impacto na redução de arrasto e controle da esteira de vórtices para cilindros em tandem mediante o uso de splitter plates fixas nos mesmos. Com este propósito os pesquisadores desenvolveram e implementaram um método numérico para simular o escoamento sobre os cilindros com um número de Reynolds $Re = 100$. Foram investigadas as configurações de splitter plates para estas fixas em apenas um dos cilindros por vez, para diferentes comprimentos de splitter plates e distâncias entre centros. Em meio aos resultados obtidos pelos autores, destaca-se que para cilindros com distância entre centros de $3.5D$, o uso de splitter plates tanto no cilindro a montante quanto a jusante se mostrou eficaz na estabilização da esteira de vórtices, porém notou-se que a redução de arrasto no cilindro a jusante foi mais acentuada com o uso de splitter plate fixa no cilindro a jusante.

Chadlvski (2021) desenvolveu um modelo numérico utilizando o software livre OpenFOAM-v2112, a fim de avaliar a viabilidade do uso deste em conjunto com a biblioteca libAcoustics para prever o nível de ruído emitido pelo escoamento analisado por Lockard et al. (2007), fazendo uso de um modelo de turbulência URANS, e das analogias acústicas de Curle e Ffowcs Williams-Hawkings. Em seus estudos concluiu-se que o modelo foi capaz de prever com boa precisão as frequências dos tonais, mas as amplitudes foram levemente subestimadas.

Cardoso (2023) deu continuidade aos estudos ao utilizar-se de um modelo numérico semelhante para analisar os níveis de ruído emitidos pelo escoamento ao adicionar splitter plates simples nos cilindros. Concluiu-se que as splitter plates foram eficazes na mitigação do ruído, porém os resultados variaram conforme o comprimento destas, bem como entre suas posições. Notou-se que splitter plates mais longas surtiram efeitos maiores nos níveis de pressão sonora obtidos, mas que o uso de splitter plates fixas apenas no cilindro a jusante foram menos eficazes na mitigação de ruído em comparação ao uso destas em ambos os cilindros, ou apenas no cilindro a montante.

Por fim Batista (2022) desenvolveu um algoritmo de automatização da etapa de geração de malhas, e analisou o efeito da redução da envergadura dos cilindros para 4 diâmetros, com o objetivo de reduzir o custo computacional da pesquisa. Constatou-se que a redução na envergadura não surtiu efeitos no campo aerodinâmico que invalidassem os resultados, ainda que estes tenham apresentado ligeiras discrepâncias em relação aos obtidos com uma malha com envergadura dos cilindros de 16 diâmetros. É importante observar que tanto Chadlvski (2021) quanto Cardoso (2023) e Batista (2022) fizeram uso de condição de contorno de escorregamento nas faces do domínio computacional que limitam a envergadura dos cilindros.

2.2 GRID CONVERGENCE INDEX

A malha é a representação discretizada do domínio espacial e temporal de uma simulação em CFD, e portanto influencia diretamente nas derivadas espaciais e temporais de propriedades do escoamento, as quais são usualmente calculadas por séries de Taylor (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007). O truncamento de tais séries de Taylor em termos de primeira ou segunda ordem em esquemas de discretização é uma das fontes de erro em simulações em CFD (JASAK, 1996).

Por consequência, a etapa de pré-processamento exige grande cautela, a fim de não somente minimizar os erros de discretização, mas também garantir que o resultado de uma simulação independa da malha adotada (PRITCHARD, 2011). Testes de convergência de malha envolvem a variação sistemática do número de elementos de malha, e subsequentemente a verificação de possíveis alterações nos resultados entre as diferentes malhas (FERZIGER; PERIC, 2002).

O Grid Convergence Index (GCI) é um critério de convergência de malha recomendado para avaliar os erros de discretização (CELIK et al., 2008). Este método envolve a comparação entre resultados obtidos para uma ou mais variáveis de interesse entre simulações realizadas com diferentes malhas computacionais e diferentes níveis de refino, a fim de determinar se os resultados computacionais obtidos independem da escolha do malha utilizada. Faz-se necessário para uso deste método que pelo menos três malhas sejam geradas, obedecendo uma razão de refino r entre elas, a fim de possibilitar o cálculo de ordem P do erro de discretização (FERZIGER; PERIC, 2002).

A seguir serão adotadas as notações de subíndices 1, 2 e 3 para as malhas Refinada, Intermediária e Grosseira respectivamente. A fim de estabelecer as razões de refino entre as malhas, é definido um tamanho representativo de malha h . Para um caso tridimensional, onde N é o número de elementos, temos:

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

$$r_{21} = \frac{h_2}{h_1} , \quad (2a)$$

$$r_{32} = \frac{h_3}{h_2} . \quad (2b)$$

Define-se ϵ como a diferença entre os valores de uma variável de interesse ϕ , obtidos para cada malha:

$$\epsilon_{21} = \phi_2 - \phi_1 , \quad (3a)$$

$$\epsilon_{32} = \phi_3 - \phi_2 , \quad (3b)$$

define-se então a ordem P do erro de discretização, que para casos nos quais $r_{21} \neq r_{32}$ pode ser calculada através de um método iterativo, como:

$$P = \frac{1}{\ln r_{21}} \left| \ln \left| \frac{\epsilon_{32}}{\epsilon_{21}} \right| + \ln \left(\frac{r_{21}^P - s}{r_{32}^P - s} \right) \right| , \quad (4)$$

onde:

$$s = 1 \operatorname{sgn} \left(\frac{\epsilon_{32}}{\epsilon_{21}} \right) . \quad (5)$$

Desta forma, calculam-se os valores do erro aproximado relativo e por fim o Grid Convergence Index:

$$\epsilon_{21}^{ap} = \left| \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{\epsilon_1} \right| , \quad (6)$$

$$GCI_{21} = \frac{1.25 \epsilon_{21}^{ap}}{r_{21}^P - 1} . \quad (7)$$

A razão de convergência $R = \epsilon_{32}/\epsilon_{21}$ determina se o refino de malha implica uma convergência monótona, oscilatória ou divergência, segundo o critério:

- Convergência monótona: $0 < R < 1$
- Convergência oscilatória: $R < 0$
- Divergência: $R > 1$

2.3 ALGORITMO PISO

O processo de solução para as equações de Navier-Stokes para escoamentos incompressíveis é complexo em parte devido à falta de uma equação independente para pressão, cujo gradiente influencia diretamente nas equações de quantidade de movimento linear (FERZIGER; PERIC, 2002). Tal acoplamento entre os campos pressão-velocidade, isto é, a influência do campo de pressão no campo de velocidade, e vice-versa, faz com que o processo de solução destas equações seja necessariamente iterativo.

Neste contexto, o algoritmo Pressure Implicit with Splitting of Operators (PISO) consiste em um método de solução envolvendo um passo de predição, e dois ou mais passos de correção dos campos de pressão e velocidade, e pode ser visto

como uma extensão do algoritmo SIMPLE (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007). Por simplicidade, são apresentadas as equações envolvidas no algoritmo PISO em sua formulação incompressível para um sistema de coordenadas bidimensional. Uma formulação mais abrangente pode ser encontrada em Versteeg e Malalasekera (2007).

O primeiro passo do algoritmo consiste em uma estimativa inicial para os campos de pressão e velocidade, aqui denotadas como u^* , v^* e p^* . Posteriormente são resolvidas as equações discretizadas de quantidade de movimento linear,

$$a_{i,J}u_{i,J}^* = \Sigma a_{nb}u_{nb}^* + (p_{I-1,J}^* - p_{I,J}^*)A_{i,J} + b_{i,J} \quad , \quad (8a)$$

$$a_{I,j}v_{I,j}^* = \Sigma a_{nb}v_{nb}^* + (p_{I,J-1}^* - p_{I,J}^*)A_{I,j} + b_{I,j} \quad , \quad (8b)$$

na sequência é resolvida a Equação discretizada da continuidade a fim de obter uma correção para o campo de pressão:

$$a_{I,J}p'_{I,J} = a_{I-1,J}p'_{I-1,J} + a_{I+1,J}p'_{I+1,J} + a_{I,J-1}p'_{I,J-1} + a_{I,J+1}p'_{I,J+1} + b'_{I,J} \quad , \quad (9)$$

e então é aplicado o primeiro passo de correção:

$$p_{I,J}^{**} = p_{I,J}^* + p'_{I,J} \quad , \quad (10)$$

$$a_{i,J}u_{i,J}^{**} = \Sigma a_{nb}u_{nb}^{**} + (p_{I-1,J}^{**} - p_{I,J}^{**})A_{i,J} + b_{i,J} \quad , \quad (11a)$$

$$a_{I,j}v_{I,j}^{**} = \Sigma a_{nb}v_{nb}^{**} + (p_{I,J-1}^{**} - p_{I,J}^{**})A_{I,j} + b_{I,j} \quad , \quad (11b)$$

dadas as correções, as equações da continuidade e quantidade de movimento linear são resolvidas novamente,

$$a_{I,J}p''_{I,J} = a_{I-1,J}p''_{I-1,J} + a_{I+1,J}p''_{I+1,J} + a_{I,J-1}p''_{I,J-1} + a_{I,J+1}p''_{I,J+1} + b''_{I,J} \quad , \quad (12)$$

$$p_{I,J}^{***} = p_{I,J}^* + p''_{I,J} + p'_{I,J} \quad , \quad (13)$$

$$a_{i,J}u_{i,J}^{***} = \Sigma a_{nb}u_{nb}^{***} + (p_{I-1,J}^{***} - p_{I,J}^{***})A_{i,J} + b_{i,J} \quad , \quad (14a)$$

$$a_{I,j}v_{I,j}^{***} = \Sigma a_{nb}v_{nb}^{***} + (p_{I,J-1}^{***} - p_{I,J}^{***})A_{I,j} + b_{I,j} \quad . \quad (14b)$$

Nas equações enunciadas acima os termos $a_{i,J}$ e a_{nb} são referentes aos termos convectivos de fluxo de massa, $A_{i,j}$ é a área da face do elemento analisado e $b_{i,J}$ são termos fonte. Os subíndices I referem-se à posição do elemento analisado na malha na direção X , e da mesma forma os subíndices J referem-se à posição do elemento analisado na malha na direção Y .

2.4 MODELOS DE TURBULÊNCIA

De acordo com Pope (2000) "é uma característica essencial de escoamentos turbulentos que os campos de velocidade variem significativa e irregularmente, tanto no espaço quanto no tempo.". O escoamento é caracterizado como laminar, em transição ou turbulento conforme seu número de Reynolds, embora não haja um valor fixo que sirva como referência (SCHLICHTING, 1979). Neste estudo o número de Reynolds Re será calculado com base na velocidade de corrente livre U_∞ , diâmetro do cilindro D , e viscosidade cinemática ν , de modo que este é dado por:

$$Re = \frac{U_\infty D}{\nu} \quad . \quad (15)$$

Richardson (1922) formulou a hipótese de que estruturas vorticiais compõem o escoamento turbulento, denominando-as escalas de turbulência. Kolmogorov (1991) contribuiu para este campo de estudos quantificando tais escalas, e demonstrando que a energia cinética turbulenta é distribuída entre as diferentes escalas de turbulência por meio de interações não lineares entre estruturas vorticiais, constituindo a chamada cascata de turbulência. Nota-se que para escoamentos tridimensionais tal transferência de energia cinética turbulenta se dá das escalas maiores para as menores (ALEXAKIS; BIFERALE, 2018).

Devido ao comportamento caótico de elementos de fluido em escoamentos turbulentos e às escalas espaço-temporais da turbulência, em diversos casos simulações do tipo Direct Numerical Solution (DNS) apresentam custos computacionais demasiadamente elevados (KIM et al., 2023). Portanto faz-se necessário que modelos numéricos sejam utilizados como aproximações para as escalas de turbulência. O modelo Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS) é um dos mais conhecidos e utilizados, e embora este apresente uma acurácia inferior em comparação às simulações DNS, seu custo computacional relativamente baixo justifica o uso do mesmo neste estudo.

2.4.1 Reynolds Averaged Navier-Stokes

Modelos de turbulência RANS baseiam-se em descrever o escoamento por meio de médias temporais das equações de Navier-Stokes, obtidas por meio da chamada decomposição de Reynolds, bem como relacionar efeito das perturbações causadas pela turbulência no escoamento médio (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007). A decomposição de Reynolds consiste em descrever uma variável instantânea do escoamento como a soma de sua média temporal com sua flutuação no tempo (FERZIGER; PERIC, 2002). A Figura 4 ilustra as flutuações em um campo de velocidade turbulento, e seu campo médio.

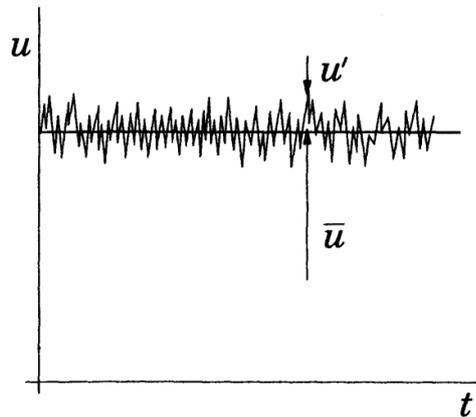
Vale mencionar que para as equações derivadas a seguir são validas para um escoamento incompressível, portanto, p e τ_{ij}^R são divididos pela densidade, o que será omitido por simplicidade. Uma derivação mais detalhada destas equações, abrangendo também casos compressíveis pode ser encontrada em Versteeg e Malalasekera (2007).

Dado um escoamento viscoso incompressível as equações de continuidade e conservação de quantidade de movimento linear são:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad , \quad (16)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad . \quad (17)$$

Figura 4 – Velocidade média e instantânea para um escoamento turbulento em regime estatisticamente permanente.



Fonte: Adaptado de Ferziger e Peric (2002).

Sendo ϕ uma propriedade genérica do escoamento, $\bar{\phi}$ seu campo médio e ϕ' sua flutuação temporal, o campo instantâneo para um escoamento estatisticamente estacionário pode ser definido como:

$$\phi(x_i, t) = \bar{\phi} + \phi' \quad , \quad (18)$$

onde sua média temporal é dada por:

$$\bar{\phi}(x_i) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \phi(x_i, t) dt \quad . \quad (19)$$

Tendo como base a Equação 18, sendo ψ uma propriedade genérica do escoamento diferente de ϕ , tem-se que:

$$\overline{\phi'} = \overline{\psi'} = 0 \quad , \quad (20a)$$

$$\overline{\phi\psi} = \bar{\phi} \bar{\psi} + \overline{\phi'\psi'} \quad , \quad (20b)$$

$$\overline{\phi\phi} = \bar{\phi} \bar{\phi} + \overline{\phi'\phi'} \quad , \quad (20c)$$

$$\overline{\phi\psi'} = \overline{\psi\phi'} = \overline{\phi\phi'} = \overline{\psi\psi'} = 0 \quad , \quad (20d)$$

deste modo, a Equação da quantidade de movimento linear pode ser reescrita em termos de médias temporais como:

$$\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u}_i \overline{u}_j) = -\frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \overline{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad , \quad (21)$$

substituindo (20b) em (21), obtém-se:

$$\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u}_i \overline{u}_j) = -\frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \overline{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u'_i u'_j}) \quad , \quad (22)$$

Com isto pode ser definido o tensor de Reynolds como $\tau_{ij}^R = \overline{u'_i u'_j}$, cujos termos na diagonal principal representam tensões normais, e os demais tensões cisalhantes, tornando o tensor de Reynolds simétrico.

$$\tau_{ij}^R = \begin{bmatrix} \tau_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \tau_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \tau_{zz} \end{bmatrix} \quad (23)$$

Desta forma a Equação governante da conservação de quantidade de movimento linear no modelo de turbulência RANS é:

$$\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u}_i \overline{u}_j) = -\frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \overline{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}^R}{\partial x_j} \quad . \quad (24)$$

Contudo, o sistema de equações governantes em questão é incompleto, visto que não existem equações suficientes para definir o tensor de Reynolds, exigindo que o mesmo seja modelado, deste modo todas as escalas de turbulência são modeladas, e não resolvidas, reduzindo consideravelmente o custo computacional. Obter um conjunto de equações adicionais que satisfaçam esta deficiência é o objetivo dos diversos modelos de fechamento RANS. Embora tais modelos possam apresentar boa correlação com dados experimentais, sua acurácia pode estar restrita ao tipo de escoamento analisado, o que torna muito relevante a escolha apropriada do modelo de turbulência RANS utilizado (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007).

2.4.1.1 Modelo de fechamento $k - \omega$ SST

Proposto por Menter (1994), o modelo $k - \omega$ SST é uma combinação dos modelos de fechamento $k - \varepsilon$ e $k - \omega$, apresentando portanto duas equações diferenciais parciais adicionais. O modelo $k - \varepsilon$ apresenta baixa acurácia em casos com camada limite sobre superfícies curvas (FERZIGER; PERIC, 2002). Já a performance do modelo $k - \omega$ é bastante sensível às condições de corrente livre (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007). Tendo em vista estas deficiências, o modelo $k - \omega$ SST mescla ambos através

de uma função de combinação, fazendo uso do modelo $k - \omega$ em regiões de camada limite, e $k - \varepsilon$ em regiões de corrente livre (MENTER, 1994).

As duas equações diferenciais parciais adicionais propostas no modelo são:

$$\frac{D\rho k}{Dt} = \tau_{ij}^R \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] , \quad (25)$$

$$\frac{D\rho \omega}{Dt} = \frac{\gamma}{\nu_t} \tau_{ij}^R \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2\rho(1 - F_1) \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} , \quad (26)$$

nas quais k é a energia cinética turbulenta, ω é a taxa de dissipação específica de energia cinética turbulenta, ρ é a densidade do fluido, μ e μ_t são viscosidade e viscosidade turbulenta respectivamente, e σ_k , σ_ω , $\sigma_{\omega 2}$, β , β^* e γ são constantes.

A função de combinação F_l é tal que seu valor tende a 1 quanto menor é a distância do elemento de fluido à parede, e a 0 quanto maior for esta mesma distância. Esta função, bem como os valores típicos utilizados para as constantes podem ser encontradas em Menter (1994). O modelo de turbulência $k - \omega$ SST foi o utilizado neste estudo, devido às características do escoamento analisado.

2.4.2 Funções parede

Alguns modelos de turbulência mostram-se imprecisos no tratamento de turbulência próximo às paredes devido à baixa resolução e ao baixo número de Reynolds imposto pela condição de não escorregamento (FERZIGER; PERIC, 2002). Em virtude disso, algumas modificações são propostas aos modelos, tendo como base a distância à parede. É importante normalizar esta distância a fim de garantir versatilidade do modelo em relação à geometria e condições do escoamento. Desta forma, sendo y a distância do centroide do elemento de malha adjacentes à parede, são definidas as quantidades adimensionais y^+ e u^+ como:

$$y^+ = \frac{y u_\tau}{\nu} , \quad (27)$$

$$u^+ = \frac{u}{u_\tau} , \quad (28)$$

onde:

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} . \quad (29)$$

Em regiões muito próximas à parede, há uma predominância de efeitos viscosos, e assume-se que a tensão cisalhante entre camadas de fluido é igual à tensão cisalhante na superfície da parede. Tal região é denominada sub-camada viscosa, e delimitada por $y^+ < 5$ (LIU, 2016). Já em regiões mais distantes da parede, mas ainda contidas na camada limite, efeitos de turbulência tornam-se relevantes quando comparadas aos efeitos viscosos, e a tensão cisalhante varia muito pouco em

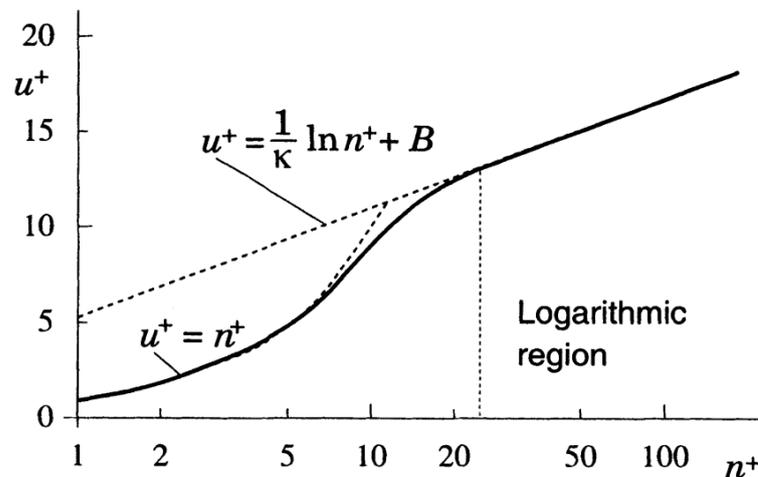
função da distância à parede (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007). Esta região é chamada região logarítmica, e compreende-se no intervalo $30 < y^+ < 200$.

As equações a seguir relacionam as quantidades adimensionais y^+ e u^+ entre si. A constante κ é a chamada constante de Von Kármán, cujo valor é 0.41, E é um fator de rugosidade igual a 9.8 para paredes lisas, e B é uma constante empírica aproximadamente igual a 5.5 para paredes rugosas (FERZIGER; PERIC, 2002). Nota-se que não há uma relação para u^+ no intervalo $5 \leq y^+ \leq 30$. Isto se dá pois as tensões turbulentas e viscosas possuem dimensões muito semelhantes, o que torna muito complexa a modelagem do perfil de velocidade adimensional (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007). A Figura 5 ilustra uma comparação entre as aproximações para u^+ e resultados experimentais. A notação para a quantidade adimensional y^+ nesta figura é n^+ . Os valores de u^+ e y^+ são relacionados pelas equações:

$$y^+ < 5 : u^+ = y^+ \quad , \quad (30)$$

$$30 < y^+ < 200 : u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + B = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^+) \quad . \quad (31)$$

Figura 5 – Relação entre u^+ e y^+ .



Fonte: Ferziger e Peric (2002)

No tratamento de turbulência próxima à paredes, existem duas abordagens possíveis de serem utilizadas: a primeira, chamada modelo de baixo Reynolds, consiste em resolver as equações do modelo de turbulência até a parede, o que requer uma resolução espacial bastante alta, e portanto um custo computacional mais elevado (FERZIGER; PERIC, 2002); a segunda é fazer uso das funções parede relacionando y^+ e u^+ , o que requer um custo computacional mais baixo, mas também apresenta resultados menos acurados (LIU, 2016). Para uso de modelos de baixo Reynolds, é necessário que haja uma resolução espacial suficiente de modo que $y^+ \approx 1$ nos elementos adjacentes a paredes (LIU, 2016).

Neste estudo foi empregado o modelo de baixo Reynolds, em virtude da complexidade do efeito de separação de camada limite nos cilindros, e da relevância

das flutuações de pressão na superfície para o processo de geração de ruído.

2.5 AEROACÚSTICA

Segundo Sun e Wang (2021) "aeroacústica é a disciplina que investiga a geração de ruído devido a escoamentos turbulentos ou forças aerodinâmicas interagindo com superfícies sólidas". O problema principal em questão é compreender o mecanismo de transferência de energia cinética em energia acústica no escoamento (LIGHTHILL, 1951). Para tanto são propostas analogias acústicas, as quais consistem em representar o campo sonoro emitido por um escoamento como o campo sonoro emitido por uma fonte equivalente (RIENSTRA; HIRSCHBERG, 2018).

Dentro do contexto de aeroacústica computacional, o processo de obtenção do campo acústico pode ser dividido em duas etapas: primeiramente os termos fonte de campo próximo devem ser avaliados ao resolver o campo aerodinâmico através de modelos numéricos em CFD, e em seguida valendo-se destes resultados obtidos e das analogias acústicas, estima-se o campo acústico no campo distante (SENGUPTA; BHUMKAR, 2020).

Neste estudo foram empregadas as analogias acústicas de Curle (1955) e Ffowcs Williams e Hawkings (1969), de modo que para esta última foram utilizadas duas formulações: a formulação conhecida como Garrick Triangle, descrita por Brès, Pérot e Freed (2010), e a formulação 1A proposta por Farassat e Succi (1980). Referir-se-á doravante a estas duas formulações como FW-H GT, FW-H 1A, respectivamente. Como estas analogias acústicas são extensões da analogia de Lighthill, será feita uma descrição desta em primeiro lugar.

2.5.1 Analogia de Lighthill

Lighthill (1951) buscou quantificar o campo sonoro associado a flutuações na quantidade de movimento linear, pressão e densidade em um escoamento. Esta relação pode ser obtida comparando tais flutuações com as flutuações nos campos de pressão e densidade em um meio acústico quiescente, as quais estão relacionadas pela velocidade do som c_∞ . Desta forma, o campo acústico gerado pelo escoamento está intrinsecamente ligado aos campos de pressão e velocidade.

A seguir são apresentadas as equações governantes na analogia de Lighthill, as quais podem ser apreciadas em mais detalhes em Anselmet e Mattei (2016), como também em Sun e Wang (2021). A Equação de Lighthill pode ser obtida partindo de uma combinação das equações da continuidade e da conservação da quantidade de movimento:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad , \quad (32)$$

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad , \quad (33)$$

onde o tensor de tensões viscosas τ_{ij} , em um fluido Newtoniano, é dado por:

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \quad . \quad (34)$$

Tomando a derivada no tempo da Equação 32 e subtraindo desta o divergente da Equação 33, têm-se que:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} \right) - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} \right) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial p}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \right) \quad , \quad (35)$$

onde:

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - \frac{\partial^2(\rho u_i u_j)}{\partial x_i \partial x_j} = \frac{\partial^2(p \delta_{ij} - \tau_{ij})}{\partial x_i \partial x_j} \quad , \quad (36)$$

definindo o tensor de Lighthill T_{ij} como:

$$T_{ij} = \rho u_i u_j + \delta_{ij}(p - c_\infty^2 \rho) - \tau_{ij} \quad , \quad (37)$$

e subtraindo $\partial^2 \rho c_\infty^2 / \partial x_i^2$ de ambos os lados obtêm-se a Equação de Lighthill:

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_\infty^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \quad . \quad (38)$$

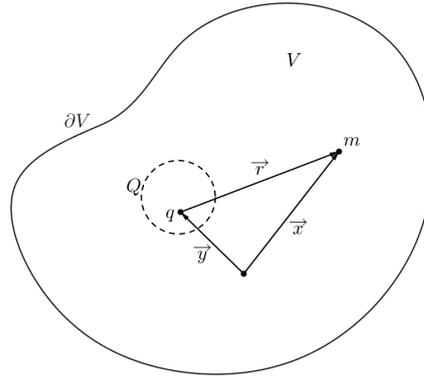
Dadas as flutuações de densidade $\rho' = \rho - \rho_\infty$, e pressão $p' = p - p_\infty$, fazendo uso da equivalência $c_\infty^2 = p_\infty / \rho_\infty$, e considerando $T'_{ij} = \rho u_i u_j + \delta_{ij}[(p - p_\infty) - c_\infty^2(\rho - \rho_\infty)] - \tau_{ij}$, a Equação 38 pode ser reescrita como:

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - c_\infty^2 \frac{\partial^2 \rho'}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2 T'_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \quad , \quad (39a)$$

$$\frac{1}{c_\infty^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 p'}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2 T'_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \quad . \quad (39b)$$

Para a solução da Equação de Lighthill considera-se uma fonte sonora Q , caracterizada por uma distribuição volumétrica contínua de fontes sonoras infinitesimais q com densidades T'_{ij} , contidas em um volume de controle arbitrário V , para as quais \vec{y} é o vetor posição de tais fontes em relação ao volume de controle. Sendo m um observador para o qual \vec{x} é o vetor posição deste com o mesmo referencial e também contido em V , define-se como \vec{r} o vetor posição de uma fonte q em relação ao observador (GLEGG; DEVENPORT, 2017). Deve-se ainda fazer a consideração de que a fonte sonora está contida em um meio acústico quiescente e que não existem superfícies sólidas contidas em V (LIGHTHILL, 1951). A Figura 6 ilustra o esquema adotado.

Figura 6 – Disposição de fonte sonora e observador.



Fonte: Autor (2024).

Deste modo a solução da Equação de Lighthill pode ser obtida fazendo uso da função de Green, e aplicando as condições de contorno e iniciais adequadas (GLEGG; DEVENPORT, 2017). Reescrevendo a Equação 39b em termos do vetor posição da fonte \vec{y} , e do tempo para a fonte τ :

$$\frac{1}{c_\infty^2} \frac{\partial^2 p'(\vec{y}, \tau)}{\partial \tau^2} - \frac{\partial^2 p'(\vec{y}, \tau)}{\partial y_i^2} = \frac{\partial^2 T'_{ij}(\vec{y}, \tau)}{\partial y_i \partial y_j} \quad (40)$$

De acordo com Duffy (2015) a função de Green correspondente a Equação da onda não homogênea pode ser definida pela solução de:

$$\frac{1}{c_\infty^2} \frac{\partial^2 G(\vec{y}, \tau | \vec{x}, t)}{\partial \tau^2} - \frac{\partial^2 G(\vec{y}, \tau | \vec{x}, t)}{\partial y_i^2} = \delta(\vec{x} - \vec{y}) \delta(t - \tau) \quad , \quad (41)$$

onde \vec{x} é o vetor posição do observador, t é o tempo para o observador, e δ é a função delta de Dirac, sendo esta dada por:

$$\delta(a - b) = \begin{cases} \infty, & \text{se } a = b \\ 0, & \text{se } a \neq b \end{cases} \quad , \quad (42)$$

tendo a seguinte propriedade, conhecida como propriedade da filtragem:

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x) \delta(x - a) dx = f(a) \quad , \quad (43)$$

sendo esta também definida por:

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x) \delta(g(x)) dx = \sum_i \left[\frac{f(x_i)}{\left| \frac{\partial g(x_i)}{\partial x} \right|} \right] \quad \text{onde } g(x_i) = 0 \quad \forall \quad i \in \mathbb{Z} \quad , \quad (44)$$

onde i é um índice no somatório.

