

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA MARIA  
CENTRO DE TECNOLOGIA  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA CIVIL

Murilo Cardoso Soares

**FERRAMENTA DE CÓDIGO ABERTO PARA SIMULAÇÃO EM  
ACÚSTICA DE SALAS NA REGIÃO DE BAIXA FREQUÊNCIA**

Santa Maria, RS  
2021

**Murilo Cardoso Soares**

**FERRAMENTA DE CÓDIGO ABERTO PARA SIMULAÇÃO EM ACÚSTICA DE SALAS  
NA REGIÃO DE BAIXA FREQUÊNCIA**

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Civil, Área de Concentração em Construção Civil, da Universidade Federal de Santa Maria (UFSM, RS), como requisito parcial para obtenção do grau de **Mestre em Engenharia Civil**.

ORIENTADOR: Prof. Eric Brandão Carneiro

COORIENTADOR: Prof. Roberto Aizik Tenenbaum

Santa Maria, RS  
2021

Soares, Murilo

Ferramenta de código aberto para simulação em acústica de salas na região de baixa frequência / Murilo Soares.- 2021.

101 p.; 30 cm

Orientador: Eric Brandão Carneiro

Coorientador: Roberto Aizik Tenenbaum

Dissertação (mestrado) - Universidade Federal de Santa Maria, Centro de Tecnologia, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Civil, RS, 2021

1. Método dos Elementos de Contorno 2. Acústica de Salas 3. Impedância de Superfície 4. Harmônicos Esféricos  
I. Brandão Carneiro, Eric II. Aizik Tenenbaum, Roberto  
III. Título.

Sistema de geração automática de ficha catalográfica da UFSM. Dados fornecidos pelo autor(a). Sob supervisão da Direção da Divisão de Processos Técnicos da Biblioteca Central. Bibliotecária responsável Paula Schoenfeldt Patta CRB 10/1728.

---

©2021

Todos os direitos autorais reservados a Murilo Cardoso Soares. A reprodução de partes ou do todo deste trabalho só poderá ser feita mediante a citação da fonte.

End. Eletr.: [murilo.c.soares@outlook.com](mailto:murilo.c.soares@outlook.com)

**Murilo Cardoso Soares**

**FERRAMENTA DE CÓDIGO ABERTO PARA SIMULAÇÃO EM ACÚSTICA DE SALAS  
NA REGIÃO DE BAIXA FREQUÊNCIA**

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Civil, Área de Concentração em Construção Civil, da Universidade Federal de Santa Maria (UFSM, RS), como requisito parcial para obtenção do grau de **Mestre em Engenharia Civil**.

**Aprovado em 20 de setembro de 2021:**



**Eric Brandão Carneiro, Dr. (UFSM)**  
(Presidente/Orientador)



**Marcio Henrique de Avelar Gomes, Dr. (UTFPR) (videoconferência)**



**Viviane Suzey Gomes de Melo, Dra. (UFSM) (videoconferência)**

## DEDICATÓRIA

*A Deus, que me sustenta. A Marília Machado Molina, minha futura esposa – um futuro muito próximo. À minha família. Ao meu pai, Josué Ebenézer, à minha mãe, Katia, e aos meus irmãos, Lucas e Noemi. Muito obrigado por todo o apoio e sustento que vocês sempre me deram. À Igreja Batista em Camobi, onde fiz amigos que me apoiaram em momentos difíceis.*

## **AGRADECIMENTOS**

*Aos meus orientadores, Eric Brandão e Roberto Tenenbaum. Muito obrigado pelo conhecimento que me passaram.*

*À Universidade Federal de Santa Maria por toda estrutura necessária para a execução do trabalho.*

*Aos colegas que me acompanharam e contribuíram nessa jornada.*

*O presente trabalho foi realizado com apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (CAPES) - Código de Financiamento 001.*

