

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

LUCAS GREGÓRIO CARDOSO

INVESTIGAÇÃO NUMÉRICA DE TÉCNICAS DE REDUÇÃO DE RUÍDO PARA O
CASO DE CILINDROS EM TANDEM

Joinville
2023

LUCAS GREGÓRIO CARDOSO

INVESTIGAÇÃO NUMÉRICA DE TÉCNICAS DE REDUÇÃO DE RUÍDO PARA O
CASO DE CILINDROS EM TANDEM

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: Prof. Dr. Filipe Dutra da Silva

Joinville
2023

LUCAS GREGÓRIO CARDOSO

INVESTIGAÇÃO NUMÉRICA DE TÉCNICAS DE REDUÇÃO DE RUÍDO PARA O
CASO DE CILINDROS EM TANDEM

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), 16 de junho de 2023.

Banca Examinadora:

Orientador: Prof. Dr. Filipe Dutra da Silva
Orientador
Presidente

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

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

Dedico este trabalho a Deus, sem Ele eu não teria capacidade para desenvolvê-lo.

AGRADECIMENTOS

Agradeço aos meus pais e familiares pelo amor incondicional, incentivo e apoio financeiro que me permitiram realizar meus estudos acadêmicos e perseguir o meu sonho, sem os quais essa conquista não seria possível.

Agradeço aos meus professores do Colégio Coração de Jesus e da Universidade Federal de Santa Catarina, em especial ao meu orientador, Prof. Dr. Filipe Dutra da Silva, pela dedicação e paciência em me orientar ao longo desta jornada, direcionando e apoiando em todas as decisões cruciais para a conclusão deste trabalho. Também agradeço ao Laboratório de Computação Científica (LabCC) do Campus Joinville por fornecer a infraestrutura computacional necessária para a realização das simulações deste trabalho.

Agradeço a todos os colegas de curso que humildemente compartilharam seus conhecimentos e experiências comigo ao longo da graduação, ajudando-me a crescer tanto academicamente quanto pessoalmente.

Por fim, agradeço a todos os meus amigos e à minha namorada que estiveram ao meu lado durante os momentos de elaboração deste trabalho. Sua presença e apoio constante tornaram esta jornada muito mais leve e agradável.

"Se eu vi mais longe, foi por estar sobre ombros de gigantes."

"Uma vez que você tenha experimentado voar, você andará pela terra com seus olhos voltados para o céu, pois lá você esteve, e para lá desejará voltar."

Leonardo da Vinci

RESUMO

Nos últimos anos, têm-se aumentado as investigações nos métodos de mitigação de ruído devido a exigências de legislações governamentais, empresas aéreas e população. Dentre as principais fontes de ruído aeronáutico, destaca-se o ruído gerado pela interação do escoamento de ar com suas estruturas, denominado ruído de airframe. Neste sentido, os fenômenos de geração de ruído pelo escoamento ao redor de cilindros em tandem estão associados a componentes desse tipo de ruído, especialmente o trem de pouso, e uma forma de investigar esse fenômeno é por meio de simulação numérica. Este estudo aborda a área de aeroacústica computacional e tem como objetivo investigar o ruído gerado pela geração de vórtices em cilindros em tandem por meio de simulações usando o código aberto OpenFOAM. Inicialmente, foram realizadas simulações numéricas para um caso de referência de escoamento ao redor de um modelo de cilindro em tandem, usando o modelo de turbulência RANS $k - \omega$ SST para reduzir o tempo de processamento computacional. Estudos preliminares de sensibilidade de malha consideraram os efeitos do refinamento de malha na direção longitudinal nos resultados do campo aeroacústico, bem como a adoção de malhas híbridas que combinam elementos estruturados e não estruturados. Além disso, foi investigado o impacto do uso de outros solvers e esquemas numéricos no desempenho computacional. Após avaliar o efeito da topologia da malha, a interação dos vórtices do cilindro a montante com a superfície do cilindro a jusante e os efeitos da adição de placas divisórias (splitter plates) foram estudados, usando analogias de Curle e Ffowcs Williams-Hawkings. Os resultados mostraram que o refinamento de malha longitudinal fornece precisão para os resultados numéricos e que a adoção de uma malha híbrida não afeta os resultados acústicos, enquanto reduz significativamente o tempo de processamento. Além disso, os resultados mostraram boa concordância com dados experimentais disponíveis na literatura, tanto para o campo aerodinâmico quanto para o acústico. A adição de splitter plates foi capaz de reduzir significativamente o ruído em campo distante, atenuando picos harmônicos espectrais em até 60 dB/Hz, através de um mecanismo que reduziu a geração de vórtices no cilindro a montante, que incidem na superfície do cilindro a jusante, reduzindo também o seu coeficiente de arrasto.

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

ABSTRACT

In recent years, investigations into noise mitigation methods have been increasing due to government regulations, airlines' requirements, and public demands. Among the main sources of aircraft noise, the noise generated by the interaction of the airflow with the aircraft structures, known as airframe noise, stands out. In this context, the phenomena of noise generation caused by the flow around tandem cylinders are associated with components of this type of noise, particularly landing gear noise. Numerical simulation is a way to investigate this phenomenon. This study focuses on the field of computational aeroacoustics and aims to investigate the noise generated by vortex shedding around tandem cylinders through simulations using the open-source code OpenFOAM. Initially, numerical simulations were conducted for a reference case of flow around a tandem cylinder model using the RANS turbulence model $k - \omega$ SST to reduce computational processing time. Preliminary mesh sensitivity studies considered the effects of longitudinal mesh refinement on the aeroacoustic field results, as well as the adoption of hybrid meshes that combine structured and unstructured elements. Furthermore, the impact of using different solvers and numerical schemes on computational performance was investigated. After evaluating the mesh topology effect, the interaction of upstream cylinder vortices with the downstream cylinder surface, and the effects of adding splitter plates were studied using Curle and Ffowcs Williams-Hawkings analogies. The results showed that longitudinal mesh refinement provides accuracy in the numerical results and that the adoption of a hybrid mesh does not affect the acoustic results while significantly reducing processing time. Additionally, the results showed good agreement with available experimental data in the literature for both the aerodynamic and acoustic fields. The addition of splitter plates was able to significantly reduce far-field noise, attenuating spectral harmonic peaks by up to 60 dB/Hz, through a mechanism that reduced vortex shedding from the upstream cylinder, which impinges on the downstream cylinder surface, also reducing its drag coefficient.

Keywords: Computational aeroacoustics. Airframe noise. Tandem cylinders. OpenFOAM.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Diagrama esquemático de cilindro com splitter plates paralelas.	23
Figura 2 – Diagrama esquemático de cilindro com arc splitter plates.	23
Figura 3 – Esquema da fonte acústica distribuída e observador.	25
Figura 4 – Ilustração esquemática da solução por diferentes níveis no método multigrid.	29
Figura 5 – Diferentes regimes de escoamento sobre cilindros em tandem em função da distância d_{cyl} entre os cilindros.	31
Figura 6 – Contornos do nível de pressão sonora do escoamento em torno de cilindros em tandem.	32
Figura 7 – Setup experimental do Quiet Facility Flow (QFF).	32
Figura 8 – Comparativo do espectro de ruído em campo distante entre as analogias acústicas e dados experimentais.	33
Figura 9 – Estrutura geral de funcionamento do OpenFOAM.	34
Figura 10 – Disposição de diretórios do OpenFOAM.	34
Figura 11 – Comportamento de u^+ em função de y^+ , sob diferentes modelagens.	38
Figura 12 – Disposição dos cilindros e microfones do estudo.	40
Figura 13 – Plano XY do domínio computacional simulado com suas fronteiras.	41
Figura 14 – Plano XY da malha computacional adotada.	42
Figura 15 – Refino da malha na região próxima às paredes.	42
Figura 16 – Plano XY da malha híbrida.	43
Figura 17 – Parametrização das splitter plates nos cilindros.	43
Figura 18 – Plano XY da malha gerada para os cilindros com splitter plate.	44
Figura 19 – Região estruturada do núcleo da malha, em região próxima às paredes.	44
Figura 20 – Superfícies de FW-H com 10 e 46 divisões na direção Z , respectivamente.	47
Figura 21 – Superfície de FW-H adotada no domínio da malha.	48
Figura 22 – Espectro de ruído em campo distante, comparando a superfície de FW-H fechada e aberta, com refino $N_Z = 46$, para os microfones A, B e C.	51
Figura 23 – Espectro de ruído em campo distante, comparando o refino da superfície de FW-H fechada para os microfones A, B e C.	51
Figura 24 – Distribuição do coeficiente de pressão média na superfície dos dois cilindros, para diferentes refinamentos N_Z , na malha estruturada.	53
Figura 25 – Distribuição do coeficiente de pressão rms na superfície dos dois cilindros, para diferentes refinamentos em Z , na malha estruturada.	54

Figura 26 – Velocidade média U_x normalizada ao longo da linha de centro entre os dois cilindros, para diferentes refinos em Z	55
Figura 27 – Espectro de pressão em pontos da superfície do cilindro 1, para diferentes refinos em Z	55
Figura 28 – Espectro de pressão em pontos da superfície do cilindro 2, para diferentes refinos em Z	56
Figura 29 – Evolução do escoamento para o caso sem splitter plate.	57
Figura 30 – Espectro de ruído usando a analogia de Curle, para diferentes refinos em Z	57
Figura 31 – Espectro de ruído usando a analogia de FW-H, para diferentes refinos em Z	58
Figura 32 – Espectro de ruído usando a analogia de Curle, somente para o cilindro 1, para diferentes refinos em Z	58
Figura 33 – Espectro de ruído usando a analogia de Curle, somente para o cilindro 2, para diferentes refinos em Z	59
Figura 34 – Distribuição do coeficiente de pressão média na superfície dos dois cilindros, para as malhas $N_Z = 69$ estruturada e híbrida.	60
Figura 35 – Distribuição do coeficiente de pressão rms na superfície dos dois cilindros, para as malhas $N_Z = 69$ estruturada e híbrida.	61
Figura 36 – Velocidade média U_x normalizada ao longo da linha de centro entre os dois cilindros, para as malhas $N_Z = 69$ estruturada e híbrida.	61
Figura 37 – Espectro de ruído usando a analogia de FW-H, para as malhas $N_Z = 69$ estruturada e híbrida.	62
Figura 38 – Distribuição do coeficiente de pressão média na superfície dos dois cilindros, para diferentes configurações de splitter plate, $L = D$	63
Figura 39 – Distribuição do coeficiente de pressão rms na superfície dos dois cilindros, para diferentes configurações de splitter plate, $L = D$	64
Figura 40 – Velocidade média U_x normalizada ao longo da linha de centro entre os dois cilindros, para diferentes configurações de splitter plate, $L = D$	65
Figura 41 – Espectro de pressão em pontos da superfície do cilindro 1, para diferentes configurações de splitter plate, $L = D$	66
Figura 42 – Espectro de pressão em pontos da superfície do cilindro 2, para diferentes configurações de splitter plate, $L = D$	67
Figura 43 – Evolução do escoamento para diferentes configurações de splitter plate, $L = D$	68
Figura 44 – Espectro de ruído usando a analogia de FW-H, para diferentes configurações de splitter plate, $L = D$	69
Figura 45 – Distribuição do coeficiente de pressão média na superfície dos dois cilindros, para diferentes configurações de splitter plate, $L = 2D$	71

Figura 46 – Distribuição do coeficiente de pressão rms na superfície dos dois cilindros, para diferentes configurações de splitter plate, $L = 2D$. . .	72
Figura 47 – Velocidade média U_x normalizada ao longo da linha de centro entre os dois cilindros, para diferentes configurações de splitter plate, $L = 2D$. . .	73
Figura 48 – Espectro de pressão em pontos da superfície do cilindro 1, para diferentes configurações de splitter plate, $L = 2D$	74
Figura 49 – Espectro de pressão em pontos da superfície do cilindro 2, para diferentes configurações de splitter plate, $L = 2D$	75
Figura 50 – Evolução do escoamento para diferentes configurações de splitter plate, $L = 2D$	76
Figura 51 – Espectro de ruído usando a analogia de FW-H, para diferentes configurações de splitter plate, $L = 2D$	77
Figura 52 – Espectro de ruído usando a analogia de FW-H, para diferentes configurações de splitter plate, $L = D$ e $L = 2D$	79
Figura 53 – Espectro de ruído usando a analogia de Curle, para as malhas $N_Z = 69$ estruturada e híbrida.	86
Figura 54 – Espectro de ruído usando a analogia de Curle, somente para o cilindro 1, para as malhas $N_Z = 69$ estruturada e híbrida.	86
Figura 55 – Espectro de ruído usando a analogia de Curle, somente para o cilindro 2, para as malhas $N_Z = 69$ estruturada e híbrida.	87
Figura 56 – Espectro de ruído usando a analogia de Curle, para diferentes configurações de splitter plate, $L = D$	88
Figura 57 – Espectro de ruído usando a analogia de Curle, para diferentes configurações de splitter plate, $L = 2D$	89
Figura 58 – Espectro de ruído usando a analogia de Curle, somente para o cilindro 1, para diferentes configurações de splitter plate, $L = D$. . .	90
Figura 59 – Espectro de ruído usando a analogia de Curle, somente para o cilindro 2, para diferentes configurações de splitter plate, $L = D$. . .	91
Figura 60 – Espectro de ruído usando a analogia de Curle, somente para o cilindro 1, para diferentes configurações de splitter plate, $L = 2D$. . .	92
Figura 61 – Espectro de ruído usando a analogia de Curle, somente para o cilindro 2, para diferentes configurações de splitter plate, $L = 2D$. . .	93

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Coordenadas cartesianas dos microfones.	40
Tabela 2 – Número de elementos das malhas do caso cilindros em tandem. . .	42
Tabela 3 – Número de elementos das malhas com configurações distintas de splitter plate.	45
Tabela 4 – Condições de contorno do OpenFOAM para as fronteiras.	46
Tabela 5 – Tempo de processamento t_{proc} com variação de refino em Z e solver numérico.	52
Tabela 6 – Comparativo entre coeficientes de arrasto médio para os cilindros 1 e 2, com diferentes refinamentos na direção Z	56
Tabela 7 – Comparativo entre o tempo computacional das malhas estruturada e híbrida, com $N_Z = 69$	60
Tabela 8 – Comparativo entre coeficientes de arrasto médio para os cilindros 1 e 2, para as malhas $N_Z = 69$ estruturada e híbrida.	62
Tabela 9 – Comparativo entre coeficientes de arrasto médio para os cilindros 1 e 2, com diferentes configurações de splitter plate, $L = D$	65
Tabela 10 – Comparativo entre coeficientes de arrasto médio para os cilindros 1 e 2, para diferentes configurações de splitter plate, $L = D$ e $L = 2D$	73

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

ANAC	Agência Nacional de Aviação Civil
BART	Basic Aerodynamic Research Tunnel
CAD	Computer Aided Design
CFD	Computer Fluid Dynamics
DIC	Diagonal-based Incomplete Cholesky
DNS	Direct Numerical Simulation
FFT	Fourier Fast Transform
FW-H	Ffowcs-Williams e Hawkings
GAMG	Generalized geometric-algebraic multigrid
ICAO	International Civil Aviation Organization
LabCC	Laboratório de Computação Científica
LES	Large Eddy Simulation
PCG	Preconditioned Conjugate Gradient
PISO	Pressure-Implicit with Splitting of Operators
PSD	Power Spectral Density
QFF	Quiet Flow Facility
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes
RMS	Root Mean Square
SOR	Successive Over-Relaxation
SPL	Sound Pressure Level
SST	Shear Stress Transport
URANS	Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes

LISTA DE SÍMBOLOS

θ	Ângulo medido no sentido horário a partir do ponto de estagnação do cilindro
S_f	Área frontal do cilindro ao escoamento
γ	Coefficiente de expansão adiabática do fluido
C	Coefficiente de ponderação do esquema Crank-Nicolson
\bar{C}_p	Coefficiente de pressão média
$C_{p_{rms}}$	Coefficiente de pressão rms
\bar{C}_{d1}	Coefficiente médio de arrasto do cilindro 1
\bar{C}_{d2}	Coefficiente médio de arrasto do cilindro 2
u_i	Componente i da velocidade u no sistema de coordenadas cartesiano
x_i	Componente i do sistema de coordenadas cartesiano
u_j	Componente j da velocidade u no sistema de coordenadas cartesiano
v_j	Componente j da velocidade translacional da fonte Q
x_j	Componente j do sistema de coordenadas cartesiano
u_k	Componente k da velocidade u no sistema de coordenadas cartesiano
x_k	Componente k do sistema de coordenadas cartesiano
\bar{u}_i	Componente média da velocidade do escoamento na coordenada x_i
L	Comprimento da splitter plate
E	Constante adimensional para paredes lisas
κ	Constante de von Kármán
δ_{ij}	Delta de Kronecker
ρ	Densidade do fluido

ρ_0	Densidade do meio em repouso
D	Diâmetro do cilindro
y_w	Distância até a parede
y^+	Distância adimensional até a parede
R	Distância entre o ponto da fonte distribuída Q e o observador M
d_{cyl}	Distância entre os cilindros
dS	Elemento diferencial de superfície da fonte acústica distribuída
dV	Elemento diferencial de volume da fonte acústica distribuída
k	Energia cinética turbulenta
t_{sp}	Espessura da splitter plate
u'_i	Flutuação da componente i da velocidade do fluido
u'_j	Flutuação da componente j da velocidade do fluido
ϕ'	Flutuação temporal de uma propriedade qualquer do fluido
Q	Fonte acústica distribuída
\bar{F}_d	Força média de arrasto total do cilindro
f_s	Frequência de aquisição
f_v	Frequência de vórtices
F	Função qualquer
t_0	Instante de tempo qualquer
Δt	Intervalo de tempo discretizado
n	Iteração temporal no volume de controle finito
$ \vec{u} $	Magnitude de velocidade
A	Matriz de coeficientes do sistema de equações
I	Matriz identidade
M_{PC}	Matriz pré-condicionadora
N_{FFT}	Número de amostras do sinal

Co	Número de Courant
Ma	Número de Mach
n_{steps}	Número de passos do tempo total de amostragem
Re	Número de Reynolds
St	Número de Strouhal
N_Z	Número de volumes de controle na direção Z
M	Observador em campo distante
Δt_{step}	Passo de tempo adimensional
\vec{y}	Posição de um ponto da fonte acústica distribuída
\vec{x}	Posição do observador em campo distante
p_e	Pressão calculada em cada banda de frequência
p_{ref}	Pressão de referência
p	Pressão do fluido
p_0	Pressão do meio em repouso
\bar{p}	Pressão média
p_{rms}	Pressão rms
ϕ	Propriedade qualquer do fluido
d_f	Resolução de frequência
\vec{y}^*	Sistema de coordenadas em movimento translacional
S	Superfície da fonte acústica distribuída
ϵ	Taxa de dissipação de energia cinética turbulenta
ω	Taxa específica de energia cinética turbulenta
t	Tempo
t_{sample}	Tempo adimensional total de amostragem
t_{proc}	Tempo de processamento computacional
τ	Tempo retardado

τ_w	Tensão de cisalhamento na parede
T_{ij}	Tensor de Lighthill
$\overline{u'_i u'_j}$	Tensor de Reynolds
τ_{ij}	Tensor de tensão viscosa
F'^*_{ij}	Termo de fonte sonora dipolo
Q'^*_{ij}	Termo de fonte sonora monopolo
T'^*_{ij}	Termo de fonte sonora quadrupolo
$\bar{\phi}$	Valor médio de uma propriedade qualquer do fluido
u^+	Velocidade adimensional
u_τ	Velocidade de atrito
U_0	Velocidade de escoamento livre
c_0	Velocidade de propagação do som no meio
\vec{v}	Velocidade do sistema de coordenadas
\vec{u}^*	Velocidade medida no sistema de coordenadas translacional
\hat{b}	Vetor de condições de contorno do sistema de equações
\hat{y}_{int}	Vetor de solução intermediário
\hat{e}	Vetor erro
\hat{n}	Vetor normal à superfície S da fonte distribuída Q
\hat{r}	Vetor resíduo
\hat{x}_{ex}	Vetor solução exata do sistema de equações
\vec{l}_j	Vetor unitário apontando em direção ao observador
ν	Viscosidade cinemática do fluido
μ	Viscosidade do fluido
μ_T	Viscosidade turbulenta do fluido
V	Volume da fonte acústica distribuída

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	18
1.1	Objetivo	20
1.1.1	Objetivo Geral	20
1.1.2	Objetivos Específicos	20
2	FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	21
2.1	Origem do ruído de airframe no escoamento em um cilindro	21
2.2	Dispositivos mitigadores de ruído em cilindros simples	22
2.3	Analogias acústicas	24
2.4	Modelos numéricos de discretização e solução	27
2.4.1	Esquema de Crank-Nicolson	27
2.4.2	Esquema backward de segunda ordem	28
2.4.3	Método Multigrid	28
2.4.4	Método do Gradiente Conjugado Pré-condicionado	29
2.5	Investigações em cilindros em tandem	30
2.6	OpenFOAM e LibAcoustics	33
2.7	Modelos de turbulência	35
2.8	Funções de parede e modelos de baixo Reynolds	37
3	MÉTODO	40
3.1	Definição do caso de escoamento sobre cilindros em tandem	40
3.2	Definição das malhas computacionais	41
3.2.1	Cilindros em tandem	41
3.2.2	Cilindros em tandem com splitter plate simples	43
3.3	Metodologia para solução dos campos aerodinâmico e acústico	45
3.4	Influência do refino na direção Z e solvers numéricos	49
4	RESULTADOS	50
4.1	Resultados dos testes com a superfície de FW-H	50
4.1.1	Comparativo entre superfícies aberta e fechada	50
4.1.2	Comparativo entre os níveis de refino longitudinal	51
4.2	Resultados da mudança de solvers e esquemas numéricos para a malha estruturada	52
4.3	Resultados dos testes de refino na direção Z para a malha estruturada	52
4.3.1	Campo aerodinâmico	53
4.3.2	Campo acústico	57
4.4	Comparativo entre as malhas estruturada e híbrida	59

4.4.1	Desempenho computacional	60
4.4.2	Campo aerodinâmico	60
4.4.3	Campo acústico	62
4.5	Efeitos da splitter plate simples com $L = D$	63
4.5.1	Campo aerodinâmico	63
4.5.2	Campo acústico	69
4.6	Efeitos da splitter plate simples com $L = 2D$	70
4.6.1	Campo aerodinâmico	70
4.6.2	Campo acústico	77
5	CONCLUSÕES	80
	REFERÊNCIAS	82
	APÊNDICE A	86

1 INTRODUÇÃO

Aeroacústica é o campo de estudo da geração de ruído por escoamentos de ar, e o modo em que os sistemas aerodinâmicos podem ser projetados de modo a minimizar o ruído (GLEGG; DEVENPORT, 2017). Uma das principais missões dessa área é a redução dos picos de ruído na banda de frequência audível humana, isso é, evitar desconfortos e exposição a altos níveis sonoros, que causam problemas auditivos. O som indesejado, ou ruído, pode afetar negativamente a produtividade, saúde, segurança e qualidade de vida das pessoas (GLEGG; DEVENPORT, 2017).

Com a evolução tecnológica na aviação, o mercado adaptou-se para a fabricação e operação de aeronaves com grande capacidade de passageiros ao longo dos últimos anos, o que exigiu que as aeronaves fossem maiores e mais potentes que as anteriores e, portanto, com sistemas propulsivos mais complexos (SANBONGI, 1999). Por outro lado, esse salto tecnológico abriu um leque de obstáculos com altas emissões de ruídos, seja por conta dos motores ou das grandes estruturas da aeronave (GLEGG; DEVENPORT, 2017), com isso, houve aumento de poluição sonora para passageiros e população (KHARDI, 2009).

De modo a reduzir tais problemas, órgãos regulamentadores da aviação civil e fabricantes uniram esforços para mitigá-los e incentivar a melhoria contínua. A International Civil Aviation Organization (ICAO) padroniza normas para certificar as atividades de operadores, em documentos como o Anexo 16, que é editado periodicamente (INTERNATIONAL CIVIL AVIATION ORGANIZATION, 2018). No mesmo sentido, a Agência Nacional de Aviação Civil (ANAC), através do Regulamento Brasileiro de Aviação Civil nº 36, também visa mitigar o ruído em zonas aeroportuárias e residenciais próximas a aeroportos (AGÊNCIA NACIONAL DE AVIAÇÃO CIVIL, 2021).

No que diz respeito aos aeroportos, alguns operadores efetuam a cobrança de taxas adicionais pela emissão de ruído, a depender da aeronave e do horário de operação. As companhias, por sua vez, passam a realizar voos em horários não convencionais (HSU; LIN, 2005). Assim, vê-se que a redução do ruído aeronáutico é de grande interesse econômico para todas as partes.

O ruído de uma aeronave pode ser dividido em duas partes: ruído de jato e de airframe. O ruído de jato ocorre pela interação de flutuações do escoamento com o fluido estático, geralmente presente na saída de ar dos motores turbofan e a jato. Já o ruído de airframe ocorre devido à interação do ar turbulento sobre estruturas e superfícies, como asas, fuselagem, apêndices aerodinâmicos e trem de pouso (RUIJGROK, 1993), esse último sendo o escopo deste estudo.

A principal característica do ruído de airframe é sua predominância em situações de pouso, quando a potência do motor é reduzida. Esse tipo de ruído é caracterizado principalmente por ser de banda larga, podendo também apresentar componentes tonais, e é gerado devido às flutuações de forças nas superfícies de estruturas complexas da aeronave (RUIJGROK, 1993).

O ruído do trem de pouso é o componente de ruído de airframe dominante para aeronaves, e é gerado pela separação turbulenta do escoamento dos componentes estruturais do trem de pouso e pela interação da esteira de turbulência com elementos do trem de pouso localizados a jusante (DOBRZYNSKI, 2010).

A estrutura de um trem de pouso é complexa, com vários apêndices estruturais e conexões internas, por conta disso, o modelo de cilindros em configuração em tandem, apesar de ser simplificado, tem uma ampla base de dados experimental e numérica e fornece uma aproximação para o estudo do escoamento ao redor de um trem de pouso (BRÈS et al., 2012).

Sendo assim, para estudar esses efeitos, pesquisadores e engenheiros utilizam protótipos em escala reduzida em túneis de vento ou fazem uso da dinâmica dos fluidos computacional (CFD - Computer Fluid Dynamics) (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007). A principal vantagem em se utilizar o CFD é a redução substancial dos tempos de entrega e manufatura de geometrias, o que implicaria em custos de produção (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007). Além disso, o software de CFD utilizado, Opensource Field Operation and Manipulation (OpenFOAM) (OPENCFD, 2004), é gratuito, de código aberto e possui bibliotecas computacionais dedicadas à aeroacústica (EPIKHIN et al., 2015).

Nessa perspectiva, o intuito deste trabalho é dar continuidade à investigação numérica realizada por Chadlvski (2021) e Chadlvski e Silva (2021), que consiste em analisar o campo acústico gerado pelo escoamento em torno de cilindros em tandem, por modelo em OpenFOAM, e propor modificações nos parâmetros do CFD, melhorias no refino, tempo de simulação e geometria, a fim de melhorar a acurácia dos resultados. Além disso, uma vez definidos os parâmetros adequados para o modelo de simulação, os efeitos de dispositivos passivos para redução do ruído são avaliados.

Casos já bem documentados (APELT; WEST, 1975; MAHATO et al., 2021), como o cilindro simples com uma placa divisória (splitter plate), serão extrapolados para o modelo de cilindros em tandem e analisados. Também serão estudadas influências de alterações geométricas presentes em casos benchmark, como splitter plates simples. Por fim, será feito o comparativo entre o ruído mitigado e arrasto produzido, para cada tipo de configuração.

1.1 OBJETIVO

Para investigar numericamente a redução do ruído de airframe de cilindros em tandem, propõe-se neste trabalho os seguintes objetivos.

1.1.1 Objetivo Geral

Avaliar numericamente o efeito da adição de placas divisoras (splitter plates) rígidas no campo acústico e fluidodinâmico em torno de cilindros em tandem.

1.1.2 Objetivos Específicos

- Conhecer os efeitos do refino de malha na direção longitudinal dos cilindros;
- Otimizar o desempenho computacional da simulação para o caso de um escoamento em torno de cilindros em tandem;
- Validar o modelo de simulação no OpenFOAM por meio de comparações com dados experimentais disponíveis na literatura;
- Comparar geometrias que reduzam o ruído aeroacústico em um cilindro simples e realizar uma análise paramétrica das mesmas para o caso de cilindros em tandem.

2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

Neste capítulo são apresentadas as abordagens numéricas de simulação de escoamentos turbulentos, bem como as analogias acústicas. Também são apresentados os fundamentos da geração de ruído em escoamentos em torno de cilindros isolados e seus dispositivos de redução de ruído. Ao final, é realizada uma revisão bibliográfica das abordagens numéricas para modelagem do escoamento.

2.1 ORIGEM DO RUÍDO DE AIRFRAME NO ESCOAMENTO EM UM CILINDRO

De acordo com a analogia acústica de Curle (1955), negligenciando as tensões viscosas na superfície, o ruído gerado por um cilindro circular pode ser expresso em termos da flutuação de pressão sobre a sua superfície. Nesse sentido, para melhor entender o fenômeno, Cheong et al. (2008) descobriram que a origem física da radiação sonora em um cilindro deve-se, na realidade, a um mecanismo de espalhamento do movimento cisalhante do escoamento na parede do cilindro, que é convertida em energia acústica. Portanto, controlar tal desprendimento dos vórtices torna-se desejado em situações práticas de engenharia (CHEONG et al., 2008).

A interação de flutuações de pressão do escoamento turbulento com superfícies sólidas faz com que uma pequena fração de energia da turbulência seja transformada em ondas de pressão sonora. Na analogia acústica, esse mecanismo de fonte de ruído é modelado por dipolos acústicos. Os principais parâmetros que governam esse processo de geração de ruído são a intensidade da turbulência no escoamento e a escala de comprimento médio da turbulência, bem como a velocidade média local do escoamento nas superfícies (DOBRZYNSKI, 2010).

Além disso, a distribuição da fonte de dipolo é resultado das flutuações das forças que agem sobre o corpo em um escoamento, resultando da força exercida pelo fluido sobre o corpo (CHEONG et al., 2008). Para cilindros, o mecanismo de geração de ruído em escoamentos com cisalhamento nas paredes é fundamentalmente diferente dos escoamentos livres, porém, assume-se a hipótese de que a pressão base no modelo é igual à pressão no escoamento livre, mesmo fora da esteira (CHEONG et al., 2008). Essa hipótese foi testada e considerada precisa quando splitter plates ou endplates são colocadas na geometria (APELT; WEST, 1975).

Com isso, diversos autores propuseram dispositivos de controle passivo dos vórtices, como endplates, splitter plates, escoamentos não-homogêneos, a fim de reduzir o desprendimento dos vórtices a jusante (KWON; CHOI, 1996). Embora os dispositivos citados já sejam discutidos e conhecidos na literatura (CHEONG et al., 2008; MAHATO et al., 2019; MAHATO et al., 2021), há pouca discussão acerca dos efeitos

aeroacústicos em casos sob regime em alto número de Reynolds e tridimensional, assim como para cilindros em tandem.

2.2 DISPOSITIVOS MITIGADORES DE RUÍDO EM CILINDROS SIMPLES

Uma splitter plate consiste em uma estrutura, geralmente uma placa, utilizada para controlar a separação do escoamento e a formação de vórtices na proximidade de um corpo sólido (ROSHKO, 1955). Entre os controles passivos de desprendimento de vórtices, o splitter plate tem sido um dos dispositivos de maior sucesso que controlam esse fenômeno a jusante de um cilindro simples (KWON; CHOI, 1996).