Multiplicando a Equação 40 por $G(\vec{y}, \tau | \vec{x}, t)$, a Equação 41 por $p'(\vec{y}, \tau)$ e rearranjando os termos, tem-se:

$$G(\vec{y}, \tau | \vec{x}, t) \left[\frac{1}{c_\infty^2} \frac{\partial^2 p'(\vec{y}, \tau)}{\partial \tau^2} - \frac{\partial^2 p'(\vec{y}, \tau)}{\partial y_i^2} - \frac{\partial^2 T'_{ij}(\vec{y}, \tau)}{\partial y_i \partial y_j} \right] = 0 \quad , \quad (45a)$$

$$p'(\vec{y}, \tau) \left[\frac{1}{c_\infty^2} \frac{\partial^2 G(\vec{y}, \tau | \vec{x}, t)}{\partial \tau^2} - \frac{\partial^2 G(\vec{y}, \tau | \vec{x}, t)}{\partial y_i^2} - \delta(\vec{x} - \vec{y}) \delta(t - \tau) \right] = 0 \quad (45b)$$

Igualando as Equações 45a e 45b, rearranjando os termos e omitindo as variáveis de $p'(\vec{y}, \tau)$, $G(\vec{y}, \tau | \vec{x}, t)$ e $T'_{ij}(\vec{y}, \tau)$ por simplicidade, tem-se:

$$\delta(\vec{x} - \vec{y}) \delta(t - \tau) p' = G \frac{\partial^2 T'_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} + \left[G \frac{\partial^2 p'}{\partial y_i \partial y_j} - p' \frac{\partial^2 G}{\partial y_i \partial y_j} \right] + \frac{1}{c_\infty^2} \left[p' \frac{\partial^2 G}{\partial \tau^2} - G \frac{\partial^2 p'}{\partial \tau^2} \right] \quad (46)$$

em seguida, integrando a Equação 46 em V e τ :

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} \iiint_V \delta(\vec{x} - \vec{y}) \delta(t - \tau) p' dV d\tau &= \int_{-\infty}^{\infty} \iiint_V G \frac{\partial^2 T'_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} dV d\tau \\ &+ \int_{-\infty}^{\infty} \iiint_V \left[G \frac{\partial^2 p'}{\partial y_i \partial y_j} - p' \frac{\partial^2 G}{\partial y_i \partial y_j} \right] dV d\tau \quad (47) \\ &+ \int_{-\infty}^{\infty} \iiint_V \frac{1}{c_\infty^2} \left[p' \frac{\partial^2 G}{\partial \tau^2} - G \frac{\partial^2 p'}{\partial \tau^2} \right] dV d\tau \quad . \end{aligned}$$

Dada a propriedade de filtragem da função delta de Dirac apresentada na Equação 43, a integral ao lado esquerdo da Equação 47 reduz-se a $p'(\vec{x}, t)$ se $-\infty < t < \infty$ e \vec{x} estiver contido no volume de integração V (GLEGG; DEVENPORT, 2017). Aplicando o teorema de Green para a segunda integral ao lado direito e tomando a integral no tempo da terceira integral, a Equação 47 reduz-se a:

$$\begin{aligned} p'(\vec{x}, t) &= \int_{-\infty}^{\infty} \iiint_V G \frac{\partial^2 T'_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} dV d\tau \\ &+ \int_{-\infty}^{\infty} \iint_S \left[p' \frac{\partial G}{\partial y_i} - G \frac{\partial p'}{\partial y_i} \right] \cdot \hat{n} dS d\tau \quad (48) \\ &+ \frac{1}{c_\infty^2} \iiint_V \left[p' \frac{\partial G}{\partial \tau} - G \frac{\partial p'}{\partial \tau} \right]_{\tau=-\infty}^{\tau=\infty} dV \quad , \end{aligned}$$

onde S representa a fronteira de V , e \hat{n} é o vetor normal a esta que aponta na direção do meio acústico. Esta fronteira pode ser melhor descrita como a união entre as superfícies sólidas que possam estar contidas em V e a fronteira externa ∂V (GLEGG; DEVENPORT, 2017). No tocante a fronteira ∂V , emprega-se na mesma a condição de contorno de Sommerfeld, a qual estabelece que nenhuma onda sonora é refletida para o observador (GLEGG; DEVENPORT, 2017), e em virtude disto esta foi omitida da Equação 48 por simplicidade. Deste modo, sabendo que V não contém superfícies sólidas dado o caso descrito por Lighthill (1951), a integral de superfície em S é nula.

No que tange as condições iniciais, supondo que o instante $\tau \rightarrow -\infty$ corresponde ao passado distante, sabe-se que $p'(\vec{y}, \tau \rightarrow -\infty) = \partial p'(\vec{y}, \tau =$

$-\infty)/\partial\tau = 0$, visto que o meio acústico inicial é quiescente (GLEGG; DEVENPORT, 2017). Adicionalmente, no instante $\tau \rightarrow \infty$ a condição de causalidade determina que $G(\vec{y}, \tau \rightarrow \infty | \vec{x}, t) = \partial G(\vec{y}, \tau \rightarrow \infty | \vec{x}, t)/\partial\tau = 0$, visto que $t < \infty$ (DUFFY, 2015). Deste modo a Equação 48 reduz-se a:

$$p'(\vec{x}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \iiint_V G \frac{\partial^2 T'_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} dV d\tau \quad . \quad (49)$$

Ao avaliar a integral de volume na Equação 49 constata-se que nesta notação as flutuações de pressão emitidas por todas as fontes q em V são simultâneas (GLEGG; DEVENPORT, 2017). Contudo esta hipótese não é válida, pois dados dois pontos distintos em V definidos por \vec{y}_1 e \vec{y}_2 , tem-se que $r_1 \neq r_2$, e portanto $\tau_1^* \neq \tau_2^*$ (GLEGG; DEVENPORT, 2017). Em virtude disto, a integral de volume deve ser manipulada a fim de levar em consideração os diferentes tempos de emissão. Mais detalhes em Glegg e Devenport (2017). Para tanto, fazendo uso novamente do teorema do divergente:

$$\iiint_V G \frac{\partial^2 T'_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} dV = \iiint_V T'_{ij} \frac{\partial^2 G}{\partial y_i \partial y_j} dV + \iint_S \left[T'_{ij} \frac{\partial G}{\partial y_i} - G \frac{\partial T'_{ij}}{\partial y_i} \right] \cdot \hat{n} dS \quad , \quad (50)$$

onde a integral de superfície ao lado direito é nula novamente devido à ausência de superfícies sólidas em V , e ao fato de T'_{ij} ser considerado nulo nas fronteiras de V .

Definindo então a função de Green $G(\vec{y}, \tau | \vec{x}, t)$ como a função de Green de espaço livre em \mathbb{R}^3 :

$$G(\vec{y}, \tau | \vec{x}, t) = \frac{\delta(\tau - t + r/c_\infty)}{4\pi r} \quad , \quad (51)$$

onde $r = |\vec{r}| = |\vec{x} - \vec{y}|$, e sabendo que a função de espaço livre de Green tem as propriedades:

$$\frac{\partial G}{\partial y_i} = -\frac{\partial G}{\partial x_i} \quad ; \quad \frac{\partial^2 G}{\partial y_i^2} = \frac{\partial^2 G}{\partial x_i^2} \quad , \quad (52)$$

o divergente de G pode ser tomado fora da integral de volume, tendo em vista que V é função apenas de \vec{y} (SUN; WANG, 2021). Substituindo a Equação 51 na Equação 49 e invertendo a ordem de integração, a Equação 49 reduz-se a:

$$p'(\vec{x}, t) = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \iiint_V \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\delta(\tau - t + r/c_\infty)}{4\pi r} T'_{ij} d\tau dV \quad . \quad (53)$$

Nota-se que ao realizar a integral no tempo, a propriedade de filtragem da função delta de Dirac é aplicada novamente para o instante $\tau = t - r/c_\infty$, o qual será denotado por τ^* , resultando em:

$$p'(\vec{x}, t) = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \iiint_V \left[\frac{1}{r} T'_{ij} \right]_{\tau=\tau^*} dV \quad . \quad (54)$$

Deste modo, a Equação 54 relaciona a flutuação de pressão percebida por um observador no instante de tempo t com as flutuações no Tensor de Lighthill T'_{ij} no instante $t - r/c_\infty$ para cada uma das fontes sonoras infinitesimais q distribuídas em Q , sendo estas fontes sonoras do tipo quadrupolo (LIGHTHILL, 1951).

2.5.2 Analogia de Curle

Curle (1955) buscou expandir a analogia de Lighthill a fim de incorporar no modelo superfícies sólidas como fontes sonoras, tendo em vista que estas podem contribuir consideravelmente na geração de ruído, mesmo quando tais superfícies são rígidas e imóveis. Para tanto, considera-se uma superfície sólida S contida em V cujo vetor normal \hat{n} aponta em direção ao meio acústico. Deste modo segue-se o mesmo procedimento apresentado anteriormente, porém considerando a integral de superfície na Equação 48, e aplicando as mesmas condições iniciais e a condição de causalidade, obtendo a Equação:

$$p'(\vec{x}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \iiint_V G \frac{\partial^2 T'_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} dV d\tau + \int_{-\infty}^{\infty} \iint_S \left[p' \frac{\partial G}{\partial y_i} - G \frac{\partial p'}{\partial y_i} \right] \cdot \hat{n} dS d\tau \quad . \quad (55)$$

Novamente a integral de volume na Equação 55 deve ser manipulada a fim de considerar os diferentes tempos de emissão. Logo, substituindo a Equação 50 na Equação 55:

$$\begin{aligned} p'(\vec{x}, t) &= \int_{-\infty}^{\infty} \iiint_V T'_{ij} \frac{\partial^2 G}{\partial y_i \partial y_j} dV d\tau \\ &+ \int_{-\infty}^{\infty} \iint_S \left[T'_{ij} \frac{\partial G}{\partial y_i} - G \frac{\partial T'_{ij}}{\partial y_i} \right] \cdot \hat{n} dS d\tau \\ &+ \int_{-\infty}^{\infty} \iint_S \left[p' \frac{\partial G}{\partial y_i} - G \frac{\partial p'}{\partial y_i} \right] \cdot \hat{n} dS d\tau \quad , \end{aligned} \quad (56)$$

rearranjando os termos nas integrais de superfície, tem-se:

$$\begin{aligned} p'(\vec{x}, t) &= \int_{-\infty}^{\infty} \iiint_V T'_{ij} \frac{\partial^2 G}{\partial y_i \partial y_j} dV d\tau \\ &+ \int_{-\infty}^{\infty} \iint_S \left[n_i (T'_{ij} + p') \frac{\partial G}{\partial y_i} - n_i G \frac{\partial (T'_{ij} + p')}{\partial y_i} \right] dS d\tau \quad , \end{aligned} \quad (57)$$

onde $n_i \partial / \partial y_i = \partial / \partial n$. Fazendo uso da definição do tensor de Lighthill, da relação

$c_\infty^2 = p_\infty/\rho_\infty$, e da Equação da conservação de quantidade de movimento, tem-se:

$$p'(\vec{x}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \iiint_V T'_{ij} \frac{\partial^2 G}{\partial y_i \partial y_j} dV d\tau + \int_{-\infty}^{\infty} \iint_S \left[n_i(p' + \rho' u_i u_j - \tau_{ij}) \frac{\partial G}{\partial y_i} + n_i G \frac{\partial(\rho' u_j)}{\partial \tau} \right] dS d\tau \quad (58)$$

Considerando a integral de superfície, sabe-se que $n_i u_j = 0$ pois os vetores são ortogonais, e $n_i u_i = 0$ pois a superfície é sólida e impermeável. Desta forma a Equação 58 reduz-se a:

$$p'(\vec{x}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \iiint_V T'_{ij} G dV d\tau - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial}{\partial x_i} \iint_S n_i(p' - \tau_{ij}) G dS d\tau \quad (59)$$

e por fim, definindo $P_i = n_i(p' - \tau_{ij})$, aplicando a definição da função de Green de espaço livre apresentada na Equação 51, e integrando no tempo:

$$p'(\vec{x}, t) = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \iiint_V \left[\frac{1}{r} T'_{ij} \right]_{\tau=\tau^*} dV - \frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial x_i} \iint_S \left[\frac{1}{r} P_i \right]_{\tau=\tau^*} dS \quad (60)$$

Com isto, tendo em vista que a integral de superfície na Equação 60 representa a contribuição de fontes sonoras do tipo dipolo distribuídas na superfície sólida para a flutuação de pressão percebida por um observador no instante de tempo t , a analogia de Curle consiste na sobreposição dos campos sonoros emitidos por fontes de tipo quadrupolo e dipolo no instante $t - r/c_\infty$ (CURLLE, 1955).

2.5.3 Analogia de Ffowcs Williams e Hawkings

Ffowcs Williams e Hawkings (1969) ampliaram a analogia de Curle incorporando superfícies sólidas em movimento arbitrário como fontes sonoras. Para tanto os autores buscaram definir o meio acústico como um volume de controle contínuo dividido em duas regiões, sendo estas limitadas por uma superfície matemática, de modo que esta corresponda a superfície sólida em movimento arbitrário (WILLIAMS; HAWKINGS, 1969).

Com o intuito de satisfazer a proposta dos autores deve-se obter um conjunto de equações válidas sobre todo o volume V , de modo que as Equações 32 e 33 respeitem as discontinuidades impostas em S . Isto pode ser alcançado definindo variáveis generalizadas por meio da função de Heaviside $H(x)$, sendo esta dada por:

$$H(x) = \begin{cases} 0, & \text{se } x < 0 \\ 1, & \text{se } x > 0 \end{cases} \quad (61)$$

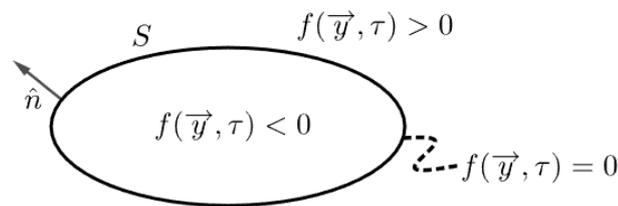
e tendo a propriedade:

$$\frac{\partial H(x-a)}{\partial x} = \delta(x-a) \quad . \quad (62)$$

A fim de generalizar as Equações 32 e 33 para todo o volume de controle define-se uma função $f(\vec{y}, \tau)$ (ilustrada pela Figura 7) de modo que:

$$f(\vec{y}, \tau) \begin{cases} < 0 & \text{dentro de } S \\ = 0 & \text{sobre } S \\ > 0 & \text{fora de } S \end{cases} \quad , \quad (63)$$

Figura 7 – Esquema da função que define a superfície de Ffowcs-Williams e Hawkings.



Fonte: Autor (2024).

Portanto, conforme a formulação dos autores, uma das regiões do volume de controle corresponde ao volume que seria ocupado pelo volume da fonte sonora ($f(\vec{y}, \tau) < 0$), onde o comportamento do meio acústico pode ser assumido como quiescente. Em contrapartida a outra região no volume de controle corresponde àquela onde ocorre a geração e propagação sonora ($f(\vec{y}, \tau) \geq 0$), e sendo esta sujeita às leis de conservação apresentadas anteriormente. Ademais, a superfície S que divide as duas regiões no meio acústico não é necessariamente impermeável. Em virtude disto, a fim de preservar a homogeneidade entre as duas regiões a superfície matemática deve ser considerada como uma fonte de descontinuidades de massa e quantidade de movimento linear (WILLIAMS; HAWKINGS, 1969). Sendo assim a Equação 32 assume a forma:

$$\frac{\partial \rho' H(f)}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i H(f)}{\partial x_i} = 0 \quad , \quad (64)$$

aplicando a regra de diferenciação e rearranjando:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho' H(f)}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i H(f)}{\partial x_i} &= [\rho u_i - \rho' v_i] n_i |\nabla f| \delta(f) \\ &= Q_n |\nabla f| \delta(f) \quad , \end{aligned} \quad (65)$$

onde v_i é a componente i do vetor velocidade v da fonte sonora. Analogamente para a Equação 33:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho u_i H(f)}{\partial t} + \frac{\partial [(\rho u_i u_j + p - \tau_{ij}) H(f)]}{\partial x_j} &= [\rho u_i (u_j - v_j) + p \delta_{ij} - \tau_{ij}] n_i |\nabla f| \delta(f) \\ &= F_i |\nabla f| \delta(f) \quad , \end{aligned} \quad (66)$$

tomando a derivada no tempo da Equação da continuidade, e subtraindo desta o divergente da Equação da quantidade de movimento linear, e subtraindo $c_\infty^2 \partial^2 \rho / \partial x_i^2$ em ambos os lados, têm-se que:

$$\left[\frac{1}{c_\infty^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 p'}{\partial x_i^2} \right] H(f) = \frac{\partial^2 T'_{ij} H(f)}{\partial x_i \partial x_j} - \frac{\partial F_i |\nabla f| \delta(f)}{\partial x_i} + \frac{\partial Q_n |\nabla f| \delta(f)}{\partial t} \quad (67)$$

Assim como foram obtidas as equações 54 e 60, a Equação 67 pode ser resolvida fazendo uso da função de Green e aplicando as condições de contorno para superfícies sólidas, condições iniciais e a condição de causalidade, resultando em:

$$\begin{aligned} p'(\vec{x}, t) H(f) &= \int_{-\infty}^{\infty} \iiint_V G \frac{\partial^2 T'_{ij} H(f)}{\partial y_i \partial y_j} dV d\tau \\ &\quad - \int_{-\infty}^{\infty} \iiint_V G \frac{\partial F_i |\nabla f| \delta(f)}{\partial y_i} dV d\tau \\ &\quad + \int_{-\infty}^{\infty} \iiint_V G \frac{\partial Q_n |\nabla f| \delta(f)}{\partial \tau} dV d\tau \quad , \end{aligned} \quad (68)$$

Ao aplicar a definição da função de Heaviside nota-se que as integrais de volume são realizadas somente sobre a região onde $f(\vec{y}, \tau) \geq 0$. Isto se dá pois, ao considerar um volume V_0 definido como o espaço onde $f(\vec{y}, \tau) < 0$, o volume V onde $f(\vec{y}, \tau) \geq 0$, e um volume V_∞ definido como a união $V_0 \cup V$, tem-se:

$$\begin{aligned} \iiint_{V_\infty} \phi(\vec{y}, \tau) H(f(\vec{y}, \tau)) dV &= \iiint_{V_0} \phi(\vec{y}, \tau) H(f(\vec{y}, \tau)) dV \\ &\quad + \iiint_V \phi(\vec{y}, \tau) H(f(\vec{y}, \tau)) dV \quad , \end{aligned} \quad (69)$$

porém:

$$\iiint_{V_0} \phi(\vec{y}, \tau) H(f(\vec{y}, \tau)) dV = 0 \quad \text{pois} \quad H(f(\vec{y}, \tau)) = 0 \quad \text{se} \quad f(\vec{y}, \tau) < 0 \quad , \quad (70)$$

logo:

$$\iiint_{V_\infty} \phi(\vec{y}, \tau) H(f(\vec{y}, \tau)) dV = \iiint_V \phi(\vec{y}, \tau) H(f(\vec{y}, \tau)) dV = \iiint_V \phi(\vec{y}, \tau) dV \quad . \quad (71)$$

Deste modo, fazendo uso da definição da função de Heaviside e aplicando o teorema da divergência a Equação 68 reduz-se a:

$$p'(\vec{x}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \iiint_V T'_{ij} \frac{\partial^2 G}{\partial y_i \partial y_j} dV d\tau - \int_{-\infty}^{\infty} \iint_S F_i \frac{\partial G}{\partial y_i} dS d\tau + \int_{-\infty}^{\infty} \iint_S Q_n \frac{\partial G}{\partial \tau} dS d\tau \quad , \quad (72)$$

fazendo uso da propriedade da função de Green apresentada na Equação 52, e explicitando a definição desta, tem-se:

$$\begin{aligned}
p'(\vec{x}, t) = & \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_{-\infty}^{\infty} \iiint_V T'_{ij} \frac{\delta(\tau - t + r/c_\infty)}{4\pi r} dV d\tau \\
& - \frac{\partial}{\partial x_i} \int_{-\infty}^{\infty} \iint_S F_i \frac{\delta(\tau - t + r/c_\infty)}{4\pi r} dS d\tau \\
& + \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\infty}^{\infty} \iint_S Q_n \frac{\delta(\tau - t + r/c_\infty)}{4\pi r} dS d\tau .
\end{aligned} \tag{73}$$

O fato de a fonte estar em movimento arbitrário implica que \vec{y} seja uma função do tempo, e portanto $r = |\vec{x} - \vec{y}|$ também, de modo que $\partial r / \partial \tau \neq 0$. Por este motivo as integrais no tempo devem ser realizadas utilizando a propriedade de filtragem da função delta de Dirac conforme apresentada na Equação 44. Desta forma:

$$\frac{\partial(\tau - t + r/c_\infty)}{\partial \tau} = 1 - \frac{1}{c_\infty} \frac{\vec{r}}{r} \frac{\partial \vec{y}}{\partial \tau} = 1 - M_r , \tag{74}$$

onde M_r é o número de Mach da componente do vetor velocidade do ponto em S que aponta da fonte para o observador m . Consequentemente a Equação de Ffowcs Williams e Hawkins em sua formulação permeável é dada por:

$$\begin{aligned}
p'(\vec{x}, t) = & \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \frac{1}{4\pi} \iiint_V \left[\frac{T'_{ij}}{r|1 - M_r|} \right]_{\tau=\tau^*} dV \\
& - \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{1}{4\pi} \iint_S \left[\frac{F_i}{r|1 - M_r|} \right]_{\tau=\tau^*} dS \\
& + \frac{\partial}{\partial t} \frac{1}{4\pi} \iint_S \left[\frac{Q_n}{r|1 - M_r|} \right]_{\tau=\tau^*} dS ,
\end{aligned} \tag{75}$$

onde $\tau^* = t - r^*/c_\infty$. Desta forma Ffowcs Williams e Hawkins (1969) puderam descrever o fenômeno de geração e propagação sonora devido a uma fonte sólida em movimento arbitrário como o campo acústico gerado por uma distribuição de fontes de massa e quantidade de movimento linear em movimento arbitrário, sendo o campo acústico composto pela sobreposição de fontes sonoras do tipo quadrupolo, dipolo e monopolo, dadas por:

- Fontes quadrupolo: $T'_{ij} = \rho(u_i^* - v_i)(u_j^* - v_j) - \tau_{ij}^* + (p - c_\infty^2(\rho - \rho_\infty))\delta_{ij}$,
- Fontes dipolo: $F_i = (\rho u_i^*(u_j^* - v_j) + p\delta_{ij} - \tau_{ij})n_i$,
- Fontes monopolo: $Q_n = (\rho' u_i^* - \rho_\infty v_i)n_i$.

A depender do caso a ser analisado algumas simplificações para a Equação 75 podem ser feitas a fim de tornar a computação mais eficiente. Foram empregadas neste estudo a simplificação proposta por Farassat e Succi (1980) em sua formulação 1A, e

a proposta por Brès, Pérot e Freed (2010) em sua formulação GT. Estas formulações serão apresentadas brevemente a seguir. Mais detalhes sobre a analogia de Ffocws Williams e Hawkings (1969) disponíveis em Glegg e Devenport (2017), Rienstra e Hirschberg (2018) e Sun e Wang (2021).

2.5.3.1 Formulação 1A

Farassat e Succi (1980) propuseram algumas simplificações para a analogia de Ffocws Williams e Hawkings (1969), visando otimizá-la para a predição do ruído proveniente de hélices rotativas em meio quiescente percebido por um observador estacionário, restringindo sua aplicação aos casos de hélices com velocidades subsônicas.

Para tanto os autores propuseram uma formulação na qual desconsidera-se a contribuição das fontes de tipo quadrupolo, e interpreta-se a superfície matemática como impermeável (LEE et al., 2008). Deste modo o campo acústico percebido pelo observador é dado por:

$$p'(\vec{x}, t) = p'_L(\vec{x}, t) + p'_T(\vec{x}, t) \quad , \quad (76)$$

onde $p'_L(\vec{x}, t)$ é a fonte sonora de tipo dipolo, e $p'_T(\vec{x}, t)$ a fonte sonora de tipo monopolo, sendo estas dadas por:

$$\begin{aligned} p'_T(\vec{x}, t) = & \frac{1}{4\pi} \iint_S \left[\frac{\dot{Q}_n + Q_{\dot{n}}}{r(1 - M_r)^2} \right]_{\tau=\tau^*} dS \\ & + \frac{1}{4\pi} \iint_S \left[\frac{Q_n(r\dot{M}_r + c_\infty(M_r - M^2))}{r^2(1 - M_r)^3} \right]_{\tau=\tau^*} dS \quad , \end{aligned} \quad (77)$$

$$\begin{aligned} p'_L(\vec{x}, t) = & \frac{1}{4\pi c_\infty} \iint_S \left[\frac{\dot{F}_r}{r(1 - M_r)^2} \right]_{\tau=\tau^*} dS \\ & + \frac{1}{4\pi} \iint_S \left[\frac{F_r - F_M}{r^2(1 - M_r)^2} \right]_{\tau=\tau^*} dS \\ & + \frac{1}{4\pi c_\infty} \iint_S \left[\frac{F_r(r\dot{M}_r + c_\infty(M_r - M^2))}{r^2(1 - M_r)^3} \right]_{\tau=\tau^*} dS \quad , \end{aligned} \quad (78)$$

onde:

$$F_i = (p\delta_{ij} - \tau_{ij})n_i \quad ; \quad F_r = F_i r_i \quad ; \quad \dot{F}_r = \frac{\partial F_i}{\partial \tau} r_i \quad ; \quad F_M = F_i M_i \quad , \quad (79)$$

$$Q_i = \rho_\infty v_i \quad ; \quad Q_n = Q_i n_i \quad ; \quad \dot{Q}_n = \frac{\partial Q_n}{\partial \tau} \quad ; \quad Q_{\dot{n}} = Q_i \frac{\partial n_i}{\partial \tau} \quad , \quad (80)$$

$$M = \frac{|\vec{v}|}{c_\infty} \quad ; \quad M_i = \frac{v_i}{c_\infty} \quad ; \quad M_r = M_i r_i \quad ; \quad \dot{M}_r = \frac{\partial M_i}{\partial \tau} r_i \quad (81)$$

2.5.3.2 Formulação GT

Brès, Pérot e Freed (2010) propuseram modificar a formulação 1A a fim de torná-la mais eficiente para análise de casos em configuração de túnel de vento, na qual tanto observador quanto fonte sonora são estacionários e imersos em um escoamento uniforme em regime permanente. Deste modo as fontes sonoras $p'_T(\vec{x}, t)$ e $p'_L(\vec{x}, t)$ são expressas por:

$$p'_T(\vec{x}, t) = \frac{1}{4\pi} \iint_S \left[\frac{\dot{Q}_n}{r(1 - M_r)^2} \right]_{\tau=\tau^*} dS + \frac{1}{4\pi} \iint_S \left[\frac{Q_n c_\infty (M_r - M^2)}{r^2 (1 - M_r)^3} \right]_{\tau=\tau^*} dS, \quad (82)$$

$$p'_L(\vec{x}, t) = \frac{1}{4\pi c_\infty} \iint_S \left[\frac{\dot{F}_r}{r(1 - M_r)^2} \right]_{\tau=\tau^*} dS + \frac{1}{4\pi} \iint_S \left[\frac{F_r - F_M}{r^2 (1 - M_r)^2} \right]_{\tau=\tau^*} dS + \frac{1}{4\pi} \iint_S \left[\frac{F_r (M_r - M^2)}{r^2 (1 - M_r)^3} \right]_{\tau=\tau^*} dS, \quad (83)$$

3 METODOLOGIA

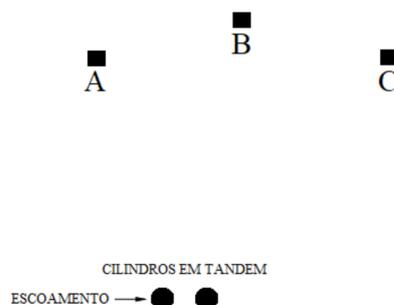
Nesta seção, são apresentados o processo de geração das malhas computacionais e arquivos de Computer-Aided Design (CAD), parâmetros geométricos utilizados, as condições de contorno, e como foram configurados os arquivos de operação do OpenFOAM e analogias acústicas da biblioteca libAcoustics. Por fim são descritos os procedimentos numéricos para o tratamento dos dados dos campos aerodinâmico e acústico.

3.1 DEFINIÇÃO DO CASO EM ESTUDO

O caso de estudo em questão é o mesmo analisado por Lockard et al. (2007), Chadlvski (2021) e Cardoso (2023), e consiste em um escoamento de ar sobre um par de cilindros em tandem, com paredes nas duas extremidades dos cilindros. Ambos os cilindros têm um diâmetro de $D = 57.15$ mm, uma envergadura $b = 16D$, são paralelos e separados por uma distância entre centros $L = 3.7D$. O cilindro a montante está posicionado com eixo de simetria congruente ao eixo Z do sistema de coordenadas cartesiano adotado, e o plano X-Y divide ambos os cilindros em metade da envergadura.

A velocidade de corrente livre no escoamento é de $U_\infty = 44$ m/s, resultando em um número de Reynolds de $Re = 1.66 \times 10^5$, e um número de Mach $M = 0.1274$. Os sinais acústicos em campo distante foram registrados por três microfones principais, A, B e C, seguindo a mesma disposição usada por Lockard et al. (2007). A Tabela 1 indica a coordenada cartesiana dos microfones em relação à origem normalizados pelo diâmetro, e a Figura 8 ilustra suas respectivas posições. Além destes três microfones, também foram dispostos mais dois conjuntos de microfones, sendo estes com as mesmas coordenadas X e Y dos mencionados, porém deslocados em uma distância de $\pm b/4$ do plano X-Y.

Figura 8 – Posições dos microfones em relação aos cilindros.



Fonte: Chadlvski (2021).

Tabela 1 – Coordenadas normalizadas dos microfones.

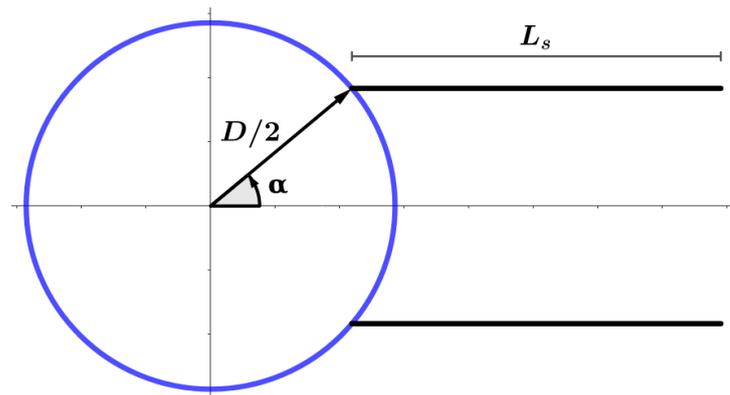
Microfone	Coordenada X	Coordenada Y	Coordenada Z
Microfone A_0	$-8.33D$	$27.815D$	$-b/4$
Microfone B_0	$9.11D$	$32.49D$	$-b/4$
Microfone C_0	$26.55D$	$27.815D$	$-b/4$
Microfone A	$-8.33D$	$27.815D$	0
Microfone B	$9.11D$	$32.49D$	0
Microfone C	$26.55D$	$27.815D$	0
Microfone A_2	$-8.33D$	$27.815D$	$b/4$
Microfone B_2	$9.11D$	$32.49D$	$b/4$
Microfone C_2	$26.55D$	$27.815D$	$b/4$

Fonte: Autor (2024).

3.2 PARÂMETROS GEOMÉTRICOS DAS SPLITTER PLATES

Bao e Tao (2013) demonstraram que a posição e o comprimento de splitter plates duplas influenciam diretamente no arrasto médio, ponto de separação de camada limite e esteira de vórtices. Por este motivo, neste estudo optou-se por variar estes parâmetros geométricos entre os casos. O comprimento das splitter plates será denominado L_s , e a posição angular α . A posição angular foi definida como o menor ângulo entre o eixo X e o vetor com extremidades na origem e no ponto de fixação das splitter plates no cilindro. Nota-se que as splitter plates são paralelas, e simétricas em relação ao plano X-Z. A Figura 9 ilustra os parâmetros geométricos adotados.

Figura 9 – Parâmetros geométricos das splitter plates.