*Pois, que adianta ao homem ganhar o mundo inteiro e perder a sua alma?*

*Ou, o que o homem poderia dar em troca de sua alma?*

*(Marcos 8:36,37)*

## RESUMO

### FERRAMENTA DE CÓDIGO ABERTO PARA SIMULAÇÃO EM ACÚSTICA DE SALAS NA REGIÃO DE BAIXA FREQUÊNCIA

AUTOR: Murilo Cardoso Soares

ORIENTADOR: Eric Brandão Carneiro

COORDENADOR: Roberto Aizik Tenenbaum

Neste trabalho é apresentada uma ferramenta de simulação em acústica de salas para a região de baixa frequência. Ela é escrita em *Python* e é utilizado o Método dos Elementos de Contorno. São discutidos aspectos práticos relacionados à caracterização das fontes sonoras e materiais que compõem as superfícies da sala. No que diz respeito às fontes sonoras, são inicialmente considerados monopolos ajustados de acordo com a resposta em frequência da fonte. A outra possibilidade explorada é a utilização da técnica dos harmônicos esféricos, que permite a caracterização da direcionalidade. Quanto à caracterização dos materiais, o Método dos Elementos de Contorno requer dados de impedância de superfície, que são valores complexos. Entretanto, a maior parte dos dados disponíveis para caracterizar a absorção dos materiais está em termos de valores reais de coeficientes de absorção. Para lidar com isso, foi aplicado um método que permite a obtenção de valores complexos de impedância de superfície a partir de valores reais de coeficientes de absorção. Esse método é baseado na solução de um problema de otimização. Os resultados das simulações são comparados com medições realizadas em uma sala real. Esses resultados apontam para a necessidade de uma boa caracterização da fonte sonora e que a direcionalidade da fonte parece não impactar muito os resultados obtidos na faixa de frequência analisada. Além disso, a consideração de valores complexos de impedância de superfície parece ter maior impacto nos resultados das simulações para salas com maior absorção.

**Palavras-chave:** Método dos Elementos de Contorno. Acústica de Salas. Impedância de Superfície. Harmônicos Esféricos.



## ABSTRACT

# OPEN SOURCE TOOL FOR LOW-FREQUENCY ROOM ACOUSTICS SIMULATION

AUTHOR: Murilo Cardoso Soares

ADVISOR: Eric Brandão Carneiro

CO-ADVISOR: Roberto Aizik Tenenbaum

In this work, a tool for low frequency room acoustics simulation is presented. It is written in Python and the Boundary Element Method is used. Practical aspects related to the characterization of sound sources and materials are discussed. With regard to the sound sources, they are initially considered as monopoles adjusted according to the frequency response of the source. The other possibility explored is the use of the spherical harmonics technique, which allows the characterization of its directionality. Concerning to material characterization, the Boundary Element Method requires surface impedance data, which are complex values. However, most of the data available to characterize the absorption of materials is in terms of real values of absorption coefficients. To deal with it, it is applied a method that allows to obtain complex valued surface impedances from real valued absorption coefficients. This method is based on solving an optimization problem. The simulation results are compared to measurements in a real room. These results highlight the need of a good characterization of the sound source and that the source directionality does not seem to have much impact on the results obtained for the frequency range analyzed. Furthermore, the consideration of complex-valued surface impedances seems to have a greater impact on the simulation results for rooms with higher absorption.