Gerrard (1966) estudou um mecanismo de geração de vórtices a jusante de um cilindro. Foram realizados experimentos com $Re = 2 \times 10^4$ para estudar as dimensões do vórtice, os efeitos da adição de uma splitter plate ligada ao cilindro e também os efeitos da turbulência do escoamento livre em função do número de Strouhal St , que é definido como:

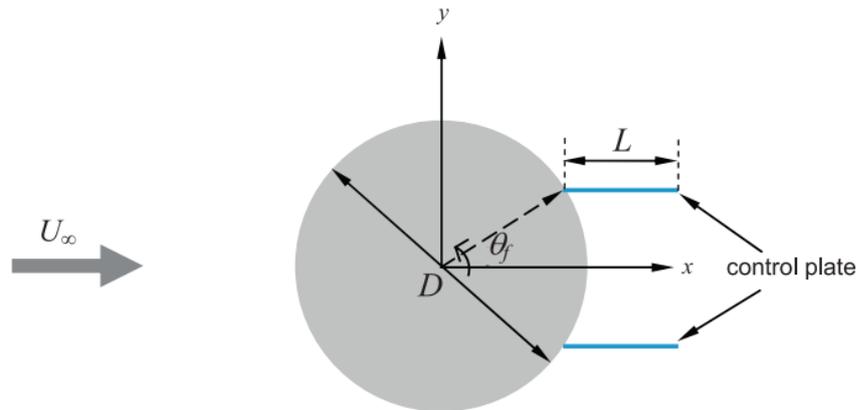
$$St = \frac{f_v D}{U_0}, \quad (1)$$

onde f_v é a frequência de vórtices, U_0 a velocidade de escoamento livre e D o diâmetro do cilindro. Foi visto que o número de Strouhal diminuiu quando o comprimento L da splitter plate era menor que o diâmetro D do cilindro, mas aumentou para $D < L < 2D$ (GERRARD, 1966).

Adicionalmente, Apelt e West (1975) descobriram que a eficiência de uma splitter plate depende de seu comprimento e seu espaçamento em relação ao cilindro, e que as splitter plates mais longas que $2D$ podem modificar progressivamente o arrasto e o desprendimento de vórtices até uma relação $L/D = 3$, enquanto que não ocorrem mais mudanças com $L/D > 3$. Para $L/D > 5$, o desprendimento de vórtices desaparece e o arrasto permanece constante (APELT; WEST, 1975).

Nesse sentido, Bao e Tao (2013) e Abdi et al. (2017) investigaram numericamente a influência na supressão de vórtices, arrasto e flutuação e pressão, de splitter plates paralelas com comprimentos variáveis a jusante do cilindro, em baixo número de Reynolds. As simulações mostraram que para esse regime de escoamento com o ângulo de posicionamento das placas entre 40° e 50° , como esquematizado na Figura 1, houve redistribuição de vorticidade na parede e os efeitos de redução do arrasto e estabilização do desprendimento dos vórtices foram maximizados (BAO; TAO, 2013). Duan e Wang (2021) investigaram os efeitos de uma splitter plate simples flexível no escoamento e descobriram que essa estrutura é efetiva na redução dos tons acústicos, por atenuar as flutuações na região da esteira próxima ao cilindro.

Figura 1 – Diagrama esquemático de cilindro com splitter plates paralelas.

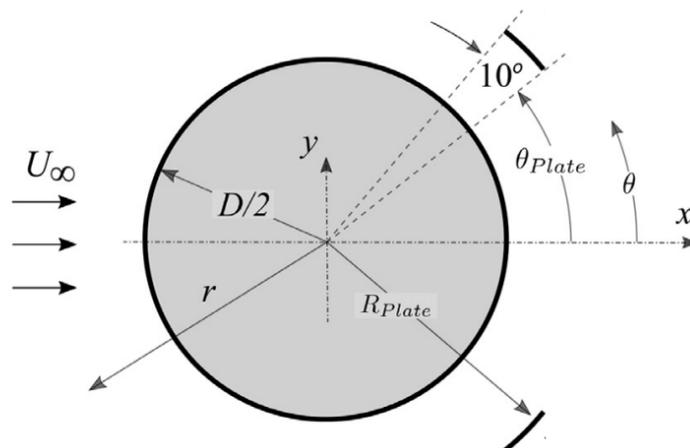


Fonte: Bao e Tao (2013).

Já Dai et al. (2018) investigaram a influência da largura e comprimento da splitter plate em um regime com alto número de Reynolds. A configuração otimizada com o uso da splitter plate diminui a produção de energia cinética de turbulência imediatamente atrás do cilindro, que volta a aumentar mais a jusante devido à fusão das camadas de cisalhamento que se formam em ambos os lados da splitter plate. Nos casos de splitter plates duplas e triplas, foi atingido um máximo de redução de 95% na magnitude média do coeficiente de sustentação em comparação ao valor correspondente do cilindro sem splitter plate, no ângulo $\theta = 135^\circ$ (ABDI et al., 2017).

Outra possível configuração são as arc splitter plates, que consiste em placas ao redor do cilindro em formato de arcos de circunferência, como mostradas na Figura 2. Mahato et al. (2021) estudaram a influência do ângulo e distância radial dos mesmos na geração de ruído, usando analogia de Curle (1955). Foi encontrada uma redução de 21 dB para uma das configurações analisadas, para um regime de $Re = 150$ em escoamento bidimensional.

Figura 2 – Diagrama esquemático de cilindro com arc splitter plates.



Fonte: Adaptado de Mahato et al. (2021).

Entretanto, Mahato et al. (2021) levantaram a hipótese de que a redução do ruído utilizando as arc splitter plates, em regimes com número de Reynolds maiores, não seja satisfatória devido a dois motivos. O primeiro fator é a transformação do escoamento em um problema tridimensional devido ao estiramento dos vórtices, conseqüentemente, tanto o escoamento quanto os campos acústicos terão escalas espaço-temporais com uma largura de banda maior. A esteira de vórtices no sentido longitudinal também reduzirá a eficiência acústica do tom, enquanto aumenta seu pico espectral. Assim, em vez de um ruído tonal dominante, é esperado um campo sonoro composto por várias frequências, sendo necessário avaliar se isso resultará em um aumento no ruído de banda larga. O segundo fator é a possibilidade de interações de vórtices de alta frequência entre o cilindro e as arc splitter plates, o que pode resultar em aumento do desconforto auditivo, dependendo dos níveis de pressão sonora (MAHATO et al., 2021).

2.3 ANALOGIAS ACÚSTICAS

Para validar e comparar os casos, foram utilizadas analogias acústicas da biblioteca LibAcoustics, propostas por Epikhin et al. (2015), que consistem em expressões analíticas que usam os dados da simulação em CFD como entradas para calcular o ruído em campo distante. Essa abordagem é conhecida como método híbrido e a separação entre o cálculo aerodinâmico e o cálculo do ruído se justifica devido à grande diferença de escala entre o escoamento e o campo acústico, que aproximadamente separa a geração aerodinâmica do som da sua propagação, permitindo combinar algoritmos específicos para cada etapa (WAGNER et al., 2007).

As analogias acústicas de Curle (1955) e Ffowcs-Williams e Hawkings (1969) foram as utilizadas no trabalho, que são derivadas a partir da Equação de Lighthill (LIGHTHILL, 1952) e serão apresentadas em seguida. A Equação de Lighthill é obtida através da equação de conservação de massa, em notação tensorial (ANSELMET; MATTEI, 2016):

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

e da equação de Navier-Stokes:

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}, \quad (3)$$

onde ρ é a densidade do fluido, p é a pressão, u_i é a componente de velocidade para a coordenada x_i , t é o tempo e o tensor de tensão viscosa τ_{ij} é dado por:

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij}, \quad (4)$$

sendo μ a viscosidade do fluido e δ_{ij} o Delta de Kronecker. Após manipulação das Equações (2) e (3) e definindo o tensor de Lighthill T_{ij} como:

$$T_{ij} = \rho u_i u_j - \tau_{ij} + (p - c_0^2 \rho) \delta_{ij}, \quad (5)$$

sendo ρ_0 , p_0 e γ a densidade e pressão do fluido em repouso, respectivamente, $c_0^2 = \gamma \frac{p_0}{\rho_0}$ a velocidade de propagação do som no meio e γ o coeficiente de expansão adiabática do fluido, tem-se, portanto, a Equação de Lighthill (LIGHTHILL, 1952):

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}. \quad (6)$$

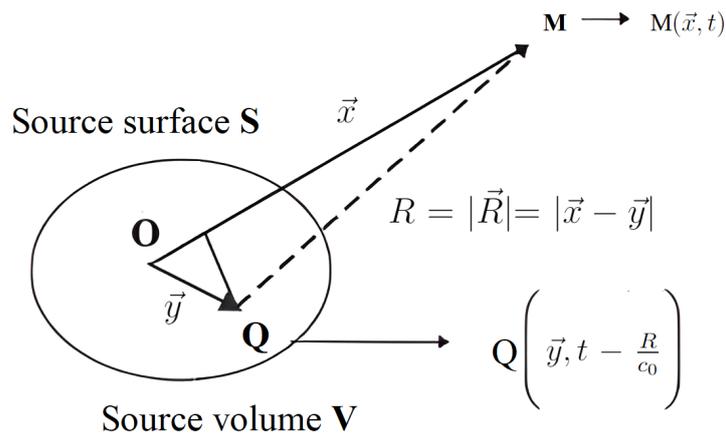
Para solução da Equação (6), Curle (1955) considerou a presença de superfícies sólidas e estáticas no escoamento para a solução, através de integrais de volume e superfície na fonte acústica distribuída Q , representadas na Equação (7).

Para uma flutuação de densidade ρ' , tem-se:

$$\rho'(\vec{x}, t) = \rho(\vec{x}, t) - \rho_0 = \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{T_{ij}}{R} dV(\vec{y}) - \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \frac{\hat{n}_j}{R} (p \delta_{ij} - \tau_{ij}) dS(\vec{y}), \quad (7)$$

onde $\rho(\vec{x}, t)$ é a densidade do meio no instante t para o observador M , \vec{x} a posição do observador, \vec{y} a posição de um ponto da fonte distribuída Q , $R = |\vec{R}| = |\vec{x} - \vec{y}|$ a distância entre o ponto da fonte distribuída Q e o observador M , S a superfície da fonte Q , V seu volume e \hat{n} o vetor normal à superfície S , como visto na Figura 3 abaixo.

Figura 3 – Esquema da fonte acústica distribuída e observador.



Fonte: Adaptado de Anselmet e Mattei (2016, p. 367).

A primeira integral à direita na Equação (7) refere-se aos termos de quadrupolo, devido às flutuações do escoamento livre, e a segunda, termos de dipolo causados pelas flutuações de força na superfície (SJÖBERG, 2016). Posteriormente, Ffowcs-Williams e Hawkings (1969) (FW-H) generalizaram a formulação de Curle (1955) de modo a tornar as equações válidas em todo o espaço, incluindo a contribuição de

superfícies móveis no escoamento (LARSSON, 2002). Nesta formulação, o sistema de coordenadas estático \vec{y} é substituído por \vec{y}^* , que está em movimento translacional com velocidade constante \vec{v} relativo a \vec{y} , sendo:

$$\vec{y}^* = \vec{y} + \vec{v}\tau, \quad (8)$$

onde $\tau = t - \frac{R}{c_0}$ é o tempo em que a fonte irradia uma flutuação que alcança o observador no instante t . Da mesma forma, a velocidade medida no sistema de coordenadas translacional é dada por $\vec{u}^* = \vec{u} - \vec{v}$. A equação de FW-H é apresentada como:

$$\begin{aligned} \rho'(\vec{x}, t) = & \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{T'_{ij}^*}{R(1 - \frac{l_j v_j}{c_0})} dV(\vec{y}^*) - \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \frac{F_i^*}{R(1 - \frac{l_j v_j}{c_0})} dS(\vec{y}^*) \\ & + \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial}{\partial t} \int_S \frac{Q^*}{R(1 - \frac{l_j v_j}{c_0})} dS(\vec{y}^*). \end{aligned} \quad (9)$$

Na Equação (9), as integrais à direita representam termos de fonte sonora quadrupolo T'_{ij}^* , dipolo F_i^* e monopolo Q^* , v_j é a componente da velocidade translacional da fonte na coordenada x_j e l_j um vetor unitário apontando em direção ao observador.

O termo de fonte quadrupolo T'_{ij}^* é dado por:

$$T'_{ij}^* = \rho(u_i^* + v_i)(u_j^* + v_j) - \tau_{ij}^* + [p - c_0^2(\rho - \rho_0)]\delta_{ij}, \quad (10)$$

enquanto que o termo de fonte dipolo F_i^* define-se como:

$$F_i^* = [\rho(u_i^* + v_i)u_j^* + p\delta_{ij} - \tau_{ij}^*]\hat{n}_j. \quad (11)$$

Finalmente, o termo de fonte monopolo Q^* , que é causado pelo volume do escoamento ou flutuações de injeção de massa, é dado por:

$$Q^* = (\rho_0 v_i + p u_i^*)\hat{n}_i. \quad (12)$$

Mais detalhes sobre a dedução matemática das analogias de Curle (1955) e Ffowcs-Williams e Hawkins (1969) podem ser encontrados no trabalho de Larsson (2002).

2.4 MODELOS NUMÉRICOS DE DISCRETIZAÇÃO E SOLUÇÃO

Antes de iniciar uma simulação CFD, é crucial identificar e modelar adequadamente os fenômenos físicos e químicos que ocorrem no escoamento, bem como selecionar os métodos de solução adequados. De acordo com Versteeg e Malalasekera (2007), as etapas de resolução numérica incluem:

- Integração das equações governantes do escoamento sobre todo os volumes de controle finitos no domínio;
- Discretização - conversão das equações integrais resultantes em um sistema de equações algébricas, através de esquemas numéricos;
- Solução das equações algébricas por métodos iterativos.

De maneira geral, quanto maior a discretização de uma malha, isto é, quanto mais refinada, melhor a exatidão da simulação. Entretanto, há um custo computacional proporcional a esse refino, e então, faz-se necessário escolher esquemas de discretização e solução, unindo exatidão com performance computacional (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007). Abaixo, serão descritos os principais esquemas e métodos de solução empregados no trabalho.

2.4.1 Esquema de Crank-Nicolson

O esquema de Crank-Nicolson é um método de diferenças finitas utilizado para resolver numericamente equações diferenciais parciais. É implícito na discretização temporal, numericamente estável para quaisquer valores de intervalo de tempo e tem acurácia de segunda ordem (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007).

Ressalta-se que este é um método implícito, isto é, para obter o próximo valor temporal da propriedade, um sistema de equações algébricas deve ser resolvido. Se a equação diferencial parcial for não-linear, a discretização também o será, de modo que a iteração temporal envolverá a solução de um sistema de equações algébricas não-lineares, o que pode despender maior gasto computacional (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007).

Tomando como exemplo uma equação diferencial parcial (EDP) unidimensional, em um volume de controle finito:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = F \left(\phi, x_i, t, \frac{\partial \phi}{\partial t}, \frac{\partial^2 \phi}{\partial x_i^2} \right), \quad (13)$$

a discretização pelo esquema de Crank-Nicolson é dada por:

$$\frac{\phi^{n+1} - \phi^n}{\Delta t} = \left[\frac{1}{1+C} \right] F^{n+1} \left(\phi, x_i, t, \frac{\partial \phi}{\partial t}, \frac{\partial^2 \phi}{\partial x_i^2} \right) + \left[\frac{C}{1+C} \right] F^n \left(\phi, x_i, t, \frac{\partial \phi}{\partial t}, \frac{\partial^2 \phi}{\partial x_i^2} \right), \quad (14)$$

onde F é uma função qualquer, n a iteração temporal no volume de controle finito, ϕ uma propriedade qualquer do escoamento, Δt o intervalo de tempo discretizado e C um coeficiente de ponderação, que originalmente possui valor 1.

No OpenFOAM, o esquema de Crank-Nicolson pode ser adaptado para utilizar valores de coeficiente de ponderação entre $0 \leq C \leq 1$, permitindo ponderar entre esquema de Euler implícito ($C = 0$) e o esquema original de Crank-Nicolson ($C = 1$) (SENG et al., 2017).

2.4.2 Esquema backward de segunda ordem

Trata-se de um esquema numérico de segunda ordem, baseado no método implícito de Euler backward. É recomendado para cálculos em regime transiente, mas possui estabilidade condicional (OPENCDF, 2004). Considerando a EDP da Equação (13), tem-se a discretização pelo esquema backward de segunda ordem dada por:

$$\frac{1}{\Delta t} \left[\frac{3}{2}\phi^n - 2\phi^{n-1} + \frac{1}{2}\phi^{n-2} \right] = F^n \left(\phi, x_i, t, \frac{\partial \phi}{\partial t}, \frac{\partial^2 \phi}{\partial x_i^2} \right). \quad (15)$$

2.4.3 Método Multigrid

O método Multigrid é um algoritmo iterativo para solução do sistema de equações decorrente da discretização das equações de conservação (Equações (2) e (3)) no domínio do escoamento, usando uma hierarquia de refinamentos de malha (BORZI, 2003). Para simplificar a ideia do método Multigrid, faz-se uso de notação matricial:

$$A.\hat{x}_{ex} = \hat{b}, \quad (16)$$

onde \hat{x}_{ex} é o vetor da solução exata do sistema da Equação (16), A a matriz de coeficientes e \hat{b} o vetor de condições de contorno do sistema. Resolvendo esse sistema, obtém-se um vetor solução intermediário \hat{y}_{int} após um certo número de iterações, mas que ainda não satisfaz a solução (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007). Então, define-se o vetor resíduo \hat{r} como:

$$A.\hat{y}_{int} = \hat{b} - \hat{r}. \quad (17)$$

Pode-se definir também o vetor erro \hat{e} como a diferença imediata entre a solução verdadeira e a intermediária:

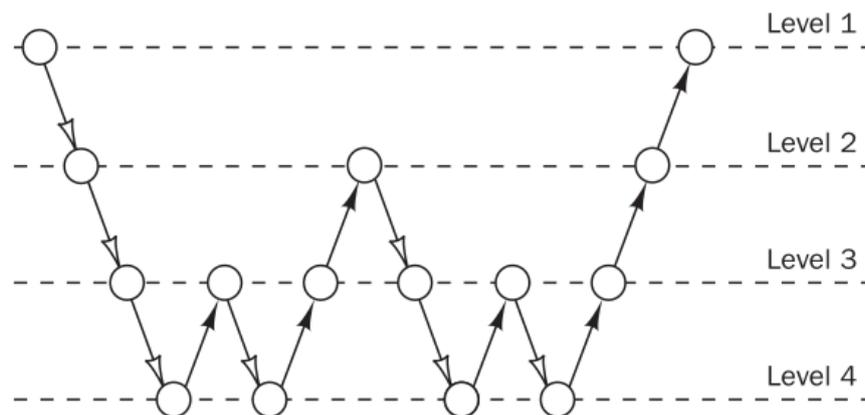
$$\hat{e} = \hat{x}_{ex} - \hat{y}_{int}, \quad (18)$$

e subtraindo a Equação (17) da Equação (16), tem-se que:

$$A.\hat{e} = \hat{r}. \quad (19)$$

Em termos práticos, não há diferença na taxa de convergência de soluções das Equações (19) e (16), entretanto, é estabelecido que o vetor erro \hat{e} possui componentes de acordo com o tamanho da malha analisada e dos comprimentos de onda do escoamento. Com isso, os métodos multigrid são projetados para explorar as diferenças no comportamento desse erro e fornecer a solução iterativamente em malhas de diferentes refinamentos, a fim de otimizar a taxa de convergência (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007). Uma vez que o problema é solucionado com uma malha mais grosseira, de maneira mais rápida, sua solução é interpolada para a malha mais refinada, e assim resolve-se a solução com mais detalhes (BORZI, 2003). Pode-se ver um ciclo da solução pela Figura 4, com cada nível representando um refino de malha diferente.

Figura 4 – Ilustração esquemática da solução por diferentes níveis no método multigrid.



Fonte: Versteeg e Malalasekera (2007, p. 240)

2.4.4 Método do Gradiente Conjugado Pré-condicionado

O Método do Gradiente Conjugado Pré-condicionado (Preconditioned Conjugate Gradient - PCG) é um algoritmo iterativo para solucionar sistemas lineares do tipo apresentado pela Equação (16). A ideia geral de qualquer procedimento de pré-condicionamento de solvers iterativos é modificar sistemas do tipo:

$$A \cdot \hat{x}_{ex} = \hat{b}, \quad (20)$$

de tal forma a obter um sistema equivalente $A^* \cdot \hat{x}^* = \hat{b}^*$ que convirja mais rapidamente (GOLUB; LOAN, 2013). Para isso, considera-se uma matriz M_{PC} , denominada pré-condicionadora, de modo que:

$$M_{PC}^{-1} A \cdot \hat{x}_{ex} = M_{PC}^{-1} \hat{b}. \quad (21)$$

Naturalmente, o algoritmo requerirá um gasto computacional para o cálculo matricial, dessa forma, exige-se que:

- M_{PC} seja positivamente definida e simétrica;
- M_{PC} seja de modo que $M_{PC} \cdot \hat{r}$ possa ser resolvido rapidamente;
- M_{PC} deve aproximar A de modo que $\|I - M_{PC}^{-1}A\| < 1$, onde I é a matriz identidade.

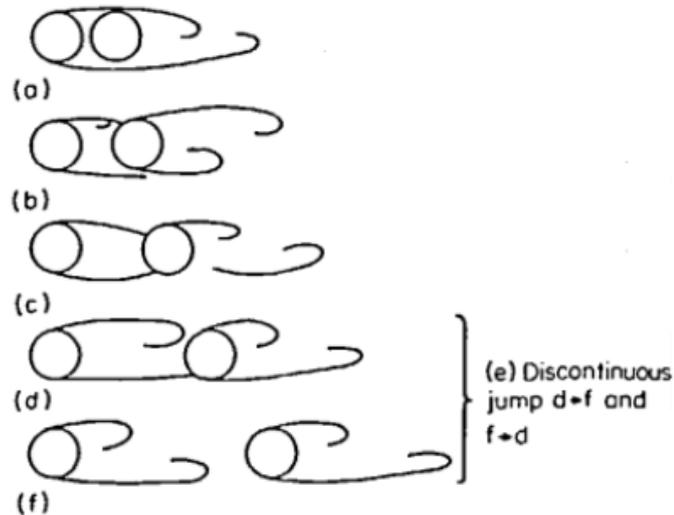
Existem diversas formas de caracterizar a matriz M_{PC} , como, por exemplo, os pré-condicionamentos de Gauss-Seidel, Jacobi e Successive Over-Relaxation (SOR). Mais detalhes sobre os métodos podem ser encontrados em Hackbusch (1994).

2.5 INVESTIGAÇÕES EM CILINDROS EM TANDEM

Como estudado por Ruijgrok (1993), a maior parte do ruído de airframe durante a aproximação de uma aeronave vem da interação do escoamento com a estrutura do trem de pouso. Naturalmente, na investigação do fenômeno, empregam-se simplificações de um modelo cilíndrico para os componentes do trem de pouso, como os pneus, linhas hidráulicas e eixos internos, pois o escoamento ao redor é demasiadamente complexo (JENKINS et al., 2005). Dessa forma, adota-se a configuração de dois cilindros alinhados, denominado configuração em tandem, que é um problema bastante estudado e documentado na literatura, de forma empírica e numérica (BRÈS et al., 2012).

Nesse sentido, Zdravkovich (1985) investigou quantitativa e qualitativamente o fenômeno do desprendimento dos vórtices em função da distância d_{cyl} entre os cilindros, como ilustrado na Figura 5. Foi visto que, para distâncias $d_{cyl} < 1.1D$, o comportamento é similar ao de um escoamento sobre um único sólido, tendo os vórtices desprendidos somente a jusante do cilindro traseiro. Para distâncias $1.1D < d_{cyl} < 1.6D$, um recolamento do escoamento no cilindro traseiro ocorre, proveniente do cilindro dianteiro, tornando-se contínuo para $1.6D < d_{cyl} < 2.5D$. Já para $2.5D < d_{cyl} < 3.2D$, vórtices começam a surgir na região entre os cilindros ocasionalmente, evoluindo para um regime misto de desprendimento contínuo de vórtices no cilindro dianteiro, com um recolamento no traseiro, para $3.2D < d_{cyl} < 3.8D$. Por fim, em $d_{cyl} > 3.8D$, o regime evolui para um desprendimento contínuo de vórtices a jusante dos dois cilindros.

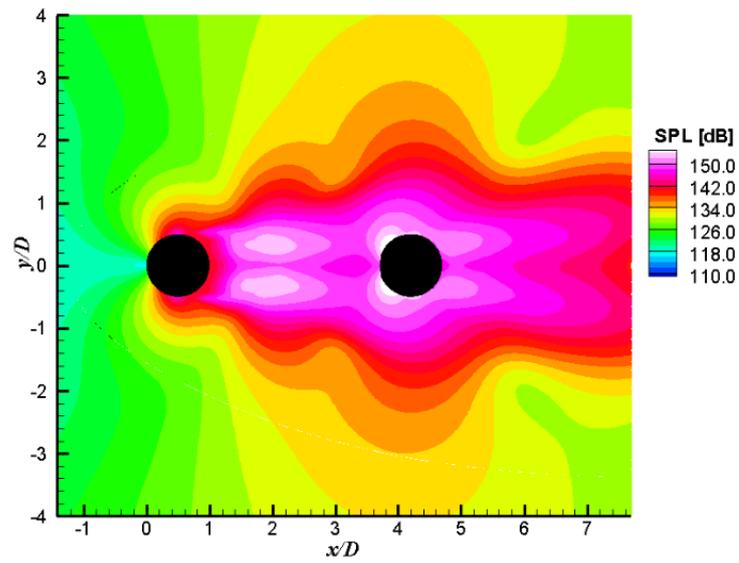
Figura 5 – Diferentes regimes de escoamento sobre cilindros em tandem em função da distância d_{cyl} entre os cilindros.



Fonte: Zdravkovich (1985).

Experimentos e simulações foram realizados por Lockard et al. (2007) para medir o ruído emitido pelos cilindros em tandem em um túnel de vento anecoico (Quiet Flow Facility - QFF), mostrado na Figura 7, a um $Re = 1.66 \times 10^5$ e $d_{cyl} = 3.7D$, baseado na investigação conduzida por Jenkins et al. (2005) no Basic Aerodynamic Research Tunnel (BART). Os resultados demonstraram que as flutuações de pressão no cilindro a montante, causadas pelo desprendimento de vórtices, são menores do que as geradas no cilindro a jusante pela interação da esteira. Conseqüentemente, o cilindro a jusante domina a radiação sonora (Figura 6), produzindo um padrão de diretividade geral que é semelhante ao de um cilindro único, mas com uma amplitude de radiação maior (LOCKARD et al., 2007). Já nas simulações, o ruído em campo distante foi computado por meio das analogias de FW-H.

Figura 6 – Contornos do nível de pressão sonora do escoamento em torno de cilindros em tandem.



Fonte: Lockard et al. (2007).

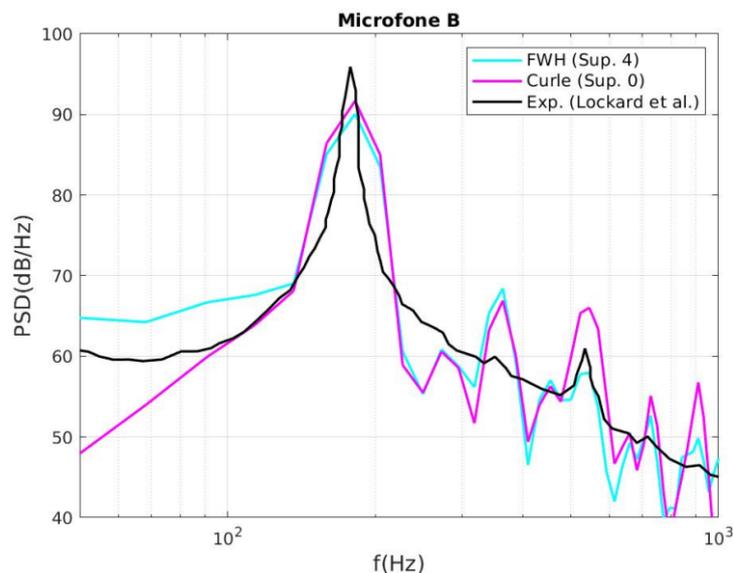
Figura 7 – Setup experimental do Quiet Facility Flow (QFF).



Fonte: Lockard et al. (2007).

Por fim, Chadlvski (2021) desenvolveu um modelo de simulação em OpenFOAM com a biblioteca computacional LibAcoustics (EPIKHIN et al., 2015), para analisar o problema investigado por Jenkins et al. (2005) e Lockard et al. (2007), e depois validar a simulação. Foi vista uma boa concordância de resultados para o campo aerodinâmico, considerando o modelo de turbulência e custo computacional empregados. Para os níveis de ruído, os resultados das demais superfícies de FW-H, juntamente com as superfícies sólidas dos cilindros utilizadas para a analogia de Curle, tornaram-se próximos dos dados experimentais. A frequência do primeiro pico tonal no espectro, numericamente, foi capaz de alcançar valores próximos aos empíricos, e as amplitudes foram levemente superestimadas por ambas as analogias, como visto na Figura 8, possivelmente por conta do refino longitudinal na malha (CHADLVSKI, 2021).

Figura 8 – Comparativo do espectro de ruído em campo distante entre as analogias acústicas e dados experimentais.



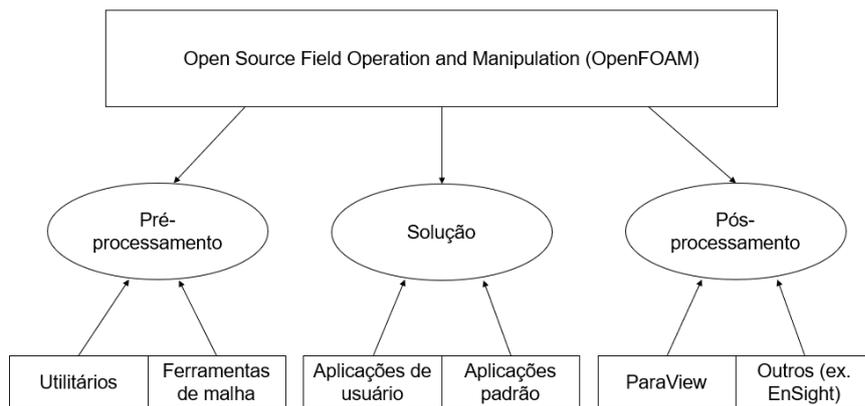
Fonte: Chadlvski (2021).

2.6 OPENFOAM E LIBACOUSTICS

O OpenFOAM é um programa de CFD livre e de código aberto, desenvolvido pela OpenCFD (2004), que possui uma extensa gama de características para resolver escoamentos complexos de fluidos, incluindo reações químicas, turbulência, transferência de calor, acústica, mecânica dos sólidos e eletromagnetismo (OPENCFD, 2004). O programa é, essencialmente, uma biblioteca C++ usada para criar executáveis, chamados de aplicações. Essas aplicações são divididas em duas categorias: solvers, que são projetados para resolver problemas específicos de mecânica dos fluidos, e utilitários, que são projetados para executar tarefas relacionadas à manipulação de dados.

O programa permite a criação de novos solvers e utilitários por seus usuários com algum conhecimento pré-requisito do método, física e técnicas de programação subjacentes envolvidas (OPENCFD, 2004). Além disso, é fornecido com ambientes de pré e pós-processamento para uma análise de um caso, sendo necessário que o usuário defina os arquivos de condições de contorno, esquemas numéricos, geometria de malha e funções de pós-processamento (OPENCFD, 2004). A estrutura geral do OpenFOAM é mostrada na Figura 9.

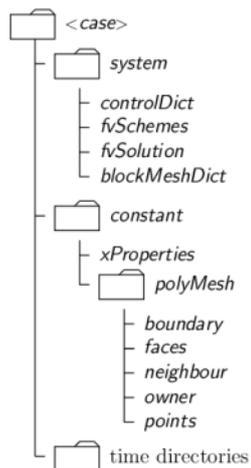
Figura 9 – Estrutura geral de funcionamento do OpenFOAM.



Fonte: Adaptado de OpenCFD (2004).

A estrutura básica do diretório para um caso é mostrada na Figura 10 e possui um conjunto mínimo de arquivos necessários para execução, descritos abaixo.

Figura 10 – Disposição de diretórios do OpenFOAM.



Fonte: Adaptado de OpenCFD (2004).