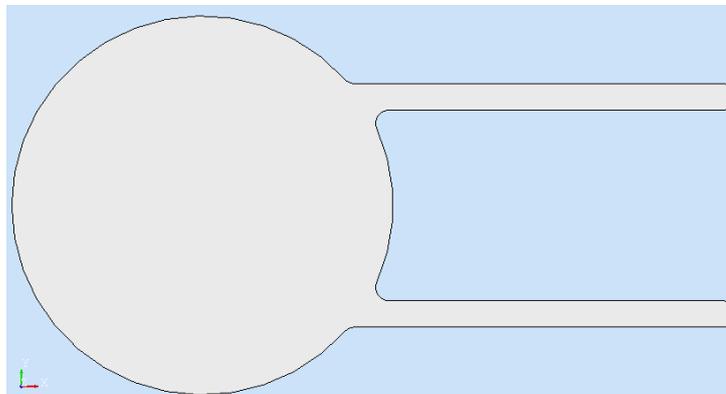


Fonte: Autor (2024).

Adicionalmente, a espessura das splitter plates em todos os casos foi definida como 4 mm, e também foram feitos filetes na base e extremidade destas, com raios de 2 mm e 1 mm respectivamente. A geometria das splitter plates foi construída através do software livre SALOME-9.10.0 (SALOME, 2019), no qual os arquivos de CAD foram gerados através da interface Python do software e exportados no formato stl, a fim de padronizar o processo de geração dos arquivos.

Dentre os resultados de Bao e Tao (2013), destaca-se que a redução de arrasto e estabilização da esteira de vórtices foram maximizadas no intervalo $40^\circ \leq \alpha \leq 50^\circ$, e que este efeito é amplificado conforme o aumento de L_s para valores de até $1.5D$ (máximo analisado pelos autores). Já para o intervalo $60^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$, o ponto de separação da camada limite deixa de estar localizado no cilindro, e passa a ocorrer no bordo de fuga das Splitter Plates. Tendo isto em mente, os quatro casos analisados neste estudo apresentam os seguintes parâmetros de comprimento e posição angular: $L_s = 1D, \alpha = 40^\circ$; $L_s = 1D, \alpha = 60^\circ$; $L_s = 1.5D, \alpha = 40^\circ$ e $L_s = 1.5D, \alpha = 60^\circ$. A Figura 10 ilustra o arquivo CAD para o primeiro destes. Referir-se-á doravante aos casos com splitter plates duplas conforme seus respectivos parâmetros L_s e α .

Figura 10 – Cilindro com splitter plates, vista bidimensional, plano X-Y.



Fonte: Autor (2024).

3.3 DEFINIÇÃO DAS MALHAS COMPUTACIONAIS

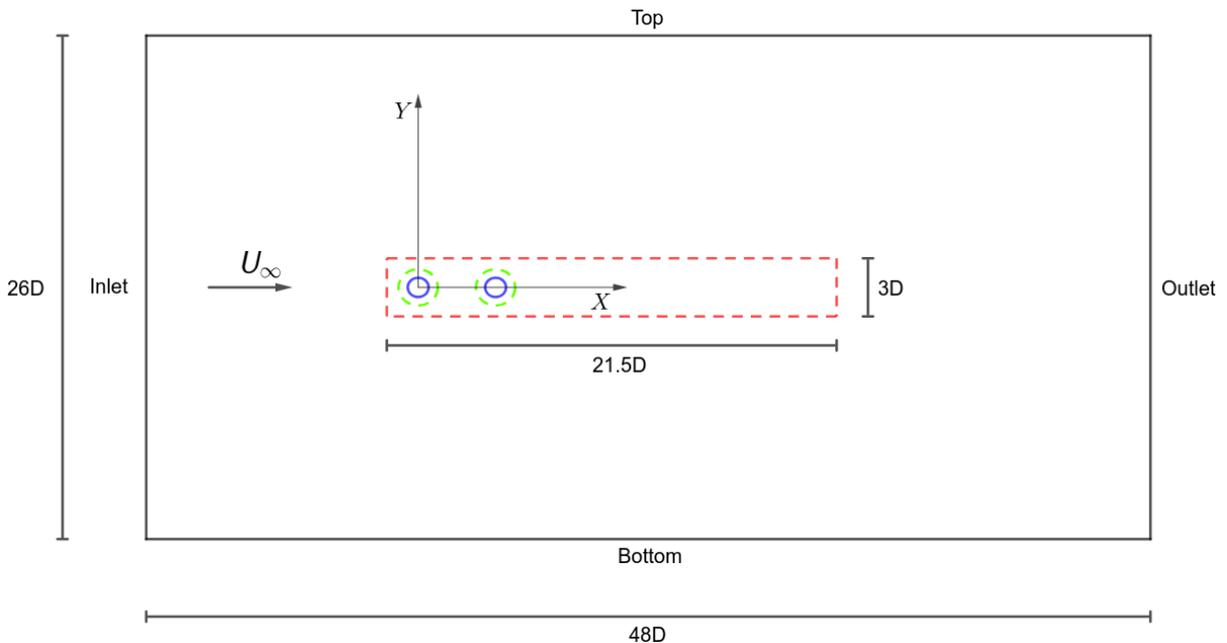
O domínio computacional utilizado assemelha-se aos de Chadlvski (2021) e Cardoso (2023), apresentando as mesmas dimensões nas direções X e Y, porém diferindo nas regiões de refino adotadas, que serão detalhadas mais adiante. As malhas computacionais utilizadas neste trabalho foram geradas através do módulo blockMesh, do software OpenFOAM, e então refinadas por meio do software snappyHexMesh, sendo portanto não-estruturadas e apresentando majoritariamente elementos hexaédricos.

Ao todo foram criadas oito malhas computacionais: três com envergadura dos cilindros $b = 16D$ com diferentes níveis de refino para validação dos campos acústico e aerodinâmico e teste de convergência de malha; uma com envergadura dos cilindros de $b = 4D$ sem splitter plates; e quatro com envergadura dos cilindros de $b = 4D$ para os casos com splitter plates. Optou-se por reduzir a envergadura de 16 para 4 diâmetros a fim de reduzir o custo computacional.

As dimensões dos domínios computacionais são: 48 diâmetros na direção X, 26 diâmetros na direção Y, e b na direção Z. As faces Inlet e Outlet estão localizadas

a uma distância da origem de $-13D$ e $35D$, respectivamente. As faces Top e Bottom estão localizadas a uma distância em módulo de $13D$ da origem. As faces Front e Back limitam o domínio computacional em $b/2$ e $-b/2$ respectivamente. A Figura 11 ilustra um esquema do domínio computacional utilizado, com exceção das duas últimas faces mencionadas.

Figura 11 – Vista bidimensional do domínio computacional e dimensões.



Fonte: Autor (2024).

As regiões de refino foram definidas no dicionário `snappyHexMeshDict`, um arquivo contendo os parâmetros de execução do software `snappyHexMesh`. Um dos métodos de refino aplicado pelo software é reduzir pela metade o tamanho dos elementos em uma região de interesse conforme o nível de refino definido. Neste caso, um nível de refino 0 corresponde àquele gerado na etapa `blockMesh`, um nível de refino 1 corresponde a elementos com comprimentos de aresta iguais à metade do comprimento de arestas correspondentes nos elementos no nível 0 nas três direções cartesianas, e assim por diante. Ao todo foram definidas três regiões de refino, das quais duas são apresentadas na Figura 11 em linhas tracejadas. São estas:

- Região 1: contida pelo hexaedro definido pelos vértices $(-1.5, -1.5D, -b/2)$ e $(20D, 1.5D, b/2)$, com nível de refino 3.
- Região 2: contida pela distância de 25 mm à superfície dos cilindros, com nível de refino 4.
- Região 3: camadas de elementos adjacentes à superfície do cilindro, definidas pela espessura da primeira camada, número de camadas, e razão de espessura entre camadas.

Para o teste de convergência de malha, primeiramente foi gerada uma malha de referência, denominada `16Dh2`, com base na qual foram geradas outras duas,

denominadas 16Dh3 e 16Dh1, com números de elementos nas direções X, Y, e Z proporcionais aos mesmos na malha 16Dh2. A constante de proporcionalidade usada foi de $k_R = 1.3$. Para a malha 16Dh3, o número de divisões em cada direção foi obtido dividindo o número de divisões na direção correspondente da malha 16Dh2 por k_R , e arredondado para baixo. Analogamente na malha 16Dh1 os números de divisões em cada direção da malha 16Dh2 foram multiplicados por k_R , e arredondados para baixo.

Já para a malha com envergadura dos cilindros $b = 4D$, à qual referir-se-á por 4Dh2, adotou-se o mesmo número de divisões em X e Y usado na malha 16Dh2, porém com um número de divisões em Z quatro vezes menor. O mesmo número de divisões foi adotado para as malhas utilizadas nos casos com splitter plates. A Tabela 2 apresenta o número adotado de divisões nas direções de refino na etapa blockMesh para as respectivas malhas.

Tabela 2 – Número inicial de divisões nas respectivas malhas.

Malha	Divisões em X	Divisões em Y	Divisões em Z
16Dh3	61	46	15
16Dh2	80	60	20
16Dh1	104	78	26
4Dh2	80	60	5
$L_s = 1D; \alpha = 40^\circ$	80	60	5
$L_s = 1D; \alpha = 60^\circ$	80	60	5
$L_s = 1.5D; \alpha = 40^\circ$	80	60	5
$L_s = 1.5D; \alpha = 60^\circ$	80	60	5

Fonte: Autor (2024).

O número de elementos na região de camada limite também foi alterado para o teste de convergência de malha seguindo o mesmo procedimento descrito anteriormente, e utilizando a mesma constante de proporcionalidade k_R . Para as três malhas em questão a espessura total das camadas adicionadas foi de 3.545 mm, e a razão de espessuras entre elementos adjacentes adotada foi de $k_C = 1.2$, visando observar o critério para uso de modelos de baixo Reynolds $y^+ \leq 1$.

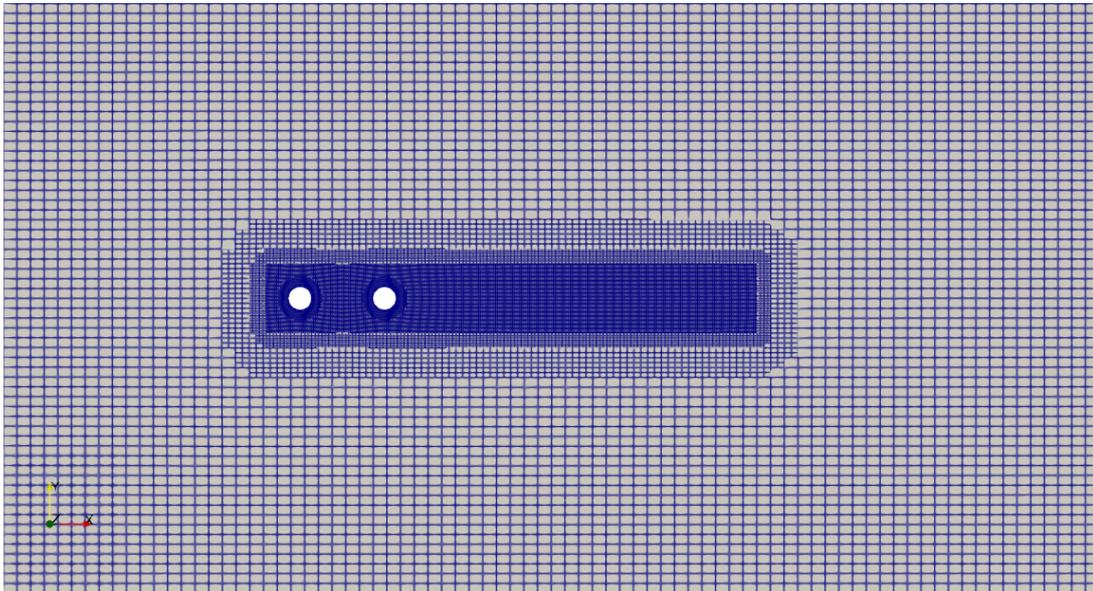
Para a geração das malhas utilizadas nos casos com splitter plates duplas, adotaram-se os mesmos parâmetros de refino da malha 4Dh2. A Tabela 3 indica o número total de elementos após o refino de malha, a espessura dos elementos adjacentes às superfícies dos cilindros e o número de camadas em cada malha utilizada neste estudo. As Figuras 12, 13 e 14 ilustram a malha computacional utilizada, apresentando os diferentes níveis de refino, neste caso com a malha 16Dh2, e a Figura 15 ilustra a malha computacional para o caso $L_s = 1.5D; \alpha = 40^\circ$. A fim de avaliar a influência de condições periódicas nos campos aerodinâmico e acústico, também foram configurados dois casos utilizando as malhas 16Dh2 e 4Dh2, porém com condições de contorno distintas que serão mencionadas mais adiante.

Tabela 3 – Número de elementos e camadas nas respectivas malhas.

Malha	Número de elementos	Espessura da primeira camada	Número de camadas
16Dh3	2190412	$1.09 \times 10^{-5} m$	23
16Dh2	5682600	$3.0 \times 10^{-6} m$	30
16Dh1	12244024	$5.8 \times 10^{-7} m$	39
4Dh2	1420330	$3.0 \times 10^{-6} m$	30
$L_s = 1D; \alpha = 40^\circ$	1432218	$3.0 \times 10^{-6} m$	30
$L_s = 1D; \alpha = 60^\circ$	1738250	$3.0 \times 10^{-6} m$	30
$L_s = 1.5D; \alpha = 40^\circ$	1919850	$3.0 \times 10^{-6} m$	30
$L_s = 1.5D; \alpha = 60^\circ$	1915050	$3.0 \times 10^{-6} m$	30

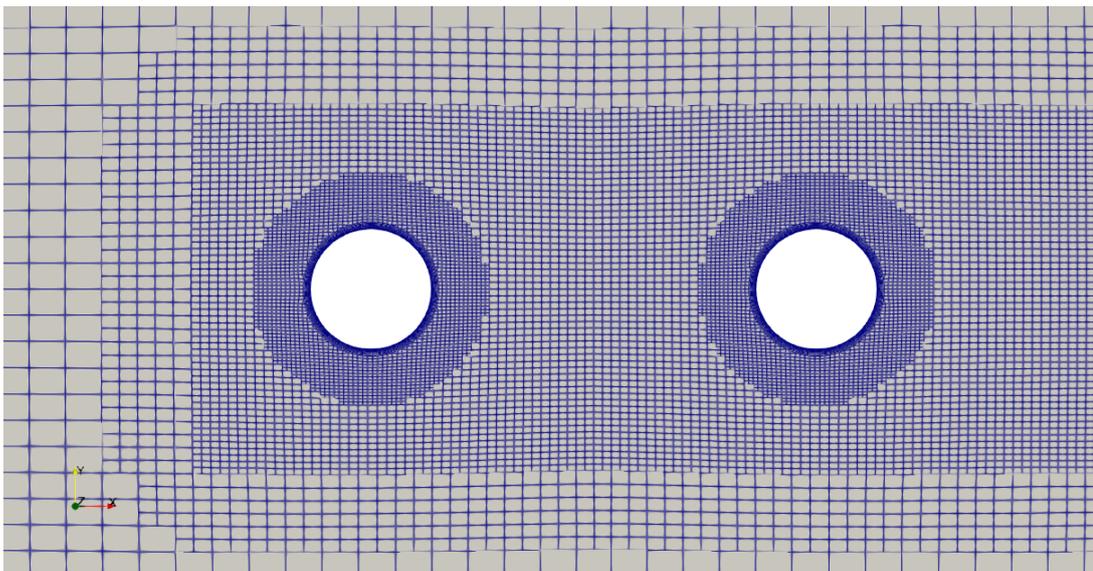
Fonte: Autor (2024).

Figura 12 – Malha 16Dh2: vista bidimensional, plano X-Y.



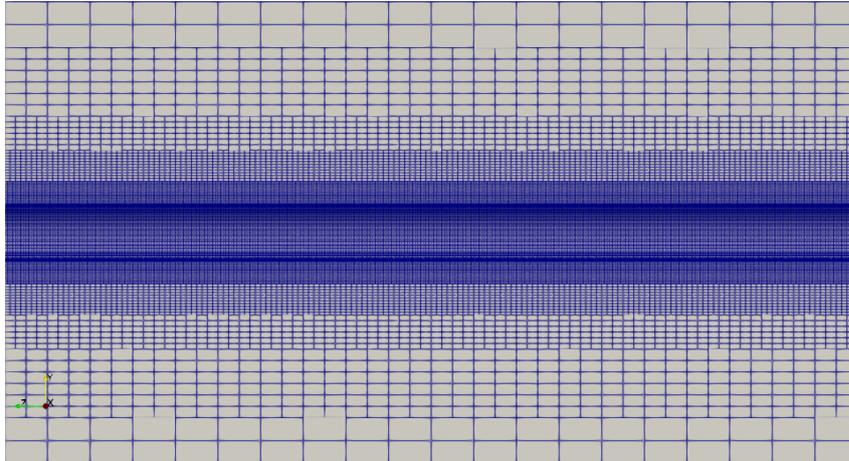
Fonte: Autor (2024).

Figura 13 – Malha 16Dh2: vista bidimensional aproximada, plano X-Y.



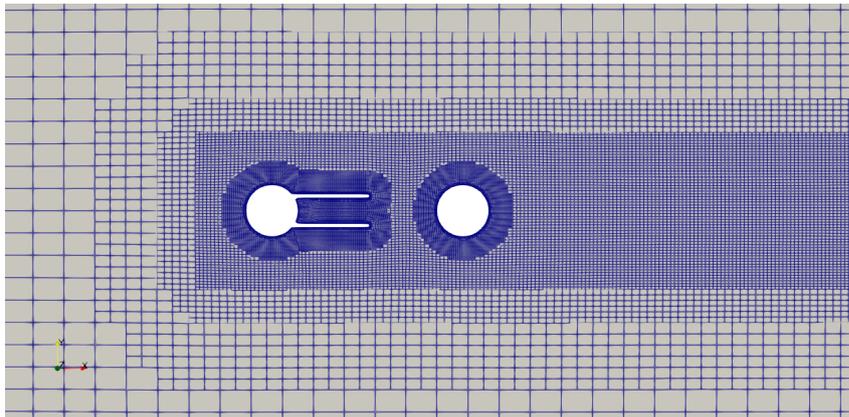
Fonte: Autor (2024).

Figura 14 – Malha 16Dh2: vista bidimensional aproximada, plano Z-Y, corte na origem.

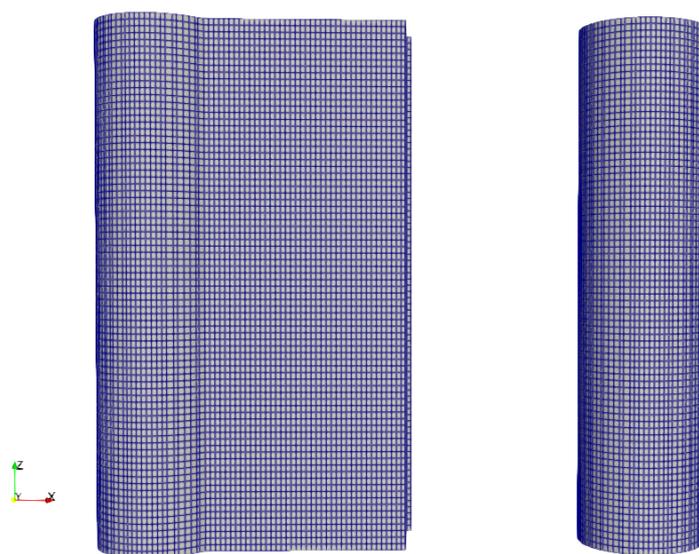


Fonte: Autor (2024).

Figura 15 – Malha $L_s = 1.5D$; $\alpha = 40^\circ$: vista bidimensional aproximada, plano X-Y (a); vista tridimensional superior, superfície dos cilindros (b).



(a)



(b)

Fonte: Autor (2024).

3.4 PARÂMETROS DE SIMULAÇÃO DOS CAMPOS AERODINÂMICO E ACÚSTICO

Na metodologia de simulação dos campos aerodinâmico e acústico empregou-se o software OpenFOAM-v2312 (OPENCFD LIMITED, 2023) para o campo aerodinâmico, e a biblioteca libAcoustics de Epikhin et al. (2015) para o campo acústico. Todas as simulações foram realizadas no cluster do Laboratório de Computação Científica (LabCC) do Centro Tecnológico de Joinville (CTJ) da Universidade Federal de Santa Catarina (UFSC) em processamento paralelo. O pós processamento de dados foi feito por meio do software livre Paraview, e códigos Python de autoria própria.

3.4.1 Campo aerodinâmico

O algoritmo de solução para o acoplamento pressão-velocidade utilizado foi o PISO, em sua implementação incompressível, dado o baixo número de Mach no escoamento. Como mencionado na seção 2.4.1, o modelo de turbulência utilizado foi o $k - \omega SST$ de Menter (1994). Fez-se uso do método Preconditioned Conjugate Gradient (PCG), com o Diagonal-based Incomplete Cholesky (DIC) como pré-condicionador, para solucionar o sistema linear do campo de pressão. Já para os campos de velocidade, energia cinética turbulenta k e taxa específica de dissipação de energia cinética turbulenta ω , utilizou-se o método Preconditioned bi-conjugate gradient stabilized (PBiCGStab), com o Diagonal-based Incomplete Lower-Upper (DILU) na solução dos sistemas lineares.

A discretização no tempo foi feita através do esquema Crank-Nicolson com coeficiente 0.9, o qual é implícito e de segunda ordem, e o passo de tempo adotado para todas as simulações foi de 1×10^{-5} s, resultando em um passo de tempo adimensional de $\Delta TU_{\infty}/D = 7.699 \times 10^{-3}$ e garantindo sempre um número de Courant $Co < 1$. Os gradientes de velocidade, k e ω foram calculados segundo o esquema Multi-directional cell-limited Gauss linear, com coeficiente 0.5. Aqui faz-se uma nota: utilizou-se o valor de coeficiente 1 nos primeiros 100 passos de tempo nas simulações. Para os divergentes foram utilizados os esquemas linearUpwind para velocidade, e limitedLinear com coeficiente 1 para k e ω , com exceção dos casos com splitter plates nos quais empregou-se o esquema upwind para k e ω .

Adotando um valor de intensidade turbulenta $I = 0.1\%$, viscosidade cinemática $\nu = 1.514819 \times 10^{-5}$ m²/s, e uma razão de viscosidades $\nu_t/\nu = 1.09 \times 10^{-2}$, os valores para condição de corrente livre de k e ω obtidos foram: $k = 2.904 \times 10^{-3}$ m²/s² e $\omega = 1.76 \times 10^4$ 1/s. Estas e as demais condições de contorno podem ser observadas no Quadro 1. Nos casos em que avaliou-se a influência de condições periódicas nos campos aerodinâmico e acústico utilizou-se a condição de contorno cyclicAMI nas fronteiras Front e Back para todos os campos ao invés de slip, e em virtude disto os casos mencionados serão referidos por 16Dh2-AMI e 4Dh2-AMI.

Quadro 1 – Condições de contorno adotadas.

Fronteira	p	U	k	ω	ν_t
Inlet	freestreamPressure 0 [m ² /s ²]	freestreamVelocity (44, 0, 0) [m/s]	freestream 2.904×10^{-3} [m ² /s ²]	freestream 1.76×10^4 [1/s]	calculated
Outlet	fixedValue 0 [m ² /s ²]	zeroGradient	zeroGradient	zeroGradient	calculated
Cilindros	zeroGradient	noSlip	kLowReWallFunction	omegaWallFunction	nutUSpaldingWallFunction
Top	freestreamPressure 0 [m ² /s ²]	freestreamVelocity (44, 0, 0) [m/s]	freestream 2.904×10^{-3} [m ² /s ²]	freestream 1.76×10^4 [1/s]	calculated
Bottom	freestreamPressure 0 [m ² /s ²]	freestreamVelocity (44, 0, 0) [m/s]	freestream 2.904×10^{-3} [m ² /s ²]	freestream 1.76×10^4 [1/s]	calculated
Front	slip	slip	slip	slip	slip
Back	slip	slip	slip	slip	slip

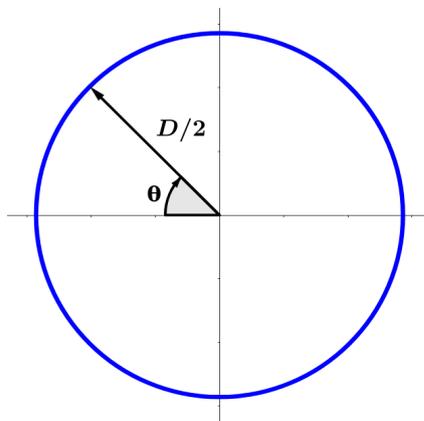
Fonte: Autor (2024).

Os dados aerodinâmicos foram extraídos da simulação através do uso da biblioteca nativa do OpenFOAM libforces.so, bem como através do uso de sondas para os campos de pressão e velocidade, distribuídas no domínio computacional. As sondas de pressão foram posicionadas na superfície de ambos os cilindros, em metade da envergadura, e espaçadas entre si por um ângulo $\theta = 5^\circ$, medido a partir do ponto de estagnação no sentido horário, conforme ilustra a Figura 16. Os coeficientes de pressão médios foram calculados com base na leitura das sondas de pressão através da Equação:

$$\overline{C_p} = \frac{\overline{p - p_\infty}}{\frac{1}{2}U_\infty^2} \quad (84)$$

O intervalo de tempo adimensional utilizado nos cálculos dos coeficientes de pressão médio foi de $\Delta TU_\infty/D = 246.369$, correspondendo a 32000 passos de tempo. Vale ressaltar que na formulação incompressível do algoritmo PISO, o cálculo da pressão é normalizado pela densidade, de modo que a pressão calculada é p/ρ . Para o uso da biblioteca libforces.so foram utilizados como parâmetros: $U_\infty = 44$ m/s, $\rho_\infty = 1.225$ kg/m³, $lRef = D$ e $Aref = b D$, e o intervalo de tempo adimensional utilizado no cálculo das médias de arrasto também foi de $\Delta TU_\infty/D = 246.369$.

Figura 16 – Posição angular das sondas de pressão.

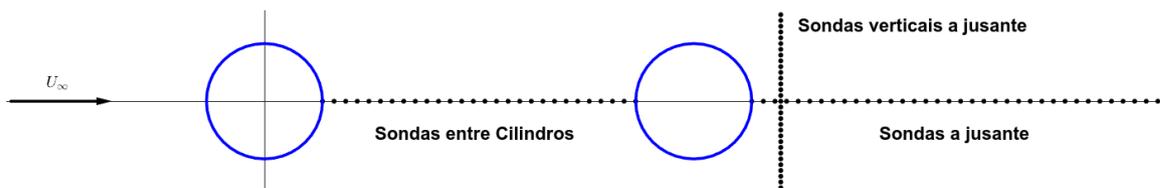


Fonte: Autor (2024).

Ademais, foram configuradas sondas de velocidade com o objetivo de extrair

uma média temporal da componente U_x do campo de velocidades do escoamento nas imediações de ambos os cilindros. Para isto foram posicionadas 28 sondas entre os cilindros e 35 a jusante do Cilindro 2, espaçadas em $0.1D$ entre si e com coordenadas Y e Z iguais a zero. Além destas, configurou-se também 30 sondas a jusante do Cilindro 2 com coordenadas X igual a $4.45D$, Y no intervalo $-0.75D \leq Y \leq 0.75D$ e Z igual a zero. O intervalo de tempo adimensional utilizado no cálculo das médias de U_x também foi de $\Delta t U_\infty / D = 246.369$. A Figura 17 ilustra o posicionamento das sondas mencionadas.

Figura 17 – Posições das sondas de velocidade.



Fonte: Autor (2024).

Por fim, deve-se mencionar que o campo aerodinâmico inicial para os casos 16Dh2 e 16Dh1 foi interpolado por meio da ferramenta mapFields a partir do campo aerodinâmico final obtido com o caso 16Dh3, o qual foi inicializado com as condições de contorno elencadas no Quadro 1. Analogamente interpolou-se o campo aerodinâmico final obtido com a malha 16Dh2 para inicializar o mesmo nos casos 16Dh2-AMI, 4Dh2 e 4Dh2-AMI. Já os casos com splitter plates duplas também foram inicializados com as condições de contorno elencadas no Quadro 1.

3.4.2 Campo acústico

Para realizar os cálculos de nível de pressão sonora (SPL) no campo distante, foi feito uso das analogias acústicas de Curle e Ffowcs Williams-Hawkings nas formulações GT e 1A, disponíveis na biblioteca libAcoustics. Para o uso das analogias de Curle e FW-H 1A, as superfícies sólidas dos cilindros foram utilizadas nos cálculo e armazenamento de dados. Já para o uso da analogia de FW-H GT foram construídas três superfícies englobando ambos os cilindros e boa parte da esteira de vórtices. O tempo adimensional usado para tratamento dos dados acústicos foi de $\Delta t U_\infty / D = 246.369$, correspondendo a 32000 passos de tempo.

Dentre as superfícies utilizadas na analogia de FW-H GT, duas destas são definidas pelos vértices do hexaedro $(-1.75D, -1.75D, -b/2)$ e $(20D, 1.75D, b/2)$, e diferem no aspecto de uma delas conter a face a jusante paralela ao plano Z - Y , denominada Fechada, e a outra não conter tal face, portanto denominada Aberta. O número de divisões nas direções X e Y em ambas as superfícies mencionadas são respectivamente: 80, 20. O número de divisões em Z adotado foi de 120 e 30, para as malhas com envergadura dos cilindros $b = 16D$ e $b = 4D$ respectivamente.

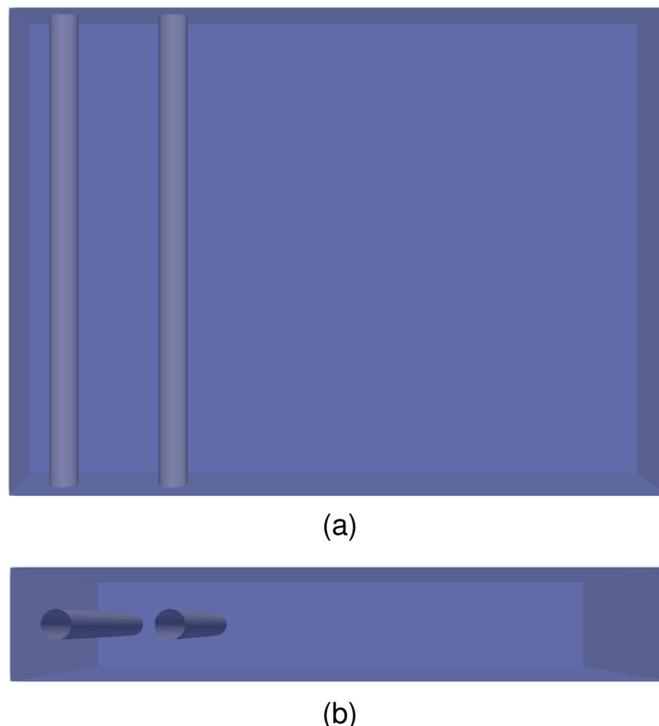
Adicionalmente configurou-se uma terceira superfície de FW-H GT, a qual será referida por superfície Downstream. Esta consiste na face a jusante que distingue a superfície Fechada da Aberta, sendo portanto definida pelos vértices $(20D, -1.75D, -b/2)$, $(20D, 1.75D, -b/2)$, $(20D, -1.75D, b/2)$ e $(20D, 1.75D, b/2)$. No tratamento dos dados acústicos, as flutuações de pressão calculadas por esta superfície foram somadas no domínio do tempo com as calculadas por meio da superfície Aberta, com o objetivo de verificar se o sinal acústico obtido com a superfície Fechada difere do sinal acústico proveniente da soma dos sinais obtidos com as demais.