**Keywords:** Boundary Element Method. Room Acoustics. Surface Impedance. Spherical Harmonics.

## LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 – Divisão do espectro em acústica de salas .....	16
Figura 1.2 – Discretização das superfícies para o Método dos Elementos de Contorno	18
Figura 2.1 – Ilustração de funções de harmônicos esféricos com diferentes ordens $n$ e graus $m$ .....	23
Figura 3.1 – Sala utilizada como exemplo. Cada cor representa um material diferente a ser considerado .....	36
Figura 3.2 – <i>Plot</i> 3D com visualização da geometria da sala e das fontes e receptores	40
Figura 3.3 – Nível de pressão sonora em função da frequência plotado utilizando um método implementado na ferramenta .....	48
Figura 3.4 – Fase da resposta em função da frequência plotada utilizando um método implementado na ferramenta .....	48
Figura 5.1 – Visão geral da sala <i>Complex Room 2</i> , como apresentado na documentação do BRAS .....	67
Figura 5.2 – Posicionamento das fontes e receptores para as medições monoauriculares com uma fonte direcional presentes no banco de dados do BRAS ...	68
Figura 5.3 – Comparações do NPS nas medições e simulações para a fonte LS01 e o receptor MP01 para as quatro direções da fonte sonora. (—) azimute $0^\circ$ , (—) azimute $90^\circ$ , (—) azimute $180^\circ$ , (—) azimute $270^\circ$ .....	68
Figura 5.4 – Comparações da fase nas medições e simulações para a fonte LS01 e o receptor MP01 para as quatro direções da fonte sonora. (—) azimute $0^\circ$ , (—) azimute $90^\circ$ , (—) azimute $180^\circ$ , (—) azimute $270^\circ$ .....	69
Figura 5.5 – NPS e fase obtidos nas simulações considerando (—) monopolo com sensibilidade ajustada e (—) a a direcionalidade da fonte com a técnica dos harmônicos esféricos comparados com os dados experimentais (—) para a fonte LS01 e receptor MP01 .....	70
Figura A.1 – Nível de pressão sonora e fase obtidos nas medições para fonte LS01 e receptor MP01 e quatro orientações no plano horizontal – azimute – da fonte sonora: (—) $0^\circ$ , (—) $90^\circ$ , (—) $180^\circ$ e (—) $270^\circ$ .....	76
Figura A.2 – Nível de pressão sonora e fase obtidos nas medições para fonte LS01 e receptor MP02 e quatro orientações no plano horizontal – azimute – da fonte sonora: (—) $0^\circ$ , (—) $90^\circ$ , (—) $180^\circ$ e (—) $270^\circ$ .....	76
Figura A.3 – Nível de pressão sonora e fase obtidos nas medições para fonte LS01 e receptor MP03 e quatro orientações no plano horizontal – azimute – da fonte sonora: (—) $0^\circ$ , (—) $90^\circ$ , (—) $180^\circ$ e (—) $270^\circ$ .....	77
Figura A.4 – Nível de pressão sonora e fase obtidos nas medições para fonte LS01 e receptor MP04 e quatro orientações no plano horizontal – azimute – da fonte sonora: (—) $0^\circ$ , (—) $90^\circ$ , (—) $180^\circ$ e (—) $270^\circ$ .....	77
Figura A.5 – Nível de pressão sonora e fase obtidos nas medições para fonte LS01 e receptor MP05 e quatro orientações no plano horizontal – azimute – da fonte sonora: (—) $0^\circ$ , (—) $180^\circ$ e (—) $270^\circ$ <sup>1</sup> .....	77
Figura A.6 – Nível de pressão sonora e fase obtidos nas medições para fonte LS02 e receptor MP01 e quatro orientações no plano horizontal – azimute – da fonte sonora: (—) $0^\circ$ , (—) $90^\circ$ , (—) $180^\circ$ e (—) $270^\circ$ .....	78
Figura A.7 – Nível de pressão sonora e fase obtidos nas medições para fonte LS02 e receptor MP02 e quatro orientações no plano horizontal – azimute – da	

	fonte sonora: (—) 0°, (—) 90°, (—) 180° e (—) 270° .....	78
Figura A.8	– Nível de pressão sonora e fase obtidos nas medições para fonte LS02 e receptor MP03 e quatro orientações no plano horizontal – azimute – da fonte sonora: (—) 0°, (—) 90°, (—) 180° e (—) 270° .....	78
Figura A.9	– Nível de pressão sonora e fase obtidos nas medições para fonte LS02 e receptor MP04 e quatro orientações no plano horizontal – azimute – da fonte sonora: (—) 0°, (—) 90°, (—) 180° e (—) 270° .....	79
Figura A.10	– Nível de pressão sonora e fase obtidos nas medições para fonte LS02 e receptor MP05 e quatro orientações no plano horizontal – azimute – da fonte sonora: (—) 0°, (—) 90°, (—) 180° e (—) 270° .....	79
Figura B.1	– Nível de pressão sonora e fase obtidos nas simulações para fonte LS01 e receptor MP01 e quatro orientações no plano horizontal – azimute – da fonte sonora: (—) 0°, (—) 90°, (—) 180° e (—) 270° .....	80
Figura B.2	– Nível de pressão sonora e fase obtidos nas simulações para fonte LS01 e receptor MP02 e quatro orientações no plano horizontal – azimute – da fonte sonora: (—) 0°, (—) 90°, (—) 180° e (—) 270° .....	80
Figura B.3	– Nível de pressão sonora e fase obtidos nas simulações para fonte LS01 e receptor MP03 e quatro orientações no plano horizontal – azimute – da fonte sonora: (—) 0°, (—) 90°, (—) 180° e (—) 270° .....	81
Figura B.4	– Nível de pressão sonora e fase obtidos nas simulações para fonte LS01 e receptor MP04 e quatro orientações no plano horizontal – azimute – da fonte sonora: (—) 0°, (—) 90°, (—) 180° e (—) 270° .....	81
Figura B.5	– Nível de pressão sonora e fase obtidos nas simulações para fonte LS01 e receptor MP05 e quatro orientações no plano horizontal – azimute – da fonte sonora: (—) 0°, (—) 90°, (—) 180° e (—) 270° .....	81
Figura B.6	– Nível de pressão sonora e fase obtidos nas simulações para fonte LS02 e receptor MP01 e quatro orientações no plano horizontal – azimute – da fonte sonora: (—) 0°, (—) 90°, (—) 180° e (—) 270° .....	82
Figura B.7	– Nível de pressão sonora e fase obtidos nas simulações para fonte LS02 e receptor MP02 e quatro orientações no plano horizontal – azimute – da fonte sonora: (—) 0°, (—) 90°, (—) 180° e (—) 270° .....	82
Figura B.8	– Nível de pressão sonora e fase obtidos nas simulações para fonte LS02 e receptor MP03 e quatro orientações no plano horizontal – azimute – da fonte sonora: (—) 0°, (—) 90°, (—) 180° e (—) 270° .....	82
Figura B.9	– Nível de pressão sonora e fase obtidos nas simulações para fonte LS02 e receptor MP04 e quatro orientações no plano horizontal – azimute – da fonte sonora: (—) 0°, (—) 90°, (—) 180° e (—) 270° .....	83
Figura B.10	– Nível de pressão sonora e fase obtidos nas simulações para fonte LS02 e receptor MP05 e quatro orientações no plano horizontal – azimute – da fonte sonora: (—) 0°, (—) 90°, (—) 180° e (—) 270° .....	83
Figura C.1	– Nível de pressão sonora e fase para fonte LS01 e receptor MP01. Orientação horizontal –azimute– da fonte sonora de 0°. (—) monopolo ajustado, (—) técnica dos harmônicos esféricos e (—) medição .....	84
Figura C.2	– Nível de pressão sonora e fase para fonte LS01 e receptor MP01. Orientação horizontal –azimute– da fonte sonora de 90°. (—) monopolo ajustado, (—) técnica dos harmônicos esféricos e (—) medição .....	84
Figura C.3	– Nível de pressão sonora e fase para fonte LS01 e receptor MP01. Orientação horizontal –azimute– da fonte sonora de 180°. (—) monopolo	