- **Diretório *constant***: Contém a descrição completa da malha do caso e arquivos especificando suas propriedades físicas.
- **Diretório *system***: Possui arquivos de parâmetros relacionados à solução

numérica do caso, sendo eles: controlDict, que contem parâmetros de controle, incluindo tempo de simulação; fvSchemes, que seleciona os esquemas de discretização numérica e fvSolution, que seleciona os solvers e tolerâncias numéricas. Além disso, possui outros arquivos de controle para bibliotecas computacionais.

- **Diretórios de tempo:** Contém arquivos individuais de dados para campos específicos de propriedades, como velocidade ou pressão. Os dados podem ser valores iniciais e condições de contorno que o usuário deve especificar para definir o caso, ou resultados escritos em arquivos pelo OpenFOAM.

A LibAcoustics (EPIKHIN et al., 2015), por sua vez, é uma biblioteca distribuída gratuitamente e que utiliza analogias acústicas, como a de Curle (1955) e de Ffowcs-Williams e Hawkings (1969), para prever o ruído de campo distante. A LibAcoustics permite ao usuário definir suas configurações de simulação do campo acústico através de dicionários, funcionando em tempo real com os solvers próprios do OpenFOAM, ou seja, simultaneamente ao cálculo do campo aerodinâmico realizado pelas ferramentas de CFD (EPIKHIN et al., 2015).

2.7 MODELOS DE TURBULÊNCIA

Um escoamento pode ser classificado de acordo com a relação entre as forças viscosas e as forças de inércia nas partículas que constituem o fluido. Para isso, define-se o número de Reynolds:

$$Re = \frac{U_0 D}{\nu}, \quad (22)$$

onde U_0 é a velocidade de escoamento livre do fluido, $\nu = \frac{\mu}{\rho}$ é a viscosidade cinemática do fluido e D é o diâmetro do cilindro.

Em um escoamento laminar, o número de Reynolds é menor e as partículas do fluido escoam em camadas paralelas, com pouca variação das propriedades do fluido. À medida que a velocidade cresce, o fluxo de partículas torna-se aleatório e caótico até um determinado valor limite, denominado número de Reynolds crítico, onde o escoamento passa a ser considerado turbulento (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007). Ressalta-se que boa parte dos problemas práticos de engenharia representa fenômenos com alto número de Reynolds e, portanto, turbulentos.

Para simulações em CFD, é necessário um modelo que represente as diversas estruturas e escalas que surgem com a turbulência, já que essas influenciam diretamente nos resultados. Dessa forma, várias modelagens foram desenvolvidas de modo a aproximar as simulações numéricas ao fenômeno físico, destacando-se três categorias: Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS), Large Eddy Simulation (LES) e Direct Numerical Simulation (DNS) (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007).

Segundo Rezende (2009), as equações do método RANS são obtidas através das médias das equações de Navier-Stokes e da conservação de massa, de modo que as tensões turbulentas descrevem os efeitos das flutuações de pressão e velocidades. Já o método LES considera turbilhões que contêm energia e são calculados em grandes escalas, utilizando formulação transiente e tridimensional. Por último, o método DNS usa a resolução das equações de Navier-Stokes e conservação de massa em malhas bastante refinadas e com passos de tempo suficientemente pequenos, a fim de capturar todas as escalas de turbulência.

Neste trabalho, é empregado o modelo RANS, como usado por Chadlvski (2021), devido ao seu modesto custo computacional e boa acurácia de resultado para o caso estudado. A principal ideia por trás do método é investigar as propriedades temporais médias do escoamento, utilizando a decomposição de Reynolds, na qual uma propriedade é decomposta em sua quantidade média de tempo somada à sua flutuação (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007). Para uma propriedade ϕ qualquer do fluido, tem-se:

$$\phi(t) = \bar{\phi} + \phi'(t), \quad (23)$$

onde $\phi(t)$ é o valor instantâneo da propriedade, $\bar{\phi}$ é o seu valor no escoamento médio e $\phi'(t)$, sua flutuação temporal. Com isso, aplicando a Equação (23) nas Equações (2) e (3), para pressão e velocidade e aplicando a média de Reynolds, tem-se para um escoamento incompressível:

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

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_i \partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u'_i u'_j}), \quad (25)$$

sendo \bar{u}_i a componente média de velocidade na coordenada x_i , p a pressão e ν a viscosidade cinemática. O termo $\overline{u'_i u'_j}$ na Equação (25) também é conhecido como tensor de Reynolds, e representa os efeitos da turbulência nas tensões médias do escoamento, podendo ser modelado ou definido através de novas equações de transporte (REZENDE, 2009).

Algumas propostas para a solução desse termo são os modelos $k-\epsilon$ e $k-\omega$, onde duas equações de transporte extra são resolvidas para novas variáveis de turbulência, que consideram o conceito de viscosidade turbulenta μ_T , pela hipótese de Boussinesq (REZENDE, 2009), como :

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_T \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}. \quad (26)$$

No modelo $k-\epsilon$, as variáveis de turbulência são a energia cinética turbulenta k e a taxa de dissipação de energia cinética turbulenta ϵ . Já no modelo $k-\omega$, a variável ϵ é

substituída pela taxa específica de dissipação de energia cinética turbulenta ω , definida como $\omega = k/\epsilon$ (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007). As principais diferenças entre os dois métodos estão relacionadas às regiões do escoamento em que os resultados obtidos apresentam uma boa precisão.

O modelo $k-\epsilon$ é adequado para regiões de escoamento livre, onde o número de Reynolds é elevado, e não é indicado para regiões próximas à paredes, onde há dominância de efeitos viscosos. Por outro lado, o modelo $k-\omega$ é indicado para essas regiões e em partes do escoamento com baixo número de Reynolds, entretanto pode apresentar dificuldades de convergência, dependendo do problema (MENTER, 1994). A fim de unir essas duas funcionalidades, Menter (1994) propôs o modelo $k-\omega$ SST, que mescla as duas modelagens, apropriando-se do $k-\epsilon$ para regiões de corrente livre e o $k-\omega$ para regiões próximas à paredes.

O modelo RANS, por não considerar a interação entre as escalas de turbulência, não é capaz de prever as flutuações de pressão responsáveis pelo ruído de banda larga, que é causado por movimentos turbulentos em uma ampla faixa de escalas. Para contornar essa limitação, é necessário utilizar técnicas que considerem as interações entre as escalas turbulentas, tais como os modelos LES ou DNS (GLEGG; DEVENPORT, 2017). Além disso, Jaron et al. (2017) estudaram o impacto de modelos de turbulência RANS e constataram que diferentes modelagens podem levar a uma variação de até 2 dB na previsão de ruído de banda larga.

2.8 FUNÇÕES DE PAREDE E MODELOS DE BAIXO REYNOLDS

Visto que alguns modelos de turbulência em problemas de CFD, como o $k-\epsilon$, só são válidos em áreas de escoamento livre, para lidar com a região de parede, duas soluções são propostas: modelos modificados de baixo Reynolds ou funções de parede. Para descrever esses métodos, define-se o parâmetro adimensional y^+ , dado por (LIU, 2016):

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

onde y_w é a distância até parede, ν é a viscosidade cinemática e u_τ é a velocidade de atrito, definida como:

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}, \quad (28)$$

com τ_w sendo a tensão de cisalhamento na parede e ρ , a densidade do fluido, e com isso, também define-se a velocidade adimensional $u^+ = u/u_\tau$. Liu (2016) divide a região próxima à parede em três partes, sendo sub-camada viscosa, camada de buffer e região logarítmica, as quais são descritas abaixo:

- Sub-camada viscosa ($y^+ < 5$): O fluido é dominado pelo efeito viscoso e assume-se que a tensão de cisalhamento do fluido seja igual à da parede τ_w , de modo que os efeitos viscosos são predominantes no perfil de velocidade, sendo:

$$u^+ = y^+. \quad (29)$$

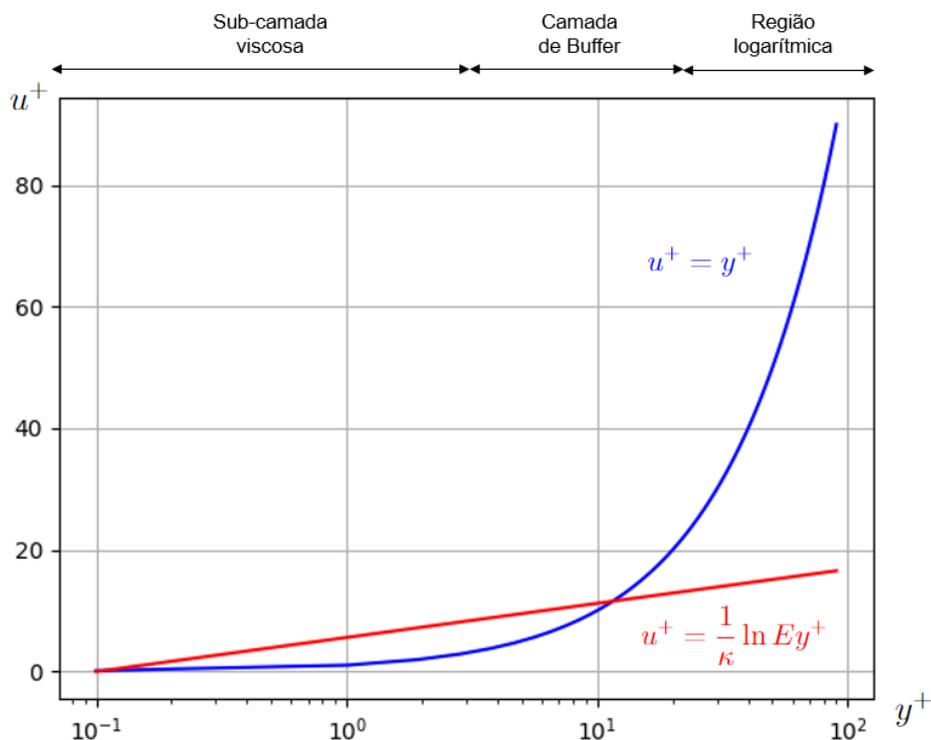
- Camada de buffer: Nessa região, as tensões viscosas e turbulentas têm magnitudes similares, resultando em um perfil de velocidade complexo e mal definido.
- Região logarítmica ($30 < y^+ < 200$): Aqui, as tensões de turbulência dominam o perfil do escoamento e a velocidade adimensional u^+ varia através de uma função logarítmica ao longo de y^+ , dada por:

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln Ey^+, \quad (30)$$

onde κ é a constante de von Kármán e $E = 9.8$ para paredes lisas.

Pode-se ver o comportamento de u^+ com y^+ , sob as modelagens da sub-camada viscosa e região logarítmica através da Figura 11.

Figura 11 – Comportamento de u^+ em função de y^+ , sob diferentes modelagens.



Fonte: Adaptado de Liu (2016).

Na abordagem de baixo Reynolds, o modelo de turbulência é ajustado para abranger a região afetada pela viscosidade, incluindo a sub-camada viscosa, que é resolvida com a totalidade da malha até a parede. No entanto, esse método exige um refino maior da malha, resultando em altos custos computacionais (LIU, 2016).

Por outro lado, para reduzir o refino da malha e o domínio computacional, é possível utilizar funções de parede. Essas são equações empíricas que modelam o escoamento entre a parede e a região de turbulência totalmente desenvolvida, dispensando a resolução direta da camada limite até a parede. Embora baseadas em relações empíricas que só sejam válidas sob determinadas condições, assumindo que o escoamento próximo à parede se comporta como uma camada limite turbulenta totalmente desenvolvida (DAVIDSON, 2011), a acurácia dos resultados é satisfatória quando usadas corretamente (LIU, 2016). Mais detalhes sobre a implementação numérica dessas funções podem ser encontrados no trabalho descrito por Kalitzin et al. (2005).

3 MÉTODO

As análises das malhas computacionais, desempenho computacional e geometrias redutoras de ruído são apresentadas nesta seção. Abaixo estão descritos os procedimentos para a criação das geometrias do modelo numérico, os testes e estudos relativos ao desempenho computacional e refino de malha, e definições para a execução da simulação aerodinâmica e acústica.

3.1 DEFINIÇÃO DO CASO DE ESCOAMENTO SOBRE CILINDROS EM TANDEM

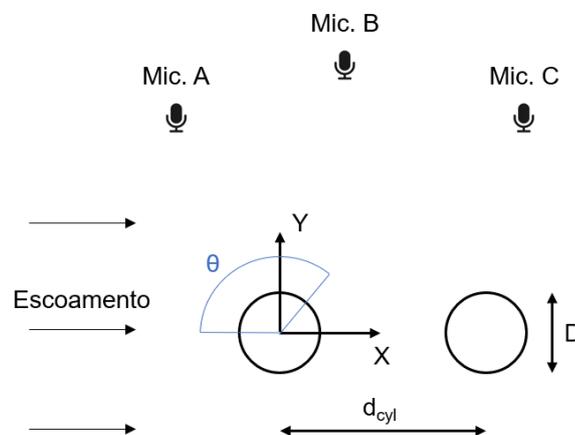
Os parâmetros adotados para a simulação numérica em OpenFOAM são os utilizados por Chadlvski (2021), que por sua vez foram baseados nos experimentos conduzidos por Jenkins et al. (2005) e Lockard et al. (2007). Ambos cilindros têm diâmetro $D = 0.05715$ m e largura de domínio computacional de $16D$, e estão espaçados entre si por uma distância $d_{cyl} = 3.7D$. Os números de Reynolds de escoamento livre e de Mach são $Re = 1.66 \times 10^5$ e $Ma = 0.1274$, respectivamente. A Figura 12 mostra a disposição dos cilindros e microfones, e a Tabela 1, as coordenadas dos microfones A, B e C, cuja origem do sistema localiza-se no centro do cilindro a montante.

Tabela 1 – Coordenadas cartesianas dos microfones.

Coordenada	Microfone A	Microfone B	Microfone C
X	-8.33D	9.11D	26.55D
Y	27.815D	32.49D	27.815D
Z	8D	8D	8D

Fonte: Chadlvski (2021)

Figura 12 – Disposição dos cilindros e microfones do estudo.

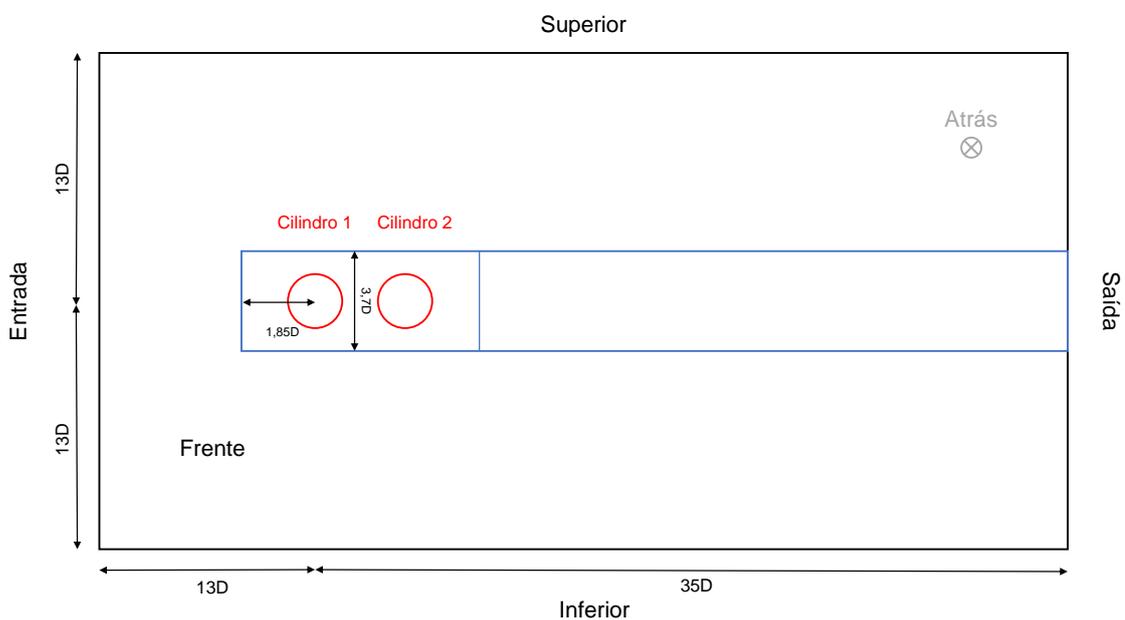


Fonte: Adaptado de Lockard et al. (2007).

3.2 DEFINIÇÃO DAS MALHAS COMPUTACIONAIS

O domínio computacional tem as mesmas dimensões que o utilizado por Chadlvski (2021), ilustrado na Figura 13. As malhas foram geradas através do programa Gmsh (GEUZAINÉ; REMACLE, 2009), que é um gerador de malhas tridimensionais de elementos finitos de código aberto, com um mecanismo CAD e pós-processador incorporados. Também fornece uma ferramenta de geração de malhas rápida com entradas paramétricas e capacidades de visualização.

Figura 13 – Plano XY do domínio computacional simulado com suas fronteiras.

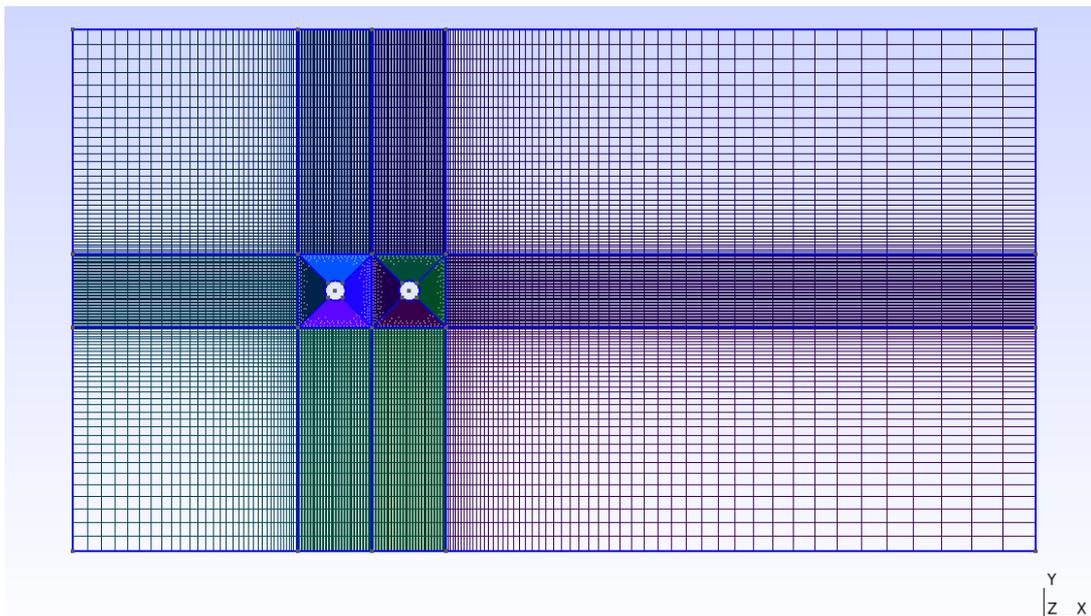


Fonte: Adaptado de Chadlvski (2021).

Destaca-se que há uma fronteira na Figura 13, denominada "Atrás", que é paralela e oposta à fronteira "Frente". A profundidade do domínio na direção Z possui extensão de $16D$, mesmo valor de comprimento dos cilindros nos experimentos de Lockard et al. (2007). A Figura 13 mostra, em azul, a região onde a malha foi mantida com células estruturadas.

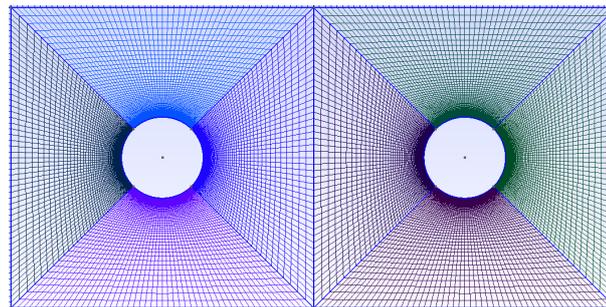
3.2.1 Cilindros em tandem

Inicialmente, optou-se por criar malhas tridimensionais estruturadas com elementos hexaédricos, garantindo que o refinamento apresentasse $y^+ < 1$ próximo às paredes, uma vez que a acurácia dos resultados depende da correta previsão da camada limite. Para tal, a malha B de Chadlvski (2021) (Figuras 14 e 15) foi utilizada como base para as malhas subsequentes devido ao seu tempo de processamento computacional e à aproximação dos resultados com os experimentos. Mais detalhes sobre a malha e testes de refino podem ser encontrados em Chadlvski (2021).

Figura 14 – Plano XY da malha computacional adotada.

Fonte: Adaptado de Chadlvski (2021).

Figura 15 – Refino da malha na região próxima às paredes.



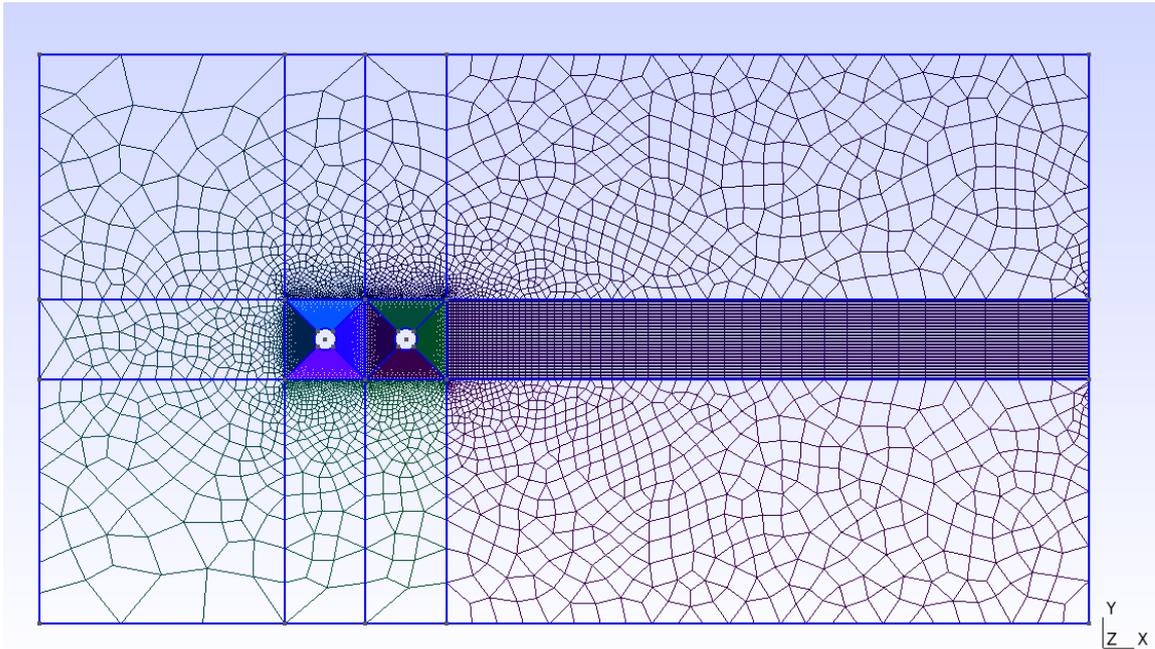
Fonte: Adaptado de Chadlvski (2021).

Posteriormente, buscando reduzir o custo computacional, uma malha híbrida foi criada, mantendo células estruturadas nas áreas próximas às paredes e na esteira a jusante dos cilindros, enquanto uma malha não estruturada foi utilizada no restante do domínio. A Figura 16 mostra o plano XY da malha híbrida resultante com número de divisões $N_z = 69$, e a Tabela 2 mostra o número de elementos para cada malha gerada.

Tabela 2 – Número de elementos das malhas do caso cilindros em tandem.

Malha	N_z	Número de elementos ($\times 10^6$)
Estruturada	46	2.63
Estruturada	69	3.94
Estruturada	103	5.89
Híbrida	69	3.20

Fonte: Autor (2023).

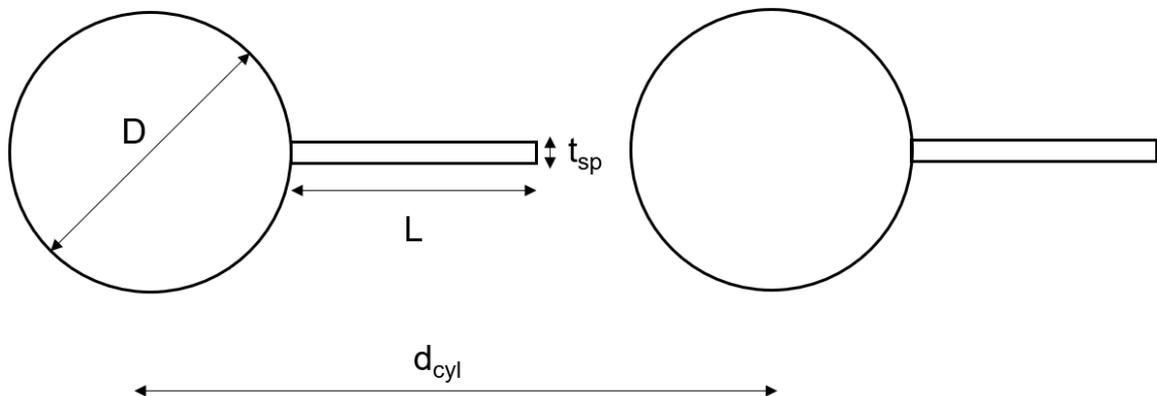
Figura 16 – Plano XY da malha híbrida.

Fonte: Autor (2023).

3.2.2 Cilindros em tandem com splitter plate simples

O dimensionamento das splitter plates nos cilindros utilizou a parametrização apresentada na Figura 17, onde d_{cyl} , a distância entre os cilindros, é fixada em $3.7D$, L é o comprimento da splitter plate e t_{sp} é sua espessura, mantida constante em 2 mm para todas as análises. As fronteiras utilizadas para este domínio são as mesmas descritas na Subseção 3.2.1 para o caso original de cilindros em tandem. Imagens da malha são mostradas nas Figuras 18 e 19.

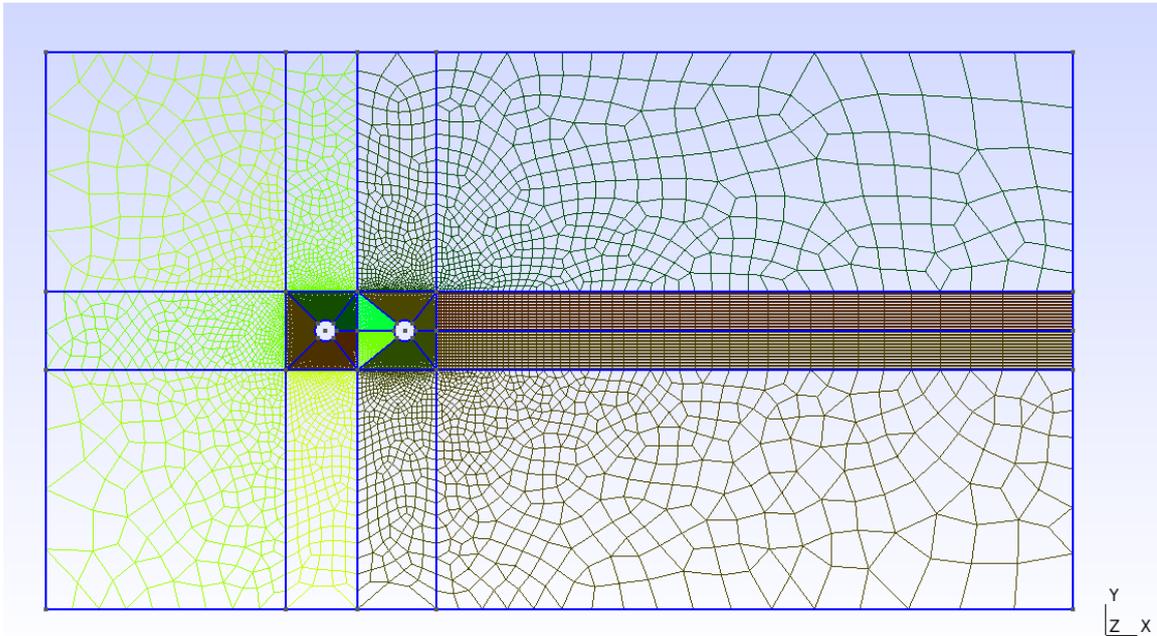
Figura 17 – Parametrização das splitter plates nos cilindros.



Fonte: Autor (2023).

Para a geração 3D da malha no Gmsh, adotou-se o esquema de geração híbrida, com células estruturadas na região do escoamento próxima às paredes na esteira a jusante (região delimitada pela cor azul na Figura 13), e células não estruturadas em regiões mais distantes.

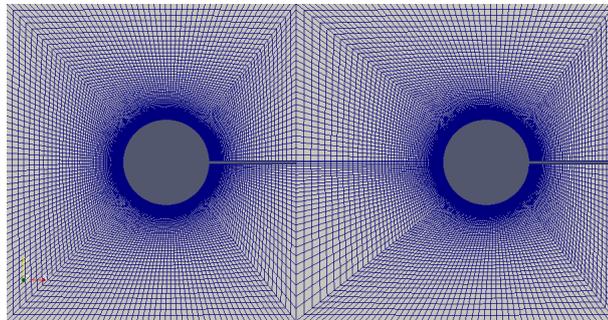
Figura 18 – Plano XY da malha gerada para os cilindros com splitter plate.



Fonte: Autor (2023).

O núcleo estruturado segue o mesmo padrão de refino que a malha B de Chadlvski (2021), no plano XY (Figuras 18 e 19). Para tanto, manteve-se o mesmo número de divisões das arestas dos blocos e taxas de crescimento nas região próximas aos cilindros e na esteira. Como resultado, garantiu-se $y^+ < 1$ para ambos os cilindros, e $1 < y^+ < 120$ para as splitter plates.

Figura 19 – Região estruturada do núcleo da malha, em região próxima às paredes.



Fonte: Autor (2023).

Além disso, foram elaboradas malhas que apresentassem variações no comprimento L da splitter plate, nos cilindros a montante e jusante, com propósito de avaliar a influência desses parâmetros no ruído do campo distante. O número de

elementos de malha para cada configuração está apresentado na Tabela 3. Na tabela, a configuração "Cilindro 1, $L = D$ " indica que a splitter plate está instalada apenas no cilindro 1, e assim por diante para as demais configurações.

Tabela 3 – Número de elementos das malhas com configurações distintas de splitter plate.

Configuração	N_z	Número de elementos ($\times 10^6$)
Ambos, $L = D$	69	3.11
Cilindro 1, $L = D$	69	3.12
Cilindro 2, $L = D$	69	3.12
Ambos, $L = 2D$	69	2.93
Cilindro 1, $L = 2D$	69	2.94
Cilindro 2, $L = 2D$	69	2.94

Fonte: Autor (2023).

3.3 METODOLOGIA PARA SOLUÇÃO DOS CAMPOS AERODINÂMICO E ACÚSTICO

Para solução do campo aerodinâmico, utilizou-se o OpenFOAM v2112, assim como adotado por Chadlvski (2021), com formulação incompressível. Para a modelagem da turbulência, utilizou-se uma abordagem URANS (Unsteady Reynolds-averaged Navier-Stokes) com modelo k - ω SST. Para a discretização temporal, foram empregados os esquemas backward de segunda ordem e Crank-Nicolson, este com valor de coeficiente de ponderação C igual a 0.9. Para os gradientes, foi utilizado o esquema Multi-directional cell-limited, com valor de 0.5 para o coeficiente. Já para os divergentes, foi aplicado o esquema upwind em regime transiente, e upwind linear de segunda ordem em regime estatisticamente estacionário. Por fim, para o acoplamento pressão-velocidade, usou-se o algoritmo Pressure-Implicit with Splitting of Operators (PISO), com os solvers Multigrid e PCG para cálculo da pressão.