Este sinal acústico proveniente da soma no domínio do tempo dos sinais acústicos das superfícies Aberta e Downstream será referido como proveniente de uma superfície hipotética chamada Composta, de modo que as flutuações de pressão para esta superfície são dadas por:

$$p'(t)_{Composta} = p'(t)_{Aberta} + p'(t)_{Downstream} \quad . \quad (85)$$

A Figura 18 ilustra a vista tridimensional da superfície de FW-H GT Fechada englobando os cilindros, apresentada como translúcida para permitir a visualização dos mesmos no interior, para o caso com envergadura dos cilindros de $b = 16D$.

Figura 18 – Superfície de FW-H GT Fechada: vista superior (a) e vista lateral (b).



Fonte: Autor (2024).

Tendo em vista que os sinais acústicos gerados pela biblioteca libAcoustics são dados no domínio do tempo, estes foram pós processados por meio de um código Python, no qual fez-se uso do método proposto por Welch (1967) para obter o espectro de potência. Para tanto, os sinais acústicos foram divididos em cinco blocos, com

sobreposição de 75%, nos quais aplicou-se a janela de Hanning.

O número de amostras na Transformada Rápida de Fourier (FFT) foi escolhido de modo que a resolução na frequência d_f dada pela Equação:

$$d_f = \frac{f_s}{N_{FFT}} \quad (86)$$

onde a frequência de aquisição do sinal é $f_s = 1/\Delta t$, fosse de $d_f = 6.25Hz$, de modo que a resolução em frequência obtida fosse um múltiplo inteiro da utilizada por Lockard et al. (2007). Deste modo o número de amostras por bloco utilizado foi de $N_{FFT} = 16000$. Em seguida calculou-se o Nível de Pressão Sonora (SPL) em dB conforme a Equação 87, na qual P_e^2 é o quadrado da amplitude das flutuações de pressão, e P_{ref} é a pressão de referência $20 \mu Pa$.

$$SPL = 10 \log_{10} \left(\frac{P_e^2}{P_{ref}^2} \right) \quad (87)$$

Optou-se por calcular os níveis de pressão sonora em dB, ao invés de dB/Hz, a fim de preservar a magnitude dos picos de SPL nos tonais, tendo em vista que os resultados experimentais de Lockard et al. (2007) foram mensurados com uma resolução em frequência de $d_f = 3.125Hz$. Em virtude disto os resultados experimentais mencionados foram convertidos para dB, possibilitando desta forma a comparação com os obtidos através do método numérico apresentado neste estudo. Por fim, no tratamento dos níveis de ruído em campo distante também foi calculado o nível de pressão sonora total (OASPL), dado pela Equação:

$$OASPL = 20 \log_{10} \sqrt{\sum_i (10^{SPL_i/20})^2} \quad (88)$$

onde i é o índice de cada banda de frequência do espectro do nível de pressão sonora.

4 RESULTADOS

Nesta seção serão apresentados os resultados obtidos pelo modelo numérico. Primeiramente serão apresentados os resultados para o teste de convergência de malha. Em seguida será feita uma comparação entre os resultados obtidos para os campos aerodinâmico e acústico com a malha 16Dh2 e resultados experimentais. Subsequentemente será feita uma avaliação da influência da condição de contorno cyclicAMI por meio da comparação entre os resultados obtidos com as malhas 16Dh2 e 4Dh2 e os obtidos com as malhas 16Dh2-AMI e 4Dh2-AMI. Logo após será realizada uma análise da tridimensionalidade do campo acústico. Por fim serão apresentados os resultados obtidos para os campos aerodinâmico e acústico nos casos com splitter plates duplas.

4.1 RESULTADOS DO TESTE DE REFINO DE MALHA

A fim de determinar a influência do refino de malha nos resultados numéricos obtidos fez-se uso do critério de convergência de malha Grid Convergence Index (GCI) apresentado na seção 2.2. Com este objetivo três simulações foram realizadas utilizando as malhas computacionais 16Dh3, 16Dh2 e 16Dh1 apresentadas na Tabela 3, e as condições de contorno apresentadas no Quadro 1. A Tabela 4 indica os parâmetros de malha utilizados nas equações 2a, 2b e 4. Vale ressaltar que foi adotada a notação 3, 2 e 1 para as malhas 16Dh3, 16Dh2 e 16Dh1 respectivamente.

Tabela 4 – Parâmetros de malha usados no cálculo do GCI.

h_1	h_2	h_3	r_{21}	r_{32}
6.72416E-03	8.68488E-03	1.19336E-02	1.29159	1.37406

Fonte: Autor (2024).

Para os cálculos pertinentes ao GCI, foram escolhidas como variáveis de interesse: o coeficiente de arrasto médio nos Cilindros 1 e 2 e o nível de pressão sonora global (OASPL) calculado pela analogia de FW-H 1A, no Microfone A com coordenada Z igual a zero, considerando ambos os cilindros como fontes sonoras para os cálculos referentes ao campo acústico, sendo o OASPL dado pela Equação 88. A Tabela 5 mostra os valores obtidos para cada variável, a ordem P do erro de discretização, a razão de convergência R , e os valores do critério de convergência de malha. Vale notar que o valor obtido de r_{21} se mostra pouco abaixo do mínimo recomendado por Celik et al. (2008), sendo este igual a 1.3. Contudo não procurou-se alterar os parâmetros de refino de malha a fim de obter um valor de $r_{21} \geq 1.3$, tendo em vista que este não é um impeditivo para o uso do método GCI.

Tabela 5 – Resultados pertinentes ao cálculo do GCI.

	\overline{Cd}_1	\overline{Cd}_2	OASPL
ϕ_1	0.7000	0.3658	109.348 [dB]
ϕ_2	0.6397	0.3888	112.318 [dB]
ϕ_3	0.6373	0.4461	115.2187 [dB]
P	16.667	2.398	1.077
R	0.04	2.49	0.98
GCI_{21}	0.15%	9.28%	10.70%
GCI_{32}	0.00%	16.13%	7.91%

Fonte: Autor (2024).

Com base nos resultados elencados na Tabela 5, conclui-se que o modelo apresentou divergência para \overline{Cd}_2 , e convergência monótona para \overline{Cd}_1 e OASPL. Nota-se também que os valores de GCI obtidos para \overline{Cd}_2 e OASPL, o que sugere que as soluções obtidas através do método numérico dependem da malha adotada.

4.1.1 Resultados aerodinâmicos

Ao analisar o histórico dos coeficientes de arrasto dos cilindros nos três casos utilizados nos testes de refino de malha ilustrados pelas Figuras 19, 20 e 21, constata-se que para as malhas 16Dh2 e 16Dh3 as amplitudes dos picos de arrasto no Cilindro 2 são consideravelmente maiores quando comparadas às mesmas no Cilindro 1. Nota-se também que para a malha 16Dh3 existe um período de transiente inicial maior quando comparado ao período observado para a malha 16Dh2. Além disto constata-se que para a malha 16Dh2 a amplitude dos picos de arrasto em ambos os cilindros tende a diminuir com o tempo, o que dificulta a determinação do período transiente inicial.

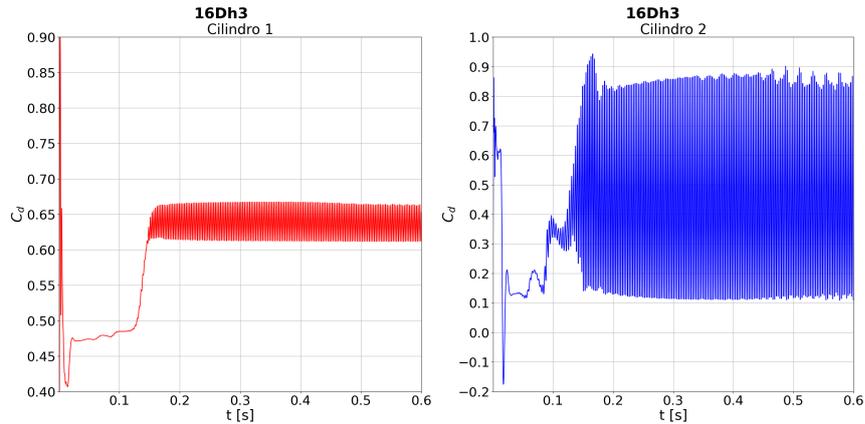
Em contrapartida observa-se que o modelo numérico utilizando a malha 16Dh1 não alcançou o regime estatisticamente estacionário, tendo em vista o comportamento irregular dos históricos de arrasto em ambos os cilindros. O mesmo comportamento irregular foi observado nos históricos de coeficiente de sustentação em ambos os cilindros. Ainda para a malha 16Dh1, também verificou-se um comportamento irregular nos históricos de pressão obtidos através das analogias acústicas, com oscilações de baixa frequência surgindo no sinal. A Tabela 6 indica os valores médios dos coeficientes de arrasto para cada cilindro obtidos com as respectivas malhas. Vale ressaltar que nos três casos em questão empregou-se para o cálculo de \overline{Cd} um intervalo de tempo adimensional de $\Delta t U_\infty / D = 249.369$, correspondendo a 32000 passos de tempo.

Tabela 6 – Casos GCI: Coeficientes de arrasto médios.

	16Dh3	16Dh2	16Dh1	Neuhart et al. (2009)
\overline{Cd}_1	0.6373	0.6397	0.7000	0.650
\overline{Cd}_2	0.4461	0.3888	0.3658	0.310

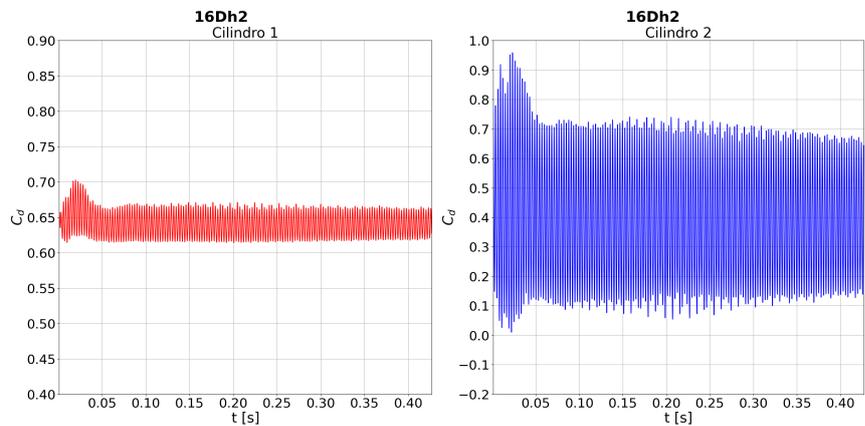
Fonte: Autor (2024).

Figura 19 – 16Dh3, históricos de coeficientes de arrasto: Cilindro 1 (a), Cilindro 2 (b).



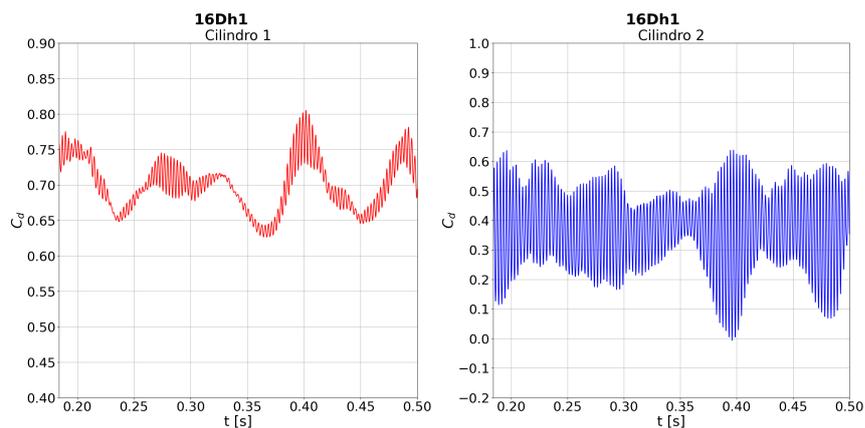
Fonte: Autor (2024).

Figura 20 – 16Dh2, históricos de coeficientes de arrasto: Cilindro 1 (a), Cilindro 2 (b).



Fonte: Autor (2024).

Figura 21 – 16Dh1, históricos de coeficientes de arrasto: Cilindro 1 (a), Cilindro 2 (b).



Fonte: Autor (2024).

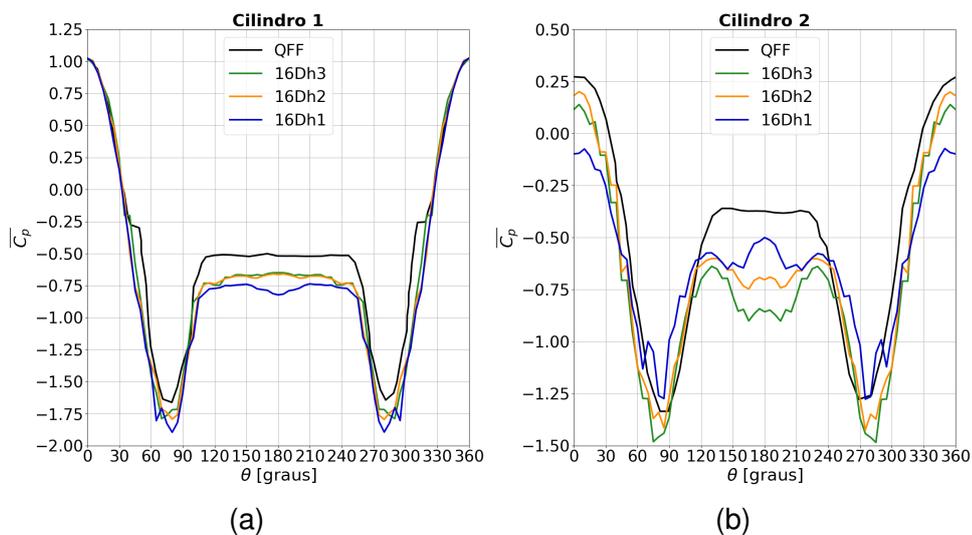
Ao analisar a Figura 22 nota-se que os resultados de coeficientes de pressão alcançados para o Cilindro 1 para o ponto $\theta = 0^\circ$ para as três malhas analisadas apresentaram boa concordância com os resultados experimentais obtidos por Lockard et al. (2007) no QFF. Constata-se ainda que as três malhas apresentaram picos

de pressão no Cilindro 1 maiores em módulo quando comparados ao resultado experimental, e que a malha 16Dh3 estimou uma posição angular de tais picos mais próxima do ponto $\theta = 0^\circ$, ao passo que as demais previram uma posição angular bastante semelhante à observada no resultado experimental. Na região próxima de $\theta = 180^\circ$ há um comportamento oposto entre os casos: observa-se um aumento na magnitude de $\overline{C_p}$ para a malha 16Dh1, enquanto nas demais há uma redução.

Para os coeficientes de pressão no Cilindro 2, nota-se que as posições angulares dos picos de pressão observadas nos três casos são mais próximas ao ponto $\theta = 0^\circ$ quando comparadas ao resultado experimental, embora a malha 16Dh1 apresente um pico menor em magnitude, enquanto as demais previram picos maiores em magnitude se comparados ao experimental. Também é possível observar uma diferença considerável nos valores de $\overline{C_p}$ no intervalo $120^\circ < \theta < 240^\circ$: as malhas 16Dh2 e 16Dh3 apresentam um máximo local na magnitude em $\theta = 180^\circ$, sendo o oposto observado na malha 16Dh1. Também verifica-se que não houve concordância entre os $\overline{C_p}$ obtidos entre as três malhas em questão no ponto $\theta = 0^\circ$, sendo os três previstos bem abaixo do resultado experimental obtido por Lockard et al. (2007).

Ademais é importante ressaltar que para as três malhas em questão os coeficientes de pressão médios em ambos os cilindros apresentaram irregularidades, sendo estas caracterizadas por grandes variações no valor de $\overline{C_p}$ entre posições angulares adjacentes, o que não se verifica no resultado experimental. Tais irregularidades se mostraram mais evidentes no Cilindro 1 nas posições angulares próximas aos picos de pressão, em especial para a malha 16Dh1, ao passo que no Cilindro 2 estas se manifestaram ao longo de toda a circunferência do mesmo.

Figura 22 – Casos GCI, $\overline{C_p}$: Cilindro 1 (a), Cilindro 2 (b).

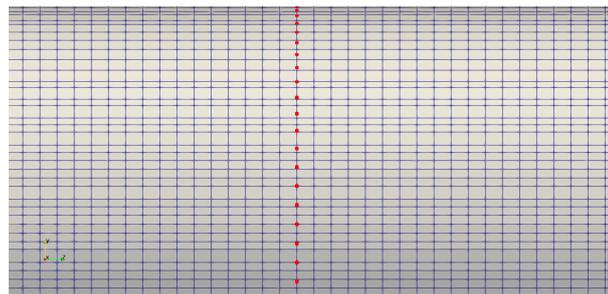


Fonte: Autor (2024).

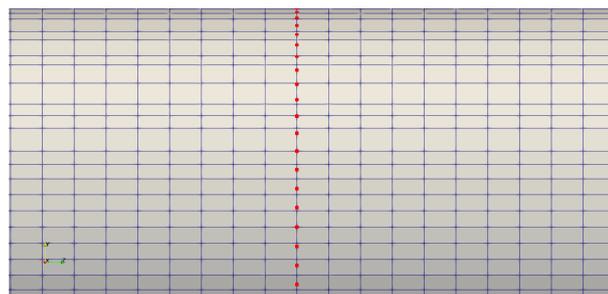
Uma possível justificativa para tais irregularidades consiste na disposição das sondas de pressão em relação aos elementos de malha. Constatou-se que para a

malha 16Dh3 alguns elementos de malha continham duas sondas de pressão, de modo que ambas fizeram a mesma leitura de pressão para um dado passo de tempo. Em contrapartida para a malha 16Dh1 alguns elementos de malha não apresentaram nenhuma sonda de pressão. Soma-se a isto o fato de a malha 16Dh1 não ter alcançado um regime estatisticamente estacionário. A Figura 23 ilustra a posição de algumas sondas de pressão e elementos de malha na superfície do Cilindro 1 para as malhas 16Dh1 e 16Dh3.

Figura 23 – Vista aproximada de sondas de pressão e elementos de malha: 16Dh1 (a), 16Dh3 (b). Sondas de pressão em vermelho.



(a)



(b)

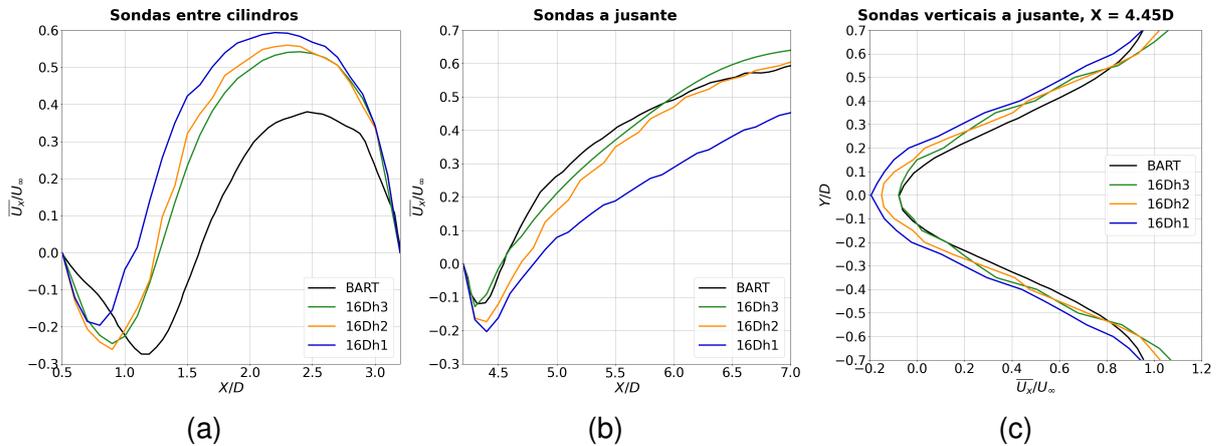
Fonte: Autor (2024).

Já para os campos de velocidade, percebe-se na Figura 24, a qual ilustra os valores médios de U_x alcançados para as respectivas sondas de velocidade ilustradas na Figura 17, que na região entre os cilindros os resultados obtidos com os três casos subestimaram tanto o tamanho da zona de recirculação quanto a magnitude máxima de $\overline{U_x}$ na mesma quando comparados ao resultado experimental obtido por Jenkins et al. (2005) no BART, o que pode ser uma consequência dos parâmetros de refino de malha adotados.

Contudo, verifica-se que ambos os casos 16Dh2 e 16Dh3 previram uma magnitude máxima de $\overline{U_x}$ e um tamanho da zona de recirculação bastante próximos, ao passo que estes mesmos dados obtidos com a malha 16Dh1 foram inferiores. Após a zona de recirculação, nota-se que os picos na magnitude da velocidade são consideravelmente maiores e mais próximos do Cilindro 1 quando comparados ao resultado experimental. Novamente verifica-se uma semelhança entre os resultados obtidos com as malhas 16Dh2 e 16Dh3, sendo o pico de $\overline{U_x}$ levemente maior e mais a

montante no caso 16Dh2.

Figura 24 – Casos GCI, \overline{U}_x/U_∞ : Sondas entre cilindros (a), Sondas a jusante (b), Sondas verticais a jusante (c).



Fonte: Autor (2024).

Na região a jusante dos cilindros, nota-se que os casos 16Dh1 e 16Dh2 superestimaram tanto o tamanho da zona de recirculação quanto a magnitude máxima de \overline{U}_x na mesma em comparação ao resultado experimental. Em contrapartida, estes resultados obtidos com a malha 16Dh3 assemelham-se ao resultado de Jenkins et al. (2005), com o pico da magnitude de \overline{U}_x mais a montante. Também observa-se ao comparar os casos em 16Dh2 e 16Dh3 que o aumento no refino causou picos na magnitude de \overline{U}_x na zona de recirculação maiores.

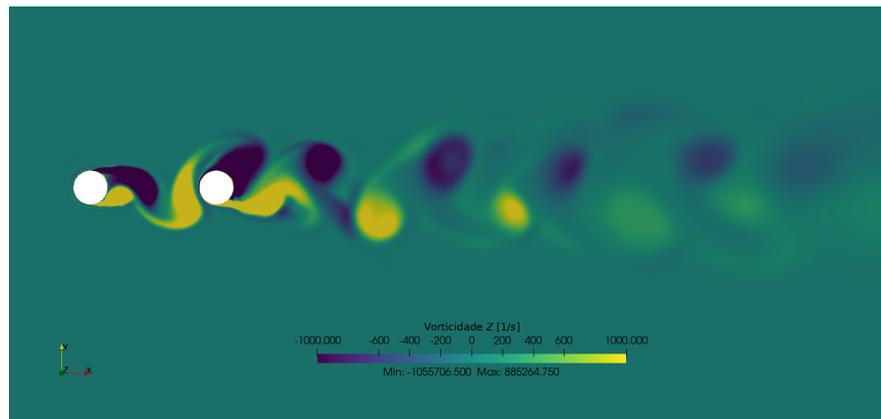
Além disto, a magnitude de \overline{U}_x obtida com o caso 16Dh2 mostrou boa concordância com o resultado experimental na região da esteira de vórtices para distâncias de $X/D \geq 6.0$, ao passo que o caso 16Dh3 superestimou o resultado na mesma região. Já as magnitudes de \overline{U}_x obtidas com a malha 16Dh1 foram consideravelmente inferiores para toda a esteira de vórtices após a zona de recirculação. Pode-se notar ainda que o caso 16Dh3 previu uma magnitude de \overline{U}_x muito próxima ao experimental para as posições $-0.25 \leq Y/D \leq 0.25$, ao passo que os demais casos demonstraram magnitudes superiores de \overline{U}_x para o mesmo intervalo.

Vale notar que os resultados obtidos para \overline{U}_x na região entre os cilindros assemelham-se aos resultados de Chadlvski (2021), Batista (2022) e Cardoso (2023), os quais também apresentaram tanto uma tendência a subestimar o tamanho da zona de recirculação, quanto a superestimar o valor máximo de \overline{U}_x . Ressalta-se que os três autores também empregaram o algoritmo PISO na solução do campo aerodinâmico, e o modelo de fechamento $k - \omega SST$.

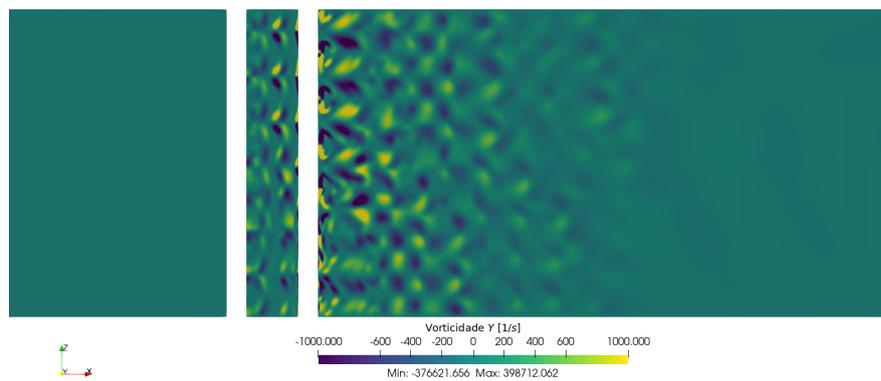
Analisando a Figura 25 (a), constata-se que o campo entorno dos cilindros está de acordo com o descrito por Zdravkovich (1985) para a distância $L = 3.7D$, tendo em vista que se observa a formação de uma esteira de vórtices para ambos os cilindros. Isto que se confirma com o histórico do coeficiente de arrasto em ambos os cilindros,

visto que estes indicam que o desprendimento de vórtices no Cilindro 1 foi contínuo para a malha 16Dh2 conforme ilustra a Figura 20, e não intermitente. Ao observar a Figura 25 (b), verifica-se a esteira de vórtices no plano X-Z, na qual as estruturas vorticais evidenciam a tridimensionalidade do escoamento. Destaca-se desta figura a existência de estruturas vorticais também na região entre os cilindros, ainda que em magnitudes menores.

Figura 25 – 16Dh2, Vorticidade instantânea: Componente Z (a); Componente Y (b).



(a)



(b)

Fonte: Autor (2024).

4.1.2 Resultados acústicos

Os resultados acústicos alcançados através da analogia de FW-H 1A nos casos utilizados no teste de convergência de malha podem ser observados nas Figuras 26, 27 e 28, que ilustram a comparação destes com o resultado obtido por Lockard et al. (2007) no QFF. De imediato percebe-se que modelo numérico superestimou significativamente os níveis de pressão sonora dos tonais, em especial para os microfones B e C. Ademais nota-se que os níveis de pressão sonora se mostram sensíveis ao refino de malha, apresentando picos maiores para o caso 16Dh3, de modo que um aumento no nível de refino implicou em níveis de pressão sonora nos tonais mais baixos.

Também constata-se não somente que o modelo numérico apresenta uma

tendência a subestimar moderadamente a frequência dos tonais, sendo as frequências dos primeiros tonais de 175.00 Hz, 181.25 Hz e 175.00 Hz para os casos 16Dh3, 16Dh2 e 16Dh1 respectivamente, ao passo que a frequência do primeiro tonal obtida por Lockard et al. (2007) é de 182.68 Hz. Não somente isto, como também percebe-se que o espectro obtido com a malha 16Dh2 apresenta um tonal na frequência de aproximadamente 280 Hz que não se observa nos demais casos. Verifica-se ainda que os níveis de pressão sonora nos tonais observados nos microfones A e B são muito semelhantes, ao passo que o microfone C registrou níveis de pressão sonora levemente mais baixos.

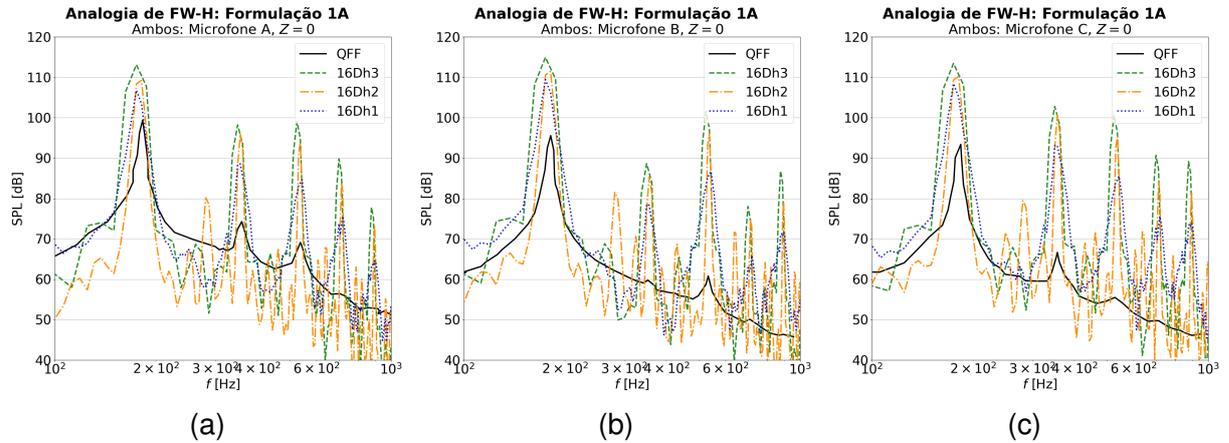
Os resultados obtidos através da analogia de Curle, ilustrados pelas Figuras 29, 30 e 31, apresentam as mesmas tendências dos resultados enunciados acima, exibindo tanto sensibilidade ao refino bem como as mesmas frequências de tonais, embora os picos de nível de pressão sonora calculados sejam superiores aos obtidos com a analogia de FW-H 1A.

Ademais, ao comparar os resultados obtidos considerando apenas o Cilindro 1 ou apenas o Cilindro 2, percebe-se que tanto para a analogia de Curle quanto para a analogia de FW-H 1A o Cilindro 1 apresenta níveis de pressão sonora consideravelmente mais baixos, o que está de acordo com os resultados de Lockard et al. (2007) ao julgar pela flutuação de pressão na superfície de cada cilindro obtida pelos autores. Além disto, verifica-se que ao considerar ambos os cilindros como fontes sonoras, os níveis de pressão sonora obtidos para os tonais não são muito superiores aos obtidos considerando apenas o Cilindro 2, o que é mais um indício de que este domina a geração de ruído no escoamento, em detrimento do Cilindro 1.

Já para os resultados obtidos com a analogia de FW-H GT notam-se diferenças entre os espectros obtidos com a malha 16Dh3 através das superfícies Fechada e Aberta, apresentando um pico no primeiro tonal mais elevado na superfície Aberta para o microfone A e B, e na superfície Fechada para o microfone C. Verifica-se também que para a superfície Fechada no microfone B as três malhas apresentaram um nível de pressão sonora no primeiro tonal muito próximos entre si, ao passo que na superfície Aberta para o mesmo microfone a malha 16Dh3 apresentou um nível de pressão sonora consideravelmente acima das demais.