	ajustado, (—) técnica dos harmônicos esféricos e (—) medição .....	95
Figura C.36	– Nível de pressão sonora e fase para fonte LS02 e receptor MP05. Orientação horizontal –azimute– da fonte sonora de 0°. (—) monopolo ajustado, (—) técnica dos harmônicos esféricos e (—) medição .....	96
Figura C.37	– Nível de pressão sonora e fase para fonte LS02 e receptor MP05. Orientação horizontal –azimute– da fonte sonora de 90°. (—) monopolo ajustado, (—) técnica dos harmônicos esféricos e (—) medição .....	96
Figura C.38	– Nível de pressão sonora e fase para fonte LS02 e receptor MP05. Orientação horizontal –azimute– da fonte sonora de 180°. (—) monopolo ajustado, (—) técnica dos harmônicos esféricos e (—) medição .....	96
Figura C.39	– Nível de pressão sonora e fase para fonte LS02 e receptor MP05. Orientação horizontal –azimute– da fonte sonora de 270°. (—) monopolo ajustado, (—) técnica dos harmônicos esféricos e (—) medição .....	97
Figura D.1	– Distribuição das fontes e receptores feita para as medições biauriculares	98
Figura D.2	– NPS obtido para as orelhas (—) esquerda e (—) direita na medição e na simulação para a fonte LS03 e o receptor MP06. (—) Resultado de simulação monoauricular para o mesmo posicionamento de fonte e receptor .....	99
Figura D.3	– NPS obtido para as orelhas esquerda e direita na (—) medição e na (—) simulação para a fonte LS03 e o receptor MP06 .....	99

## LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1 – Constantes de Delany e Bazley.....	26
---	----

## LISTA DE QUADROS

Quadro 3.1 – Descrição das classes de objetos utilizadas no código .....	33
--	----