As condições utilizadas para pressão, velocidade, energia cinética turbulenta (k) e taxa específica de dissipação de energia turbulenta (ω) encontram-se na Tabela 4. A fim de estimar a energia cinética turbulenta, utilizou-se a função `kLowReWallFunction`, que adapta o modelo (baixo Reynolds ou função de parede) de acordo com o valor de y^+ da malha, conforme descrito por Liu (2016). A escolha por essa abordagem deve-se à dificuldade em gerar uma malha que atenda ao critério de $y^+ < 1$ nas superfícies das splitter plates. Os valores de k e ω nas fronteiras externas do domínio foram calculados com base em um valor de intensidade turbulenta $I = 0.1\%$, indicado pelos experimentos de Jenkins et al. (2005), e uma razão de viscosidade $\nu_t/\nu = 2$ (CHADLVSKI, 2021). Destaca-se que as splitter plates possuem as mesmas condições de contorno dos cilindros.

Tabela 4 – Condições de contorno do OpenFOAM para as fronteiras.

Fronteira	Pressão	Velocidade	Energia cinética turbulenta	Ômega
Entrada	freeStream (0 Pa)	freeStream (44 m/s)	freeStream (0.00325 m ² /s ²)	freeStream (43 1/s)
Saída	fixedValue (0 Pa)	zeroGradient	zeroGradient	zeroGradient
Frente e Atrás	zeroGradient	slip	zeroGradient	zeroGradient
Superior e Inferior	freeStream (0 Pa)	freeStream (44 m/s)	freeStream (0.00325 m ² /s ²)	freeStream (43 1/s)
Cilindros	zeroGradient	noSlip	kLowReWallFunction	omegaWallFunction

Fonte: Autor (2023).

O passo de tempo adimensional Δt_{step} para todas as simulações foi estabelecido como $\Delta t_{step}U_0/D = 3.08 \times 10^{-3}$, respeitando a condição de Courant ($Co < 1$). Para obter um resultado satisfatório de regime estatisticamente estacionário, o tempo adimensional total de amostragem Δt_{sample} foi estabelecido em $\Delta t_{sample}U_0/D = 323$. As simulações foram realizadas com processamento em paralelo no cluster do Laboratório de Computação Científica (LabCC) da UFSC - CTJ, utilizando 20 processadores por nó em cada execução e decompondo o domínio pelo método de Scotch.

Para estudo dos parâmetros aerodinâmicos, definem-se os coeficientes de pressão média \bar{C}_p e coeficiente de pressão rms C_{prms} , de modo que:

$$\bar{C}_p = \frac{\overline{p - p_0}}{\frac{1}{2}\rho U_0^2}, \quad (31)$$

sendo p_0 a pressão do meio em repouso e

$$C_{prms} = \frac{p_{rms}}{\frac{1}{2}\rho U_0^2}, \quad (32)$$

onde $p_{rms} = \sqrt{(p_1'^2 + p_2'^2 + p_3'^2 + \dots + p_n'^2)/n_{steps}}$, com p' sendo a flutuação de pressão, descrita previamente pela Equação (23), e n_{steps} o número de passos do tempo total de amostragem. Por fim, o coeficiente de arrasto médio \bar{C}_d do cilindro é definido como:

$$\bar{C}_d = \frac{\bar{F}_d}{\frac{1}{2}\rho U_0^2 S_f}, \quad (33)$$

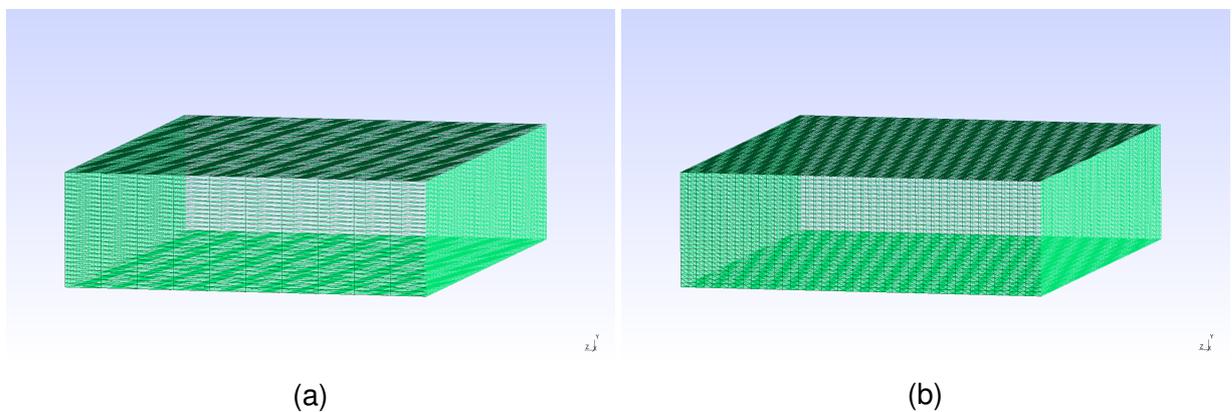
onde \bar{F}_d é a força total média de arrasto do cilindro, e S_f a área de projeção frontal do cilindro no escoamento.

A predição do ruído de campo distante foi realizada com base nas analogias de Curle e FW-H, disponíveis na biblioteca LibAcoustics (EPIKHIN et al., 2015). Para a analogia de Curle, a superfície sólida dos cilindros foi usada para o cálculo e

armazenamento dos dados de pressão e velocidade no campo próximo, conforme descrito na Equação (7). Já para a analogia de FW-H, foram necessárias superfícies permeáveis ao redor dos cilindros, como evidenciado pela Equação (9).

A fim de estudar os efeitos do refino da superfície de FW-H nos resultados acústicos, usou-se a superfície 4 criada por Chadlvski (2021), com uma pequena modificação: a distância entre os limites da face superior e inferior foi alterada de $2.5D$ para $1.85D$ para incluir toda a superfície na região estruturada da malha. Para aumentar a fidelidade dos resultados, o número de subdivisões na direção Z da superfície também foi aumentado de 10 para 46, como ilustrado na Figura 20.

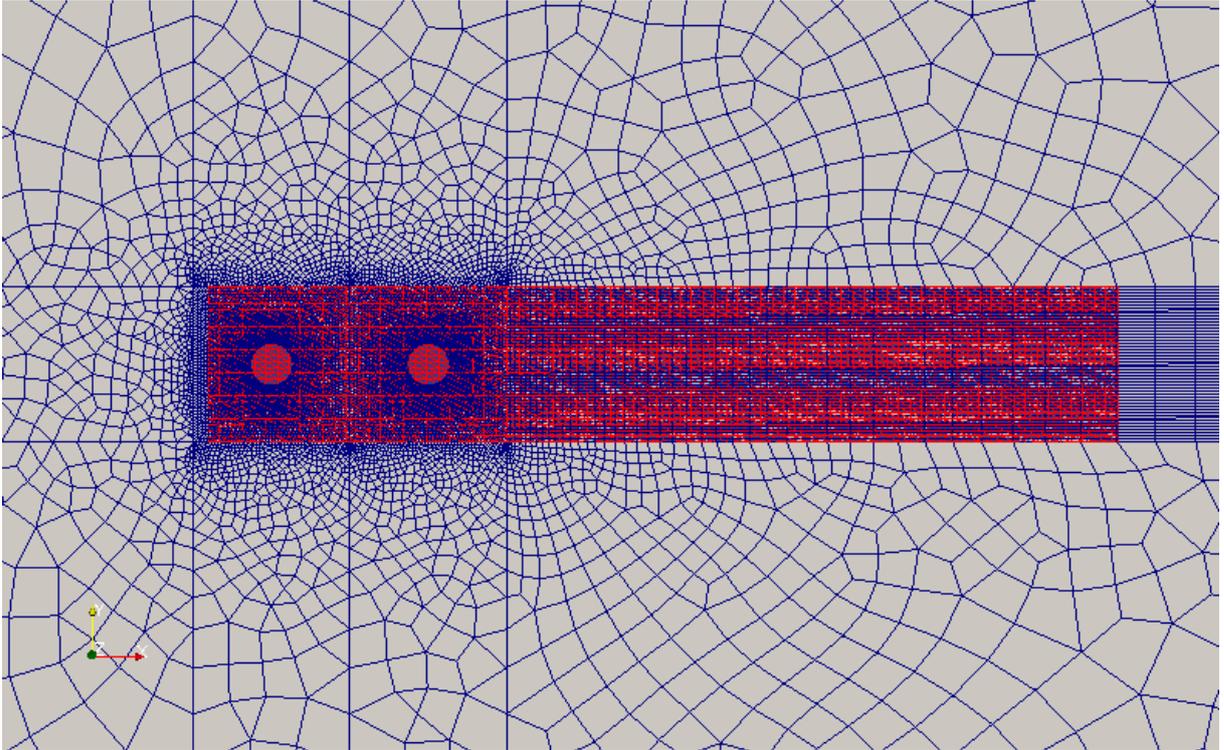
Figura 20 – Superfícies de FW-H com 10 e 46 divisões na direção Z , respectivamente.



Fonte: Autor (2023).

A análise da superfície de FW-H também incluiu a remoção da face a jusante, a fim de avaliar eventuais efeitos de ruído espúrio resultantes da interseção de vórtices nesta fronteira (SHUR et al., 2003). Neste sentido, a superfície 4 de Chadlvski (2021) foi escolhida por apresentar maior concordância entre os resultados dos picos espectrais nas configurações de superfície aberta e fechada. A imagem da superfície de FW-H em vermelho, superposta à malha, pode ser visualizada na Figura 21.

Figura 21 – Superfície de FW-H adotada no domínio da malha.



Fonte: Autor (2023).

Calculados os valores de pressão pelas analogias, para obter o espectro de pressão acústica em função da frequência, calculou-se a densidade espectral de potência (Power Spectral Density - PSD) de pressão, em dB/Hz, dada pela Equação 34, através de um algoritmo em Python e aplicando o método de Welch (1967):

$$PSD = 10 \log \frac{p_e^2/d_f}{p_{ref}^2}, \quad (34)$$

onde p_e é a pressão calculada em cada banda de frequência, p_{ref} é a pressão de referência ($20\mu\text{Pa}$) e d_f é a resolução de frequência, cujo valor é calculado por:

$$d_f = \frac{f_s}{N_{FFT}}, \quad (35)$$

sendo f_s a frequência de aquisição e N_{FFT} o número de amostras utilizada na aplicação do método de Welch (1967). O sinal foi segmentado em blocos e submetido à Transformada Rápida de Fourier (Fourier Fast Transform - FFT), utilizando-se sobreposição de 75% em cada bloco e aplicando-se a janela de Hanning. Mais detalhes sobre os algoritmos podem ser encontrados em Shin e Hammond (2008).

3.4 INFLUÊNCIA DO REFINO NA DIREÇÃO Z E SOLVERS NUMÉRICOS

O tempo total de simulação no cluster foi crítico para a realização deste trabalho, por isso, foram realizados testes para avaliar o desempenho computacional do caso de cilindros em tandem. A fim de parametrizar esse custo, define-se o tempo de processamento computacional t_{proc} como sendo o tempo necessário, em segundos, para computar um passo de tempo Δt_{step} .

A influência do método Generalized geometric-algebraic multigrid (GAMG), do OpenFOAM, na performance computacional na solução do campo de pressão foi investigada. A variação do parâmetro *nCellsInCoarsestLevel*, que representa o número de células na malha mais grossa, foi examinada com valores de 10, 100, 1000 e 10000 e uma tolerância de 10^{-7} . Além disso, o desempenho computacional do solver PCG combinado com o pré-condicionador Diagonal-based Incomplete Cholesky (DIC), com uma tolerância de 10^{-7} , também foi avaliado.

Para avaliar os efeitos tridimensionais do refino longitudinal na malha, investigou-se três níveis de refinamento, N_Z , na direção Z : 46, 69 e 103. Isso foi motivado pela demonstração de Lockard et al. (2007), de que a dependência dos resultados do campo aerodinâmico com o refino na direção longitudinal pode significativamente afetar o resultado do campo acústico, por outro lado, o aumento do refino resulta em um tempo de processamento mais longo.

4 RESULTADOS

Nesta seção, são apresentados e discutidos os resultados obtidos pelo modelo numérico no OpenFOAM e LibAcoustics. Inicialmente, são analisados os resultados dos estudos comparativos entre os diferentes refinamentos e configurações da superfície de FW-H. Em seguida, é feita uma comparação entre os resultados experimentais e os resultados numéricos com diferentes níveis de refinamento na direção Z . Posteriormente, é efetuado um comparativo entre as malhas estruturada e híbrida, levando em consideração a acurácia dos resultados e o custo computacional. Por fim, as parametrizações das *splitter plates* simples são avaliadas quanto à redução do ruído de campo distante.

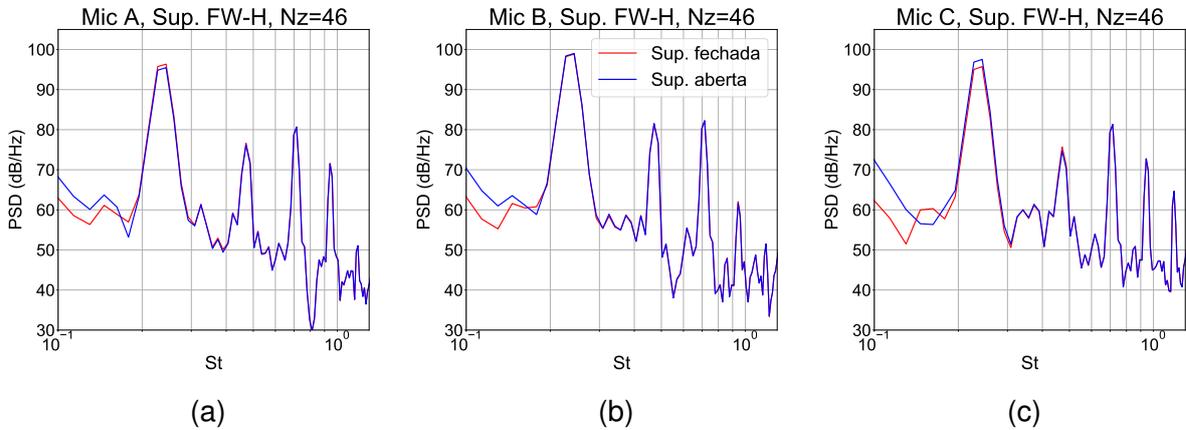
4.1 RESULTADOS DOS TESTES COM A SUPERFÍCIE DE FW-H

Como levantado por Shur et al. (2003), ruído espúrio pode ser gerado por vórtices cruzando a face a jusante da superfície de FW-H. Assim, foi feita a análise da superfície nas configurações aberta, removendo a face a jusante, e fechada, com refinamentos na direção Z de 10 e 46 divisões, e também com um tempo amostral maior que o utilizado por Chadlvski (2021), de forma que $\Delta t_{sample} U_0 / D = 323$ e $d_f = 12.50$ Hz. A malha numérica usada para o comparativo foi a malha B (Figura 14), com $N_Z = 46$.

4.1.1 Comparativo entre superfícies aberta e fechada

Na Figura 22, pode-se observar o resultado do campo acústico distante para os microfones A, B e C, considerando as configurações de malha com a face a jusante presente (fechada) e removida (aberta), mantendo o refinamento em 46 divisões na direção Z . É possível notar que os resultados apresentam grande proximidade nos picos espectrais e no ruído de banda larga para os três microfones. Além disso, para o microfone C, na Figura 22c, há uma diferença de 1.89 dB/Hz entre os valores no primeiro pico, enquanto que para os microfones A e B, essa diferença é menor que 0.5 dB/Hz. Para os outros picos, a diferença entre as duas configurações é desprezível.

Figura 22 – Espectro de ruído em campo distante, comparando a superfície de FW-H fechada e aberta, com refino $N_z = 46$, para os microfones A, B e C.

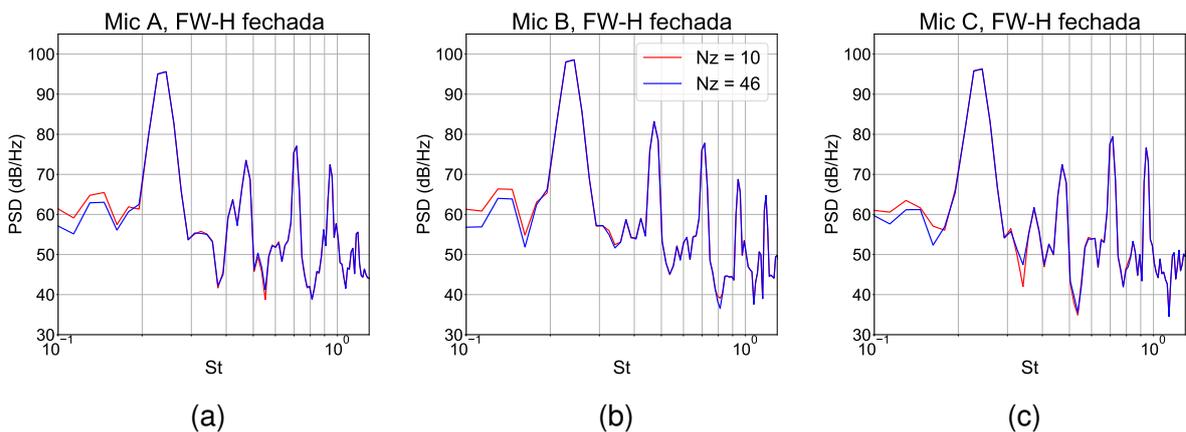


Fonte: Autor (2023).

4.1.2 Comparativo entre os níveis de refino longitudinal

A fim de compreender os efeitos do refino da superfície FW-H na direção longitudinal, foi mantida a configuração fechada e realizou-se a variação do refino em 10 e 46 células. Para os três microfones, a diferença entre os picos foi desprezível, não havendo, praticamente, diferença entre eles na Figura 23.

Figura 23 – Espectro de ruído em campo distante, comparando o refino da superfície de FW-H fechada para os microfones A, B e C.



Fonte: Autor (2023).

4.2 RESULTADOS DA MUDANÇA DE SOLVERS E ESQUEMAS NUMÉRICOS PARA A MALHA ESTRUTURADA

Em relação ao Multigrid, notou-se que a mudança no parâmetro $nCellsInCoarsestLevel$ não surtiu quaisquer efeitos relevantes ao tempo de processamento t_{proc} , e portanto, preservou-se o valor de 10000 para todas as análises posteriores. Em seguida, utilizou-se o solver PCG para solução do campo de pressão. Ambos os solvers foram estudados em diferentes níveis de refino na direção Z para a malha estruturada, mostrada na Figura 14.

Tabela 5 – Tempo de processamento t_{proc} com variação de refino em Z e solver numérico.

Solver	N_Z	Tempo de processamento (s)
PCG	46	22.1
PCG	69	23.6
PCG	103	54.4
GAMG	46	37.8
GAMG	69	55.8
GAMG	103	62.2

Fonte: Autor (2023).

A análise da Tabela 5 indica que o uso do método PCG resultou em uma significativa melhoria no tempo de processamento. Mesmo para a malha mais refinada ($N_Z = 103$), o solver PCG apresentou um tempo menor de processamento em comparação à malha intermediária ($N_Z = 69$) com o solver GAMG. Além disso, observa-se uma grande discrepância nos tempos de processamento entre a malha mais refinada e a intermediária com o solver PCG, sugerindo que a relação entre o nível de refinamento em Z e o tempo de processamento não é linear. Para casos com o solver PCG, a relação entre o tempo da malha intermediária ($N_Z = 69$) e a mais grosseira ($N_Z = 46$) foi igual a 1.07, enquanto que entre a mais refinada ($N_Z = 103$) e intermediária ($N_Z = 69$) foi de 2.30.

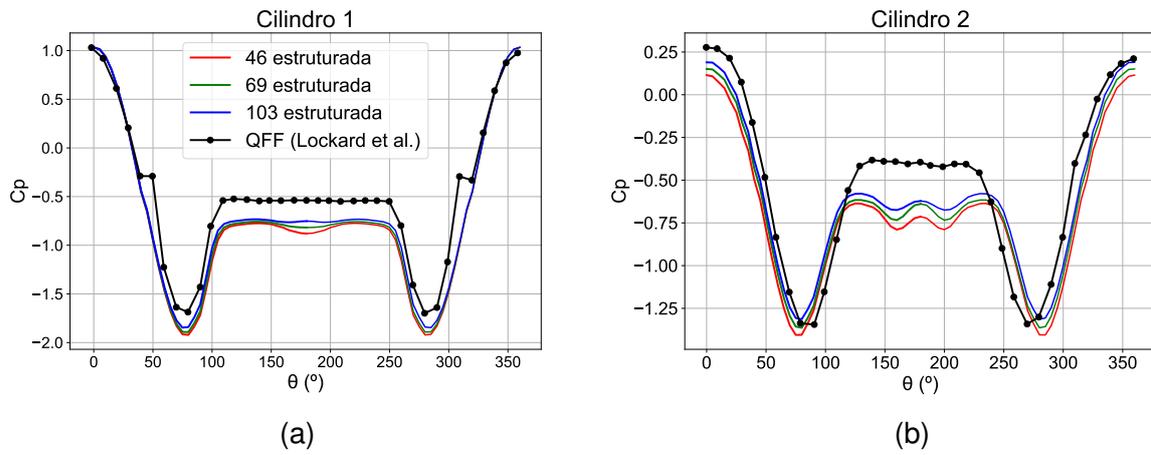
4.3 RESULTADOS DOS TESTES DE REFINO NA DIREÇÃO Z PARA A MALHA ESTRUTURADA

Esta seção ampliou as investigações numéricas da malha B de Chadlvski (2021), avaliando o impacto do refino da malha estruturada na direção Z no campo aerodinâmico e acústico. Os resultados foram comparados com dados experimentais de Lockard et al. (2007) e Jenkins et al. (2005), plotados com auxílio da ferramenta WebPlotDigitizer (ROHATGI, 2022), para um escoamento ao redor de cilindros em tandem. Os resultados acústicos foram obtidos usando a superfície de FW-H fechada com refino de 46 divisões na direção Z e resolução de frequência $d_f = 12.5$ Hz.

4.3.1 Campo aerodinâmico

A Figura 24 apresenta o perfil médio do coeficiente de pressão ao longo da direção circunferencial na superfície do cilindro, em que θ é o ângulo medido no sentido horário a partir do ponto de estagnação (Figura 12). O perfil de distribuição das propriedades foram extraídos apenas para valores de θ entre 0° e 180° e depois espelhados, assumindo que a distribuição em relação à circunferência é simétrica.

Figura 24 – Distribuição do coeficiente de pressão média na superfície dos dois cilindros, para diferentes refinamentos N_Z , na malha estruturada.



Fonte: Autor (2023).

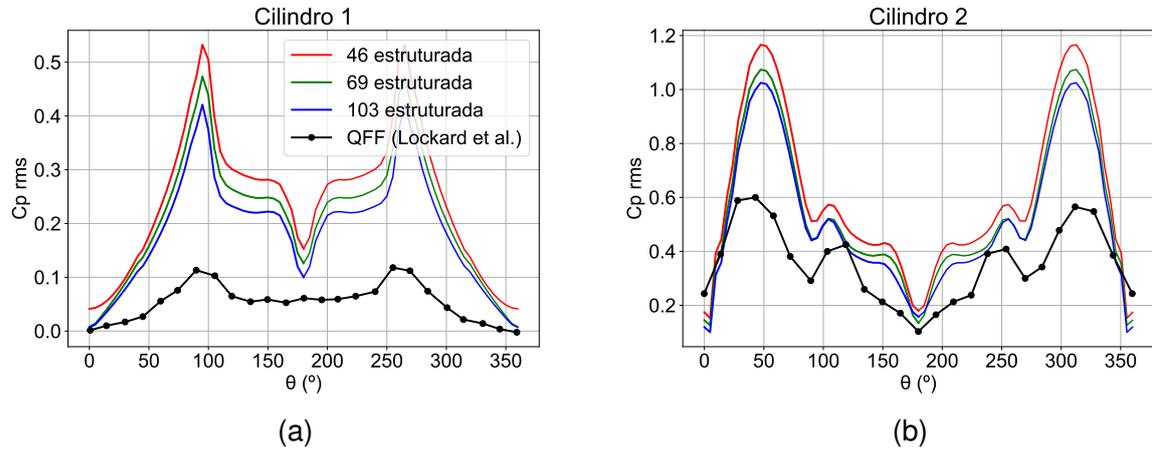
Observa-se uma boa concordância entre os resultados numéricos e experimentais para o cilindro 1 entre 0° e 100° . Entretanto, na região da esteira, compreendida entre 100° e 180° , a simulação superestimou a magnitude dos valores negativos de \bar{C}_p a jusante do cilindro. Adicionalmente, foi observado que os três níveis de refinamento apresentaram resultados muito similares entre si, em toda a superfície.

No caso do cilindro 2, verificou-se que os resultados numéricos são subestimados em relação ao valor empírico, na região angular compreendida entre 0° e 75° . Por outro lado, os valores calculados para a região $25^\circ < \theta < 120^\circ$ possuem boa concordância para os três níveis de refinamento. Na região da esteira, $120^\circ < \theta < 180^\circ$, os valores de coeficiente de pressão média foram subestimados, assim como no caso do cilindro 1. Verifica-se ainda que, com o aumento do nível de refinamento, houve uma melhor aproximação aos resultados experimentais na região $65^\circ < \theta < 120^\circ$, e um aumento na região $120^\circ < \theta < 180^\circ$.

No que diz respeito aos níveis de refinamento adotados, observa-se que, para $N_Z = 69$, os valores calculados se situam em uma posição intermediária entre aqueles obtidos para as malhas com $N_Z = 46$ e $N_Z = 103$. Conforme o nível de refinamento aumenta, o valor absoluto do coeficiente de pressão médio numérico, \bar{C}_p , aproxima-se do valor empírico. Para o $C_{p_{rms}}$ (Figura 25), percebe-se que os resultados numéricos para ambos os cilindros apresentam comportamentos semelhantes aos

dados experimentais, porém com valores absolutos significativamente superestimados. Além disso, é possível notar a tendência da malha com $N_Z = 69$ de fornecer resultados intermediários em relação às outras malhas, para ambos os cilindros.

Figura 25 – Distribuição do coeficiente de pressão rms na superfície dos dois cilindros, para diferentes refinamentos em Z , na malha estruturada.

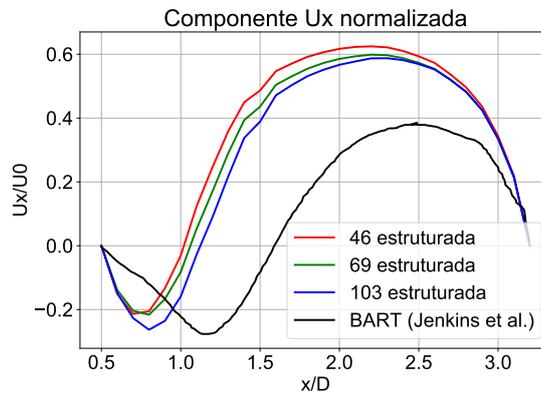


Fonte: Autor (2023).

No caso do cilindro 1, observa-se que o valor máximo de $C_{p,rms}$ obtido numericamente ocorre em $\theta = 95^\circ$, para os três níveis de refinamento considerados. Em contrapartida, no experimento, esse pico ocorre em $\theta = 90^\circ$. Além disso, na faixa angular $90^\circ < \theta < 180^\circ$, há uma significativa atenuação no valor numérico de $C_{p,rms}$, o que não é observado no valor experimental. Este mesmo comportamento pode ser observado no cilindro 2, porém, desta vez, o maior pico é observado em $\theta = 45^\circ$, região de impacto dos vórtices do cilindro 1.

A Figura 26 apresenta uma comparação entre a componente horizontal média da velocidade do escoamento na linha de centro entre os dois cilindros, medida no ponto médio do comprimento dos cilindros ($Z = 8D$). Os resultados são normalizados pela velocidade de escoamento livre ($U_0 = 44$ m/s).

Figura 26 – Velocidade média U_x normalizada ao longo da linha de centro entre os dois cilindros, para diferentes refinamentos em Z .

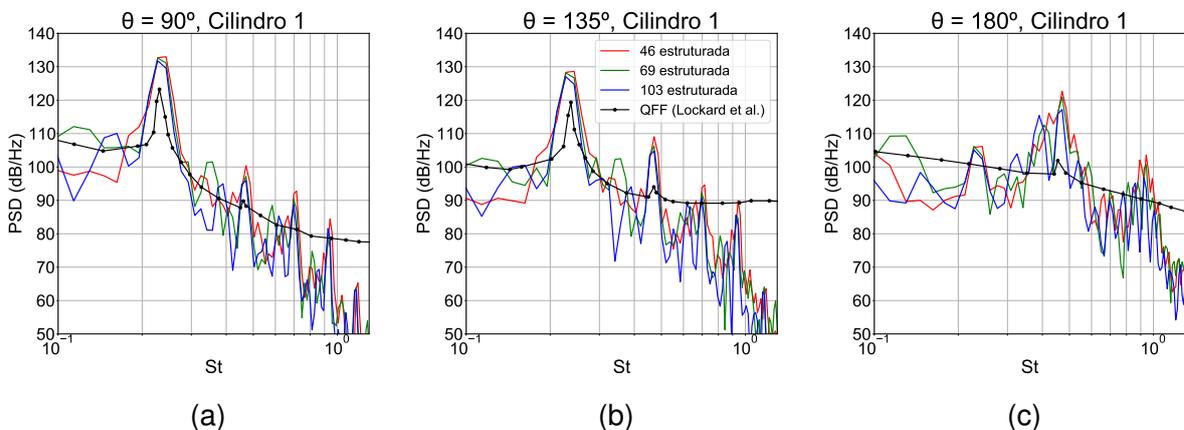


Fonte: Autor (2023).

Nota-se que, à medida que o refinamento em Z é aumentado, os resultados numéricos tendem a se aproximar dos dados empíricos. No entanto, somente a malha com $N_Z = 103$ apresentou valores mínimos de U_x/U_0 próximos aos dados empíricos, mas errou a posição na zona de recirculação, compreendida entre $0,5 < x/D < 1,5$, enquanto as outras malhas subestimaram esses valores em módulo. Na zona de circulação, a malha mais refinada apresentou resultados subestimados em relação às outras. Além disso, novamente a malha com $N_Z = 69$ apresentou resultados intermediários em relação às demais.

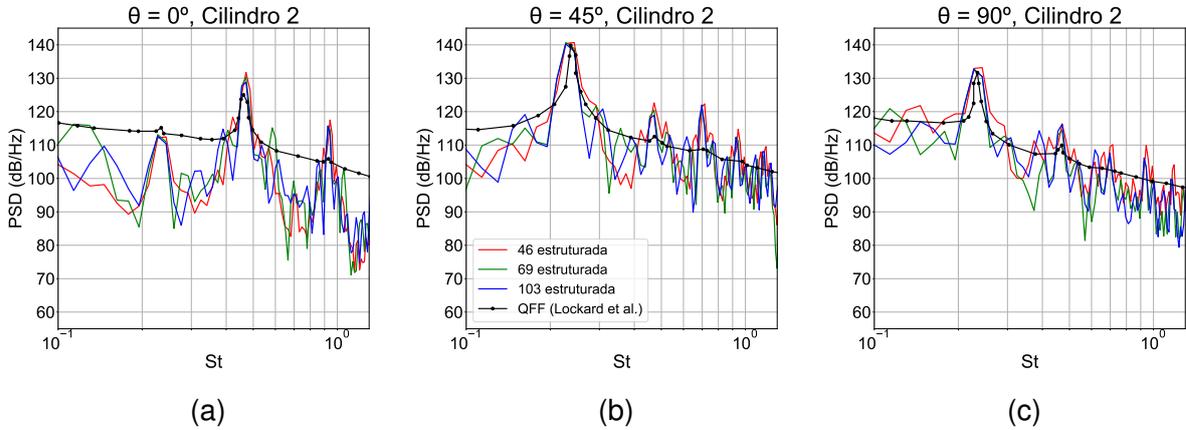
As Figuras 27 e 28 apresentam a comparação de resultados para a densidade espectral de potência da pressão nas superfícies dos cilindros para ângulos de $\theta = 90^\circ$, 135° e 180° no cilindro 1, e $\theta = 0^\circ$, 45° e 90° no cilindro 2, respectivamente.

Figura 27 – Espectro de pressão em pontos da superfície do cilindro 1, para diferentes refinamentos em Z .



Fonte: Autor (2023).