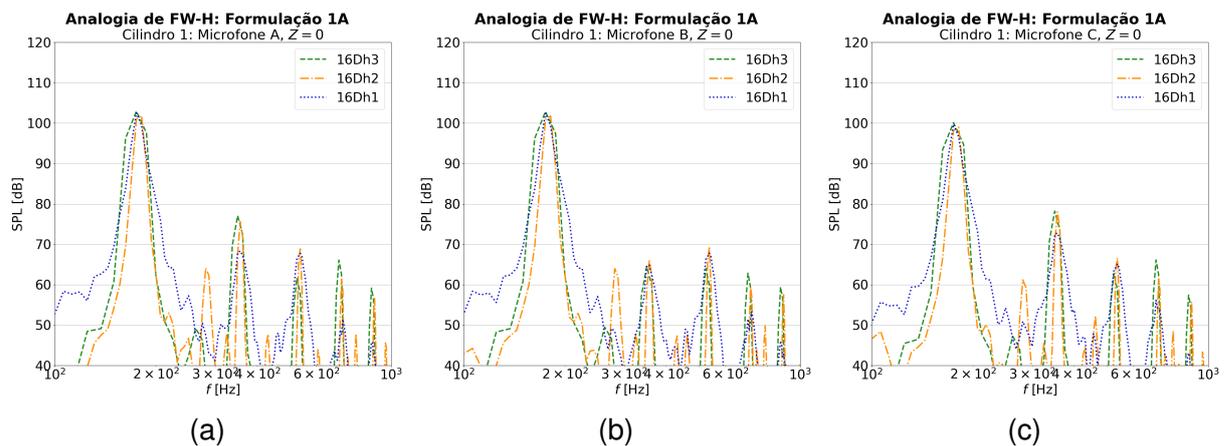
Em contrapartida os níveis de pressão sonora no primeiro tonal obtidos com as malhas 16Dh2 e 16Dh1 não demonstraram uma diferença maior que 2.3 dB, considerando as superfícies Aberta e Fechada, para os três microfones. As frequências dos primeiros tonais obtidas com a analogia FW-H GT são as mesmas alcançadas com as analogias de Curle e FW-H 1A. Também é de grande importância notar que os espectros obtidos com a superfície Composta diferem dos obtidos com a superfície Fechada para os mesmos microfones, e em geral manifestam níveis de pressão sonora consideravelmente superiores. Os resultados mencionados obtidos por meio da analogia de FW-H GT encontram-se nas Figuras 32, 33 e 34.

Figura 26 – Analogia de FW-H 1A, Ambos os Cilindros: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).



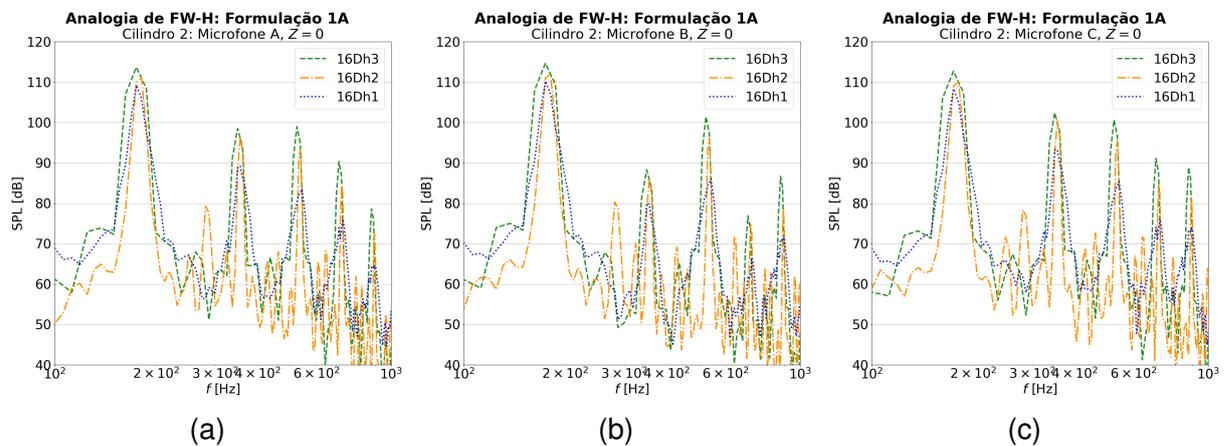
Fonte: Autor (2024).

Figura 27 – Analogia de FW-H 1A, Cilindro 1: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).



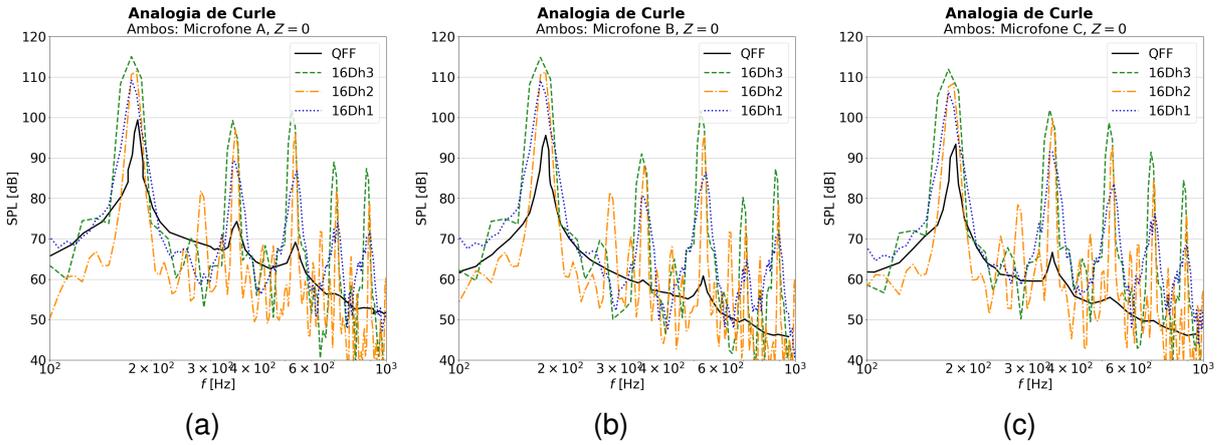
Fonte: Autor (2024).

Figura 28 – Analogia de FW-H 1A, Cilindro 2: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).



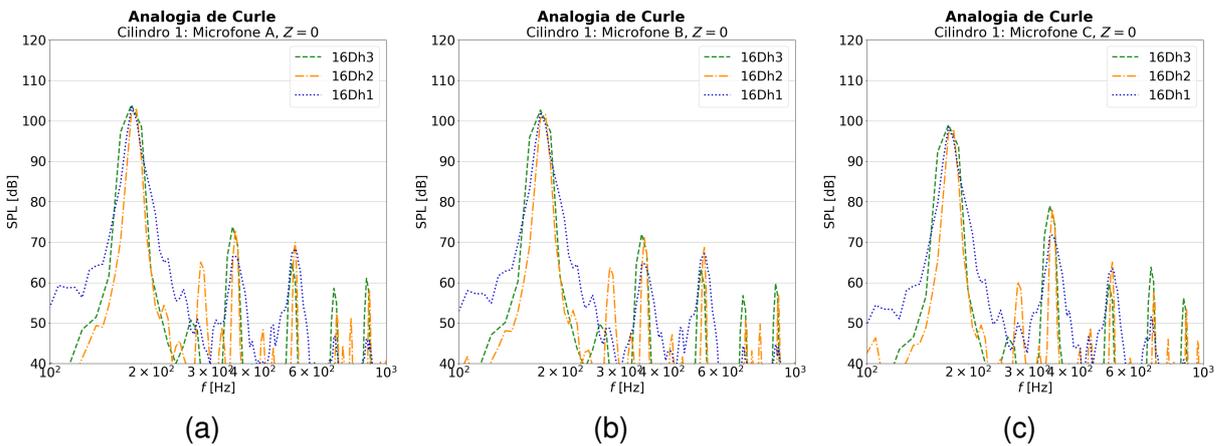
Fonte: Autor (2024).

Figura 29 – Analogia de Curle, Ambos os Cilindros: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).



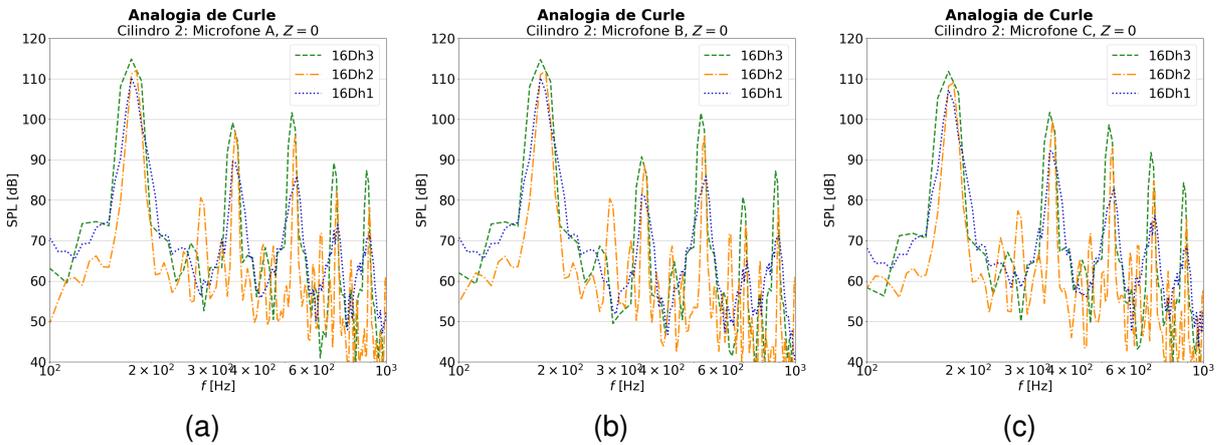
Fonte: Autor (2024).

Figura 30 – Analogia de Curle, Cilindro 1: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).



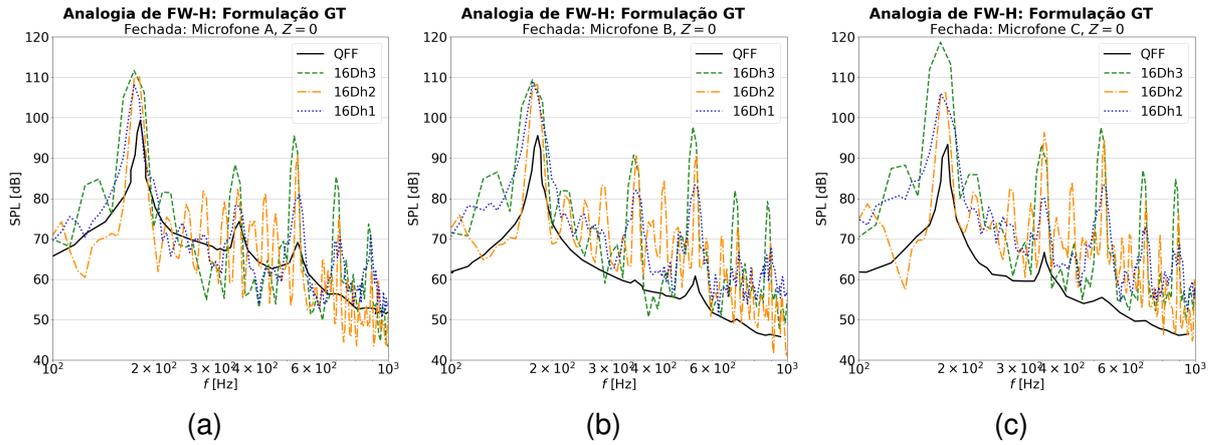
Fonte: Autor (2024).

Figura 31 – Analogia de Curle, Cilindro 2: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).



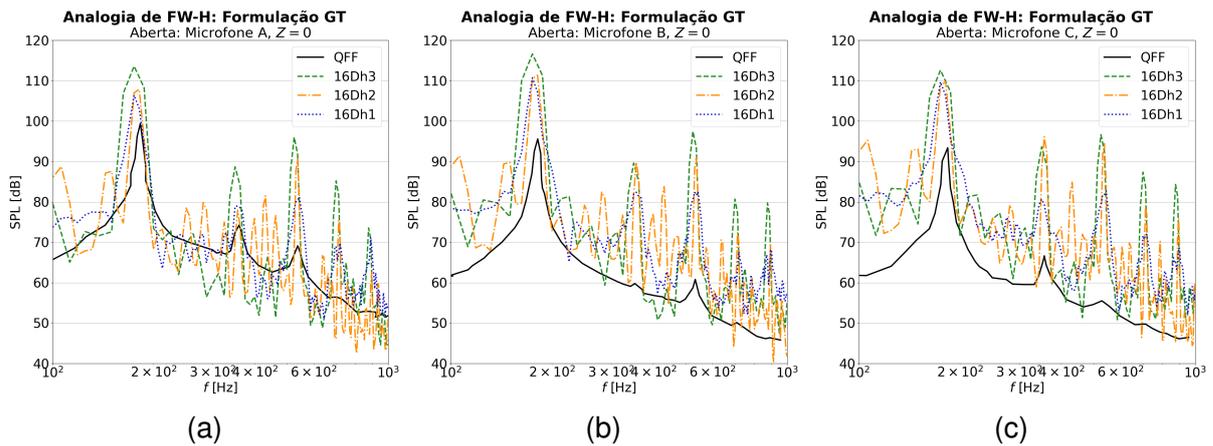
Fonte: Autor (2024).

Figura 32 – Analogia de FW-H GT, Superfície Fechada: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).



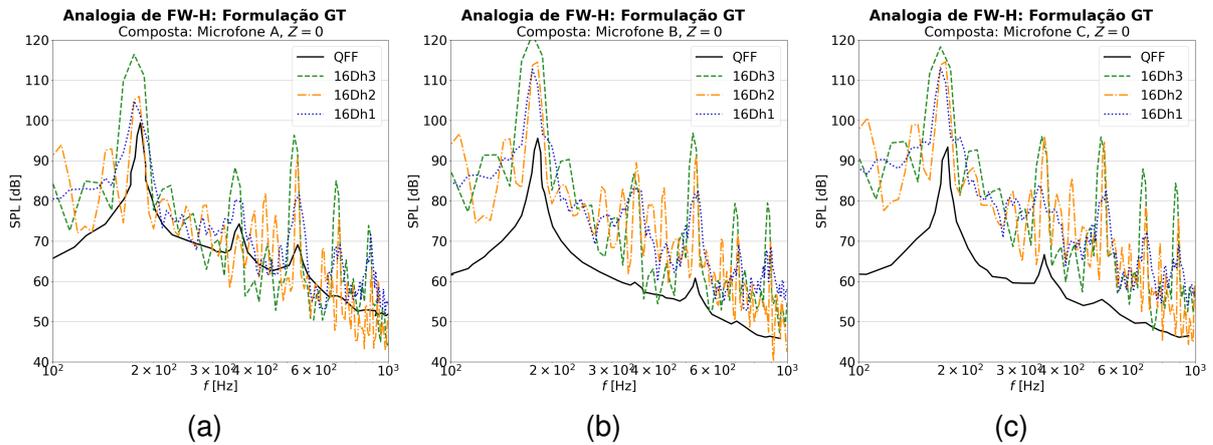
Fonte: Autor (2024).

Figura 33 – Analogia de FW-H GT, Superfície Aberta: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).



Fonte: Autor (2024).

Figura 34 – Analogia de FW-H GT, Superfície Composta: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).



Fonte: Autor (2024).

Os níveis de pressão sonora totais para as respectivas analogias acústicas, fontes sonoras e microfones alcançados nos casos utilizados no teste de convergência de malha são indicados pelas Tabelas 7, 8, 9. Nestas constata-se novamente que o aumento no nível de refino de malha implicou em níveis de pressão sonora mais baixos.

Verifica-se também a semelhança não somente entre os resultados obtidos com as analogias de Curle e FW-H 1A para as mesmas fontes sonoras e microfones, como também a semelhança entre os resultados obtidos com as analogias de FW-H 1A e GT para as malhas 16Dh2 e 16Dh1. Para as analogias de Curle e FW-H 1A destaca-se que os níveis de pressão sonora globais alcançados com o Cilindro 2 são significativamente superiores aos alcançados com o Cilindro 1 para os três microfones.

Nota-se que para a analogia de FW-H GT os níveis de pressão sonora globais alcançados com a superfície Aberta também diferem daqueles alcançados com a superfície Fechada, para as três malhas e os três microfones, o que sugere que possa existir a influência de ruído espúrio no escoamento resultantes da interação de vórtices nesta fronteira.

Da mesma forma enfatiza-se que os resultados obtidos com a superfície Composta diferem daqueles obtidos com a superfície Fechada para as três malhas e microfones, de modo que a soma no domínio do tempo dos sinais acústicos gerados com as superfícies Aberta e Downstream resultou em um sinal acústico que difere daquele obtido com a superfície Fechada.

Tabela 7 – Malha 16Dh3: OASPL [dB] para as respectivas analogias acústicas e microfones.

Analogia	Curle			FW-H 1A			FW-H GT		
	Ambos	Cilindro 1	Cilindro 2	Ambos	Cilindro 1	Cilindro 2	Aberta	Fechada	Composta
Fonte sonora	Ambos	Cilindro 1	Cilindro 2	Ambos	Cilindro 1	Cilindro 2	Aberta	Fechada	Composta
Microfone A	117.154	105.717	116.972	115.218	104.706	115.760	115.471	113.613	118.268
Microfone B	116.854	104.416	116.751	116.928	104.620	116.698	118.475	111.549	123.197
Microfone C	114.319	100.813	114.249	115.821	101.920	115.183	114.608	120.518	120.200

Fonte: Autor (2024).

Tabela 8 – Malha 16Dh2: OASPL [dB] para as respectivas analogias acústicas e microfones.

Analogia	Curle			FW-H 1A			FW-H GT		
	Ambos	Cilindro 1	Cilindro 2	Ambos	Cilindro 1	Cilindro 2	Aberta	Fechada	Composta
Fonte sonora	Ambos	Cilindro 1	Cilindro 2	Ambos	Cilindro 1	Cilindro 2	Aberta	Fechada	Composta
Microfone A	114.467	105.611	115.044	112.318	104.641	113.882	110.854	113.270	109.429
Microfone B	114.230	104.312	114.832	114.365	104.547	114.815	114.319	111.238	117.513
Microfone C	111.734	100.702	112.295	113.489	101.835	113.271	113.055	109.702	117.833

Fonte: Autor (2024).

Tabela 9 – Malha 16Dh1: OASPL [dB] para as respectivas analogias acústicas e microfones.

Analogia	Curle			FW-H 1A			FW-H GT		
	Ambos	Cilindro 1	Cilindro 2	Ambos	Cilindro 1	Cilindro 2	Aberta	Fechada	Composta
Fonte sonora	Ambos	Cilindro 1	Cilindro 2	Ambos	Cilindro 1	Cilindro 2	Aberta	Fechada	Composta
Microfone A	111.797	105.893	112.785	109.348	105.011	111.726	108.969	110.463	108.504
Microfone B	111.586	104.595	112.611	111.893	104.922	112.692	113.023	111.458	115.180
Microfone C	108.950	100.972	109.935	111.101	102.200	110.992	112.201	109.634	115.735

Fonte: Autor (2024).

4.2 ANÁLISE DA INFLUÊNCIA DA REDUÇÃO DE ENVERGADURA E DO USO DE CONDIÇÃO DE CONTORNO PERIÓDICA

Após analisar os resultados obtidos com o teste de refino de malha, optou-se por utilizar os parâmetros de refino de malha de 16Dh2 nas próximas etapas deste estudo, tendo em vista que esta representou com mais acurácia os coeficientes de arrasto para ambos os cilindros, além do fato de que a malha 16Dh3 demonstrou os níveis de pressão sonora mais distantes do resultado experimental, e que a malha 16Dh1 apresentou históricos de arrasto não convergidos para ambos os cilindros.

Tendo isto em mente, três outros casos foram configurados a fim de avaliar não somente a influência da redução da profundidade em Z do domínio computacional de dezesseis para quatro diâmetros, como também o uso de condição periódica nas fronteiras Front e Back nos campos aerodinâmico e acústico. Estes resultados serão apresentados nesta seção e comparados entre si, bem como com os resultados experimentais obtidos por Jenkins et al. (2005) e Lockard et al. (2007) a fim de validar o modelo numérico adotado.

4.2.1 Resultados aerodinâmicos

Ao analisar o histórico dos coeficientes de arrasto no Cilindro 1 ilustrados na Figura 35, constata-se que os resultados obtidos com as malhas 16Dh2 e 4Dh2 são bastante semelhantes, demonstrando tanto comportamentos análogos no período de transiente inicial, quanto valores máximos e mínimos de Cd próximos. Em contrapartida os resultados obtidos com as malhas nas quais fez-se uso da condição de contorno cyclicAMI indicam que esta induziu inconsistência no campo aerodinâmico, sendo estas caracterizadas por grandes variações nos valores máximos e mínimos de Cd entre picos consecutivos, o que sugere que a condição de contorno alterou significativamente o padrão de desprendimento de vórtices no Cilindro 1. Comportamentos similares também foram observados para o histórico do coeficiente de arrasto no Cilindro 2.

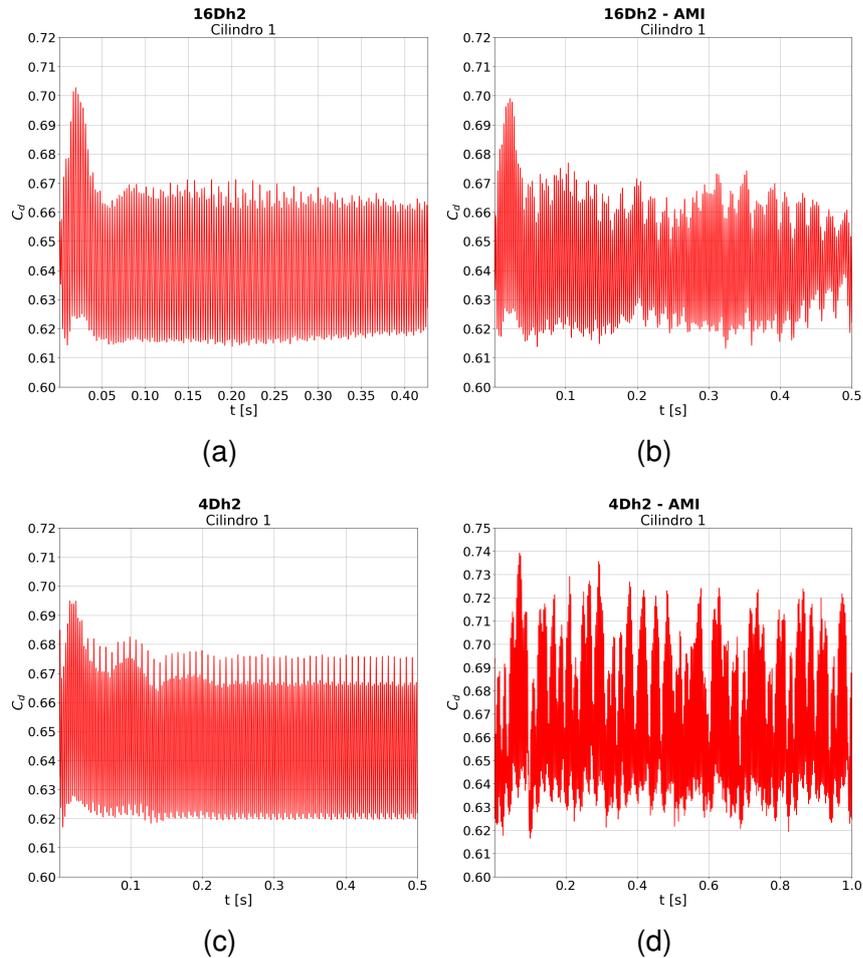
A Tabela 10 indica os valores de \overline{Cd} obtidos para as respectivas malhas e cilindros. Verifica-se novamente que os resultados obtidos com as malhas 16Dh2 e 4Dh2 não diferem muito entre si. Nota-se também que a despeito das grandes variações no Cd observados nos casos com condição periódica, os valores médios de Cd obtidos para ambos os cilindros não diferem muito daqueles obtidos com os casos nos quais empregou-se a condição de escorregamento, porém sendo minimamente mais elevados em ambos os casos.

Tabela 10 – Casos de validação: Coeficientes de arrasto médios.

	16Dh2	4Dh2	16Dh2-AMI	4Dh2-AMI
\overline{Cd}_1	0.6397	0.6453	0.6423	0.6644
\overline{Cd}_2	0.3888	0.3757	0.3953	0.3937

Fonte: Autor (2024).

Figura 35 – Histórico de C_{d1} : Malha 16Dh2 (a), Malha 16Dh2-AMI (b), Malha 4Dh2 (c) e Malha 4Dh2-AMI (d).



Fonte: Autor (2024).

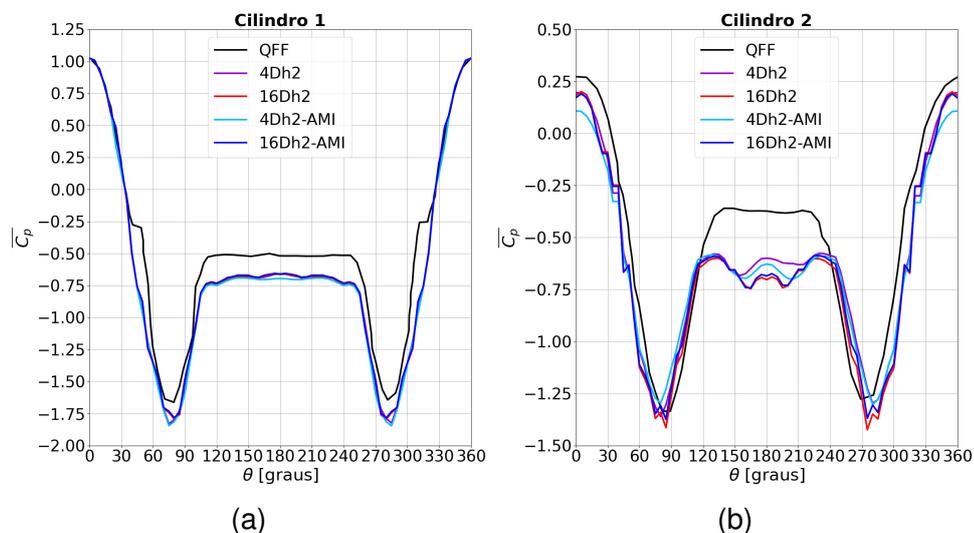
Com base na Figura 36 é possível notar que os valores médios de coeficientes de pressão no Cilindro 1 obtidos com as malhas nas quais fez-se uso da condição de contorno cyclicAMI não diferem significativamente daqueles obtidos com as malhas nas quais fez-se uso da condição de escorregamento, com exceção da região próxima a $\theta \simeq 180^\circ$ onde a malha 4Dh2-AMI alcançou valores de $\overline{C_p}$ ligeiramente superiores em magnitude aos resultantes na malha 4Dh2.

Por outro lado verifica-se que a redução da profundidade em Z do domínio computacional de dezesseis para quatro diâmetros acarretou em valores máximos de $\overline{C_p}$ para as malhas com $b = 4D$ superiores aos observados para as malhas com $b = 16D$, bem como nota-se que as posições angulares dos picos de pressão encontram-se mais próximas do ponto $\theta = 0^\circ$ para as malhas 4Dh2 e 4Dh2-AMI, enquanto 16Dh2 e 16Dh2-AMI demonstram tais posições angulares mais próximas às logradas por Lockard et al. (2007) no QFF. Destaca-se ainda que foram obtidos valores de $\overline{C_p}$ em magnitude superiores ao resultado experimental para o intervalo $40^\circ \leq \theta \leq 320^\circ$ nos quatro casos analisados.

Para os coeficientes de pressão no Cilindro 2, nota-se que as posições angulares das magnitudes máximas de $\overline{C_p}$ observadas nos casos com $b = 4D$ são mais próximas ao ponto $\theta = 0^\circ$ em comparação às posições angulares das magnitudes máximas de $\overline{C_p}$ obtidas com as malhas para as quais $b = 16D$. Constata-se também que o uso da condição de contorno cyclicAMI acarretou em valores máximos de $\overline{C_p}$ inferiores àqueles obtidos com as malhas nas quais fez-se uso da condição de escorregamento.

Também é possível observar uma diferença nos valores de $\overline{C_p}$ no intervalo $120^\circ < \theta < 240^\circ$, de modo que as malhas com $b = 16D$ apresentam um máximo local na magnitude em $\theta = 180^\circ$, enquanto as demais apresentam uma redução na magnitude de $\overline{C_p}$. Além disto vale apontar que para o Cilindro 2 não houve concordância entre os valores de $\overline{C_p}$ obtidos entre os quatro casos no ponto $\theta = 0^\circ$, sendo estes inferiores ao resultado experimental obtido por Lockard et al. (2007). Ademais é importante ressaltar que para as quatro malhas em questão os coeficientes de pressão médios no Cilindro 2 apresentaram irregularidades, sendo estas caracterizadas por grandes variações no valor de $\overline{C_p}$ entre posições angulares adjacentes, o que não se verifica no resultado experimental.

Figura 36 – Casos de validação, $\overline{C_p}$: Cilindro 1 (a), Cilindro 2 (b).



Fonte: Autor (2024).

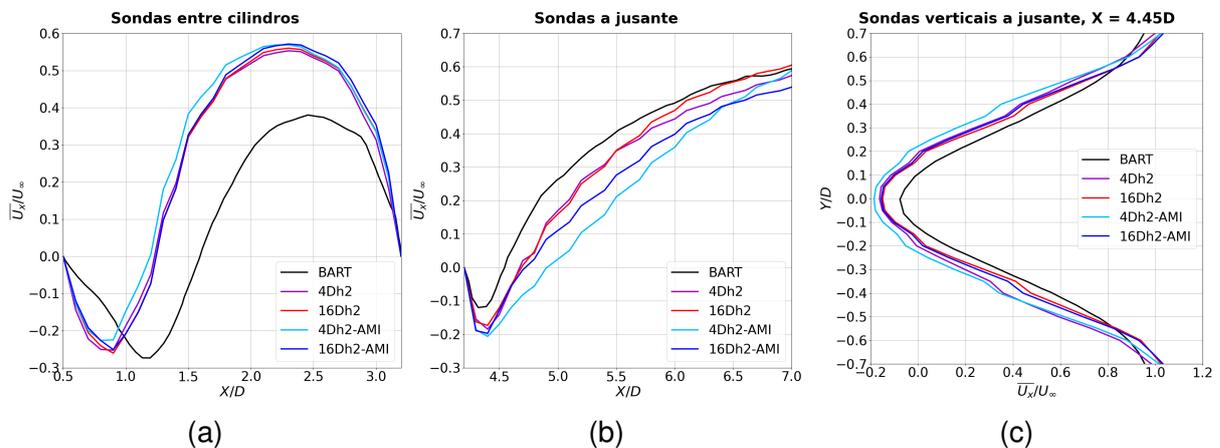
Já para os campos de velocidade, percebe-se na Figura 37 que na região entre os cilindros os resultados obtidos nos quatro casos subestimaram o tamanho da zona de recirculação, e superestimaram a magnitude máxima de $\overline{U_x}$ quando comparados ao resultado experimental obtido por Jenkins et al. (2005) no BART. Contudo, percebe-se que para as malhas com $b = 16D$ a mudança na condição de contorno não acarretou em diferenças expressivas nos valores de $\overline{U_x}$.