Figura 28 – Espectro de pressão em pontos da superfície do cilindro 2, para diferentes refinamentos em Z .



Fonte: Autor (2023).

Em geral, o modelo numérico foi capaz de prever bem as frequências dos picos principais para as três malhas, havendo uma redução no valor desses com o aumento do refino em Z . Contudo, os valores nos picos espectrais foram superestimados em relação aos dados experimentais, especialmente em $\theta = 180^\circ$ no cilindro 1, o que pode explicar o elevado valor de $C_{p_{rms}}$ exibido na Figura 25a. No cilindro 2, a maior amplitude de PSD foi encontrada em $\theta = 45^\circ$, e os picos numéricos apresentaram uma concordância maior em relação aos dados experimentais em comparação com o cilindro 1. Para frequências mais elevadas, o modelo detectou tons que não foram observados nas medições experimentais, em ambos os cilindros.

A Tabela 6 apresenta os coeficientes médios de arrasto para os cilindros, em que é possível notar que o aumento do refino em Z teve um impacto maior no cilindro 1 do que no cilindro 2. Na malha menos refinada, houve uma redução de cerca de 8% no valor de \bar{C}_{d1} , que se aproximou do valor experimental com o aumento do refino em $N_Z = 103$. Em contrapartida, a variação observada em \bar{C}_{d2} foi de apenas 0.5%, o que não permitiu uma aproximação significativa do valor numérico em relação ao valor experimental, mesmo com o aumento no refino da malha. Isso sugere que o nível de refino em Z tem pouca influência sobre o arrasto do cilindro a jusante.

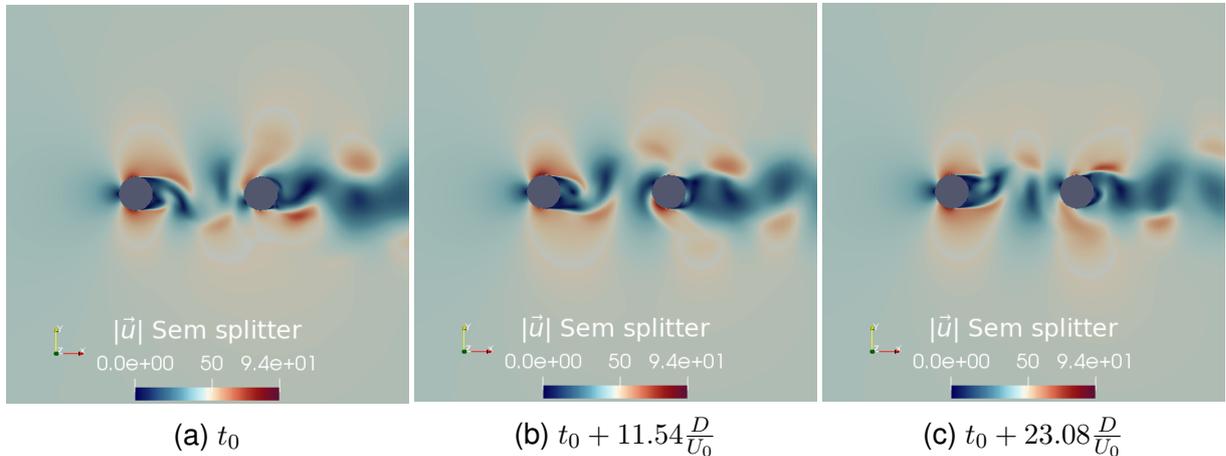
Tabela 6 – Comparativo entre coeficientes de arrasto médio para os cilindros 1 e 2, com diferentes refinamentos na direção Z .

Refino em Z	\bar{C}_{d1}	\bar{C}_{d2}
46 estruturada	0.744	0.351
69 estruturada	0.710	0.349
103 estruturada	0.687	0.353
Exp. (Jenkins et al. (2005))	0.650	0.310

Fonte: Autor (2023).

É possível visualizar a evolução do escoamento e o comportamento dos vórtices nos cilindros pela Figura 29, que mostra a magnitude da velocidade $|\vec{u}|$. As Figuras 29a, 29b e 29c têm o intervalo de tempo entre si de $\Delta t U_0/D = 11.54$.

Figura 29 – Evolução do escoamento para o caso sem splitter plate.

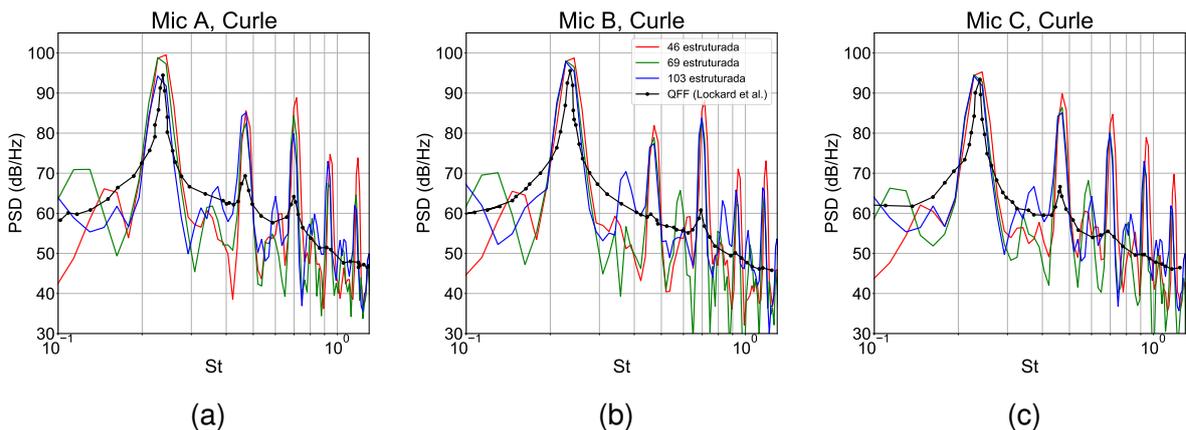


Fonte: Autor (2023).

4.3.2 Campo acústico

Os espectros de ruído em campo distante, usando a analogia de Curle e FW-H, estão presentes nas Figuras 30 e 31, respectivamente, para os três microfones.

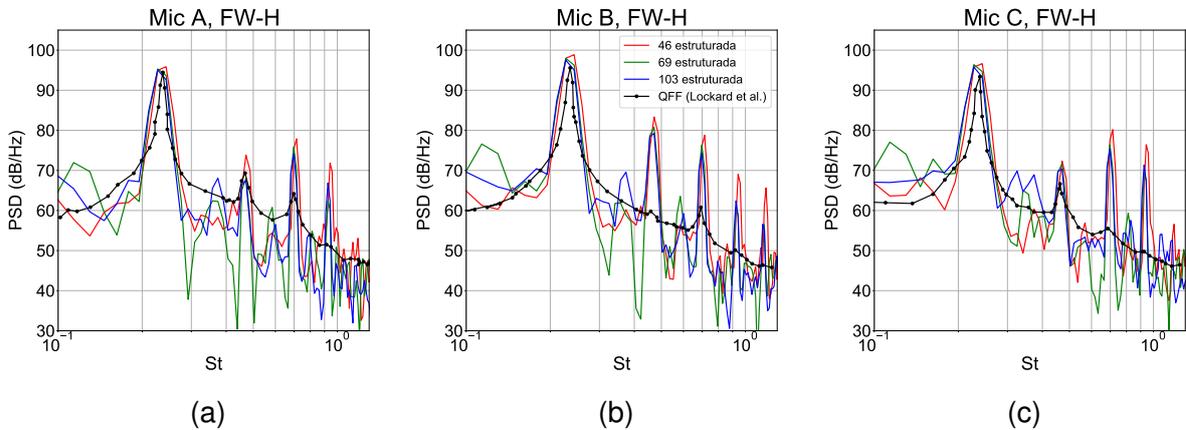
Figura 30 – Espectro de ruído usando a analogia de Curle, para diferentes refinos em Z .



Fonte: Autor (2023).

Observa-se, pela analogia de Curle (Figura 30), que a solução numérica previu bem a frequência do primeiro pico espectral, porém com valores superestimados. Para os picos de maior frequência, os níveis foram significativamente superestimados. No entanto, é notável que os resultados para a malha $N_Z = 103$ são muito próximos aos da malha de $N_Z = 69$, principalmente nos microfones B e C, sugerindo uma possível convergência de malha em relação ao nível de refino em Z , para o campo acústico.

Figura 31 – Espectro de ruído usando a analogia de FW-H, para diferentes refinamentos em Z .

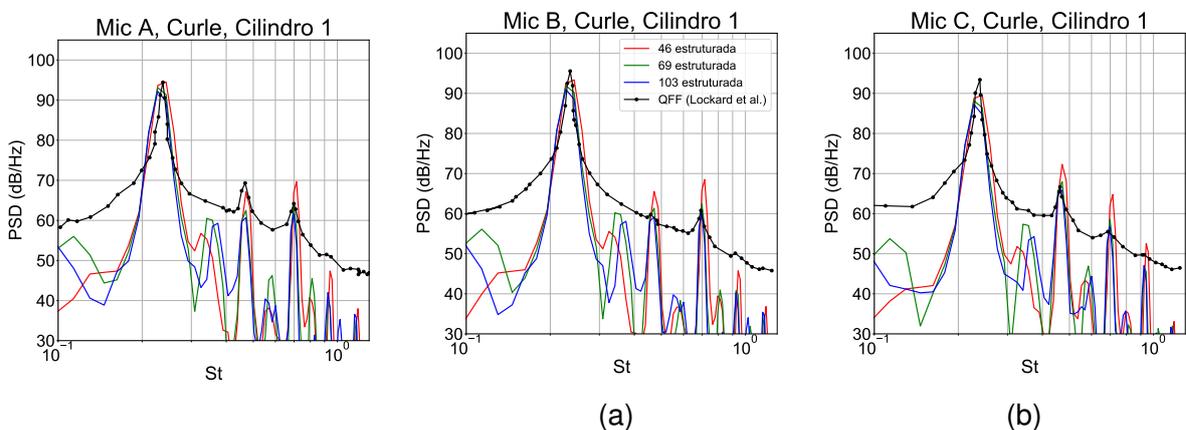


Fonte: Autor (2023).

Pela analogia de FW-H (Figura 31), observa-se uma diminuição nos valores de PSD em comparação com a analogia de Curle. Nas Figuras 31a e 31b, nota-se que a solução numérica foi capaz de prever satisfatoriamente as frequências do segundo e terceiro picos nos microfones A e B, respectivamente, embora tenha errado em sua magnitude. Já na Figura 31c, o valor calculado no segundo pico foi próximo ao experimental, mas novamente os níveis previstos foram significativamente mais elevados nas frequências mais altas. Os resultados obtidos para $N_Z = 69$ e $N_Z = 103$ apresentam uma alta similaridade, tal como ocorreu na analogia de Curle.

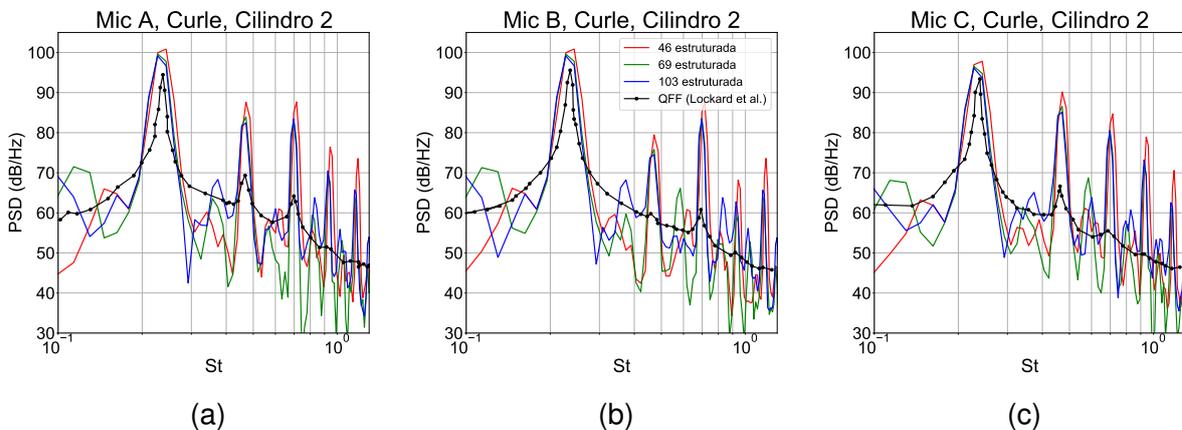
Como a analogia de Curle considera apenas superfícies sólidas para o cálculo de ruído, é possível analisar isoladamente o campo acústico gerado pelos cilindros 1 e 2, a fim de determinar a contribuição individual de cada cilindro para a parcela total de ruído do espectro. Assim, nas Figuras 32 e 33, pode-se observar o ruído gerado por cada cilindro em relação ao ruído total experimental, para os três níveis de refino.

Figura 32 – Espectro de ruído usando a analogia de Curle, somente para o cilindro 1, para diferentes refinamentos em Z .



Fonte: Autor (2023).

Figura 33 – Espectro de ruído usando a analogia de Curle, somente para o cilindro 2, para diferentes refinamentos em Z .



Fonte: Autor (2023).

Nota-se que a intensidade do valor numérico do PSD do ruído gerado apenas pelo cilindro 1 é bastante semelhante aos dados experimentais, sem a interferência do ruído do cilindro 2. Isso sugere que os picos tonais de alta frequência apresentados na Figura 30 são superestimados devido aos resultados numéricos do cilindro 2, que têm como possível origem limitações dos modelos computacionais empregados no trabalho, como a modelagem numérica da turbulência.

4.4 COMPARATIVO ENTRE AS MALHAS ESTRUTURADA E HÍBRIDA

A Seção 4.3.2 revelou que, apesar do aumento no refinamento da malha na direção Z , os resultados do campo acústico para $N_Z = 69$ e $N_Z = 103$ foram bastante próximos nos picos, sugerindo uma possível convergência de malha. Assim, para economizar tempo de processamento computacional, o estudo prosseguiu com o refinamento $N_Z = 69$. Nesta seção, será mostrado e discutido o resultado da utilização de um esquema de malha híbrida, que combina elementos estruturados e não estruturados, nos campos aerodinâmico e acústico.

4.4.1 Desempenho computacional

A adoção da malha híbrida oferece a vantagem principal de reduzir o tempo de processamento em comparação com a malha estruturada, ao eliminar a discretização desnecessária da malha em certas regiões do domínio de escoamento. Conforme demonstrado na Tabela 7, houve uma redução de quase 44% no tempo de processamento, apesar de a malha híbrida ter apenas 18% menos elementos em comparação com a malha estruturada.

Tabela 7 – Comparativo entre o tempo computacional das malhas estruturada e híbrida, com $N_Z = 69$.

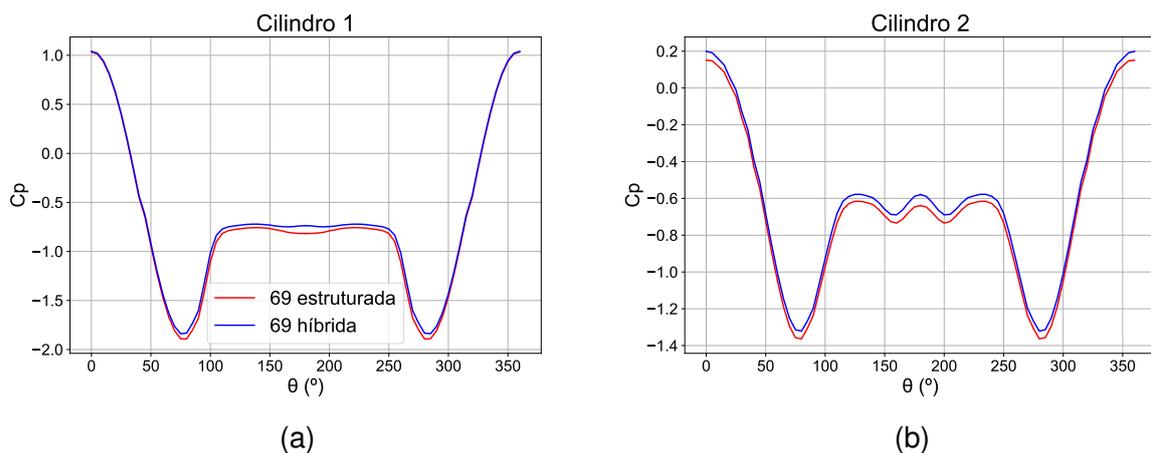
Malha	Número de elementos ($\times 10^6$)	Tempo computacional (s)
69 estruturada	3.94	23.6
69 híbrida	3.20	13.2

Fonte: Autor (2023).

4.4.2 Campo aerodinâmico

Os resultados aerodinâmicos de \bar{C}_p , $C_{p_{rms}}$ e U_x/U_0 são ilustrados nas Figuras 34, 35 e 36, respectivamente. De maneira geral, os resultados usando a malha híbrida aproximaram-se aos dados numéricos da malha estruturada $N_Z = 103$.

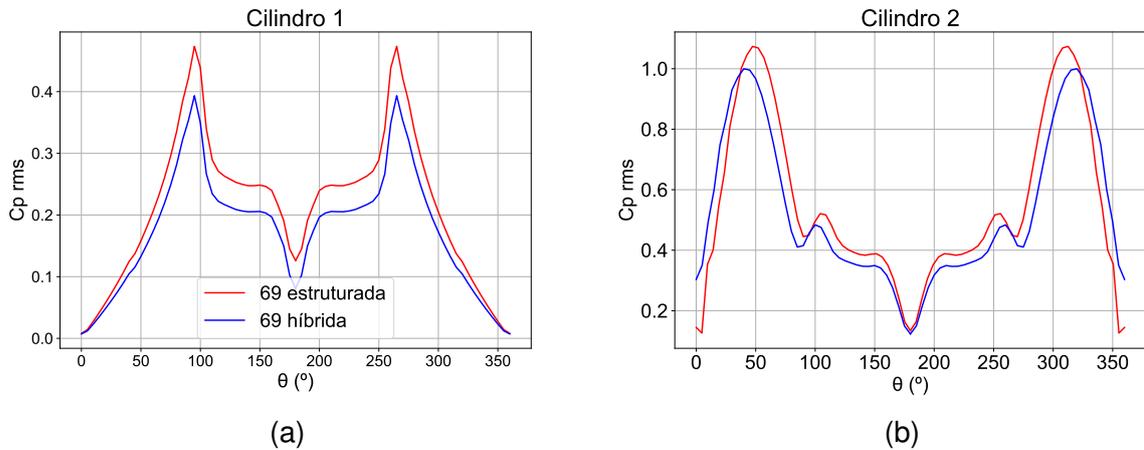
Figura 34 – Distribuição do coeficiente de pressão média na superfície dos dois cilindros, para as malhas $N_Z = 69$ estruturada e híbrida.



Fonte: Autor (2023).

Ao utilizar a malha híbrida, observou-se uma redução do módulo do valor do \bar{C}_p em regiões negativas em ambos os cilindros, como visto nas Figuras 34(a) e 34(b). Os resultados obtidos são semelhantes para $0^\circ < \theta < 65^\circ$, porém tornam-se mais discrepantes entre $65^\circ < \theta < 180^\circ$. Verificou-se que há uma maior diferença entre os resultados para o cilindro 2 em comparação com o cilindro 1, cujo máximo desvio é de 37% na região da esteira.

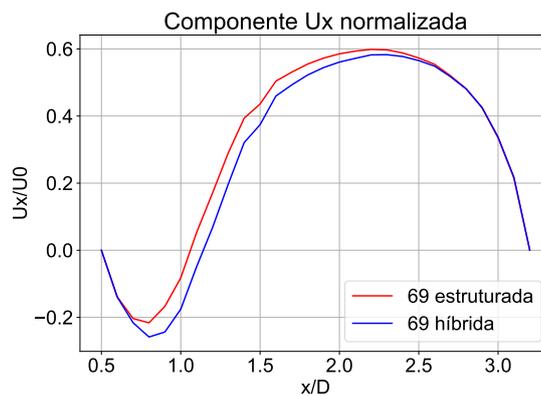
Figura 35 – Distribuição do coeficiente de pressão rms na superfície dos dois cilindros, para as malhas $N_Z = 69$ estruturada e híbrida.



Fonte: Autor (2023).

Na Figura 35, houve uma redução dos valores de $C_{p\ rms}$ para ambos os cilindros. Para o cilindro 2, além da diminuição da magnitude, houve a mudança do ângulo de pico, de 50° para 45° . A maior redução ocorreu para o cilindro 1, com uma diferença máxima de 36% na região da esteira do escoamento. Houve redução no valor da velocidade média horizontal entre os cilindros pela malha híbrida, nas distâncias $0.5 < x/D < 2.5$, como mostrado na Figura 36.

Figura 36 – Velocidade média U_x normalizada ao longo da linha de centro entre os dois cilindros, para as malhas $N_Z = 69$ estruturada e híbrida.



Fonte: Autor (2023).

Além dos dados de pressão e velocidade, vê-se pela Tabela 8 os coeficientes de arrasto médio para ambos cilindros nas duas malhas.

Tabela 8 – Comparativo entre coeficientes de arrasto médio para os cilindros 1 e 2, para as malhas $N_Z = 69$ estruturada e híbrida.

Malha	C_{d1}	C_{d2}
69 híbrida	0.684	0.354
69 estruturada	0.710	0.349

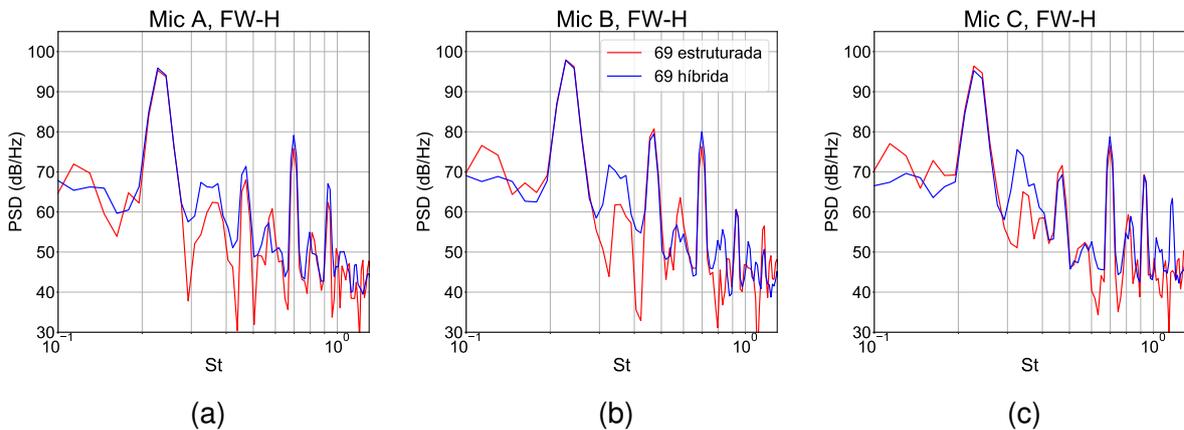
Fonte: Autor (2023).

Observa-se uma aproximação dos resultados da malha híbrida com o da malha estruturada $N_Z = 103$, mostrada anteriormente na Tabela 6, principalmente para o cilindro 1. Por outro lado, o coeficiente médio de arrasto do cilindro 2 mais uma vez não apresentou grandes variações com a alteração da malha.

4.4.3 Campo acústico

Embora os resultados do campo aerodinâmico sejam relevantes para a compreensão dos fenômenos do escoamento entre duas malhas semelhantes, ressalta-se que o principal objetivo do trabalho é a análise dos resultados do campo acústico. Dessa forma, a Figura 37 abaixo apresentam as comparações dos espectros de ruído usando a analogia de FW-H, para os três microfones.

Figura 37 – Espectro de ruído usando a analogia de FW-H, para as malhas $N_Z = 69$ estruturada e híbrida.



Fonte: Autor (2023).

Vê-se que, para os três microfones, as frequências dos picos espectrais são idênticas nas duas malhas estudadas. No primeiro pico, as densidades espectrais de potência (PSD) são iguais para ambas, enquanto que no segundo e terceiro picos, o valor da malha híbrida é um pouco maior do que o da malha estruturada. A diferença máxima entre esses picos foi de 3.5 dB/Hz, ocorrendo no segundo pico para o microfone A (Figura 37a). Os resultados da analogia de Curle para os cilindros encontram-se no Apêndice A.

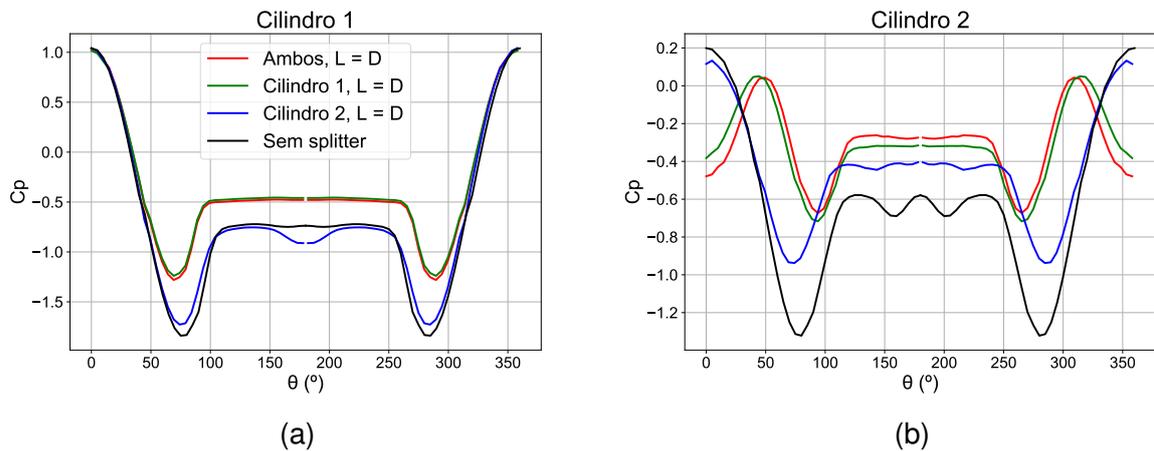
4.5 EFEITOS DA SPLITTER PLATE SIMPLES COM $L = D$

Após analisar os efeitos dos solvers numéricos, refinamento na direção Z e a adoção de uma malha híbrida, o trabalho prosseguiu com a utilização de todas essas aprendizagens na sequência. Com isso, foi possível investigar os efeitos da inserção de uma splitter plate em cilindros com comprimento de splitter $L = D$ nos campos aerodinâmico e acústico, de maneira otimizada em relação ao tempo de processamento. Foram realizados estudos comparativos com splitter plates em ambos os cilindros, assim como em apenas um dos cilindros, em comparação ao caso base, com cilindros sem a splitter plate. As linhas de cada gráfico representam uma configuração distinta, e destaca-se que o tempo computacional despendido foi praticamente o mesmo do caso base.

4.5.1 Campo aerodinâmico

Os resultados para \bar{C}_p e $C_{p,rms}$ ao longo das superfícies dos cilindros, em função do ângulo θ , são apresentados nas Figuras 38 e 39. No entanto, cabe uma observação: devido à presença da splitter plate na linha de centro, os resultados são mostrados até $\theta = 178^\circ$.

Figura 38 – Distribuição do coeficiente de pressão média na superfície dos dois cilindros, para diferentes configurações de splitter plate, $L = D$.



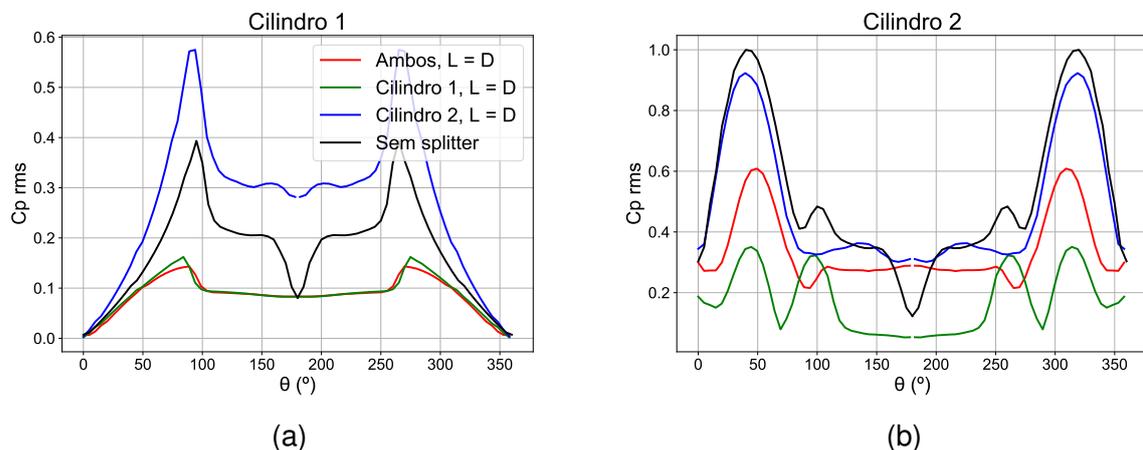
Fonte: Autor (2023).

Na Figura 38a, é possível notar que as distribuições de pressão média para as configurações com splitter plate em ambos os cilindros e somente no cilindro 1 são bastante similares, assim como as configurações sem a placa e somente no cilindro 2. Ademais, a presença da splitter plate no cilindro 1 resultou em um aumento de \bar{C}_p na região entre 65° e 180° , como também observado por Dai et al. (2018).

No cilindro 2, é observado um aumento no coeficiente de pressão médio (\bar{C}_p) na faixa de $0^\circ < \theta < 45^\circ$ para as configurações com splitter plate no primeiro cilindro, em comparação com as configurações sem splitter plate no primeiro cilindro. Em seguida, ocorre uma diminuição na mesma faixa de $45^\circ < \theta < 100^\circ$, permanecendo constante nas regiões entre $135^\circ < \theta < 180^\circ$. Os resultados para ambas as configurações são bastante semelhantes. Por sua vez, a configuração somente com a splitter plate no cilindro 2 teve um resultado semelhante ao caso sem splitter, porém com aumento de \bar{C}_p na região de $\theta > 65^\circ$.

A adição das splitter plates também impactou significativamente na flutuação de pressão nas superfícies, pelo parâmetro $C_{p\,rms}$, visto na Figura 39.

Figura 39 – Distribuição do coeficiente de pressão rms na superfície dos dois cilindros, para diferentes configurações de splitter plate, $L = D$.



Fonte: Autor (2023).

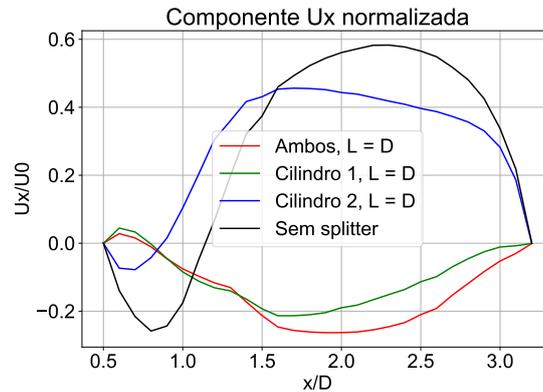
No cilindro 1, a presença da splitter plate no mesmo reduziu a flutuação de pressão na região compreendida entre 80° e 90° , em aproximadamente 37% em comparação com o caso sem splitter, estabilizando seu valor em $C_{p\,rms} \approx 0.1$ até $\theta = 180^\circ$. Este fenômeno descrito também foi observado por Dai et al. (2018). Adicionalmente, a utilização da splitter plate no cilindro 2 resultou em um aumento de cerca de 47% em $C_{p\,rms}$ no cilindro 1, em relação ao caso sem splitter plate.

Na superfície do cilindro 2, a inclusão da splitter plate no cilindro 1 conseguiu atenuar consideravelmente essas flutuações, como evidenciado pelas linhas vermelha e verde na Figura 39b. É possível notar que a adição apenas no primeiro cilindro teve uma efetividade maior do que a configuração com a splitter em ambos os cilindros, reduzindo a flutuação em 65%, enquanto que a configuração com splitter plate em ambos reduziu em 39%, em relação ao caso sem splitter plate.

Na Figura 40, pode-se observar a presença de uma componente de velocidade negativa em relação ao escoamento nas configurações com splitter plate no primeiro cilindro, conforme também constatado por Kwon e Choi (1996), que é causado pela

formação de uma bolha de recirculação ao redor da placa. Nessa figura, a linha de centro estudada está transladada $t_{sp}/2$ na direção Y , visto que a splitter plate ocupa o espaço em $Y = 0$.

Figura 40 – Velocidade média U_x normalizada ao longo da linha de centro entre os dois cilindros, para diferentes configurações de splitter plate, $L = D$.



Fonte: Autor (2023).

De maneira geral, foi observada na Tabela 9 uma redução do coeficiente médio de arrasto, exceto para a configuração com splitter plate no cilindro 2, onde houve aumento do arrasto no cilindro 1. Essa redução pode ser explicada pela atenuação do desprendimento de vórtices a jusante do primeiro cilindro, suavização do escoamento na zona entre cilindros e redução das flutuações de pressão em ambos os cilindros. De acordo com Kwon e Choi (1996), existe uma dimensão ótima para alcançar a redução máxima de arrasto, que é quase o mesmo tamanho da bolha de recirculação causada pela presença da splitter plate.

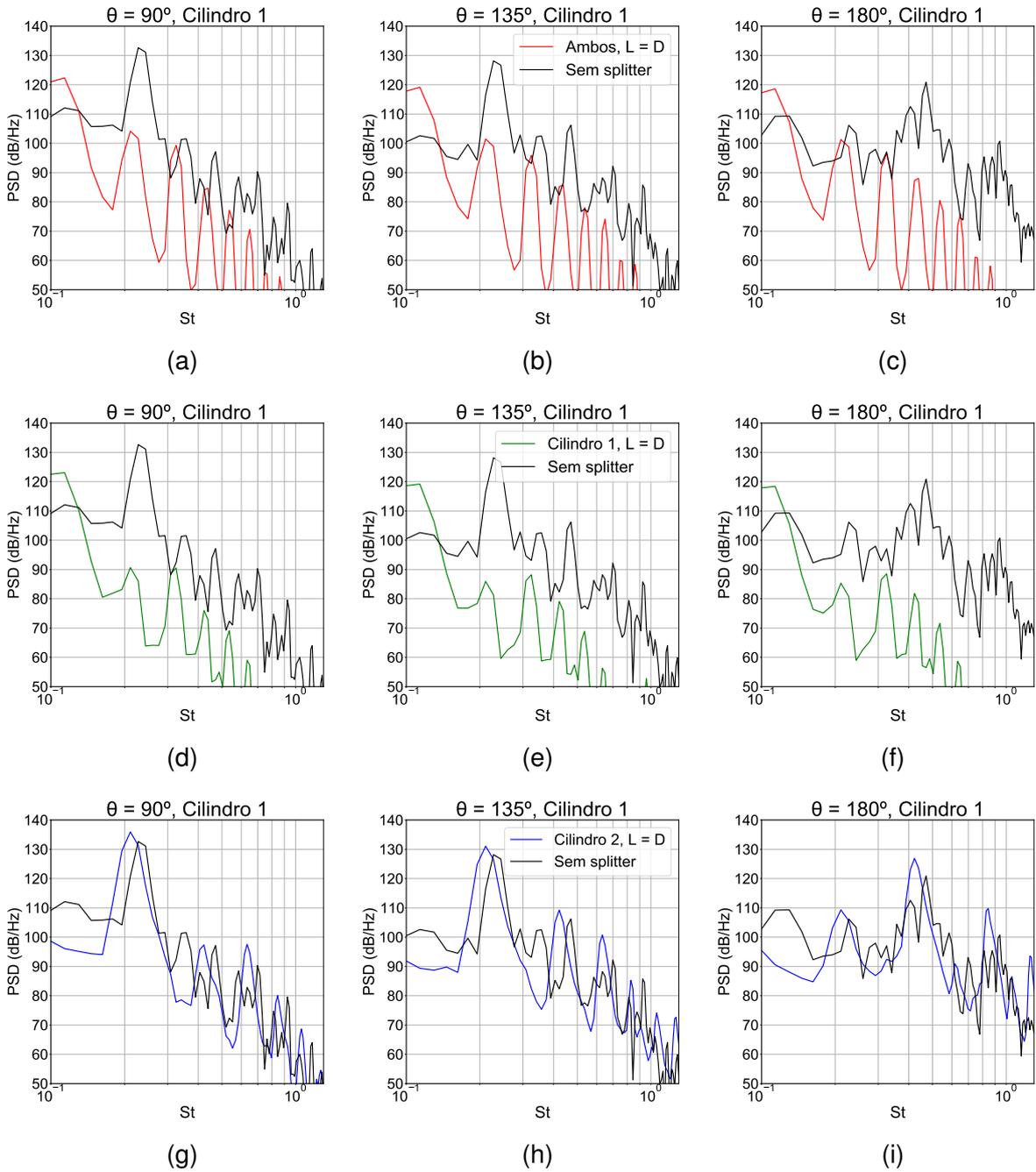
Tabela 9 – Comparativo entre coeficientes de arrasto médio para os cilindros 1 e 2, com diferentes configurações de splitter plate, $L = D$.

Configuração	\bar{C}_{d1}	\bar{C}_{d2}
Ambos, $L = D$	0.569	0.098
Cilindro 1, $L = D$	0.563	0.180
Cilindro 2, $L = D$	0.788	0.253
Sem splitter plate	0.684	0.354

Fonte: Autor (2023).

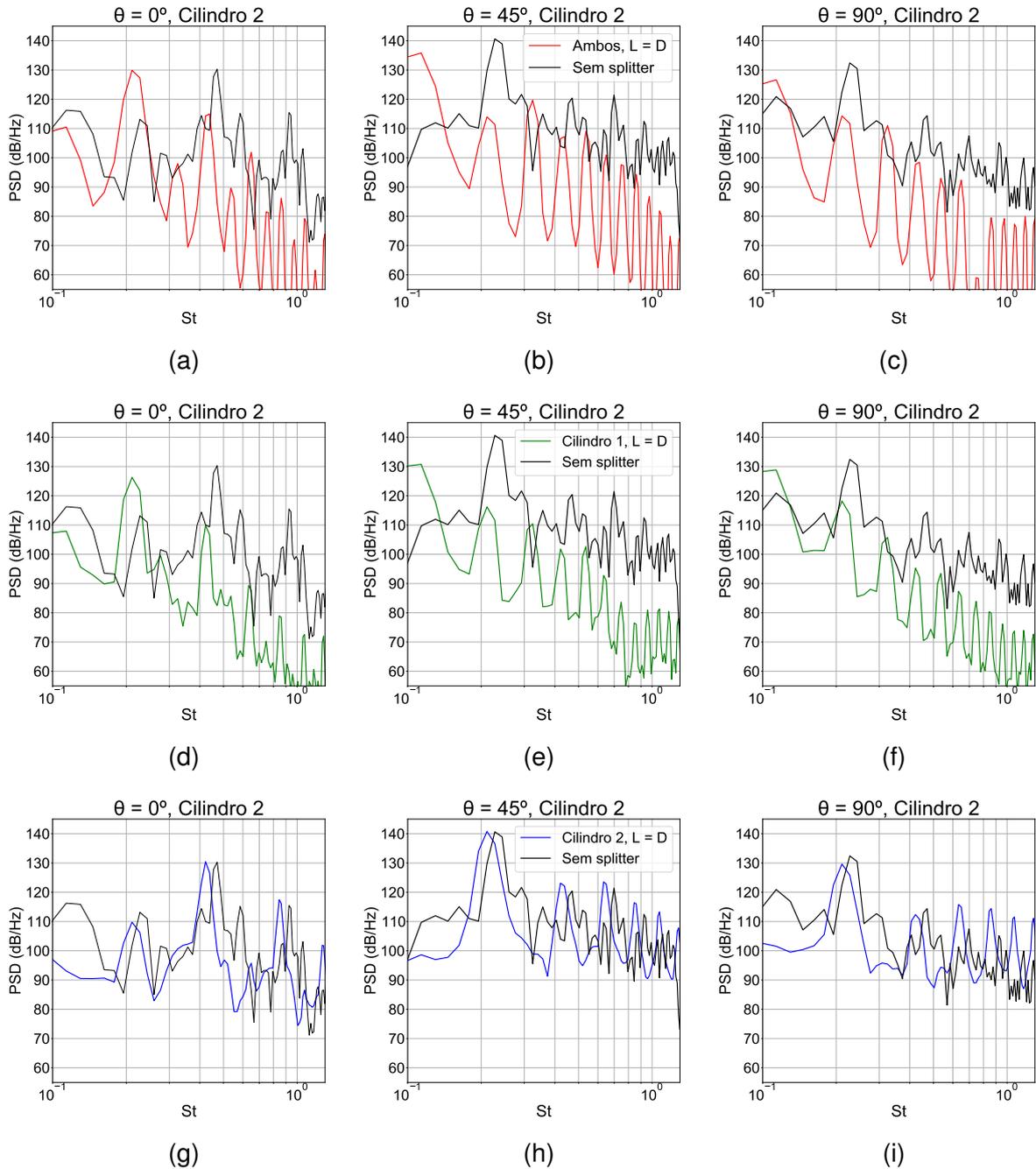
A adição da splitter plate no cilindro 1 fez com que o espectro de pressão para os três ângulos $\theta = 90^\circ$, 135° e 180° tornassem-se similares entre si na superfície do primeiro cilindro (Figura 41). Os picos espectrais de pressão foram reduzidos em 27 dB/Hz para frequência do primeiro pico, garantindo que não ultrapassassem o valor de 110 dB/Hz em frequências maiores. Ademais, destaca-se a proximidade entre as linhas azul e preta.

Figura 41 – Espectro de pressão em pontos da superfície do cilindro 1, para diferentes configurações de splitter plate, $L = D$.



Fonte: Autor (2023).

Figura 42 – Espectro de pressão em pontos da superfície do cilindro 2, para diferentes configurações de splitter plate, $L = D$.

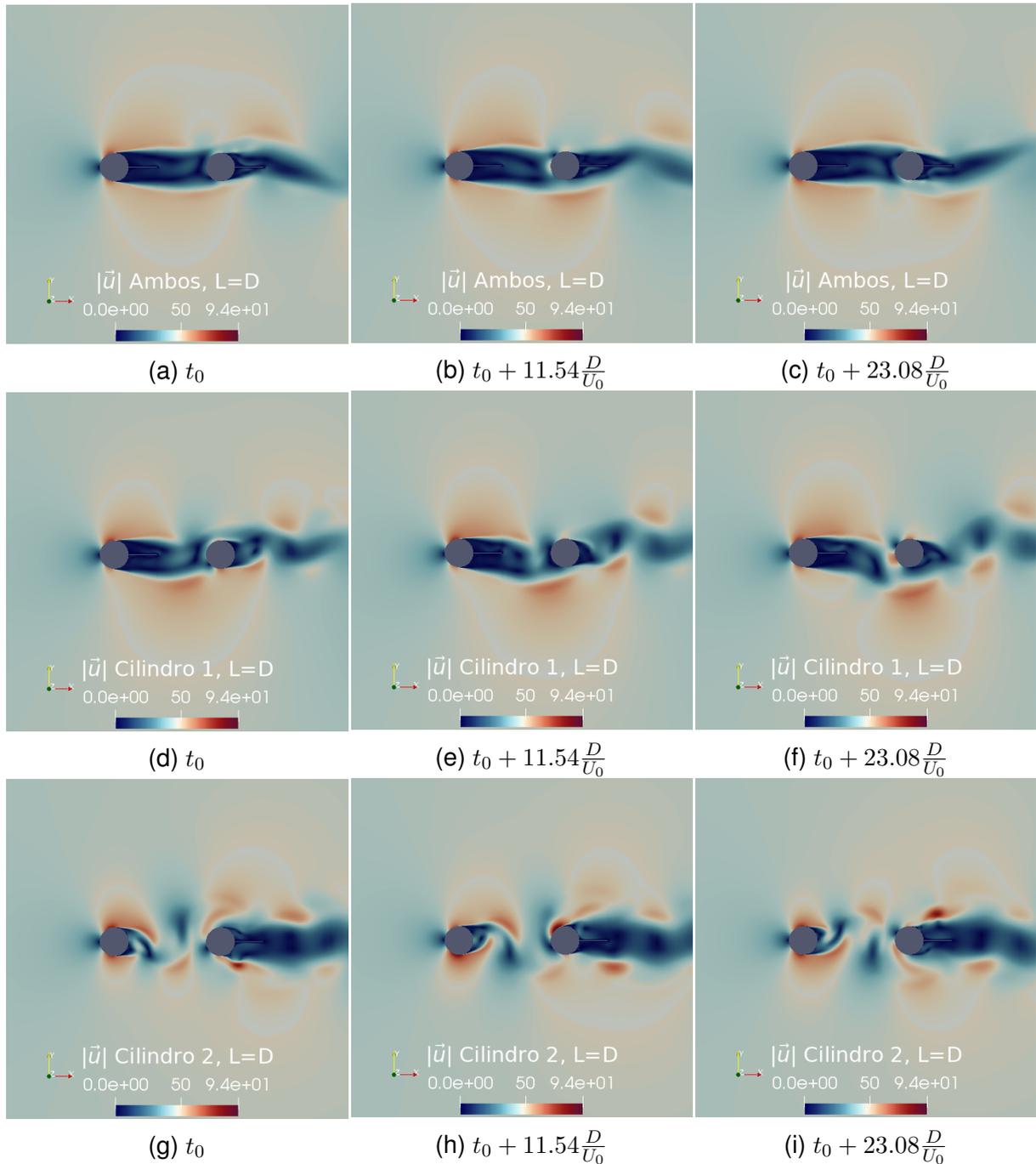


Fonte: Autor (2023).

Para a superfície do cilindro 2 (Figura 42), a splitter plate inserida no cilindro 1 atenuou em até 28 dB/Hz o primeiro pico em $\theta = 45^\circ$ (Figuras 42b e 42e), reduzindo uma região de grande magnitude de pressão na esteira do primeiro cilindro, conforme mostrado anteriormente na Figura 6. Por outro lado, para o ângulo $\theta = 0^\circ$ (Figuras 42a e 42d), a inserção da splitter plate aumentou o valor de PSD na mesma frequência, enquanto diminuiu para frequências mais altas. A inserção da splitter plate apenas no cilindro 2 não teve mudanças significativas na superfície deste.

Vê-se a evolução do escoamento e o comportamento dos vórtices nos cilindros pela Figura 43, que mostra a magnitude da velocidade com intervalo de tempo $\Delta t U_0/D = 11.54$. É possível perceber a atenuação dos vórtices na região de $\theta = 45^\circ$ do cilindro 2, causada pela presença da splitter plate no primeiro cilindro.

Figura 43 – Evolução do escoamento para diferentes configurações de splitter plate, $L = D$.

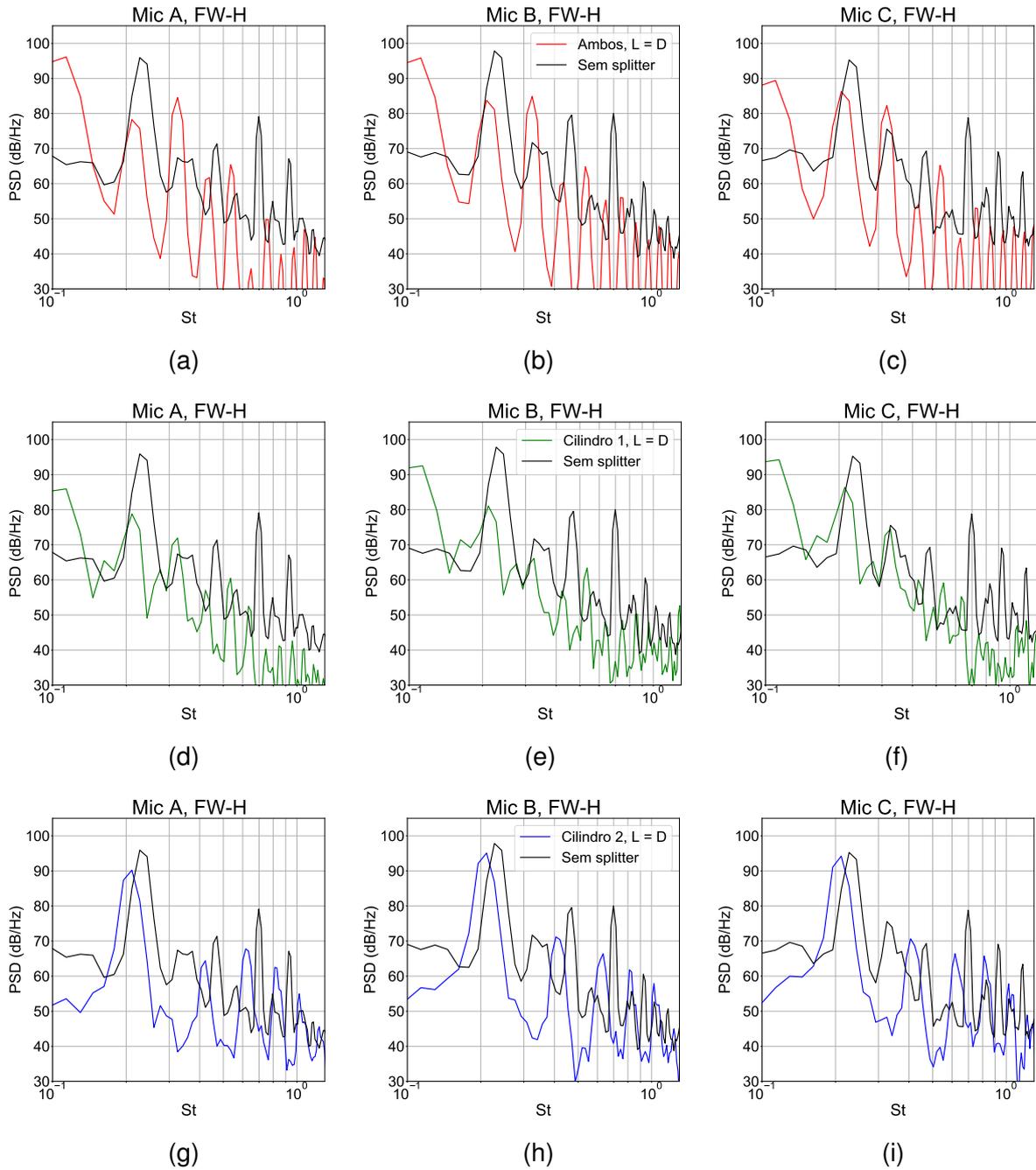


Fonte: Autor (2023).

4.5.2 Campo acústico

Os resultados de ruído em campo distante apresentados pela Figura 44 indicam, de forma geral, uma redução na magnitude do primeiro e segundo picos, para os três microfones, em comparação com o caso base.

Figura 44 – Espectro de ruído usando a analogia de FW-H, para diferentes configurações de splitter plate, $L = D$.



Fonte: Autor (2023).

No entanto, a inserção da splitter plate em ambos cilindros ocasionou o surgimento de um pico em torno de $St \approx 0.32$, que excede a magnitude do terceiro pico para a mesma configuração (Figuras 44a, 44b e 44c). Para a configuração com splitter plate apenas no cilindro 1, houve redução de todos os picos no espectro, alcançando um valor máximo de até 30 dB/Hz (Figuras 44d, 44e e 44f). As Figuras 44g, 44h e 44i mostram que a adição da splitter plate somente no segundo cilindro fez com que surgisse um pico próximo à frequência de desprendimento de vórtice (primeiro pico em $St \approx 0.26$), com magnitude semelhante ao caso sem splitter, e também picos em frequências maiores, mas com magnitudes de PSD ligeiramente menores. Além disso, houve um deslocamento para frequências mais baixas no espectro de ruído.

Os resultados acústicos pela analogia de Curle para os cilindros encontram-se no Apêndice A deste trabalho.

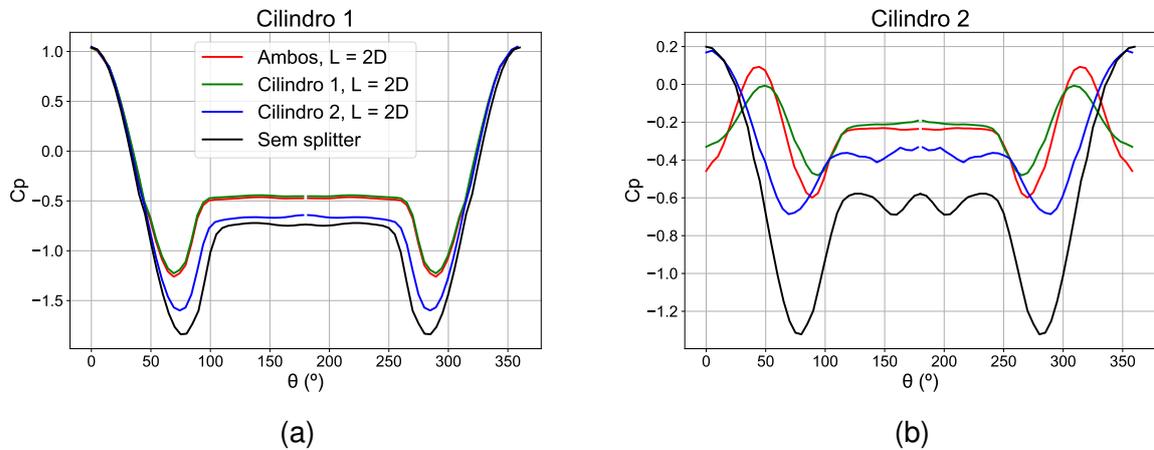
4.6 EFEITOS DA SPLITTER PLATE SIMPLES COM $L = 2D$

Conhecidos os efeitos da splitter plate com $L = D$, a análise prosseguiu com o alongamento da placa para $L = 2D$. O tempo de processamento computacional para este caso foi praticamente o mesmo do caso $L = D$.

4.6.1 Campo aerodinâmico

Observa-se na Figura 45a que, para o primeiro cilindro, novamente há uma tendência de aproximação entre as linhas verde e vermelha, bem como entre as linhas azul e preta, em relação ao valor médio de coeficiente de pressão (\bar{C}_p). Com a adição da splitter plate apenas nesse cilindro, houve uma redução significativa na sucção na esteira, enquanto que a inserção apenas no segundo cilindro ocasionou uma atenuação leve. O comportamento para todas as configurações analisadas é semelhante, com um pico de pressão negativa observado em torno de $\theta \approx 65^\circ$, seguido por um patamar a partir de $\theta \approx 100^\circ$.

Figura 45 – Distribuição do coeficiente de pressão média na superfície dos dois cilindros, para diferentes configurações de splitter plate, $L = 2D$.

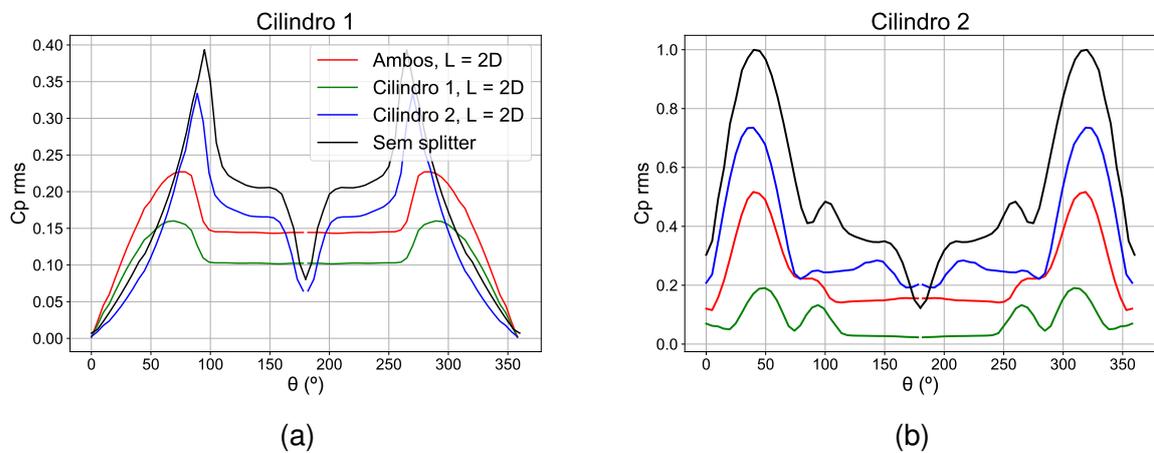


Fonte: Autor (2023).

Para o segundo cilindro (Figura 45b), a inserção da splitter plate no cilindro 1 causou um pico de pressão em torno de $\theta \approx 50^\circ$, aumentando o valor de \bar{C}_p para próximo a 0. Posteriormente, o coeficiente de pressão volta a apresentar valores negativos em $\theta \approx 75^\circ$ e se mantém constante na região entre 120° e 180° . A inserção da splitter plate apenas no segundo cilindro apresentou um comportamento similar ao caso base, porém com menor magnitude de sucção.

Em relação ao coeficiente de pressão rms, $C_{p_{rms}}$, a inserção da splitter plate no primeiro cilindro (Figura 46a) reduziu a magnitude dos picos observados em cerca de 60% em $\theta \approx 95^\circ$, além de deslocar o ângulo de maior flutuação de pressão para $\theta \approx 60^\circ$. Ao aumentar o comprimento da splitter plate para $L = 2D$ apenas no cilindro 1, observou-se uma redução de 38% na magnitude do coeficiente de pressão rms em relação à configuração com ambas as placas. Por outro lado, na configuração em que apenas o cilindro 2 possuía a placa, o pico de $C_{p_{rms}}$ diminuiu em comparação com o caso base em cerca de 14%.

Figura 46 – Distribuição do coeficiente de pressão rms na superfície dos dois cilindros, para diferentes configurações de splitter plate, $L = 2D$.

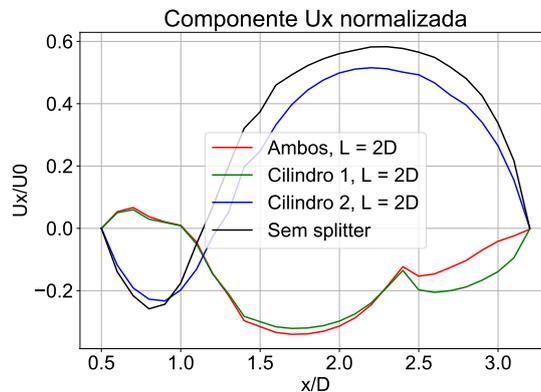


Fonte: Autor (2023).

Para o cilindro a jusante (46b), de maneira geral, a inserção da splitter plate resultou em uma significativa redução das flutuações de pressão na superfície na região de $\theta = 45^\circ$ e esteira do primeiro cilindro (Figura 46a), em comparação com o caso com $L = D$. Quando a splitter plate foi colocada apenas no primeiro cilindro, houve uma redução de 80% em comparação com o caso sem splitter plates, enquanto que, para a configuração com splitter plate em ambos os cilindros, a redução foi de 48%. Ao aumentar a dimensão da placa para $L = 2D$ em comparação com o caso em que $L = D$, foi obtida uma atenuação máxima de cerca de 45% na região de $\theta \approx 45^\circ$ no segundo cilindro, que é a principal fonte de ruído em campo distante. Para a splitter plate inserida apenas no segundo cilindro, houve atenuação de 26% em relação ao caso base, para esse mesmo ângulo.

Observa-se na Figura 47 que o aumento no comprimento da splitter plate resultou em uma extensão da recirculação do escoamento ao longo da linha média entre os dois cilindros, como também constatado por Duan e Wang (2021). Esse comportamento é atribuído aos efeitos da separação do escoamento a jusante do primeiro cilindro (DUAN; WANG, 2021). Além disso, os perfis de velocidade horizontal normalizada, mostrados na Figura 47, para as configurações com a splitter plate apenas no cilindro 1 e em ambos os cilindros, são praticamente idênticos ao longo da linha de centro, em virtude da recirculação.

Figura 47 – Velocidade média U_x normalizada ao longo da linha de centro entre os dois cilindros, para diferentes configurações de splitter plate, $L = 2D$.



Fonte: Autor (2023).

A redução do arrasto, conforme mostrado na Tabela 10, foi significativa para o caso em que a dimensão da placa é igual a $2D$, principalmente devido ao aumento da dimensão da placa até um valor próximo ao comprimento da bolha de recirculação (KWON; CHOI, 1996). Além disso, observou-se que os resultados obtidos para as configurações com placas em ambos os cilindros e somente no cilindro 1 foram muito próximos, sugerindo que grande parte da redução do arrasto do sistema se deve à presença da placa no cilindro a montante. No caso da splitter plate somente no cilindro 2, houve apenas redução de arrasto nesse cilindro.

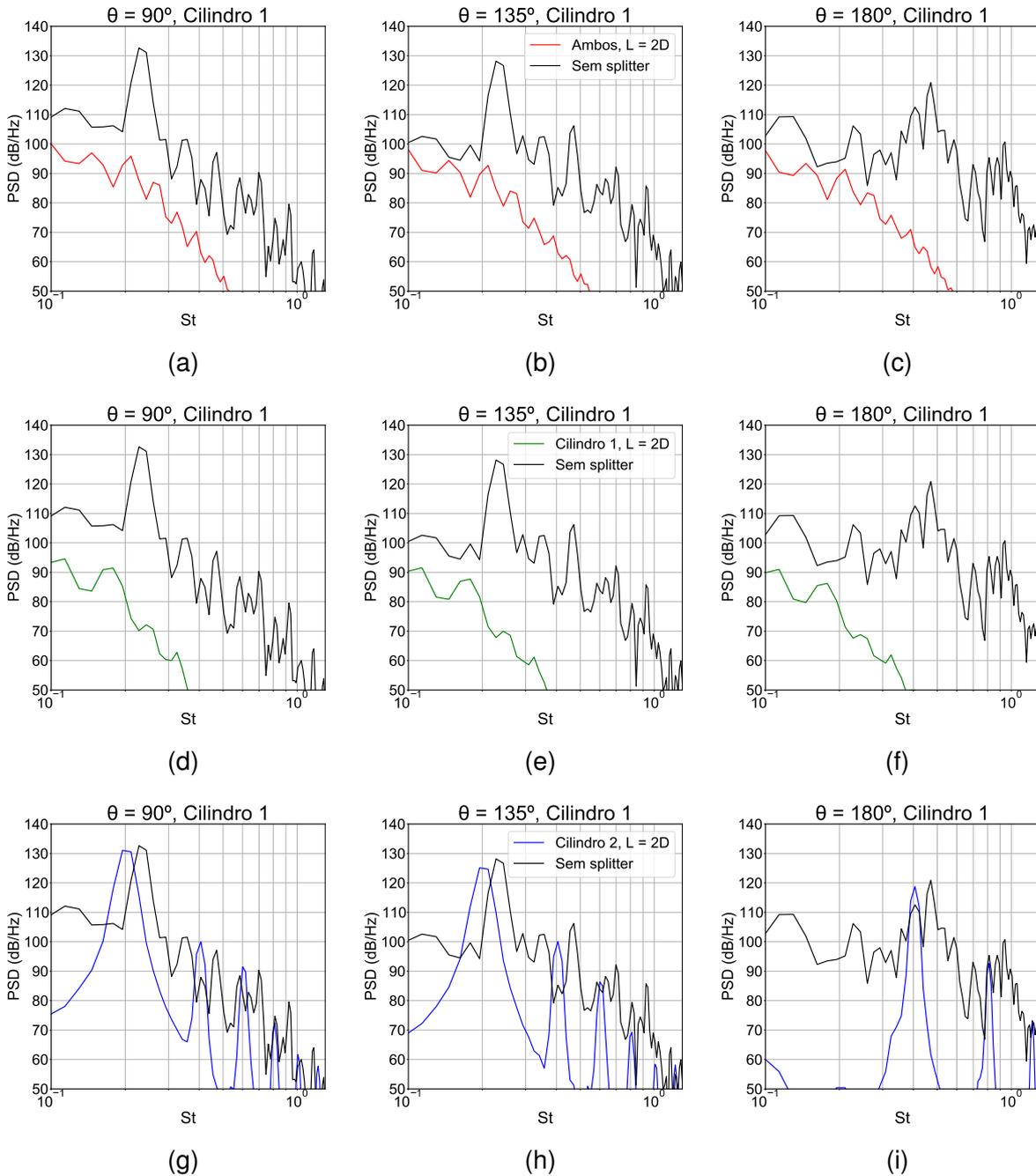
Tabela 10 – Comparativo entre coeficientes de arrasto médio para os cilindros 1 e 2, para diferentes configurações de splitter plate, $L = D$ e $L = 2D$.