Em contrapartida, os resultados obtidos com a malha 4Dh2-AMI indicam um pico de $\overline{U_x}$ inferior ao observado na malha 4Dh2 para a zona de recirculação, e superior em posições mais a jusante. Após a zona de recirculação verifica-se uma semelhança

entre os resultados obtidos com as malhas 4Dh2 e 16Dh2, bem como entre os obtidos com as malhas 4Dh2-AMI e 16Dh2-AMI. Novamente constata-se que os máximos de \overline{U}_x são consideravelmente maiores e localizam-se mais a montante quando comparados ao resultado experimental.

Na região a jusante do Cilindro 2 verifica-se que a condição de contorno cyclicAMI implicou em zonas de recirculação maiores, a julgar pela posição X a partir da qual $\overline{U}_x > 0$, em comparação aos resultados obtidos nos casos em que fez-se uso da condição de escorregamento. Ademais nota-se que os quatro casos em questão demonstraram zonas de recirculação e máximos de \overline{U}_x superiores ao mensurado por Jenkins et al. (2005). Nota-se também que os resultados obtidos com as malhas 16Dh2 e 4Dh2 diferem pouco entre si para $X/D \leq 5.5$, após o qual os valores de \overline{U}_x para 16Dh2 são superiores aos logrados com a malha 4Dh2. Pode-se notar ainda que a magnitude de \overline{U}_x obtida com as malhas para as quais $b = 4D$ foram maiores para as posições $-2.5 \leq Y/D \leq 0.2$, e inferiores para as demais posições Y em comparação com as malhas para as quais $b = 16D$. A mesma análise é válida para as malhas nas quais utilizou-se a condição cyclicAMI em comparação com as quais empregou-se a condição de escorregamento.

Figura 37 – Casos de validação, \overline{U}_x/U_∞ : Sondas entre cilindros (a), Sondas a jusante (b), Sondas verticais a jusante (c).



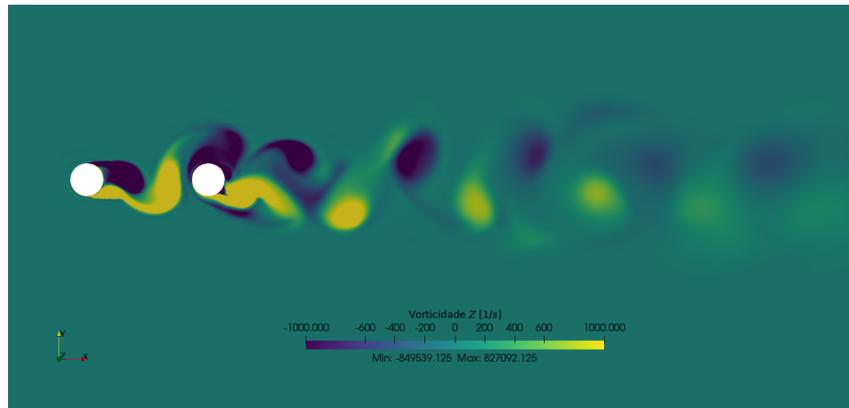
Fonte: Autor (2024).

Verifica-se na Figura 38 que a esteira de vórtices formada no caso 4Dh2 apresenta grande semelhança àquela formada no caso 16Dh2 (Figura 25), tanto para a componente Z quanto para a componente Y da vorticidade, sugerindo que a redução da profundidade em Z do domínio computacional de dezesseis para quatro diâmetros não alterou significativamente o padrão de desprendimento de vórtices embora os valores máximos e mínimos de ambas as componentes sejam inferiores aos observados na malha 16Dh2.

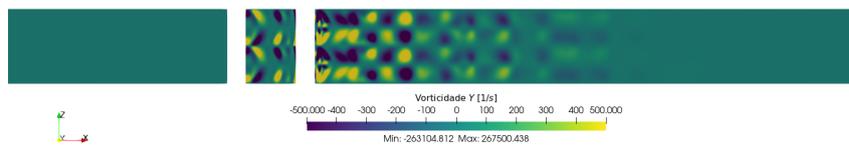
Em contrapartida observa-se na Figura 40 (b) que a condição de contorno cyclicAMI alterou o padrão de desprendimento de vórtices, em especial no plano X-Z,

sendo este mais irregular em comparação ao observado na malha 16Dh2 a jusante do Cilindro 2. Constata-se ainda que a componente Y da vorticidade apresenta magnitudes nas regiões próximas às fronteiras Front e Back maiores em relação a malha 16Dh2. O mesmo se observa ao comparar as Figuras 38 (b) e 39 (b).

Figura 38 – 4Dh2, Vorticidade: Componente Z (a); Componente Y (b).



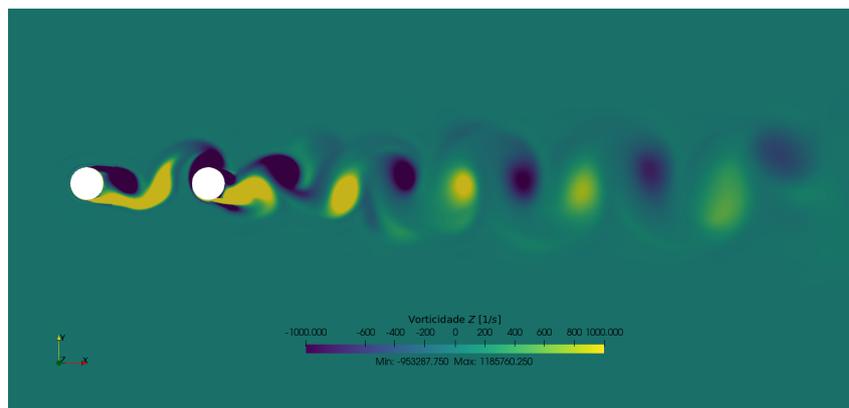
(a)



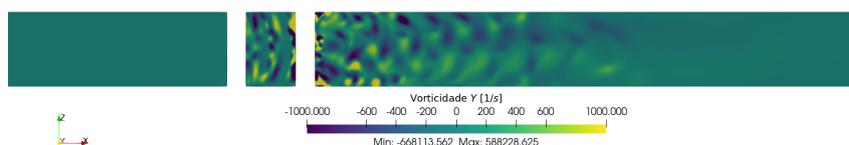
(b)

Fonte: Autor (2024).

Figura 39 – 4Dh2-AMI, Vorticidade: Componente Z (a); Componente Y (b).



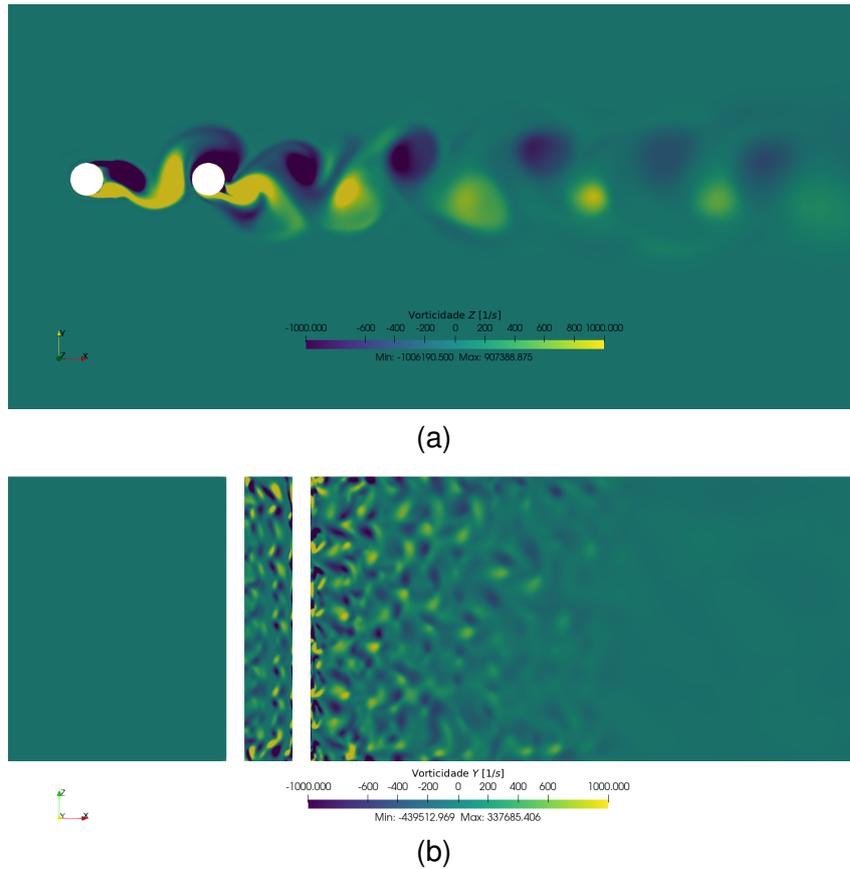
(a)



(b)

Fonte: Autor (2024).

Figura 40 – 16Dh2-AMI, Vorticidade: Componente Z (a); Componente Y (b).



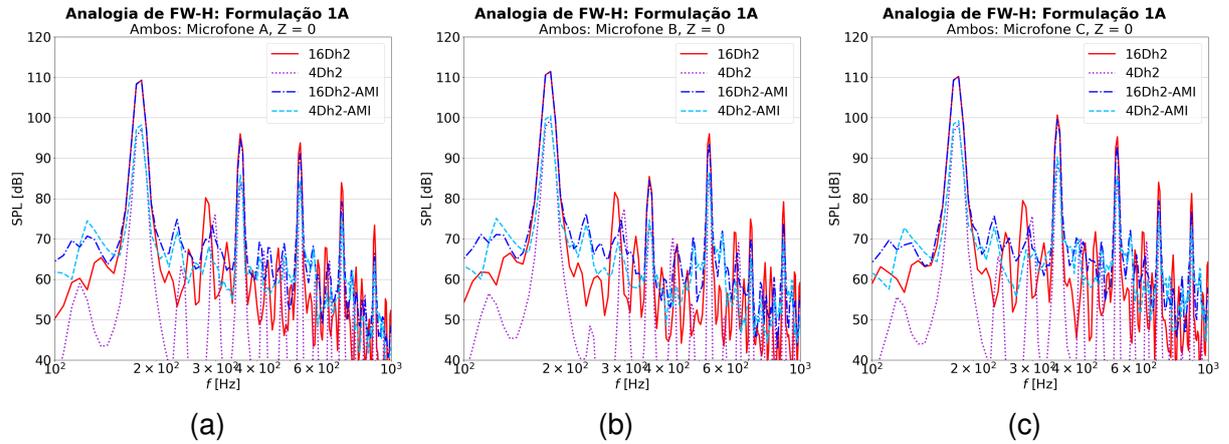
Fonte: Autor (2024).

4.2.2 Resultados acústicos

Para os resultados acústicos obtidos por meio da analogia de FW-H 1A, observa-se nas Figuras 41, 42 e 43 que o uso da condição de contorno cyclicAMI não surtiu grandes diferenças para o nível de pressão sonora no primeiro tonal para as malhas com $b = 16D$, seja considerando ambos os cilindros como fontes sonoras ou apenas um destes separadamente. Por outro lado nota-se que o nível de pressão sonora obtido com a malha 4Dh2-AMI foi levemente superior ao obtido com a malha 4Dh2 para os três microfones.

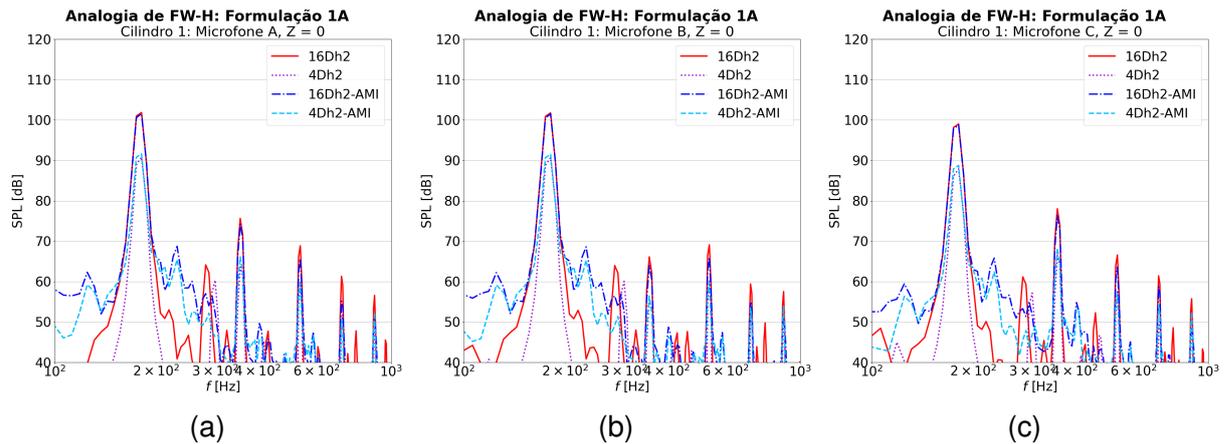
Além disto, é notório que os níveis de pressão sonora obtidos com as malhas para as quais $b = 4D$ são aproximadamente 10 dB inferiores aos níveis de pressão sonora obtidos com as malhas para as quais $b = 16D$, no primeiro tonal para os três microfones. Todavia, era esperado que os níveis de pressão sonora nestes casos fossem inferiores, pois o valor de $p'(\vec{x}, t)$ é função da superfície da fonte sonora, conforme indicam as Equações 77 e 78.

Figura 41 – Analogia de FW-H 1A, Ambos os Cilindros: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).



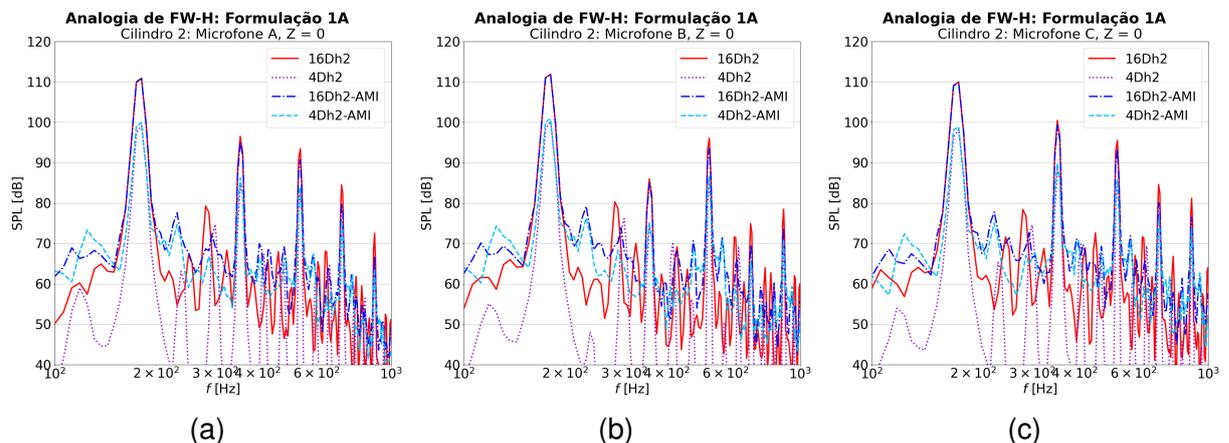
Fonte: Autor (2024).

Figura 42 – Analogia de FW-H 1A, Cilindro 1: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).



Fonte: Autor (2024).

Figura 43 – Analogia de FW-H 1A, Cilindro 2: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).



Fonte: Autor (2024).

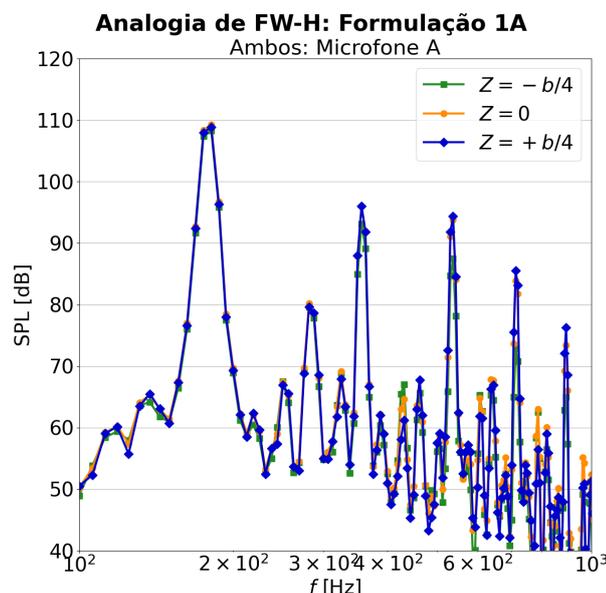
4.2.2.1 Análise da tridimensionalidade do campo acústico

Conforme foi discutido no início da seção 3.1, para cada um dos casos analisados neste estudo foram configurados três conjuntos de três microfones, em três posições Z distintas conforme apresentado na Tabela 1, com o objetivo de averiguar se os níveis de pressão sonora variam ao longo da envergadura do cilindro para as mesmas coordenadas X e Y , ou se o campo acústico resultante obtido através das analogias acústicas empregadas é bidimensional.

Ao observar a Figura 44, que ilustra os espectros obtidos através da analogia de FW-H 1A sendo ambos os cilindros como fontes sonoras para as respectivas posições em Z , constata-se que o campo acústico formado não somente não é bidimensional, como também este não é simétrico em relação ao plano X - Y . Verifica-se que para os três microfones os níveis de pressão sonora no primeiro tonal logrados com o conjunto de microfones com coordenada $Z = 0$ é superior aos demais. Porém nota-se ainda que os níveis de pressão sonora no primeiro tonal obtidos em $Z = -b/4$ são inferiores aos obtidos em $Z = b/4$ para os três microfones, ainda que a diferença entre estes seja inferior a 1 dB.

Resultados similares foram obtidos para as demais analogias acústicas e fontes sonoras, estando estes disponíveis no Apêndice A. Porém deve ser considerado que esta assimetria no campo acústico possa ser oriunda de possíveis assimetrias de malha causadas pelo snappyHexMesh. Não foram realizados testes para determinar se as malhas geradas são simétricas em relação ao plano X - Y . Também deve ser mencionado que a assimetria do campo acústico pode estar associada à convergência estatística dos resultados.

Figura 44 – Tridimensionalidade do campo acústico. Malha 16Dh2, Analogia de FW-H 1A, Ambos os Cilindros, Microfone A.



4.3 RESULTADOS DOS CASOS COM SPLITTER PLATES DUPLAS

Havendo feito o estudo de validação do modelo numérico e testes de convergência de malha, foram realizadas simulações utilizando o modelo numérico apresentado a fim de investigar o efeito do uso de splitter plates duplas nos coeficientes de arrasto dos cilindros níveis de pressão sonora calculados. Como discutido na seção 3.3, os critérios de refino de malha utilizados na geração das malhas para os casos com splitter plates duplas foram os mesmos utilizados na malha 4Dh2, e em virtude disto serão comparados os resultados obtidos nos casos com splitter plates duplas com aqueles obtidos com a malha 4Dh2. Os resultados serão referidos conforme o comprimento de splitter plates L_s , e posição angular α destas, ressaltando que foi investigado o uso de splitter plates fixas apenas no cilindro a montante (Cilindro 1).

4.3.1 Resultados aerodinâmicos

A Tabela 11 indica as médias dos coeficientes de arrasto nos cilindros nos respectivos casos, bem como a variação destes em relação ao caso 4Dh2. Notou-se que a maior redução de \overline{Cd} foi obtida no caso $L_s = 1.5D; \alpha = 60^\circ$ para ambos os cilindros, sendo estas de 63.09% e 25.31%, para os cilindros 1 e 2 respectivamente. O caso $L_s = 1D; \alpha = 60^\circ$ apresentou a menor redução no coeficiente de arrasto médio no Cilindro 1, de 28.93%, e um aumento de 3.57% no coeficiente de arrasto médio no Cilindro 2. Neste caso foram observadas flutuações de baixa frequência no coeficiente de arrasto no Cilindro 2, que não foram observadas nos outros casos para o mesmo cilindro. Os resultados elencados nela indicam que o comprimento L_s é o parâmetro geométrico mais relevante na redução de \overline{Cd}_1 .

Tabela 11 – Casos com Splitters: Coeficientes de arrasto médios.

Malha	\overline{Cd}_1	Varição	\overline{Cd}_2	Varição
4Dh2	0.6453	0.00%	0.3757	0.00%
$L_s = 1D; \alpha = 40^\circ$	0.3586	-44.43%	0.3403	-9.42%
$L_s = 1D; \alpha = 60^\circ$	0.4780	-28.93%	0.3891	3.57%
$L_s = 1.5D; \alpha = 40^\circ$	0.2638	-59.12%	0.3829	1.92%
$L_s = 1.5D; \alpha = 60^\circ$	0.2382	-63.09%	0.2806	-25.31%

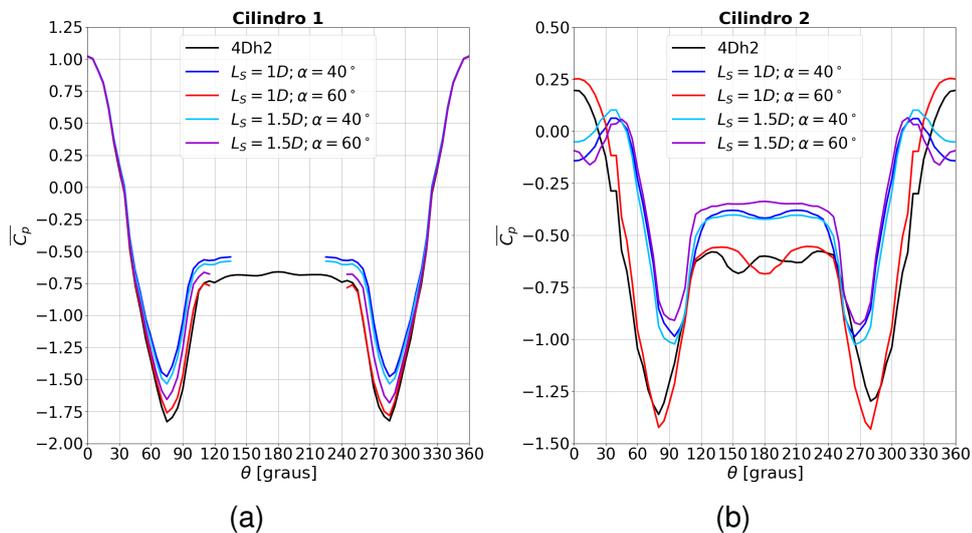
Fonte: Autor (2024).

Ao analisar a Figura 45 constata-se que a presença das splitter plates implicou em uma redução nas magnitudes máximas de $\overline{C_p}$ no Cilindro 1 em comparação ao caso 4Dh2, de modo que os casos para os quais $\alpha = 40^\circ$ demonstraram valores de $\overline{C_p}$ inferiores aos casos com $\alpha = 60^\circ$. Nota-se que o caso $L_s = 1D; \alpha = 40^\circ$ apresentou as menores magnitudes máximas de $\overline{C_p}$ no Cilindro 1, ao passo que o caso $L_s = 1D; \alpha = 60^\circ$ apresentou as maiores. Observa-se ainda que as magnitudes máximas de $\overline{C_p}$ obtidas em ambos os casos para os quais $\alpha = 60^\circ$ são superiores em

relação aos casos com $\alpha = 40^\circ$.

Já para o Cilindro 2 verifica-se que o uso das splitter plates ocasionou em máximos locais de $\overline{C_p}$ para os intervalos $30^\circ \leq \theta \leq 50^\circ$ e $310^\circ \leq \theta \leq 300^\circ$. Observa-se que a presença das splitter plates também implicou em uma redução nos picos de pressão no Cilindro 2, sendo a maior destas observada para o caso $L_s = 1.5D; \alpha = 60^\circ$. Percebe-se ainda que no intervalo $120^\circ \leq \theta \leq 240^\circ$ os casos com $L_s = 1D$ apresentam um máximo local de $\overline{C_p}$ em $\theta = 180^\circ$, enquanto os demais se mantêm aproximadamente constantes. É exceção o caso $L_s = 1D; \alpha = 60^\circ$ que manifestou uma distribuição de $\overline{C_p}$ semelhante ao caso 4Dh2, com magnitudes de $\overline{C_p}$ mais elevadas.

Figura 45 – Casos com Splitters, $\overline{C_p}$: Cilindro 1 (a), Cilindro 2 (b).



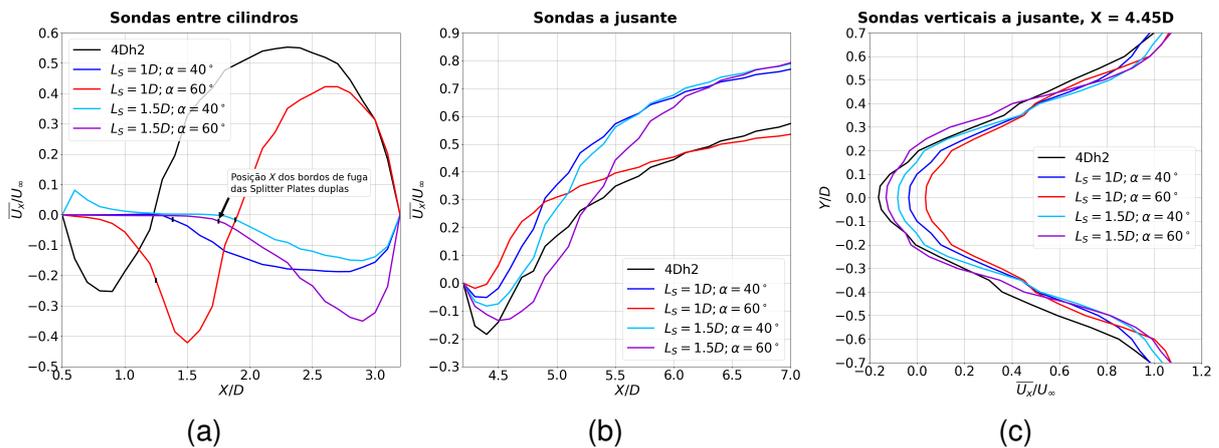
Fonte: Autor (2024).

Para o campo de velocidades, nota-se na Figura 46 que em ambos os casos com $\alpha = 40^\circ$ houve uma redução significativa na magnitude máxima da componente X da velocidade do escoamento entre os cilindros, ao passo que em ambos os casos com $\alpha = 60^\circ$ houve um aumento da mesma. Constata-se ainda que as posições dos picos da magnitude de $\overline{U_x}$ se localizam mais próximos do Cilindro 2, e a jusante do bordo de fuga das splitter plates nos quatro casos analisados. Além disto destaca-se também que na região entre o bordo de fuga das splitter plates e o Cilindro 2 é formada uma zona de recirculação, não havendo nesta região $\overline{U_x} > 0$ para três dos quatro casos analisados.

É possível observar que no caso $L_s = 1.5D; \alpha = 40^\circ$ há um pico de $\overline{U_x}$ em $X/D = 0.6$, após o qual $\overline{U_x}$ aproxima-se de zero conforme o aumento de X para posições X inferiores a do bordo de fuga. Verifica-se que para o caso $L_s = 1D; \alpha = 60^\circ$ o aumento na magnitude de $\overline{U_x}$ ocorre em posições X menores que a do bordo de fuga, e que após a posição $X/D \simeq 1.5$ o perfil de $\overline{U_x}$ assemelha-se àquele observado no caso 4Dh2.

Já para sondas a jusante do Cilindro 2, nota-se que as magnitudes de \overline{U}_x nas zonas de recirculação foram menores em comparação ao resultado obtido com a malha 4Dh2, e constata-se ainda que as zonas de recirculação formadas também foram menores, com exceção do caso $L_s = 1D; \alpha = 60^\circ$. Ademais, nota-se não somente que comprimentos de splitter plates L_s menores implicaram em zonas de recirculação menores, como também que o caso $L_s = 1D; \alpha = 60^\circ$ apresentou a menor destas. Já na esteira de vórtices verifica-se que o caso $L_s = 1D; \alpha = 60^\circ$ apresentou \overline{U}_x inferior ao observado na malha 4Dh2, ao passo que os demais demonstraram valores de \overline{U}_x mais elevados e bastante próximos entre si. Nota-se que as magnitudes de \overline{U}_x também foram reduzidas para a posição $Y/D = 0$, e que tais reduções foram mais significativas para as malhas com $L_s = 1D$. Destaca-se que para o caso $L_s = 1D; \alpha = 60^\circ$ a magnitude de \overline{U}_x é positiva para $Y/D = 0$, ao passo que esta é negativa nos demais casos.

Figura 46 – Casos com Splitters, \overline{U}_x/U_∞ : Sondas entre cilindros (a), Sondas a jusante (b), Sondas verticais a jusante, $X = 4.45D$ (c).



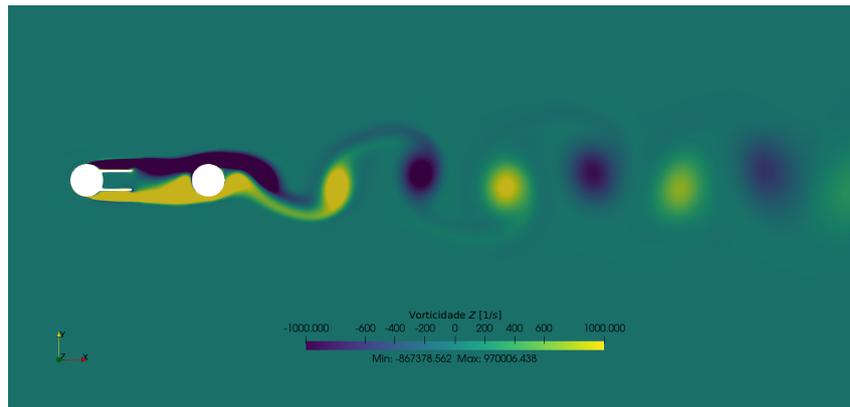
Fonte: Autor (2024).

Analisando os campos de vorticidade nas Figuras 47, 48, 49 e 50 percebe-se que, nos quatro casos estudados, a presença das splitter plates duplas alterou significativamente o padrão de desprendimento de vórtices quando comparados aos casos 16Dh2 (Figura 25) e 4Dh2 (Figura 38), de modo que o escoamento entorno do par de cilindros assemelha-se mais ao descrito por Zdravkovich (1985) para distâncias entre centros no intervalo de $1.1D < L < 1.6D$, com exceção do caso $L_s = 1D; \alpha = 60^\circ$ onde ainda se nota desprendimento de vórtices no Cilindro 1.

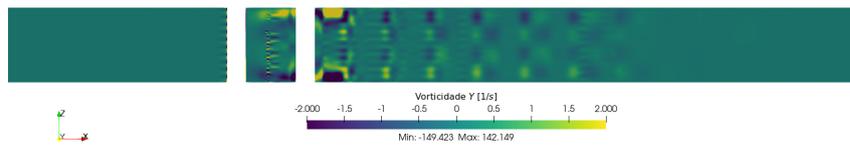
Ademais, é possível notar não somente que os valores máximos e mínimos da componente Z da vorticidade instantânea observados nos quatro casos são superiores em magnitude quando comparados com o caso 4Dh2, como também que o caso $L_s = 1D; \alpha = 60^\circ$ apresentou as maiores magnitudes de vorticidade em Z entre os casos com splitter plates. Percebe-se também que nos casos com $\alpha = 60^\circ$ ocorre recolamento da camada limite na superfície das splitter plates, em concordância com os resultados de Bao e Tao (2013).