Configuração	\bar{C}_{d1}		\bar{C}_{d2}	
	$L = D$	$L = 2D$	$L = D$	$L = 2D$
Ambos	0.569	0.549	0.054	0.098
Cilindro 1	0.563	0.546	0.057	0.180
Cilindro 2	0.788	0.753	0.277	0.354
Sem splitter plate	0.684		0.354	

Fonte: Autor (2023).

A análise dos espectros de pressão na superfície do primeiro cilindro, conforme ilustrado na Figura 48, evidenciou que a placa inserida no primeiro cilindro foi capaz de atenuar os picos de flutuação de pressão em até aproximadamente 60 dB/Hz, como observado nas Figuras 48d e 48e. Além disso, os resultados obtidos com a inserção da placa somente no segundo cilindro mostram picos com magnitude próxima ao caso sem as placas, nas Figuras 48g, 48h e 48i.

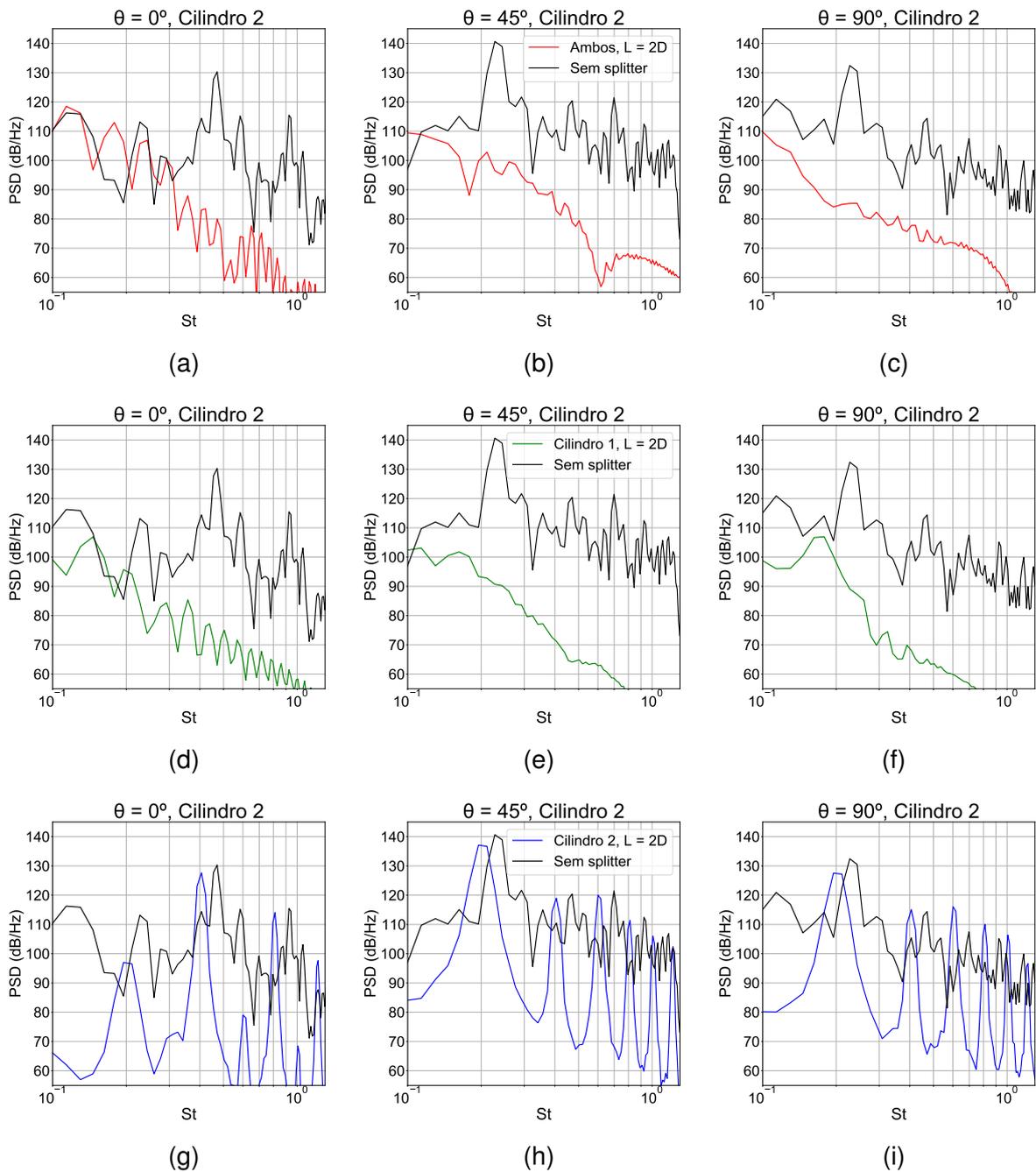
Figura 48 – Espectro de pressão em pontos da superfície do cilindro 1, para diferentes configurações de splitter plate, $L = 2D$.



Fonte: Autor (2023).

Para o cilindro a jusante, na Figura 49, observa-se um fenômeno semelhante: a flutuação de pressão é significativamente atenuada com o aumento da splitter plate, e os picos são semelhantes entre o caso base e o caso com a splitter somente no cilindro 2. Além disso, no ângulo de incidência $\theta = 45^\circ$, que é o ponto de interesse principal do estudo, as reduções de PSD chegam a ser de até 50 dB/Hz no caso somente no cilindro 1 (Figura 49e), apresentando uma ligeira melhoria em relação ao caso em ambos os cilindros (Figura 49b).

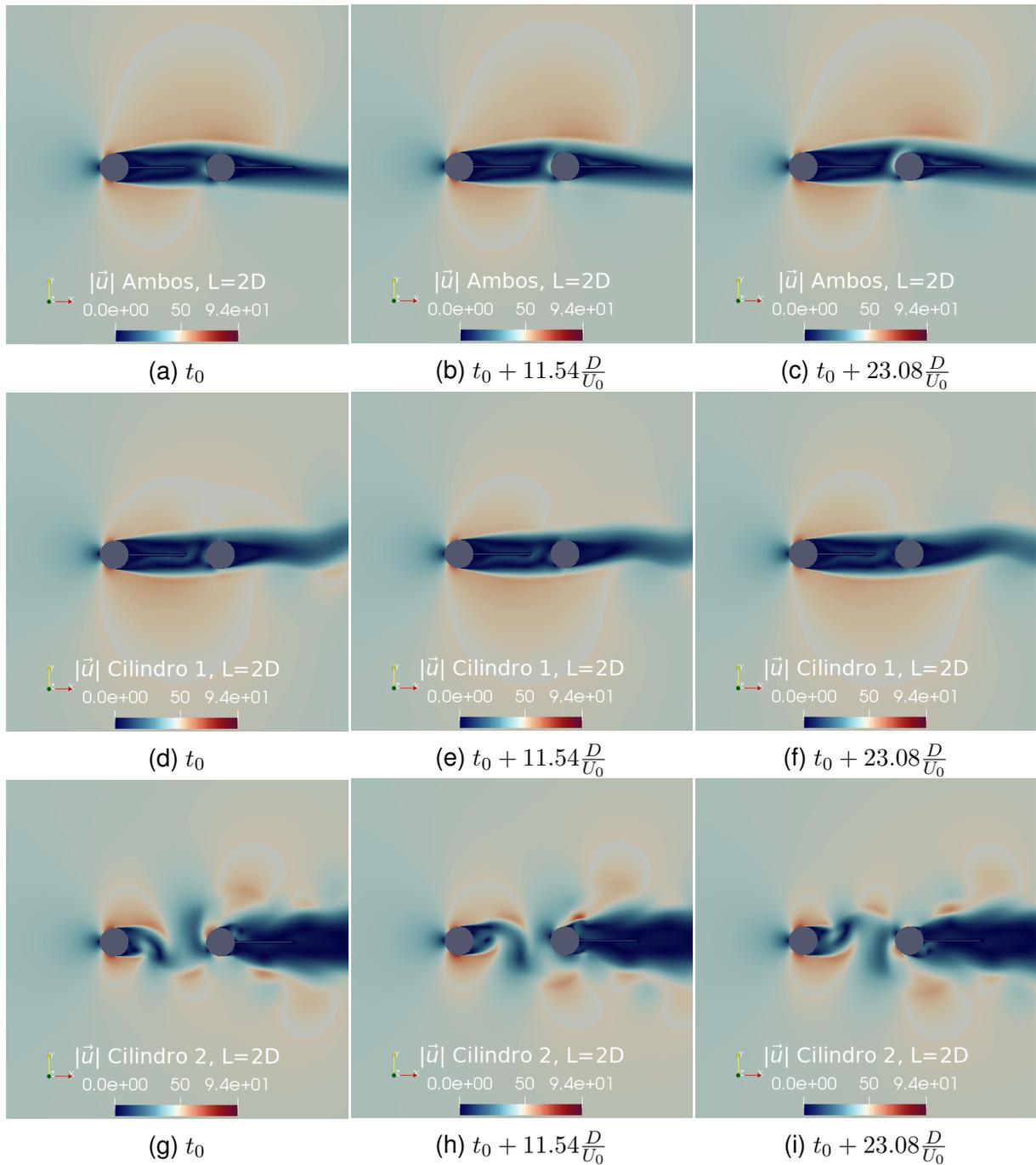
Figura 49 – Espectro de pressão em pontos da superfície do cilindro 2, para diferentes configurações de splitter plate, $L = 2D$.



Fonte: Autor (2023).

Vê-se que a esteira a jusante do primeiro cilindro, nos casos em que há uma splitter plate no mesmo, permanece mais próxima à placa, reduzindo consideravelmente o impacto dos vórtices em $\theta = 45^\circ$, em comparação com a configuração sem a splitter plate (Figuras 50a, 50b e 50c). Novamente, o intervalo de tempo é $\Delta t U_0 / D = 11.54$.

Figura 50 – Evolução do escoamento para diferentes configurações de splitter plate, $L = 2D$.

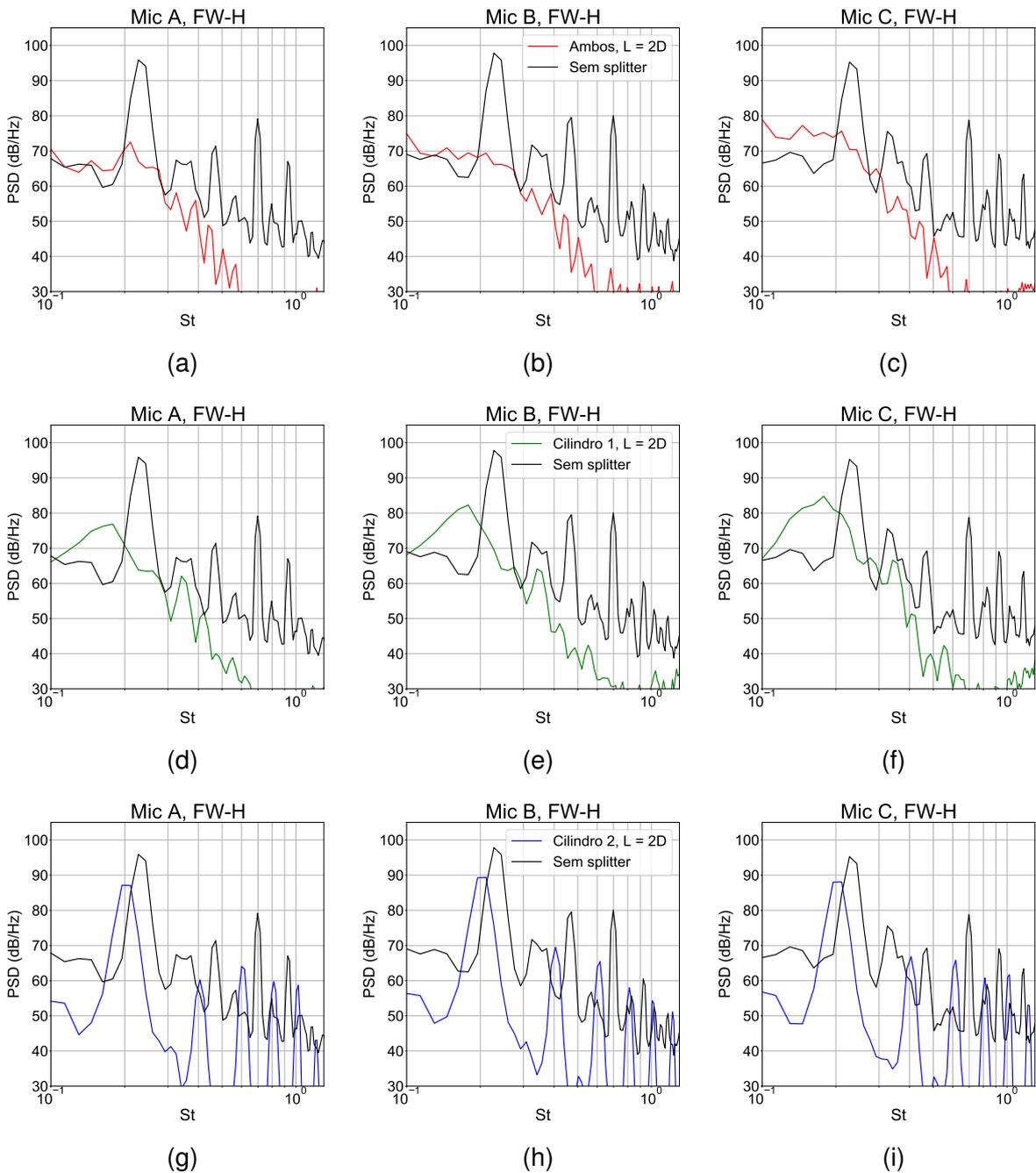


Fonte: Autor (2023).

4.6.2 Campo acústico

Os resultados obtidos no campo aerodinâmico se refletem diretamente no campo acústico, como pode ser observado na Figura 51. De forma geral, é notada uma maior redução nos níveis de ruído em diversas frequências, em decorrência do aumento da dimensão da splitter plate.

Figura 51 – Espectro de ruído usando a analogia de FW-H, para diferentes configurações de splitter plate, $L = 2D$.



Fonte: Autor (2023).

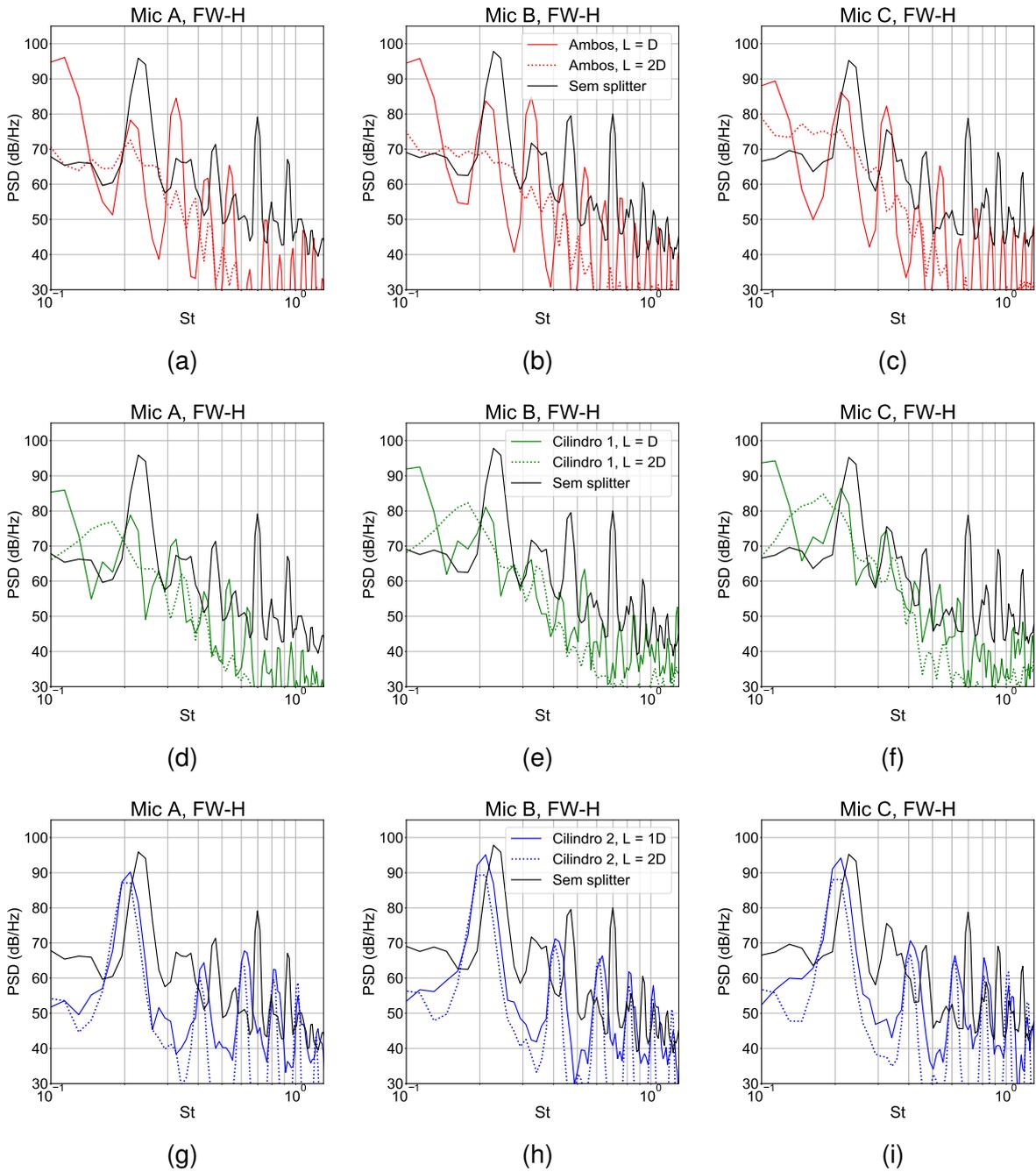
A análise dos espectros de pressão utilizando a analogia de FW-H (Figura 51) no primeiro cilindro mostra que a inserção da splitter plate reduziu em até 21 dB/Hz o primeiro pico de PSD, enquanto que para o segundo e terceiro picos, houve redução de 42 dB/Hz e 60 dB/Hz, respectivamente, em relação às configurações sem a placa.

Além disso, é possível observar um pequeno pico em $St \approx 0.26$ para a configuração com a splitter plate somente no cilindro 1, com amplitude de cerca de 80 dB/Hz, que decai rapidamente com o aumento da frequência, tendo um comportamento semelhante ao observado na configuração com ambas as splitter plates. Por outro lado, ao analisar a inserção da splitter plate somente no segundo cilindro, observa-se a presença de picos ligeiramente menores que no caso base, presentes em frequências deslocadas para valores mais graves. Esses resultados sugerem que a presença da placa no segundo cilindro pode ter um efeito mais localizado no campo acústico, em contraste com a placa no primeiro cilindro, que apresenta uma redução significativa no ruído em toda a região de interesse.

Ao comparar os resultados acústicos entre as duas dimensões de splitter plate, $L = D$ e $L = 2D$, foi observado pela Figura 52 que o aumento de comprimento da placa causou maior redução de ruído espectral, para configurações que possuam a placa no primeiro cilindro. No caso com as placas em ambos cilindros (Figuras 52a, 52b e 52c), o aumento da placa atenuou o pico de $St \approx 0.32$ em cerca de 25 dB/Hz, e mostrou valores de PSD menores ao longo de todo espectro, principalmente nas frequências mais altas.

Por outro lado, na configuração com splitter plate apenas no primeiro cilindro, os valores de densidade espectral são próximos em $0.2 < St < 0.3$, diminuindo à medida que a frequência aumenta (Figuras 52d, 52e e 52f), para comprimento de placa $L = 2D$. Por outro lado, para configurações com splitter plate somente no cilindro 2, não houveram reduções significativas com o aumento da dimensão L da placa. Os resultados acústicos com a analogia de Curle para os cilindros encontram-se no Apêndice A deste trabalho.

Figura 52 – Espectro de ruído usando a analogia de FW-H, para diferentes configurações de splitter plate, $L = D$ e $L = 2D$.



Fonte: Autor (2023).

5 CONCLUSÕES

Em suma, este trabalho explorou a influência de diferentes esquemas e solvers numéricos, bem como o nível de refinamento da malha, no custo computacional e nos resultados dos campos, aerodinâmico e acústico de um escoamento em cilindros em tandem, utilizando o programa OpenFOAM em conjunto com a biblioteca LibAcoustics. A partir do modelo de simulação definido e validado, foram investigadas estratégias de redução de ruído em campo distante, como o uso de splitter plates nos cilindros e variações em sua dimensão longitudinal, bem como foram discutidos seus mecanismos de geração de ruído e os efeitos aerodinâmicos associados, como a redução de arrasto. Espera-se que os resultados possam contribuir para o desenvolvimento de soluções eficientes de redução de ruído em sistemas de trem de pouso.

Foi realizada uma primeira investigação detalhada sobre o impacto de diferentes esquemas e solvers numéricos, bem como o nível de refino de malha, em uma simulação em CFD de um escoamento em cilindros em tandem, conduzido por Chadlvski (2021). Os resultados obtidos demonstraram que a substituição do método GAMG pelo PCG na solução do campo de pressão gerou uma economia média de tempo computacional em torno de 40%. Adicionalmente, viu-se que o refinamento das superfícies de FW-H não apresenta influência significativa no resultado acústico, e que não há diferenças relevantes entre superfícies abertas e fechadas de FW-H. Por fim, observou-se que o nível de refino em Z da malha não apresentou uma relação linear com o tempo computacional despendido, o que sugere a necessidade de avaliar cuidadosamente a relação custo-benefício ao escolher o nível de refinamento da malha em futuras simulações.

O estudo do caso base revelou que o aumento do nível de refino de malha na direção da envergadura dos cilindros teve impactos distintos nas diferentes grandezas analisadas. Para o campo aerodinâmico, observou-se que, de maneira geral, o aumento no refino aproximou os resultados numéricos dos resultados empíricos. Já para o campo acústico, a malha com refino $N_Z = 69$ apresentou resultados próximos aos da malha com refino $N_Z = 103$, principalmente nos picos espectrais, porém com um tempo de processamento 56% menor. Em relação ao coeficiente médio de arrasto, o aumento do refino teve efeito significativo apenas para o cilindro a montante, enquanto que não foram identificadas variações importantes para o coeficiente de arrasto médio do cilindro a jusante.

A adoção de uma malha híbrida, que combina elementos estruturados em região de escoamento próxima dos cilindros e não-estruturados em regiões distantes, mostrou-se uma estratégia eficaz na otimização do tempo computacional, reduzindo-o

em 44% em relação à malha estruturada, sem comprometer a precisão dos resultados acústicos. Em relação ao coeficiente médio de arrasto, a malha híbrida permitiu uma aproximação do valor numérico para o cilindro 1 em relação à malha mais refinada, enquanto que para o cilindro 2, o valor permaneceu estável.

A inserção de splitter plates com comprimento $L = D$ nos cilindros resultou na redução tanto do coeficiente de arrasto quanto dos picos acústicos para ambas as analogias de Curle e FW-H. A inserção da splitter plate no primeiro cilindro mitigou a geração de vórtices na superfície do segundo cilindro, reduzindo os picos acústicos do espectro, conforme observado em ambas as analogias acústicas. Além disso, a splitter plate reduziu o coeficiente de arrasto médio para ambos os cilindros. Por outro lado, a inserção da splitter plate apenas no cilindro a jusante teve pouco efeito na redução do ruído, mantendo os picos com magnitude ligeiramente menor do que no caso base.

Para a splitter plate com comprimento $L = 2D$, os efeitos foram ainda mais notáveis. A placa foi capaz de reduzir significativamente os vórtices originados no cilindro a montante, suprimindo as flutuações de pressão no segundo cilindro. Esse mecanismo levou a uma atenuação dos picos do espectro de ruído para ambos os casos em que a placa estava inserida no primeiro cilindro. Para a placa inserida apenas no segundo cilindro, novamente houve uma ligeira atenuação nos picos, mas com um deslocamento desses para frequências mais baixas.

Outras geometrias foram consideradas para estudo, como splitter plates duplas e paralelas, que foram analisadas por Bao e Tao (2013) e Abdi et al. (2017), porém não foram implementadas devido à dificuldade na geração das malhas utilizando o Gmsh. Para futuros trabalhos, sugere-se a utilização de estratégias mais simples de geração de malhas, como desenvolvido por Batista (2022). Adicionalmente, sugere-se a substituição do modelo de turbulência de RANS para LES, a fim de obter uma melhor compreensão do ruído de banda larga numericamente. Por fim, é importante destacar que este estudo numérico serve como uma análise preliminar do problema, com o objetivo de compreender os fenômenos físicos do escoamento e os mecanismos envolvidos na redução do ruído. Portanto, é necessária a realização de um experimento para validá-lo e confirmar a eficácia das estratégias de redução de ruído propostas.

REFERÊNCIAS

- ABDI, R.; REZAZADEH, N.; ABDI, M. Reduction of fluid forces and vortex shedding frequency of a circular cylinder using rigid splitter plates. **European Journal of Computational Mechanics**, v. 26, n. 3, p. 225–244, 2017.
- AGÊNCIA NACIONAL DE AVIAÇÃO CIVIL. **Regulamento Brasileiro da Aviação Civil RBAC nº 36, Emenda nº 31**. São José dos Campos, 2021. Disponível em: https://www.anac.gov.br/assuntos/legislacao/legislacao-1/rbha-e-rbac/rbac/rbac-36/@@display-file/arquivo_norma/RBAC36EMD31.pdf. Acesso em: 27 jun. 2022.
- ANSELMET, F.; MATTEI, P.-O. **Acoustics, aeroacoustics and vibrations**. 1. ed. Nova Jersey: John Wiley & Sons, 2016.
- APELT, C.; WEST, G. The effects of wake splitter plates on bluff-body flow in the range $10^4 < Re < 5 \times 10^4$, Part 2. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 71, n. 1, p. 145–160, 1975.
- 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. 1, p. 201–219, 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**. 2022. Trabalho de Conclusão de Curso (Bacharelado em Engenharia Aeroespacial) — Centro Tecnológico de Joinville - Universidade Federal de Santa Catarina, 2022. Joinville, p. 1-57.
- BORZI, A. Introduction to multigrid methods. **Lecture Notes**, 2003.
- BRÈS, G. A.; FREED, D.; WESSELS, M.; NOELTING, S.; PÉROT, F. Flow and noise predictions for the tandem cylinder aeroacoustic benchmark. **Physics of Fluids**, AIP Publishing, v. 24, n. 3, 2012.
- CHADLVSKI, J. V. V. M. **Análise e validação de modelo de simulação numérica para previsão de ruído aerodinâmico utilizando OpenFOAM e LibAcoustics**. 2021. Trabalho de Conclusão de Curso (Bacharelado em Engenharia Aeroespacial) — Centro Tecnológico de Joinville - Universidade Federal de Santa Catarina, 2021. Joinville, p. 1-76.
- VIEIRA MARTINS CHADLVSKI, J. V.; SILVA, F. D. da. Prediction of aerodynamic noise generated by cylinders in uniform flow using OpenFOAM. *In*: 26th International Congress of Mechanical Engineering **Proceedings**. International Congress of Mechanical Engineering, Congresso virtual, 2021.
- CHEONG, C.; JOSEPH, P.; PARK, Y.; LEE, S. Computation of aeolian tone from a circular cylinder using source models. **Applied Acoustics**, v. 69, n. 2, p. 110–126, 2008.
- CURLE, N. The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound. **Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences**, The Royal Society London, v. 231, n. 1187, p. 505–514, 1955.

DAI, S.; YOUNIS, B. A.; ZHANG, H.; GUO, C. Prediction of vortex shedding suppression from circular cylinders at high reynolds number using base splitter plates. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, v. 182, n. 1, p. 115–127, 2018.

DAVIDSON, L. Fluid mechanics, turbulent flow and turbulence modeling. **Chalmers University of Technology**, v. 1, n. 1, p. 22, 2011.

DOBZYNSKI, W. Almost 40 years of airframe noise research: what did we achieve? **Journal of aircraft**, v. 47, n. 2, p. 353–367, 2010.

DUAN, F.; WANG, J. Fluid–structure–sound interaction in noise reduction of a circular cylinder with flexible splitter plate. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge University Press, v. 920, p. A6, 2021.

EPIKHIN, A.; EVDOKIMOV, I.; KRAPOSHIN, M.; KALUGIN, M.; STRIJHAK, S. 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.

FFOWCS-WILLIAMS, J. E.; HAWKINGS, D. L. Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion. **Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences**, The Royal Society London, v. 264, n. 1151, p. 321–342, 1969.

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

GEUZAIN, C.; REMACLE, J.-F. Gmsh: A 3-D finite element mesh generator with built-in pre-and post-processing facilities. **International journal for numerical methods in engineering**, Wiley Online Library, v. 79, n. 11, p. 1309–1331, 2009.

GLEGG, S.; DEVENPORT, W. **Aeroacoustics of low Mach number flows: fundamentals, analysis, and measurement**. 1. ed. Amsterdã: Elsevier, 2017.

GOLUB, G. H.; VAN LOAN, C. F. **Matrix computations**. 4. ed. Baltimore: JHU press, 2013.

HACKBUSCH, W. **Iterative solution of large sparse systems of equations**. Cham: Springer, 1994. v. 95.

HSU, C. I.; LIN, P. H. Performance assessment for airport noise charge policies and airline network adjustment response. **Transportation Research Part D: Transport and Environment**, v. 10, n. 4, p. 281–304, 2005.

INTERNATIONAL CIVIL AVIATION ORGANIZATION. **Annex 16, Environmental Protection, Volume II**. Montreal, 2018. Disponível em: <https://law.resource.org/pub/us/cfr/ibr/004/icao.anncx.16.v2.2008.pdf>. Acesso em: 20 jul. 2022.

JARON, R.; HERTHUM, H.; FRANKE, M.; MOREAU, A.; GUÉRIN, S. Impact of turbulence models on RANS-informed prediction of fan broadband interaction noise. *In*: 12th European Turbomachinery Conference (ETC) **Proceedings**. EUROTURBO Non-profit Scientific International Organization, Estocolmo, v. 1, p. 3–7, 2017.

JENKINS, L.; KHORRAMI, M.; CHOUDHARI, M.; MCGINLEY, C. Characterization of unsteady flow structures around tandem cylinders for component interaction studies in airframe noise. *In: 11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference Proceedings*. Aerospace Research Central, Monterey, v. 1, p. 2812, 2005.

KALITZIN, G.; MEDIC, G.; IACCARINO, G.; DURBIN, P. Near-wall behavior of RANS turbulence models and implications for wall functions. **Journal of Computational Physics**, Elsevier, v. 204, n. 1, p. 265–291, 2005.

KHARDI, S. Reduction of commercial aircraft noise emission around airports. A new environmental challenge. **European Transport Research Review**, v. 1, n. 4, p. 175–184, 2009.

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, 1996.

LARSSON, J. Computational aero acoustics for vehicle applications. Citeseer, 2002.

LIGHTHILL, M. J. On sound generated aerodynamically I. General theory. **Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences**, The Royal Society London, v. 211, n. 1107, p. 564–587, 1952.

LIU, F. A thorough description of how wall functions are implemented in OpenFOAM. **Proceedings of CFD with OpenSource Software**, Chalmers University of Technology, Gothenburg Sweden, v. 34, 2016.

LOCKARD, D.; KHORRAMI, M.; CHOUDHARI, M.; HUTCHESON, F.; BROOKS, T.; STEAD, D. Tandem cylinder noise predictions. *In: 13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference Proceedings*. Aerospace Research Central, Monterey, v. 1, p. 3450, 2007.

MAHATO, B.; GANTA, N.; BHUMKAR, Y. G. Control of aeroacoustic noise generation during flow past a circular cylinder using splitter plate. *In: INTER-NOISE and NOISE-CON Congress and Conference Proceedings*. Institute of Noise Control Engineering, Reston, v. 259, p. 3839–3848, 2019.

MAHATO, B.; GANTA, N.; BHUMKAR, Y. G. Effective control of aeolian tone using a pair of splitter plates. **Journal of Sound and Vibration**, v. 494, n. 1, p. 115906 – 115906, 2021.

MENTER, F. R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. **AIAA journal**, v. 32, n. 8, p. 1598–1605, 1994.

OPENCFD. **OpenFOAM Programmer's Guide**. 2004.

REZENDE, A. L. T. **Análise numérica da bolha de separação do escoamento turbulento sobre placa plana fina inclinada**. 2009. Tese de Doutorado (Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da PUC-Rio) — PUC-Rio, 2009. Rio de Janeiro, p. 1-263.

ROHATGI, A. **WebPlotDigitizer: Version 4.6**. Pacifica, 2022. Disponível em: <https://automeris.io/WebPlotDigitizer>. Acesso em: 01 fev. 2023.

ROSHKO, A. On the wake and drag of bluff bodies. **Journal of the aeronautical sciences**, v. 22, n. 2, p. 124–132, 1955.

RUIJGROK, G. J. **Elements of aviation acoustics**. 1. ed. Delft: Delft University Press, 1993.

SANBONGI, B. The aircraft engine: An historical perspective of engine development through World War I. **Journal of Aviation/Aerospace Education & Research**, v. 8, n. 3, p. 7–17, 1999.

SENG, S.; MONROY, C.; MALENICA, S. On the use of Euler and Crank-Nicolson time-stepping schemes for seakeeping simulations in OpenFOAM. *In*: VII International conference on computational methods in marine engineering **Proceedings**. MARINE VII, CIMNE, v. 1, p. 905–920, 2017.

SHIN, K.; HAMMOND, J. **Fundamentals of signal processing for sound and vibration engineers**. 1. ed. Nova Jersey: John Wiley & Sons, 2008.

SHUR, M.; SPALART, P.; STRELETS, M.; TRAVIN, A. Towards the prediction of noise from jet engines. **International Journal of Heat and Fluid Flow**, v. 24, n. 4, p. 551–561, 2003. Selected Papers from the Fifth International Conference on Engineering Turbulence Modelling and Measurements.

SJÖBERG, E. **Implementation of Aeroacoustic Methods in OpenFOAM**. 2016.

VERSTEEG, H. K.; MALALASEKERA, W. **An introduction to computational fluid dynamics: the finite volume method**. 2. ed. Londres: Pearson education, 2007.

WAGNER, C.; HÜTTL, T.; SAGAUT, P. **Large-eddy simulation for acoustics**. 1. ed. Cambridge: Cambridge University Press, 2007.

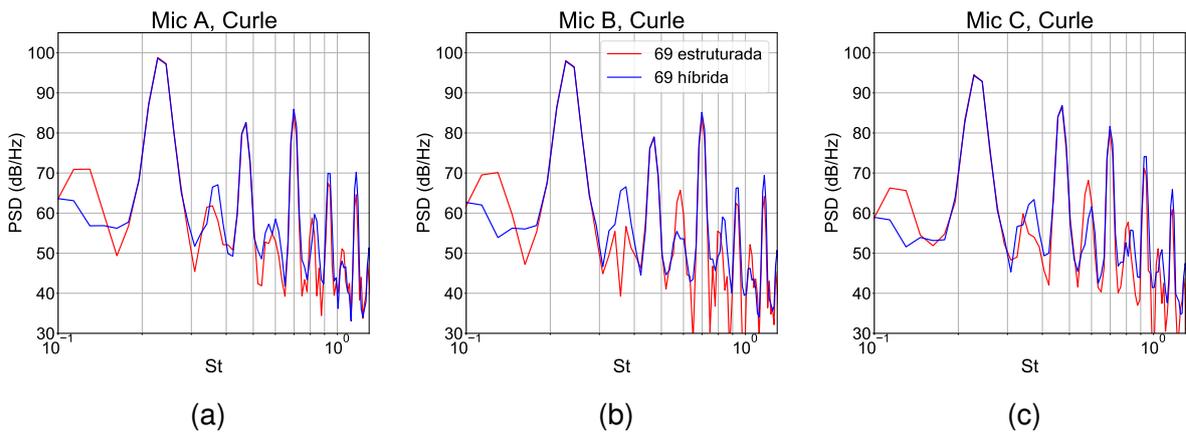
WELCH, P. The use of fast fourier transform for the estimation of power spectra: a method based on time averaging over short, modified periodograms. **IEEE Transactions on audio and electroacoustics**, IEEE, v. 15, n. 2, p. 70–73, 1967.

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

APÊNDICE A - RESULTADOS ACÚSTICOS COM ANALOGIA DE CURLE

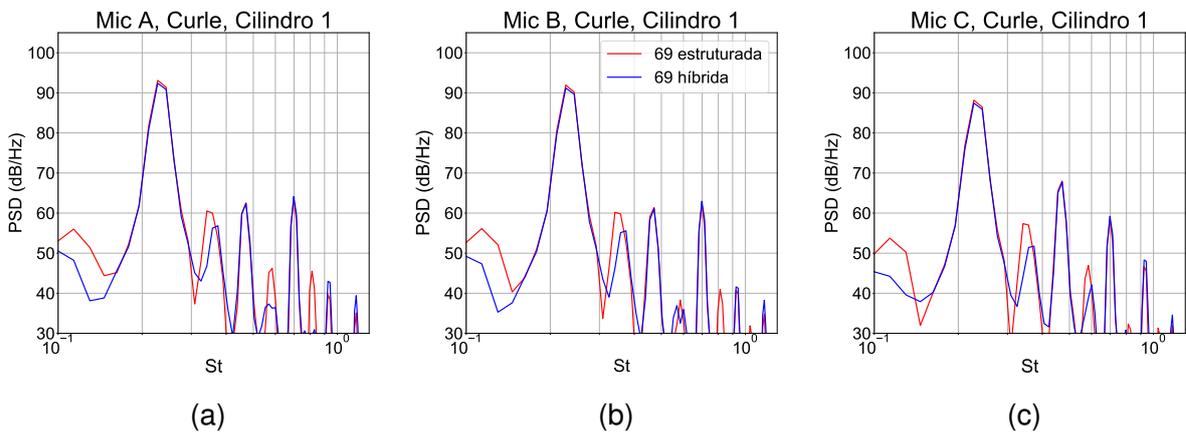
Aqui são apresentados resultados adicionais para os espectros acústicos utilizando analogia de Curle.

Figura 53 – Espectro de ruído usando a analogia de Curle, para as malhas $N_Z = 69$ estruturada e híbrida.



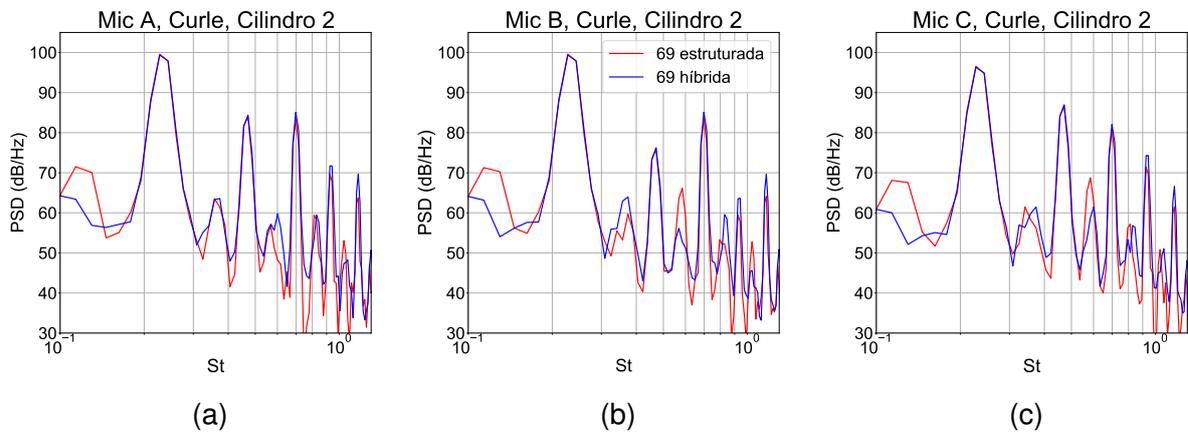
Fonte: Autor (2023).

Figura 54 – Espectro de ruído usando a analogia de Curle, somente para o cilindro 1, para as malhas $N_Z = 69$ estruturada e híbrida.



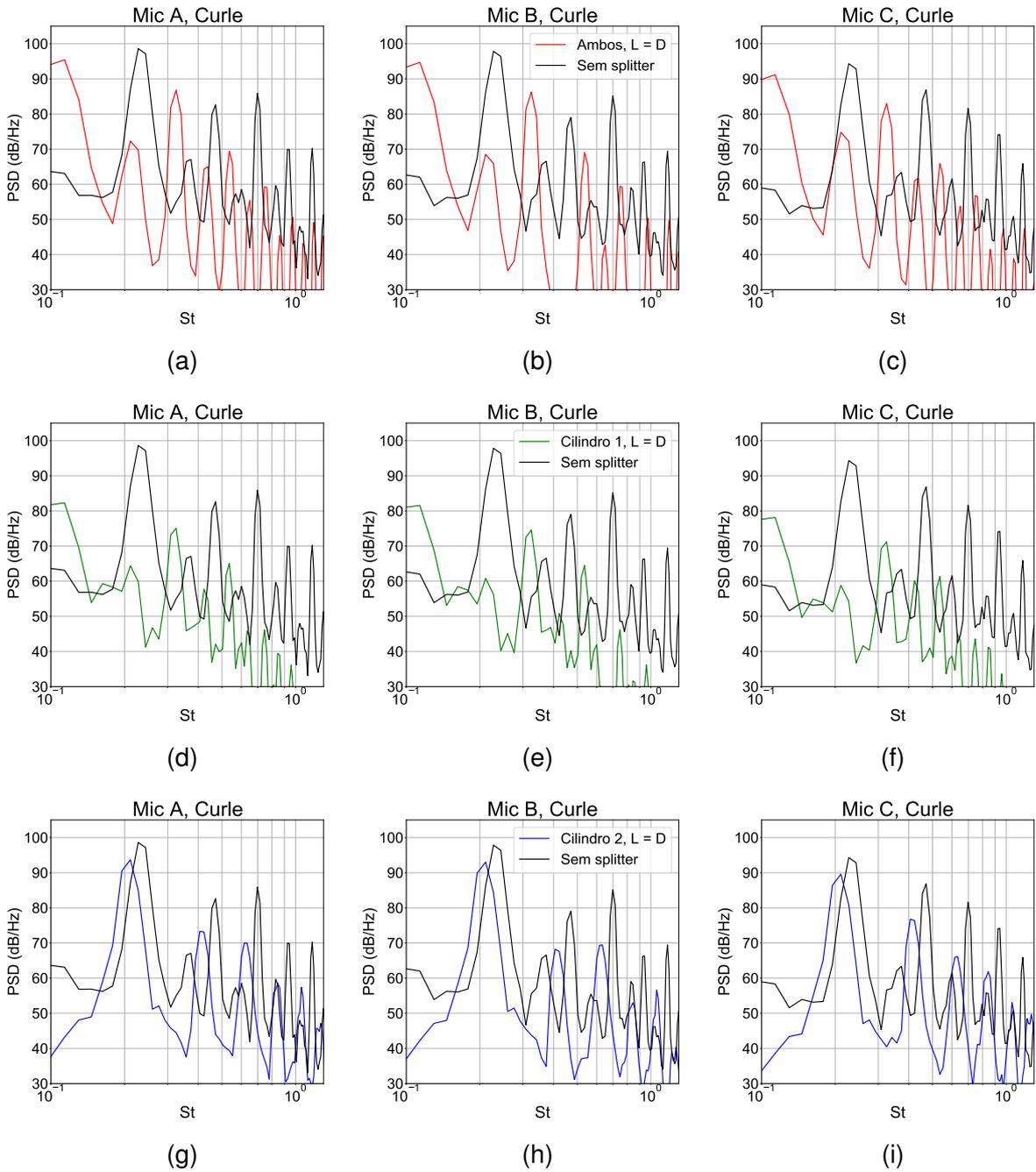
Fonte: Autor (2023).

Figura 55 – Espectro de ruído usando a analogia de Curle, somente para o cilindro 2, para as malhas $N_Z = 69$ estruturada e híbrida.



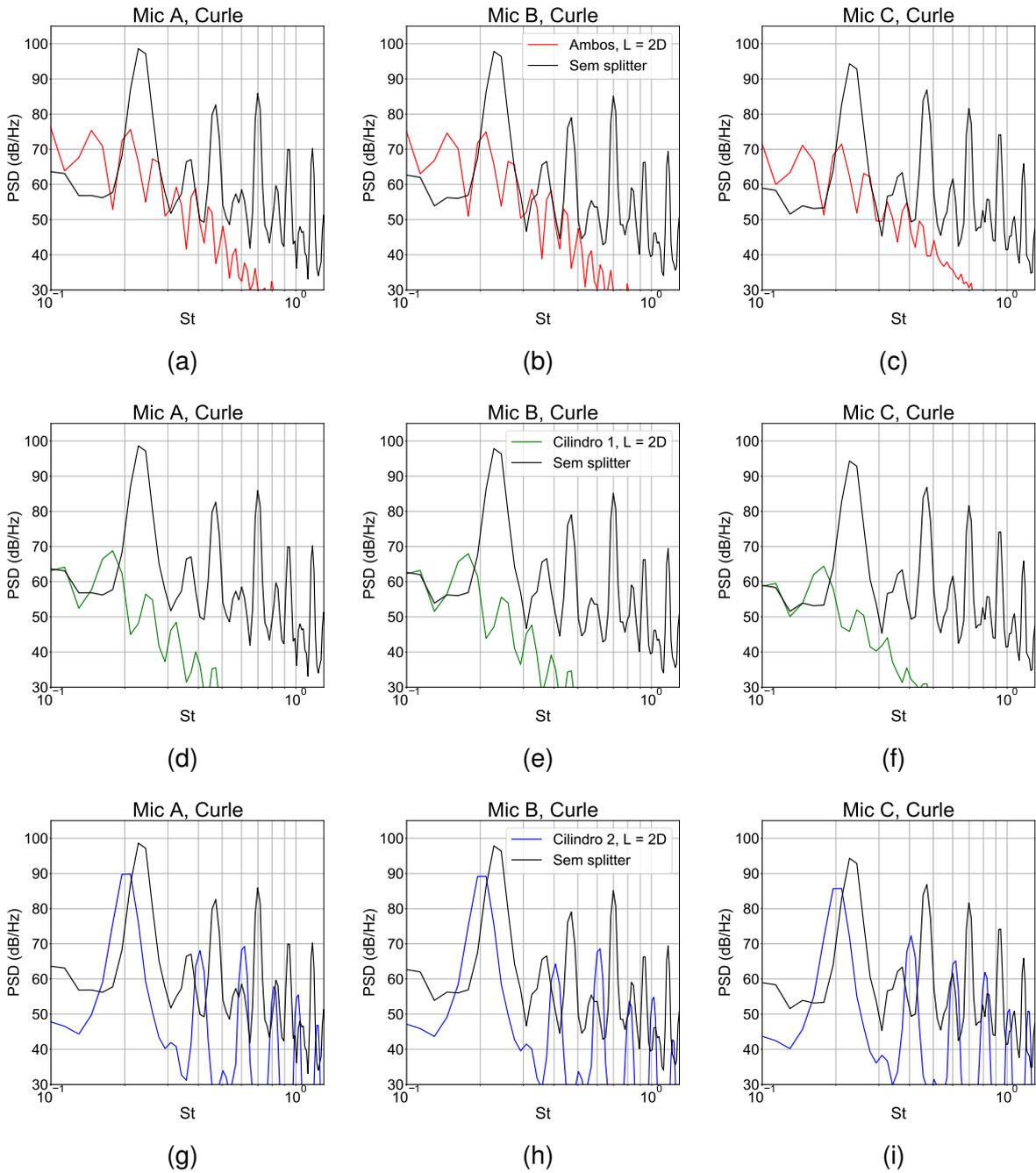
Fonte: Autor (2023).

Figura 56 – Espectro de ruído usando a analogia de Curle, para diferentes configurações de splitter plate, $L = D$.



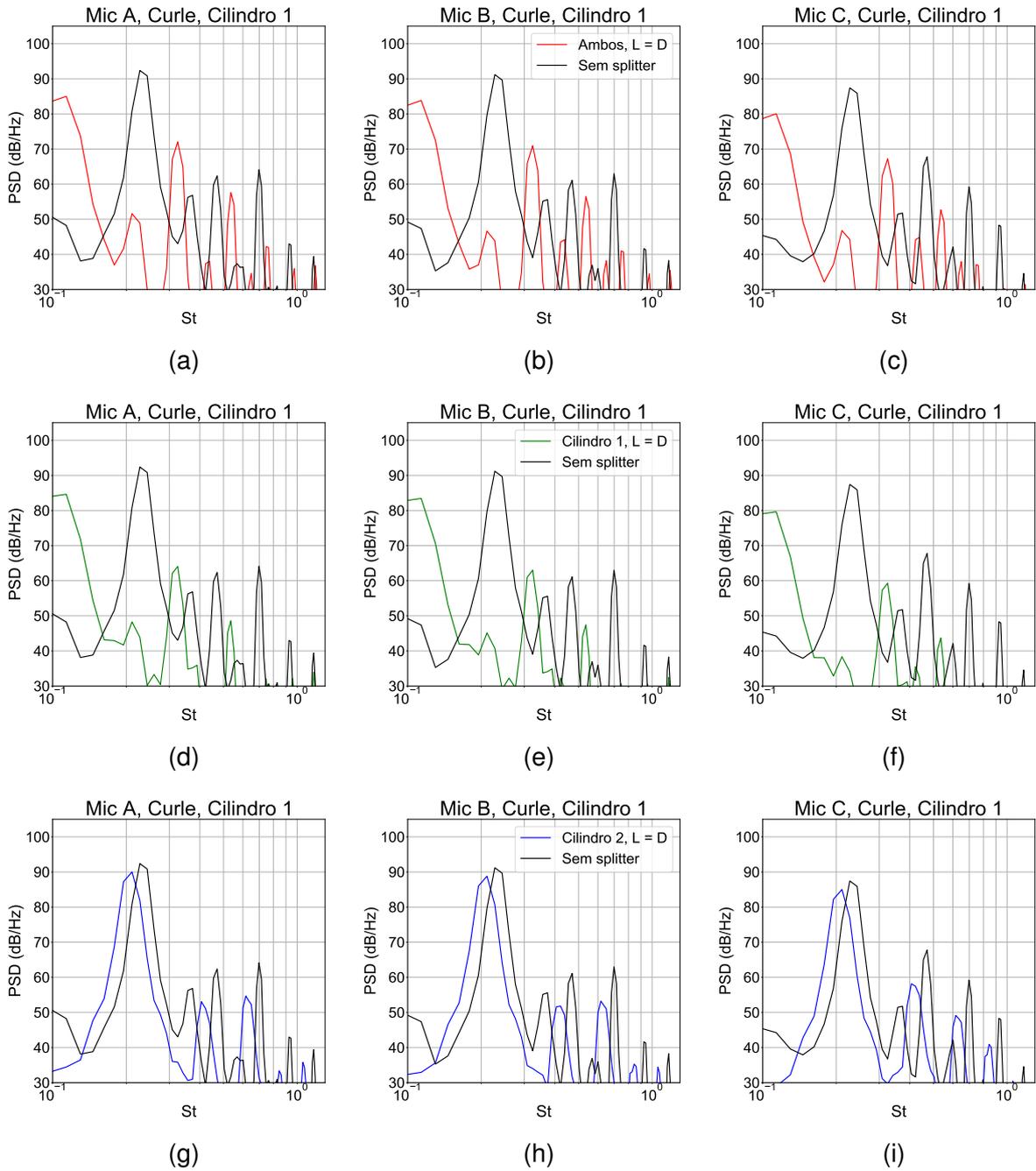
Fonte: Autor (2023).

Figura 57 – Espectro de ruído usando a analogia de Curle, para diferentes configurações de splitter plate, $L = 2D$.



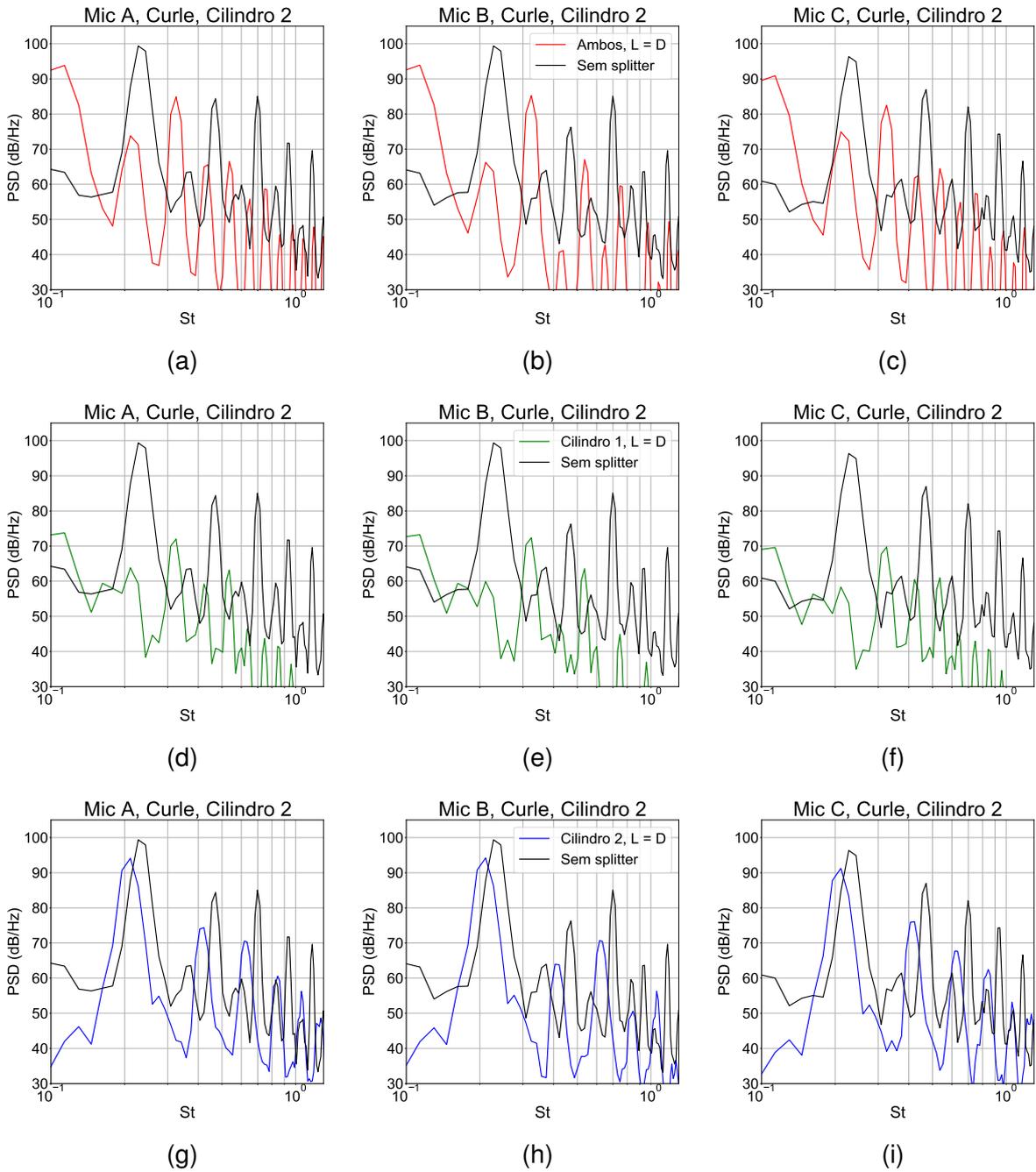
Fonte: Autor (2023).

Figura 58 – Espectro de ruído usando a analogia de Curle, somente para o cilindro 1, para diferentes configurações de splitter plate, $L = D$.



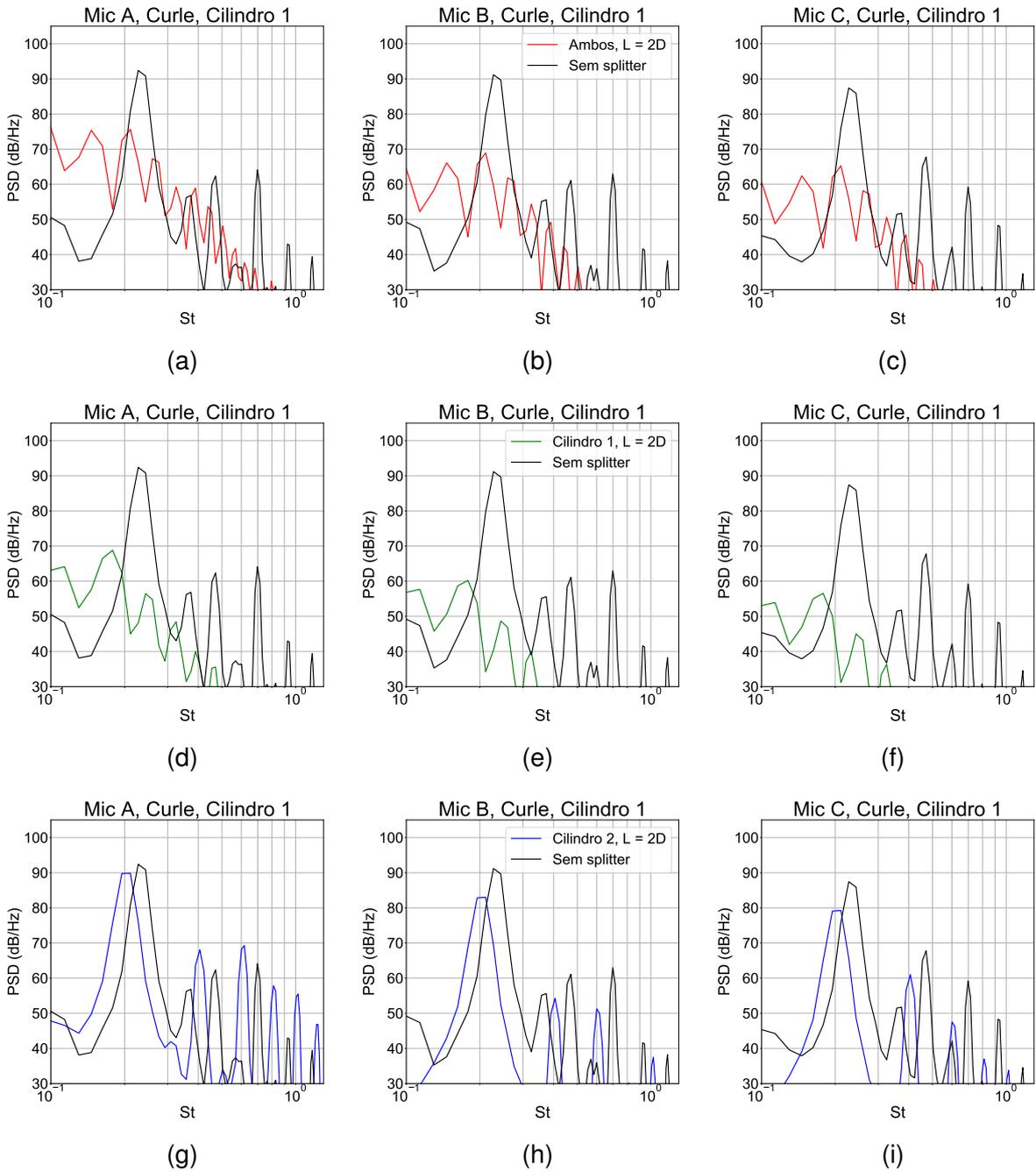
Fonte: Autor (2023).

Figura 59 – Espectro de ruído usando a analogia de Curle, somente para o cilindro 2, para diferentes configurações de splitter plate, $L = D$.



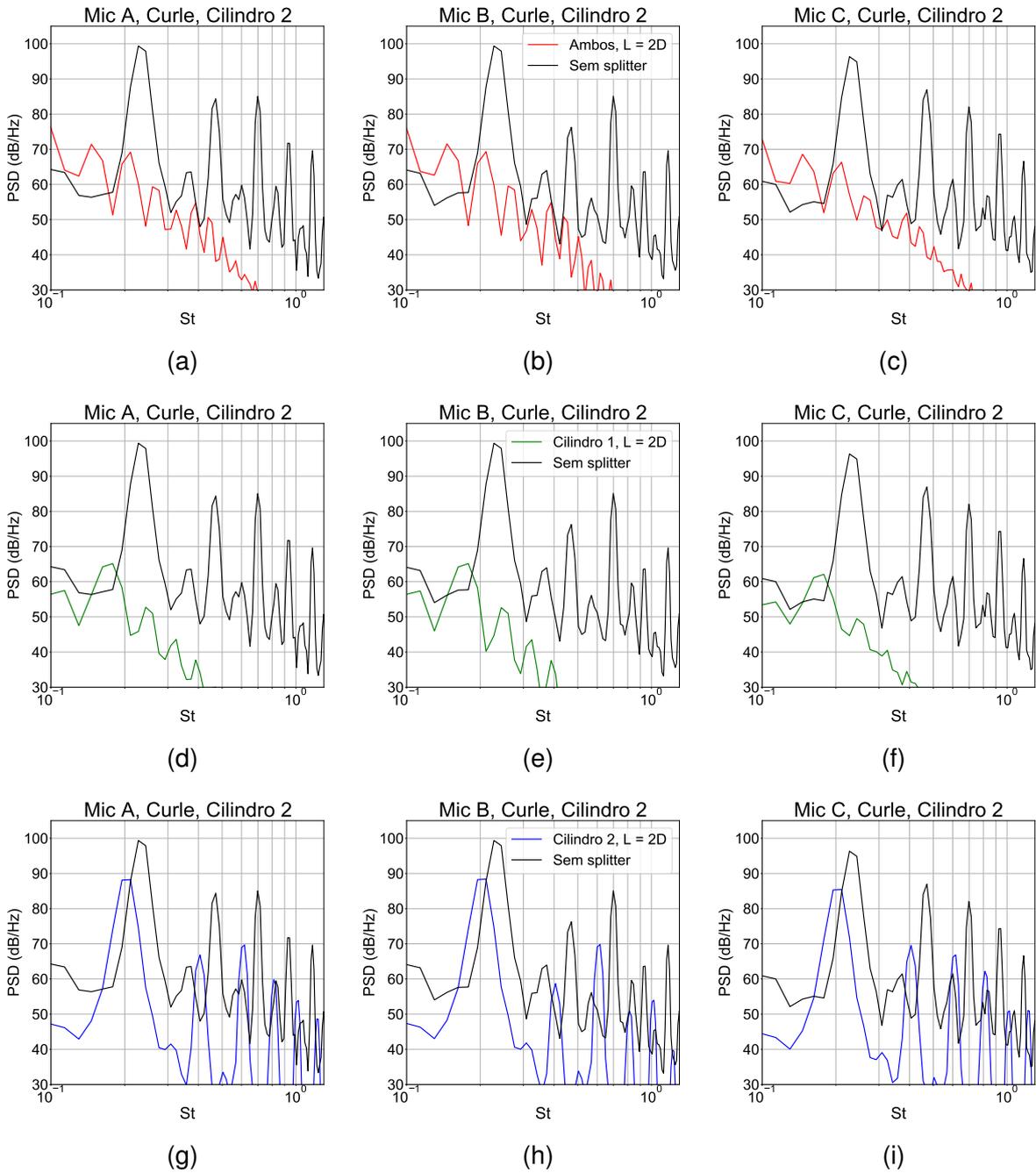
Fonte: Autor (2023).

Figura 60 – Espectro de ruído usando a analogia de Curle, somente para o cilindro 1, para diferentes configurações de splitter plate, $L = 2D$.



Fonte: Autor (2023).

Figura 61 – Espectro de ruído usando a analogia de Curle, somente para o cilindro 2, para diferentes configurações de splitter plate, $L = 2D$.



Fonte: Autor (2023).