Constata-se também que nos quatro casos com splitter plates a componente Y da vorticidade instantânea observada foi inferior àquela no caso 4Dh2, e que dentre os casos mencionados, os valores máximos e mínimos da vorticidade em Y observados no caso $L_s = 1D; \alpha = 60^\circ$ foram significativamente mais altos em comparação aos demais casos com splitter plates. Além disto, detectou-se também que as estruturas vorticais formadas no plano Z-X também diferem das observadas no caso 4Dh2, e que o caso $L_s = 1.5D; \alpha = 40^\circ$ apresentou estruturas vorticais próximas ao Cilindro 1.

Figura 47 – $L_s = 1D; \alpha = 40^\circ$, Vorticidade: Componente Z (a); Componente Y (b).



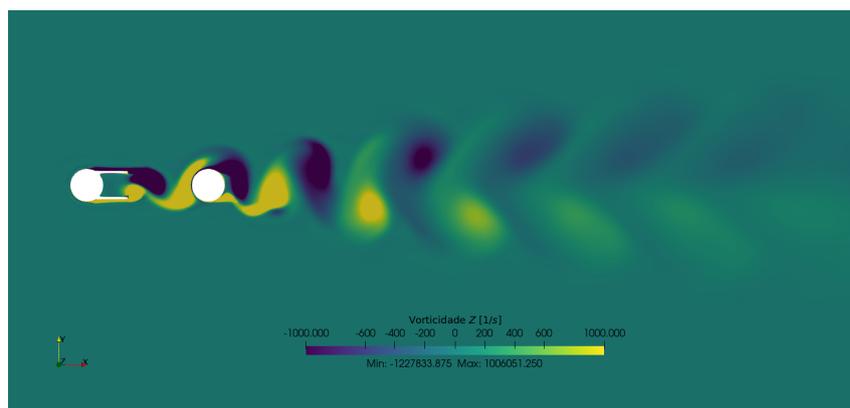
(a)



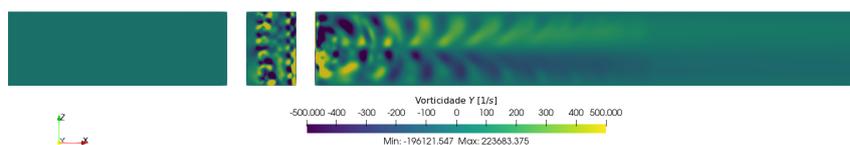
(b)

Fonte: Autor (2024).

Figura 48 – $L_s = 1D; \alpha = 60^\circ$, Vorticidade: Componente Z (a); Componente Y (b).



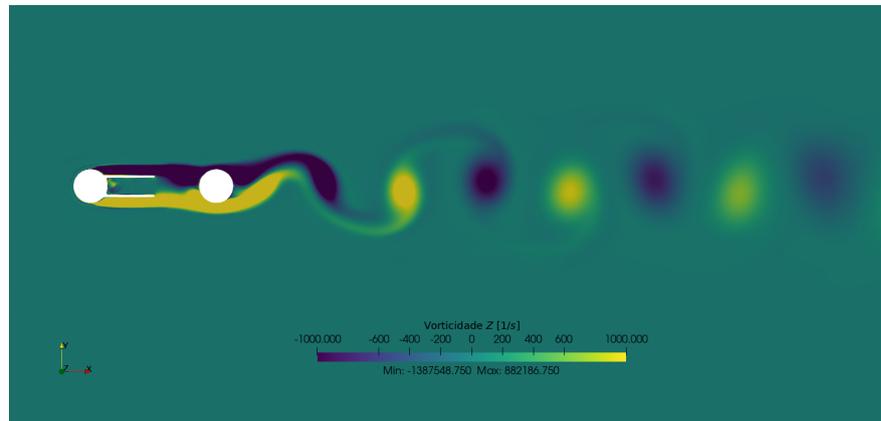
(a)



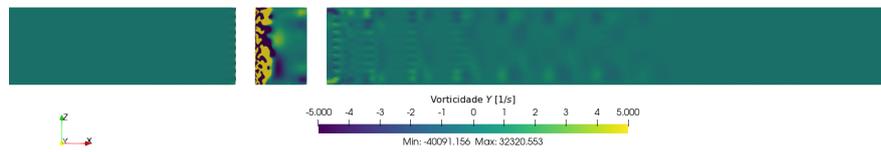
(b)

Fonte: Autor (2024).

Figura 49 – $L_s = 1.5D$; $\alpha = 40^\circ$, Vorticidade: Componente Z (a); Componente Y (b).



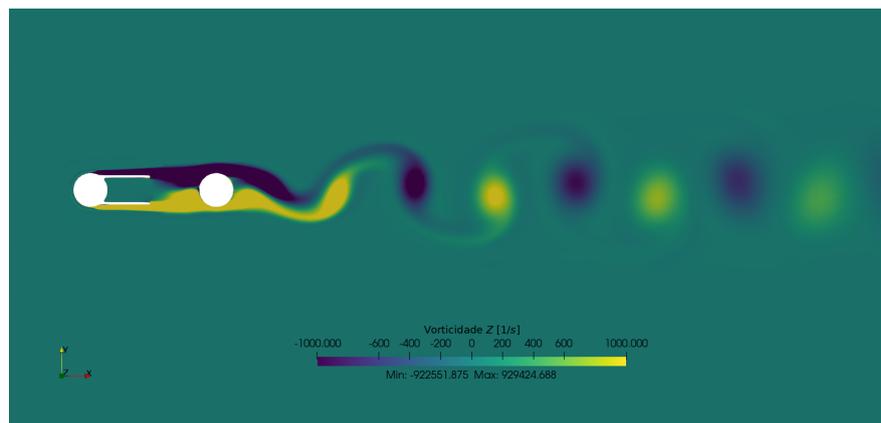
(a)



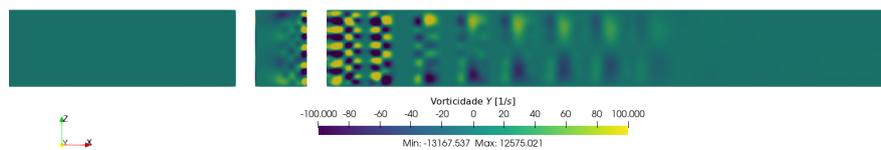
(b)

Fonte: Autor (2024).

Figura 50 – $L_s = 1.5D$; $\alpha = 60^\circ$, Vorticidade: Componente Z (a); Componente Y (b).



(a)



(b)

Fonte: Autor (2024).

Por fim, é possível observar que os padrões formados pelas estruturas vorticiais a jusante do Cilindro 2 diferem entre os casos. Ao passo que a esteira de vórtices formada nos casos para os casos $L_s = 1D; \alpha = 40^\circ$ e $L_s = 1.5D; \alpha = 40^\circ$ assemelham-se entre si, embora que com magnitudes bastante distintas, as estruturas vorticiais formadas nos casos com $\alpha = 60^\circ$ diferem bastante entre si, bem como dos demais casos. Este fato, somado à observação de que os casos $L_s = 1D; \alpha = 40^\circ$ e $L_s = 1.5D; \alpha = 40^\circ$ apresentaram a menor e a maior zona de recirculação na esteira de vórtices, e a menor e a maior redução nos coeficientes arrasto no Cilindro 2, respectivamente, justifica o que a origem desta discrepância nas estruturas de vórtices observadas entre os casos com splitter plates duplas seja investigada mais a fundo em estudos futuros.

4.3.2 Resultados acústicos

Os resultados acústicos alcançados para os casos com splitter plates duplas podem ser observados nas Figuras 51, 52 e 53, as quais indicam os espectros de nível de pressão sonora obtidos por meio da analogia de FW-H 1A. Constatou-se a partir destes que os quatro casos apresentaram reduções consideráveis nos picos de nível de pressão sonora e nas frequências dos tonais em comparação ao caso 4Dh2, com exceção do caso $L_s = 1D; \alpha = 60^\circ$ que apresentou níveis de pressão sonora inferiores somente ao ser considerado o Cilindro 1 como fonte sonora.

Ao considerar ambos os cilindros como fonte sonoras este manifestou um nível de pressão sonora no primeiro tonal menos de 1 dB acima do previsto pelo caso 4Dh2, ao passo que a maior redução de SPL foi dada pelo caso $L_s = 1.5D; \alpha = 40^\circ$ nos três microfones, sendo registrada uma redução de 10.579 dB para o microfone A no primeiro tonal. Por outro lado, considerando apenas o Cilindro 2 como fonte sonora a maior redução de SPL ocorreu com o caso $L_s = 1.5D; \alpha = 60^\circ$, sendo esta de 12.672 dB no microfone A.

Destaca-se ainda que para o caso $L_s = 1D; \alpha = 60^\circ$ houve um aumento das frequências dos tonais, sendo o primeiro tonal dado em 193.75 Hz, ao passo que o primeiro tonal obtido com o caso 4Dh2 ocorre em 181.25 Hz. Em contrapartida os demais casos exibiram uma redução nas frequências dos primeiros tonais, sendo estas dadas em 137.5 Hz, 143.75 Hz e 150.00 Hz para os casos $L_s = 1D; \alpha = 40^\circ$, $L_s = 1.5D; \alpha = 40^\circ$ e $L_s = 1.5D; \alpha = 60^\circ$ respectivamente.

Os resultados obtidos através da analogia de Curle são bastante semelhantes aos obtidos com a analogia de FW-H 1A. Verifica-se que considerando ambos os cilindros como fontes sonoras o caso $L_s = 1.5D; \alpha = 40^\circ$ também apresenta a maior redução de SPL no primeiro tonal, sendo esta de 11.657 dB, e o caso $L_s = 1D; \alpha = 60^\circ$ também manifesta um SPL superior ao previsto pelo caso 4Dh2 em menos de 1 dB no primeiro tonal. Em contrapartida, ao considerar apenas o Cilindro 2 como fonte sonora

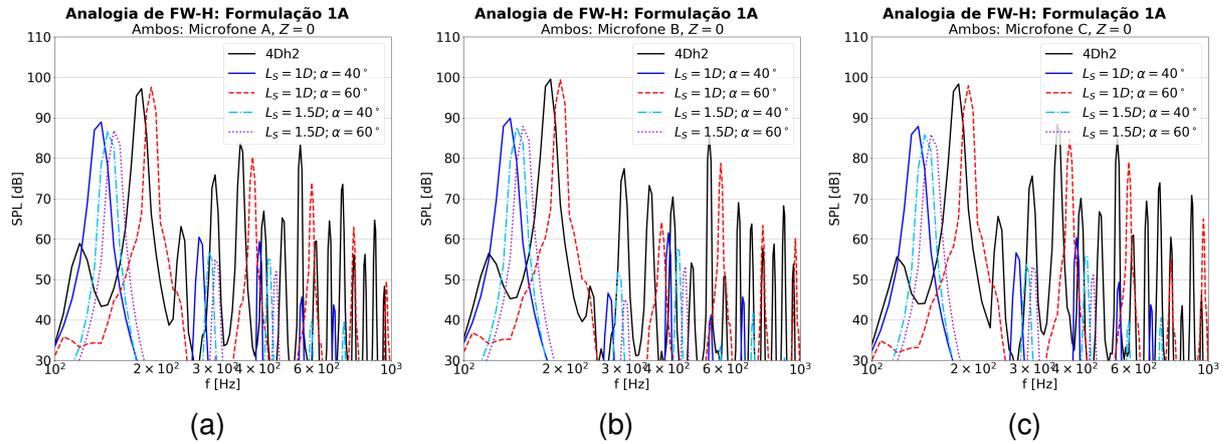
a maior redução de SPL foi obtida com o caso $L_s = 1.5D; \alpha = 60^\circ$, sendo esta de 12.697 dB, ao passo que o caso $L_s = 1D; \alpha = 60^\circ$ um SPL menos de 1 dB inferior ao previsto pelo caso 4Dh2, também no primeiro tonal. As frequências dos primeiros tonais obtidas com a analogia de Curle foram iguais as obtidas com a analogia de FW-H 1A. Estes resultados são apresentados pelas Figuras 54, 55 e 56.

Comparando os níveis de pressão sonora no primeiro tonal obtidos tanto com a analogia de FW-H 1A, quanto com a analogia de Curle, pode-se notar nas Figuras 52, 53, 55 e 56 que a presença das splitter plates acarretou em níveis de pressão sonora no primeiro tonal cerca de 25 dB inferiores nos casos $L_s = 1D; \alpha = 40^\circ$ e $L_s = 1.5D; \alpha = 60^\circ$ usando apenas o Cilindro 1 como fonte sonora em comparação aos resultados considerando apenas o Cilindro 2. Por outro lado, os casos $L_s = 1D; \alpha = 60^\circ$ e $L_s = 1.5D; \alpha = 40^\circ$ apresentaram uma redução de aproximadamente 10 dB e 15 dB, respectivamente, em relação aos resultados considerando apenas o Cilindro 2 como fonte sonora.

Analisando os resultados segundo a analogia de FW-H GT, considerando a superfície Fechada, nota-se que os níveis de pressão sonora no primeiro tonal apresentam grandes discrepâncias entre os microfones, sendo o SPL do primeiro tonal obtido com o caso $L_s = 1D; \alpha = 60^\circ$ superior ao obtido no caso 4Dh2 nos microfones A e B, e inferior ao mesmo no microfone C. Em contrapartida, os níveis de pressão sonora obtidos com os demais casos com splitter plates são inferiores ao obtido com o caso 4Dh2 no microfone A, e superiores ao mesmo no microfone C, sendo apenas o nível de pressão sonora alcançado com o caso $L_s = 1.5D; \alpha = 60^\circ$ inferior ao resultado de 4Dh2 no microfone B. Também constatam-se níveis de pressão sonora mais elevados para a superfície Fechada em relação àqueles calculados com a superfície Aberta, sendo feita uma exceção para o caso $L_s = 1D; \alpha = 60^\circ$ no microfone C, o que pode indicar a existência de ruído espúrio oriundo da esteira de vórtices.

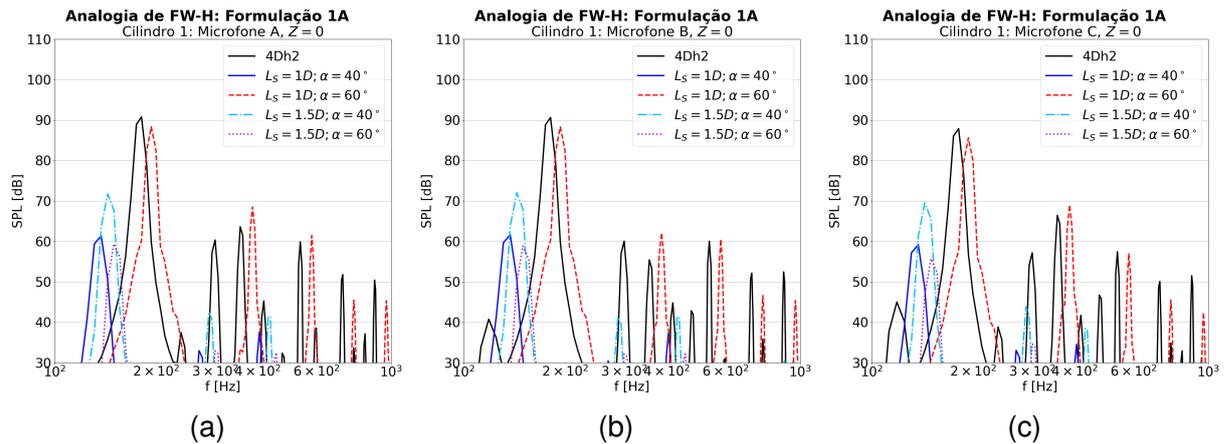
Destaca-se também que considerando a superfície Aberta, a maior redução de nível de pressão sonora no primeiro tonal foi obtida com o caso $L_s = 1.5D; \alpha = 60^\circ$, sendo esta de 6.8248 dB no microfone A, ao passo que nos microfones B e C os menores níveis de pressão sonora foram obtidos com o caso $L_s = 1D; \alpha = 40^\circ$, sendo estas de 14.544 dB e 11.976 dB respectivamente. Novamente constatou-se que as frequências dos primeiros tonais obtidas com a analogia de FW-H GT também foram de 137.5 Hz, 193.75 Hz, 143.75 Hz e 150.00 Hz para os casos $L_s = 1D; \alpha = 40^\circ$, $L_s = 1D; \alpha = 60^\circ$, $L_s = 1.5D; \alpha = 40^\circ$ e $L_s = 1.5D; \alpha = 60^\circ$ respectivamente, para as três superfícies.

Figura 51 – Analogia de FW-H 1A, Ambos os Cilindros: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).



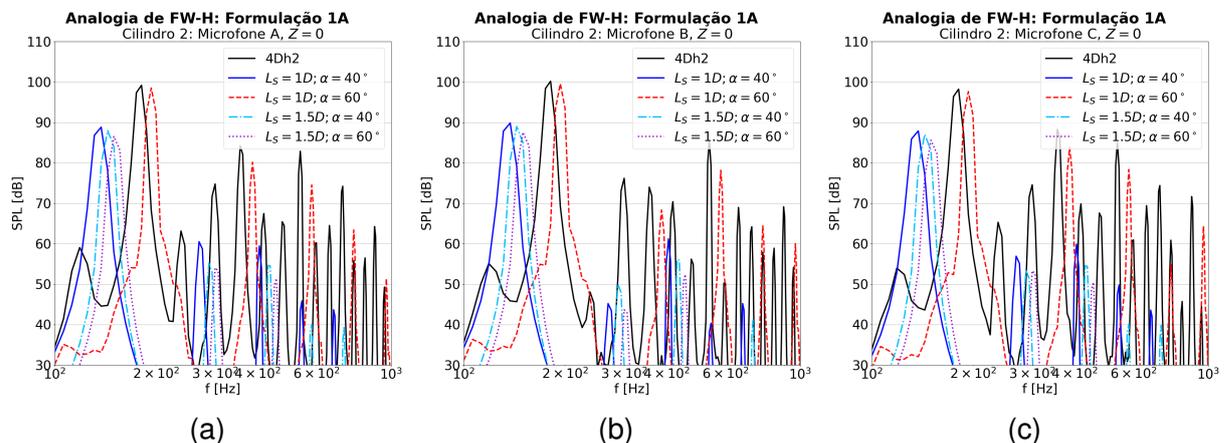
Fonte: Autor (2024).

Figura 52 – Analogia de FW-H 1A, Cilindro 1: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).



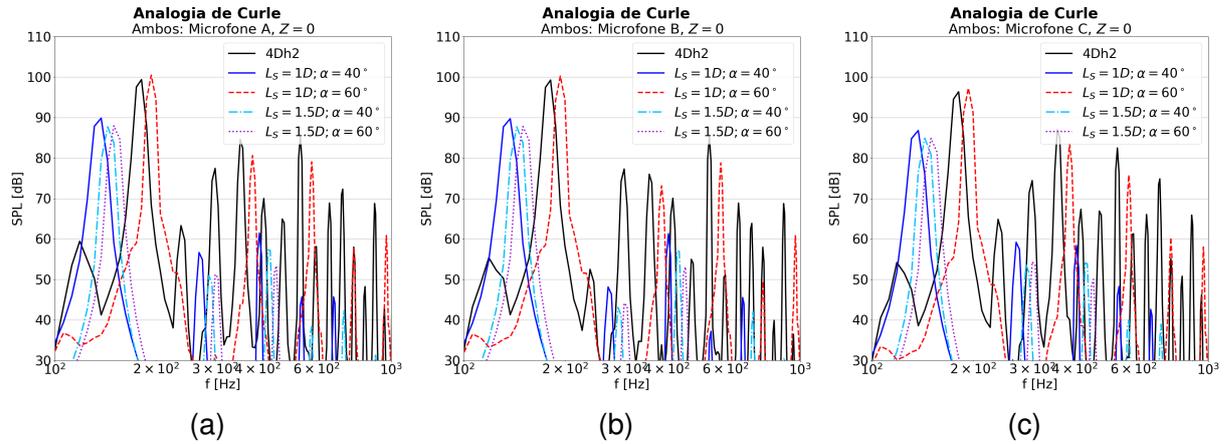
Fonte: Autor (2024).

Figura 53 – Analogia de FW-H 1A, Cilindro 2: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).



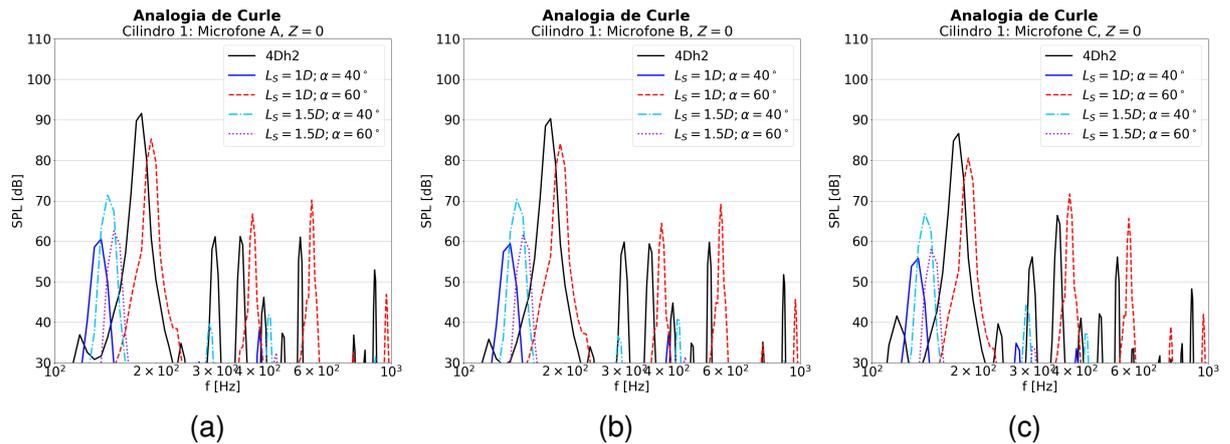
Fonte: Autor (2024).

Figura 54 – Analogia de Curle, Ambos os Cilindros: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).



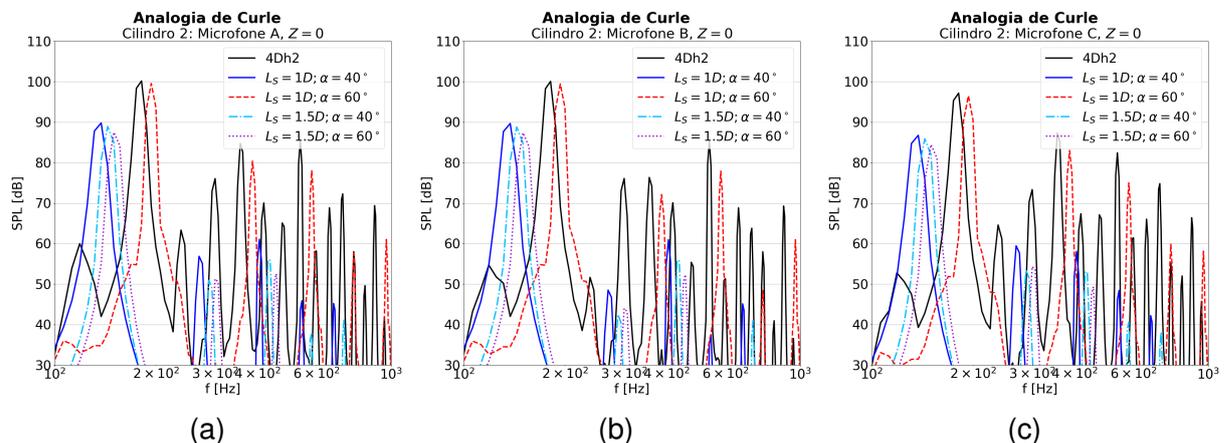
Fonte: Autor (2024).

Figura 55 – Analogia de Curle, Cilindro 1: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).



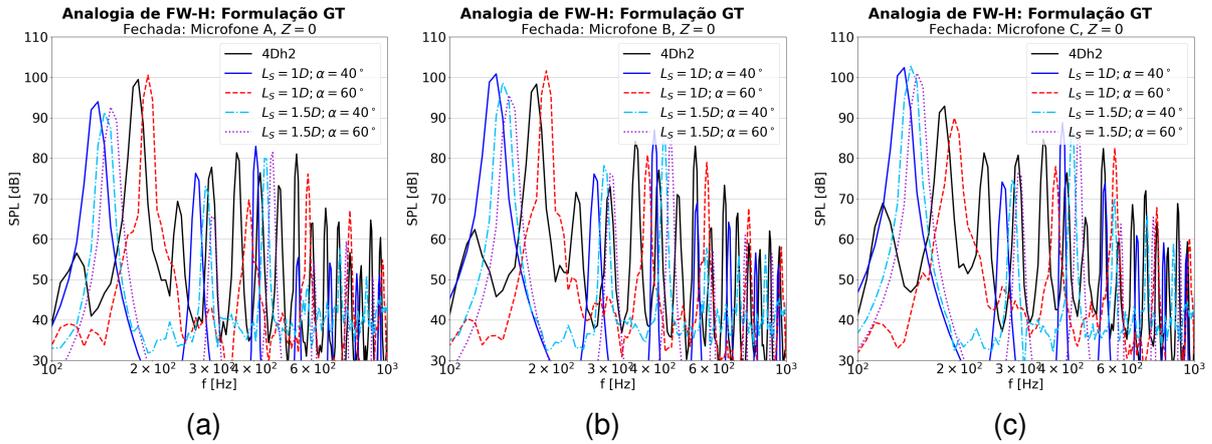
Fonte: Autor (2024).

Figura 56 – Analogia de Curle, Cilindro 2: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).



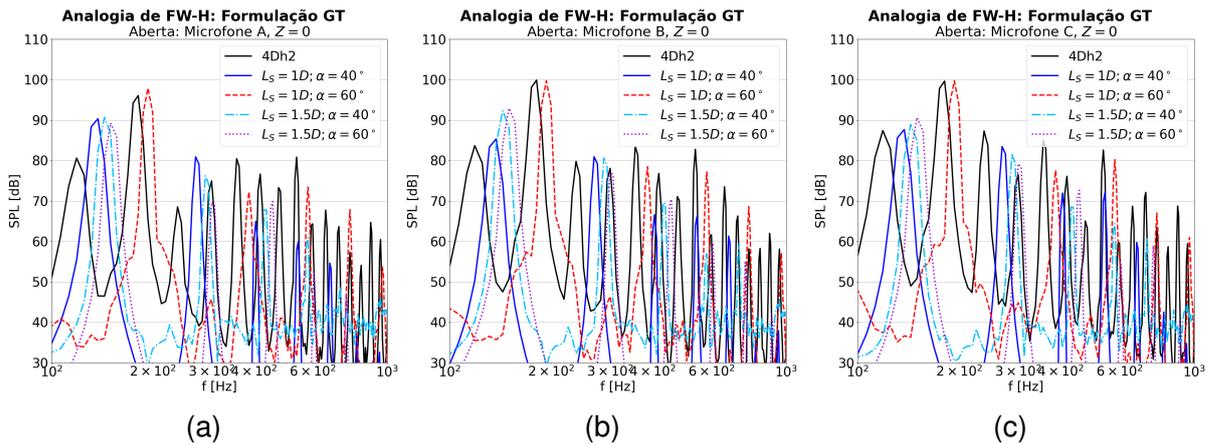
Fonte: Autor (2024).

Figura 57 – Analogia de FW-H GT, Superfície Fechada: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).



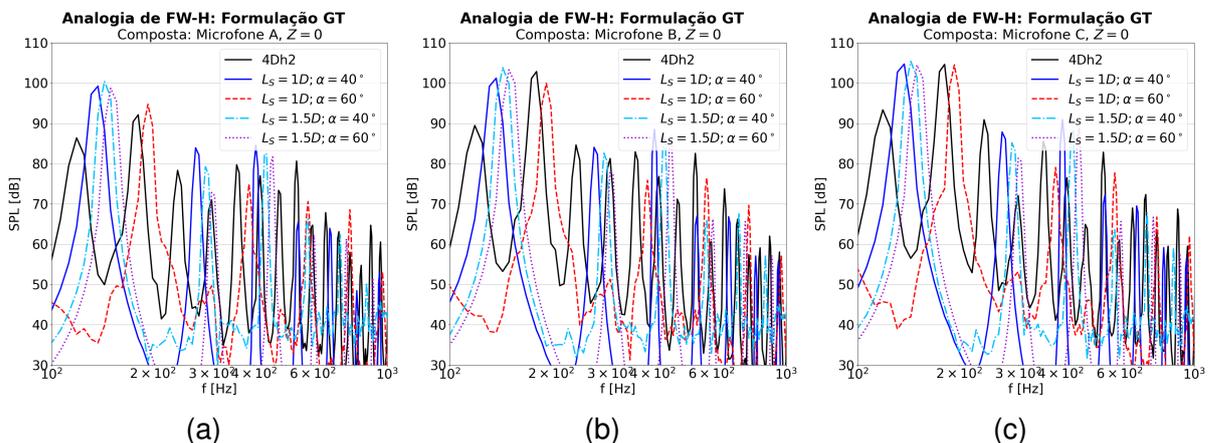
Fonte: Autor (2024).

Figura 58 – Analogia de FW-H GT, Superfície Aberta: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).



Fonte: Autor (2024).

Figura 59 – Analogia de FW-H GT, Superfície Composta: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).



Fonte: Autor (2024).

5 CONCLUSÕES

Neste estudo desenvolveu-se um modelo numérico para previsão de ruído em campo distante gerado pelo escoamento sobre cilindros em tandem, utilizando-se do software livre OpenFOAM-v2312, com o algoritmo de acoplamento pressão-velocidade PISO e o modelo de turbulência RANS $k - \omega SST$. A previsão de ruído foi realizada através das analogias acústicas de Curle e Ffowcs Williams-Hawkings, nas formulações 1A e GT, implementadas na biblioteca libAcoustics.

Primeiramente foram concebidas três malhas computacionais com diferentes critérios de refino em um domínio computacional com profundidade em Z de 16 diâmetros, com as quais foram realizadas simulações do escoamento que serviram de instrumento de teste de convergência de malha. A fim de validar o modelo numérico foram realizadas comparações dos resultados numéricos obtidos com resultados experimentais, tanto para o campo aerodinâmico quanto para o campo acústico.

Notou-se que o modelo numérico apresentou uma tendência a subestimar moderadamente o coeficiente de arrasto médio no cilindro a montante, e superestimar aquele no cilindro a jusante. Além disto, constatou-se que os coeficientes de pressão em ambos os cilindros foram superestimados em magnitude, e que as posições dos picos previstas para o cilindro a montante mostraram boa concordância com resultados experimentais, ao passo que as posições dos picos de pressão no cilindro a jusante previstas foram mais próximas do ponto de estagnação. Também verificou-se que o modelo numérico apresentou a tendência de subestimar o tamanho da zona de recirculação na região entre os cilindros, e superestimar o tamanho desta na região da esteira de vórtices.

Os resultados acústicos alcançados na etapa de validação mostraram que o modelo numérico foi capaz de prever com acurácia a frequência dos tonais, porém os níveis de pressão sonora foram superestimados para todas as analogias acústicas empregadas. Esta deficiência pode ser originada no modelo de turbulência utilizado.

Posteriormente, com o objetivo de avaliar um método de redução do custo computacional, foi configurado um caso com uma malha computacional em um domínio computacional com profundidade em Z de 4 diâmetros. Constatou-se que o modelo numérico não apresentou discrepâncias consideráveis entre os casos com profundidades em Z iguais a 16 e 4 diâmetros para variáveis do campo aerodinâmico, enquanto o campo acústico apresentou as mesmas frequências dos tonais, mas níveis de pressão sonora bastante inferiores ao reduzir a profundidade em Z de 16 para 4 diâmetros, o que era esperado.

Também foram configurados dois casos fazendo uso da condição de contorno

cyclicAMI nas fronteiras que limitam a envergadura dos cilindros, sendo um destes caos com profundidade em Z de 16 diâmetros e o outro com 4 diâmetros. Observou-se que a condição de contorno adotada alterou o padrão de desprendimento de vórtices em ambos os cilindros, o que se verificou ao analisar os históricos de arrasto nos mesmos e o campo de vorticidade instantânea. Já para os campos acústicos constatou-se que o uso da condição de contorno cyclicAMI não alterou significativamente os níveis de pressão sonora no primeiro tonal nos casos analisados com profundidade em Z igual a 16 diâmetros, ao passo que nos casos com 4 diâmetros a condição de contorno ocasionou um aumento moderado dos mesmos.

Fazendo uso de três conjuntos de microfones em três posições Z diferentes constatou-se que o campo acústico obtido com as três analogias acústicas empregadas apresenta diferenças mínimas entre os espectros de níveis de pressão sonora obtidos com microfones em posições Z distintas. Além disto, observou-se também que o campo acústico obtido não é simétrico. O motivo para tal assimetria no campo acústico pode estar associado a possíveis assimetrias nas malhas computacionais empregadas, e na convergência estatística dos resultados obtidos.

Em seguida analisou-se o uso de splitter plates duplas como dispositivos de mitigação do ruído de campo distante e redução de coeficiente de arrasto. Foram propostas quatro combinações de comprimento e posição das splitter plates, e os resultados numéricos foram comparados entre si. Para tanto, utilizou-se de malhas com 4 diâmetros de profundidade.

Os resultados obtidos com splitter plates duplas mostraram grande eficácia destas na redução do coeficiente de arrasto no cilindro a montante, porém para o cilindro a jusante o caso com comprimento de splitter plates $1D$ e posição angular $\alpha = 60^\circ$ apresentou um aumento no arrasto em comparação ao caso de referência com 4 diâmetros de profundidade, assim como o caso com comprimento $1.5D$ e posição angular $\alpha = 40^\circ$. Verificou-se que o comprimento das splitter plates duplas é um parâmetro mais relevante na redução do arrasto no cilindro a montante em comparação à posição angular destas.

Também constatou-se que o uso de splitter plates duplas diminuiu os picos de pressão em ambos os cilindros, com exceção do caso $L_s = 1D; \alpha = 60^\circ$ que demonstrou um aumento nos valores máximos de $\overline{C_p}$ no cilindro a jusante. Além disto, no cilindro a jusante notou-se que as posições angulares dos picos de pressão se afastaram do ponto de estagnação, ao passo que no cilindro a montante estas mostraram pouca variação.

Ao analisar tanto os históricos de coeficientes de arrasto em ambos os cilindros, quanto os campos de vorticidade obtidos para cada um dos casos analisados nos quais fez-se uso de splitter plates duplas pôde se concluir que estas foram eficazes na estabilização da esteira de vórtices, em especial para o cilindro a montante.

Adicionalmente, os resultados acústicos obtidos pela analogia de Curle, e pela analogia de Ffowcs Williams e Hawkings na formulação 1A de Farassat indicam que o uso de splitter plates duplas foi efetivo na mitigação do ruído para três dos quatro casos considerados, apresentando reduções significativas nos níveis de pressão sonora, bem como nas frequências dos tonais, sendo a exceção o caso $L_s = 1D; \alpha = 60^\circ$ que apresentou um aumento na frequência do primeiro tonal, e níveis de pressão sonora no mesmo muito próximos dos obtidos no caso usado como referência. Os resultados acústicos obtidos por meio da analogia de FW-H na formulação GT para a superfície de FW-H Fechada apontam para a presença de ruído espúrio no escoamento, apresentando níveis de pressão sonora mais elevados em comparação aos alcançados com a superfície Aberta.

Constatou-se que splitter plates mais longas foram mais eficazes não somente na redução do coeficiente de arrasto no cilindro a montante, como também na redução dos níveis de pressão sonora no primeiro tonal e na frequência do mesmo. Além disto, observou-se que a configuração $L_s = 1.5D; \alpha = 40^\circ$ foi a mais eficaz na redução de nível de pressão sonora no primeiro tonal segundo as analogias de Curle e FW-H na formulação 1A, seguida pela configuração $L_s = 1.5D; \alpha = 60^\circ$.

Em estudos futuros sugere-se realizar simulações com modelos de turbulência mais precisos, como por exemplo modelos de turbulência LES, a fim de obter dados mais confiáveis sobre ruído de banda larga. Também sugere-se conduzir simulações com domínios computacionais de 16 diâmetros de profundidade, a fim de prever os níveis de pressão sonora emitidos por cilindros com mesma envergadura dos utilizados em resultados experimentais. Além disto, o uso de um critério numérico para determinação de convergência estatística dos resultados é encorajado.

Por fim, sugere-se analisar o uso de splitter plates duplas em diferentes configurações de comprimento, posição e espessura, não estando restrito ao uso destas apenas no cilindro a montante como também no cilindro a jusante, assim como investigar também o uso de splitter plates separadas dos cilindros (detached splitter plates).

Vale ressaltar que o modelo numérico desenvolvido e apresentado neste trabalho serve como ferramenta de análise preliminar do estudo de escoamentos sobre cilindros em tandem, e dos possíveis dispositivos de controle da esteira de vórtices, de modo que ainda faz-se necessária a condução de experimentos em túneis de vento para obter resultados mais conclusivos.

REFERÊNCIAS

- ALEXAKIS, A.; BIFERALE, L. Cascades and transitions in turbulent flows. **Physics reports**, v. 1, n. 1, p. 1–101, aug 2018.
- ANSELMET, F.; MATTEI, P. **Acoustics, Aeroacoustics and Vibrations**. 1. ed. New Jersey: John Wiley and Sons, 2016.
- BAO, Y.; TAO, J. The passive control of wake flow behind a circular cylinder by parallel dual plates. **Journal of Fluids and Structures**, v. 37, n. 2013, p. 201–219, dez 2013.
- BATISTA, P. A. **Algoritmo Para Automatização Da Geração De Malha E Simulação Do Escoamento Em Torno De Cilindros Tandem Com Uso De Ferramentas De Código Livre**. Trabalho de Conclusão de Curso (Bacharelado em Engenharia Aeroespacial) — Centro Tecnológico de Joinville - Universidade Federal de Santa Catarina. Joinville, 2022.
- BRÈS, G. A.; PÉROT, F.; FREED, D. A fflowcs williams–hawkins solver for lattice-boltzmann based computational aeroacoustics. **Proceedings of 16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference**, 2010.
- CARDOSO, L. G. **Investigação numérica de técnicas de redução de ruído para o caso de cilindros em Tandem**. Trabalho de Conclusão de Curso (Bacharelado em Engenharia Aeroespacial) — Centro Tecnológico de Joinville - Universidade Federal de Santa Catarina. Joinville, 2023.
- CELIK, I. B. et al. Procedure for estimation and reporting of uncertainty due to discretization in cfd applications. **Journal of Fluids Engineering**, v. 130, jul 2008.
- CHADLVSKI, J. V. V. M. **Análise e validação de modelo de simulação numérica para previsão de ruído aerodinâmico utilizando OpenFoam e LibAcoustics**. Trabalho de Conclusão de Curso (Bacharelado em Engenharia Aeroespacial) — Centro Tecnológico de Joinville - Universidade Federal de Santa Catarina. Joinville, 2021.
- CURLE, N. The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound. **Proceedings of Department of Mathematics, The University, Manchester**, p. 505 – 514, abr 1955.
- DOBRZYNSKI. Almost 40 years of airframe noise research: What did we achieve?. **Journal of Aircraft**, v. 47, n. 2, p. 353–367, abr 2010.
- DUFFY, D. G. **Green's Functions with Applications**. 2. ed. Boca Raton: CRC Press, 2015.
- EPIKHIN, A. et al. Development of a dynamic library for computational aeroacoustics applications using the openfoam open source package. **Procedia Computer Science**, v. 66, n. 1, p. 150–157, 2015.
- FARASSAT, F.; SUCCI, G. P. A review of propeller prediction current discrete technology methods for frequency noise with emphasis on two time domain calculations. **Journal of Sound and Vibration**, v. 71, n. 3, p. 399–419, fev 1980.

FERZIGER, J. H.; PERIC, M. **Computational Methods for Fluid Dynamics**. 3. ed. Berlin: Springer, 2002.

GLEGG, S.; DEVENPORT, W. **Aeroacoustics of Low Mach Number Flows: Fundamentals, Analysis and Measurement**. 1. ed. Eindhoven: Academic Press Elsevier, 2017.

HWANG, J.; YANG, K.; SUN, S. Reduction of flow-induced forces on a circular cylinder using a detached splitter plate. **Physics of Fluids**, v. 15, n. 8, p. 2433–2346, ago 2003.

JASAK, H. **Error Analysis and Estimation for the Finite Volume Method with Applications to Fluid Flows**. Tese (Doctor of Philosophy of the University of London and Diploma of Imperial College) - Department of Mechanical Engineering — Imperial College of Science, Technology and Medicine, 1996.

JENKINS, L. N. et al. Characterization of unsteady flow structures around tandem cylinders for component interaction studies in airframe noise. **Proceedings of 11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference**, 2005.

KHORRAMI, M. R. et al. Unsteady flowfield around tandem cylinders as prototype for component interaction in airframe noise. **Proceedings of 11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference**, 2005.

KIM, Y. et al. Gpu-accelerated dns of compressible turbulent flows. **Computers and Fluids**, v. 251, n. 105744, p. 1–11, nov 2023.

KOLMOGOROV, A. N. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large reynolds numbers. **Proceedings: Mathematical and Physical Sciences**, v. 434, n. 1890, p. 1–7, ago 1991.

KWON, K.; CHOI, H. Control of laminar vortex shedding behind a circular cylinder using splitter plates. **Physics of Fluids**, v. 8, n. 2, p. 479–486, fev 1996.

LEE, S. et al. Analytic formulation and numerical implementation of an acoustic pressure gradient prediction. **Journal of Sound and Vibration**, v. 319, n. 2009, p. 1200 – 1221, jul 2008.

LIGHTHILL, M. J. On sound generated aerodynamically. i. general theory. **Proceedings of Department of Mathematics, The University, Manchester**, p. 564 – 587, nov 1951.

LIU, F. A thorough description of how wall functions are implemented in openfoam. **Proceedings of CFD with OpenSource Software**, 2016.

LOCKARD, D. P. et al. Aeroacoustic simulations of tandem cylinders with subcritical spacing. **American Institute of Aeronautics and Astronautics**, 2008.

LOCKARD, D. P. et al. Tandem cylinder noise predictions. **Proceedings of 13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference**, 2007.

MARYAMI, R. et al. Turbulent flow interaction with a circular cylinder. **Physics of Fluids**, v. 32, n. 015105, p. 1–18, jan 2020.

MENTER, F. R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. **AIAA Journal**, v. 32, n. 8, p. 1–8, ago 1994.

NEUHART, D. H. et al. Measurements of the flowfield interaction between tandem cylinders. **Proceedings of 15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference**, 2009.

NORBERG, C.; SUNDEN, B. Turbulence and reynolds number effects on the flow and fluid forces on a single cylinder in cross flow. **Journal of Fluids and Structures**, v. 1, p. 337–357, jan 1987.

OPENCDF LIMITED. **OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox User Guide**. 2023. Disponível em: <https://sourceforge.net/projects/openfoam/files/v2312/UserGuide.pdf/download>. Acesso em: 20 maio 2024.

POPE, S. B. **Turbulent Flows**. 1. ed. New York: Cambridge University Press, 2000.

PRITCHARD, P. J. **Fox and McDonald's Introduction to Fluid Mechanics**. 8. ed. United States of America: John Wiley and Sons, 2011.

RICHARDSON, L. F. **Weather prediction by numerical process**. 1. ed. London: Cambridge University Press, 1922.

RIENSTRA, S. W.; HIRSCHBERG, A. **An Introduction to Acoustics**. 1. ed. Eindhoven: John Wiley and Sons, 2018.

ROSHKO, A. On the wake and drag of bluff bodies. **Journal of the aeronautical Sciences**, p. 124–132, 1955.

ROSHKO, A. Experiments on the flow past a circular cylinder at very high reynolds number. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 10, n. 3, p. 345–356, 1961.

RUIJGROK, G. J. **Elements of aviation Acoustics**. 21. ed. Delft: Delft University press, 1993.

SALOME. **SALOME 9: The open source Integration Platform For Numerical Simulation**. 2019. Disponível em: <https://www.salome-platform.org/wp-content/uploads/2022/01/SALOME9-brochure.pdf>. Acesso em: 23 abr. 2024.

SCHLICHTING, H. **Boundary Layer Theory**. 7. ed. Rhode Island: McGraw-Hill, 1979.

SENGUPTA, T. K.; BHUMKAR, Y. G. **Computational Aerodynamics and Aeroacoustics**. 1. ed. Singapura: Springer, 2020.

SIKDAR, P.; DASH, S. M.; SINHAMAHAPATRA, K. P. A numerical study on the drag reduction and wake regime control of the tandem circular cylinders using splitter plates. **Journal of Computational Science**, v. 66, n. 101927, p. 1–18, 2023.

SMITH, M. J. T. **Aircraft noise**. 1. ed. Cambridge: Press syndicate of the university of Cambridge, 1989.

SUN, X.; WANG, X. **Fundamentals Of Aeroacoustics With Applications To Aero propulsion Systems**. 1. ed. Xangai: Elsevier, 2021.

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

WELCH, P. D. The use of fast fourier transform for the estimation of power spectra: A method based on time averaging over short, modified periodograms. **IEEE Transactions On Audio and Electroacoustics**, v. 15, n. 2, p. 70–72, jun 1967.

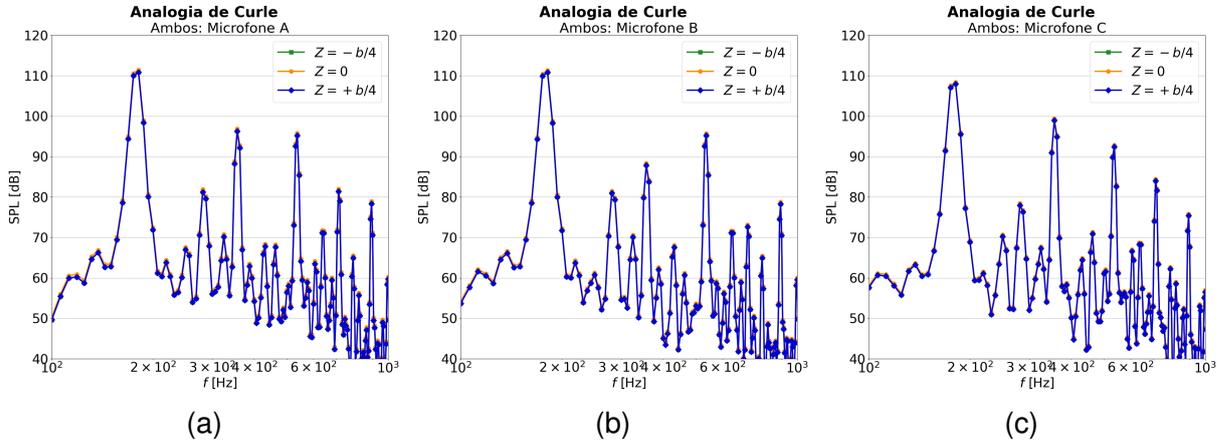
WHO. **World health organization: Environmental noise guidelines for the European Region**. Copenhagen, 2018. Disponível em: <https://iris.who.int/handle/10665/279952>. Acesso em: 3 de ago. 2023.

FFOWCS WILLIAMS, J. E.; HAWKINGS, D. L. The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound. **Proceedings of Department of Mathematics, Imperial College, London**, v. 264, n. 1151, p. 321 – 342, jul 1969.

ZDRAVKOVICH, M. M. Flow induced oscillations of two interfering circular cylinders. **Journal of Sound and Vibration**, v. 101, n. 4, p. 511–521, set 1985.

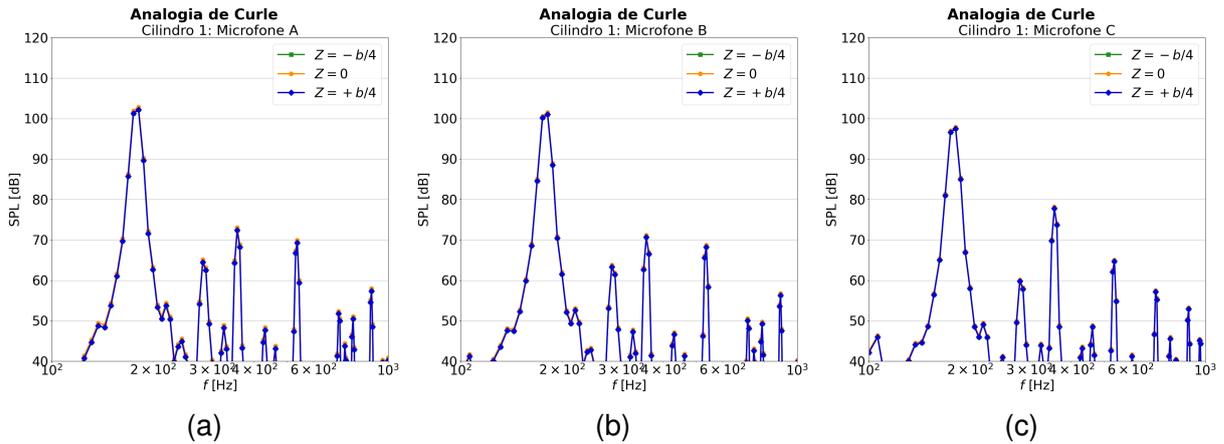
APÊNDICE A - TRIDIMENSIONALIDADE DO CAMPO ACÚSTICO, MALHA 16DH2.

Figura 60 – Analogia de Curle, Ambos os Cilindros: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).



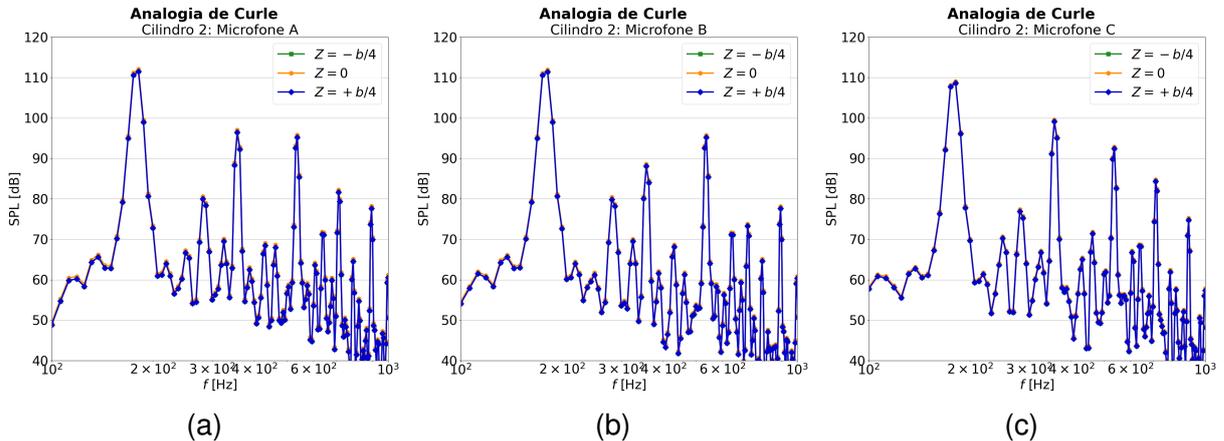
Fonte: Autor (2024).

Figura 61 – Analogia de Curle, Cilindro 1: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).



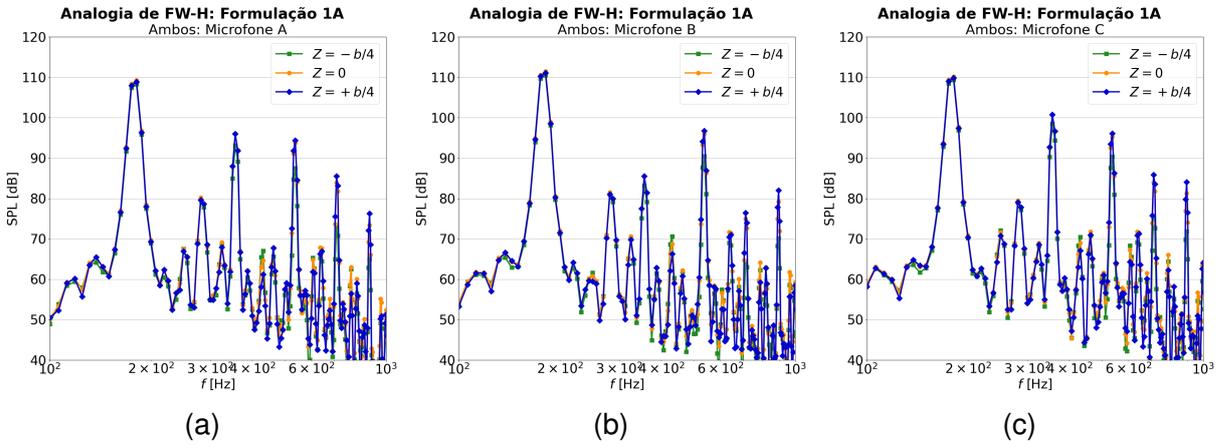
Fonte: Autor (2024).

Figura 62 – Analogia de Curle, Cilindro 2: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).



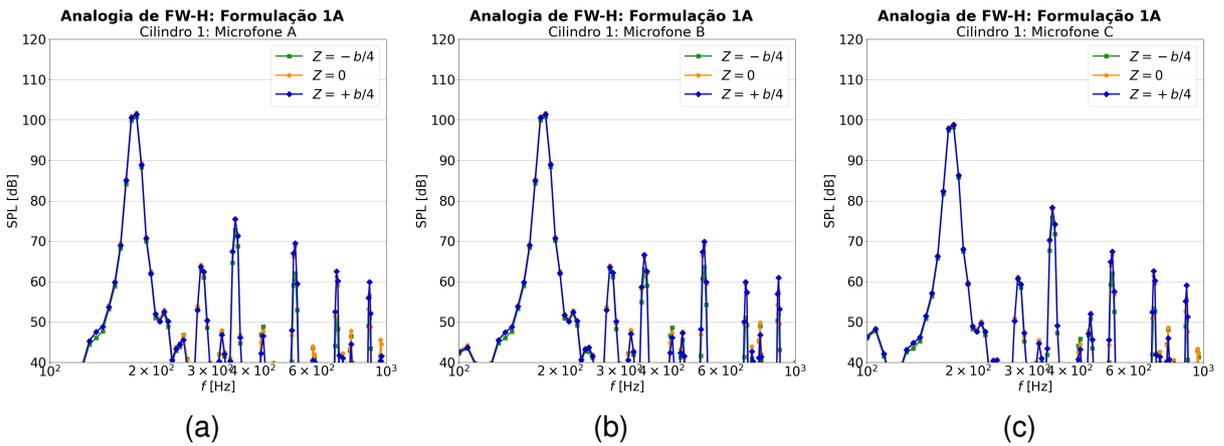
Fonte: Autor (2024).

Figura 63 – Analogia de FW-H 1A, Ambos os Cilindros: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).



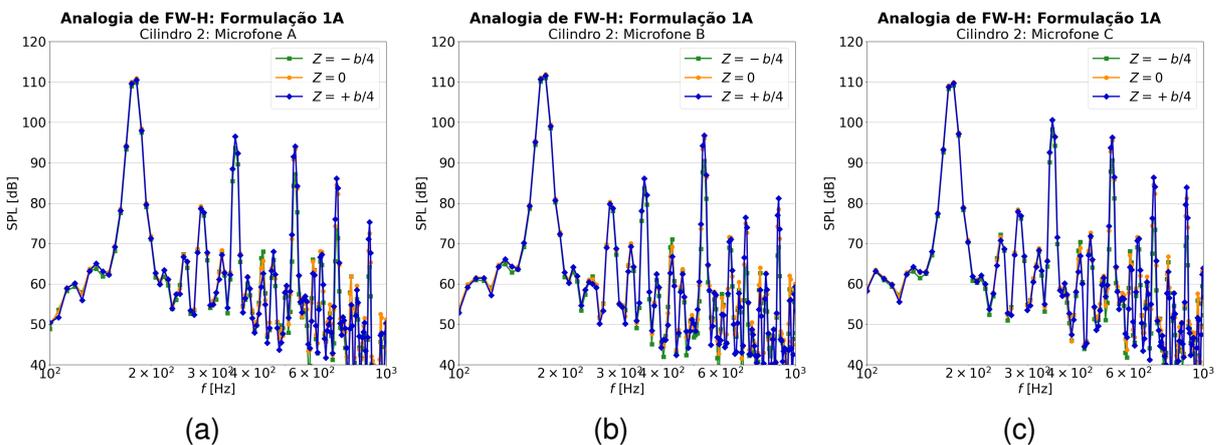
Fonte: Autor (2024).

Figura 64 – Analogia de FW-H 1A, Cilindro 1: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).



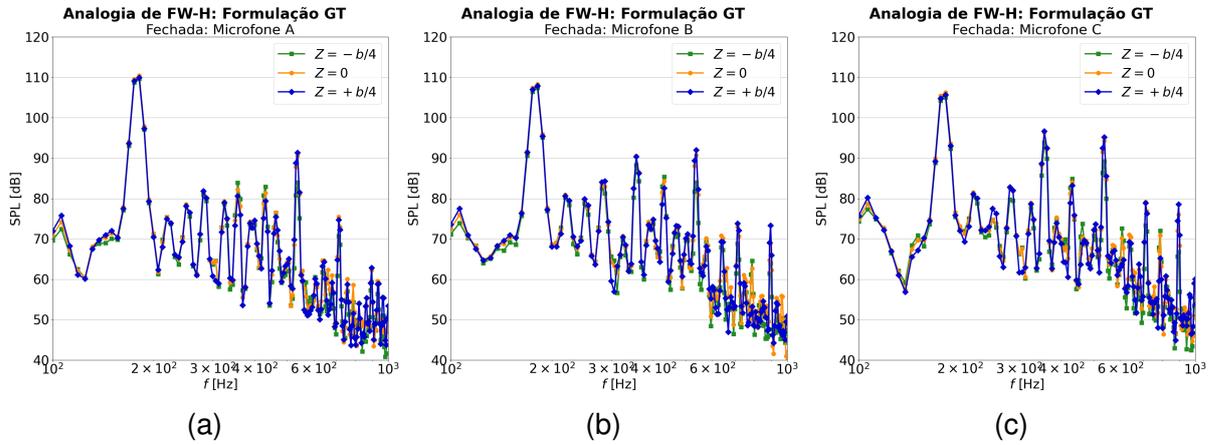
Fonte: Autor (2024).

Figura 65 – Analogia de FW-H 1A, Cilindro 2: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).



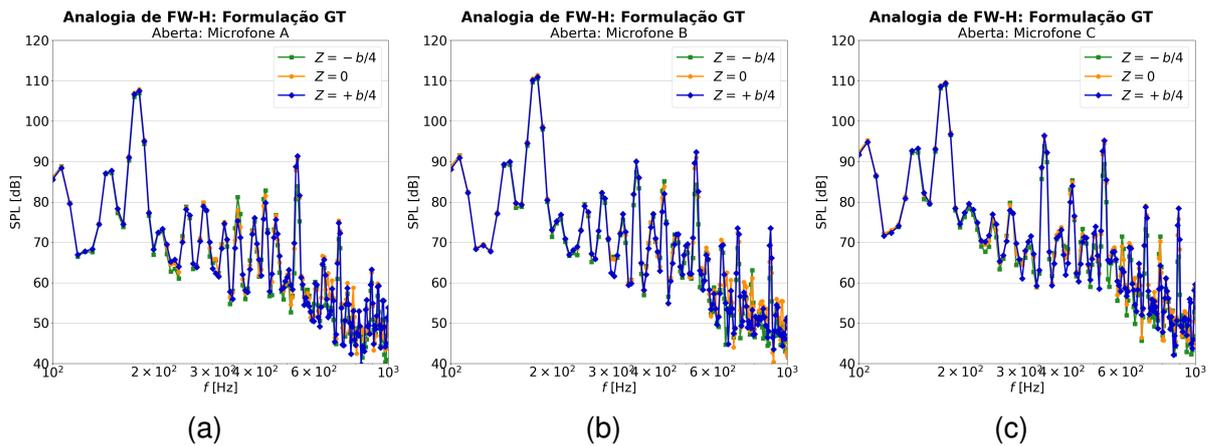
Fonte: Autor (2024).

Figura 66 – Analogia de FW-H GT, Superfície Fechada: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).



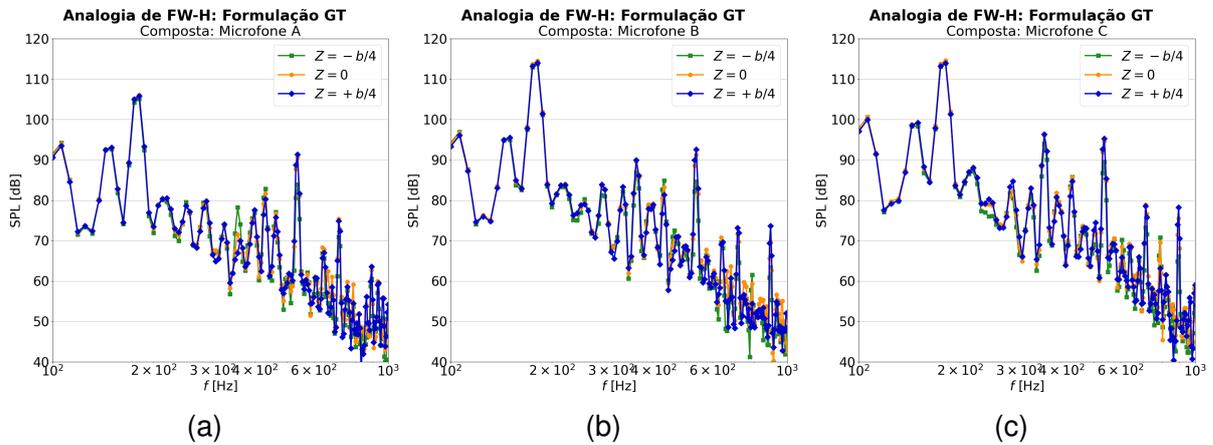
Fonte: Autor (2024).

Figura 67 – Analogia de FW-H GT, Superfície Aberta: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).



Fonte: Autor (2024).

Figura 68 – Analogia de FW-H GT, Superfície Composta: Microfone A (a), Microfone B (b) e Microfone C (c).



Fonte: Autor (2024).