## SUMÁRIO

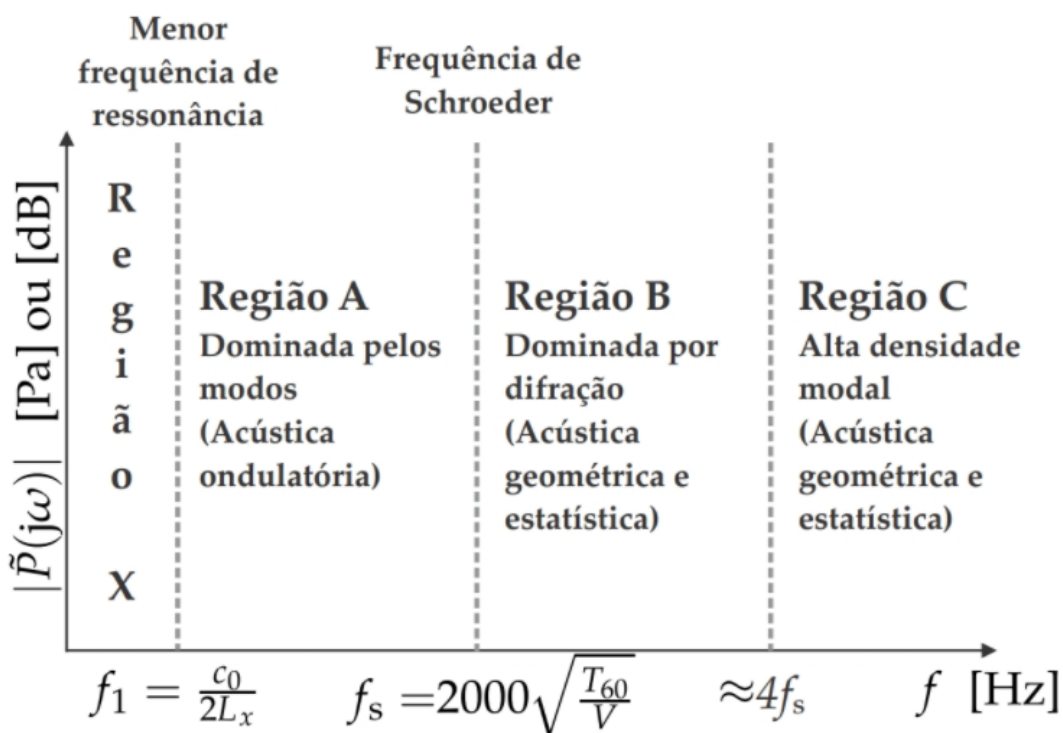
<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b> .....	<b>16</b>
<b>2</b>	<b>FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA</b> .....	<b>20</b>
2.1	O MÉTODO DOS ELEMENTOS DE CONTORNO .....	20
2.2	INCLUSÃO DA DIRECIONALIDADE DAS FONTES SONORAS NO MÉTODO DOS ELEMENTOS DE CONTORNO UTILIZANDO A TÉCNICA DOS HARMÔNICOS ESFÉRICOS .....	21
2.3	A IMPEDÂNCIA DE SUPERFÍCIE E O COEFICIENTE DE ABSORÇÃO .....	24
2.4	MODELOS MATEMÁTICOS PARA MATERIAIS ABSORVEDORES COMUNS ...	26
2.4.1	<b>Materiais absorvedores porosos sobre uma superfície rígida</b> .....	<b>26</b>
2.4.2	<b>Materiais absorvedores porosos sobre uma camada de ar</b> .....	<b>27</b>
2.4.3	<b>Absorvedores de membrana</b> .....	<b>27</b>
2.4.4	<b>Painéis perfurados</b> .....	<b>28</b>
2.4.5	<b>Painéis microperfurados</b> .....	<b>29</b>
2.5	MÉTODOS PARA OBTER IMPEDÂNCIAS DE SUPERFÍCIE A PARTIR DE COEFICIENTES DE ABSORÇÃO POR INCIDÊNCIA DIFUSA .....	29
<b>3</b>	<b>APRESENTAÇÃO DA FERRAMENTA DE SIMULAÇÃO E SUAS FUNCIONALIDADES</b> .....	<b>32</b>
<b>4</b>	<b>ARTIGO - LOW-FREQUENCY ROOM ACOUSTICAL SIMULATION OF A SMALL ROOM WITH BEM AND COMPLEX-VALUED SURFACE IMPEDANCES</b> .....	<b>50</b>
<b>5</b>	<b>RESULTADOS COM A INCLUSÃO DA DIRECIONALIDADE DE FONTES E RECEPTORES</b> .....	<b>67</b>
<b>6</b>	<b>CONCLUSÕES</b> .....	<b>71</b>
	<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</b> .....	<b>73</b>
	<b>APÊNDICE A – COMPARAÇÃO DAS MEDIÇÕES FEITAS PARA UM MESMO POSICIONAMENTO DE FONTE E RECEPTOR MAS DIFERENTES DIREÇÕES DA FONTE SONORA</b> .....	<b>76</b>
	<b>APÊNDICE B – COMPARAÇÃO DAS SIMULAÇÕES FEITAS PARA UM MESMO POSICIONAMENTO DE FONTE E RECEPTOR MAS DIFERENTES DIREÇÕES DA FONTE SONORA</b> .....	<b>80</b>
	<b>APÊNDICE C – COMPARAÇÃO DAS MEDIÇÕES COM AS SIMULAÇÕES</b> ....	<b>84</b>
	<b>APÊNDICE D – RESULTADOS PRELIMINARES COM A IMPLEMENTAÇÃO DA TÉCNICA DOS HARMÔNICOS ESFÉRICOS PARA OBTENÇÃO DE RESULTADOS BIAURICULARES</b> .....	<b>98</b>

# 1 INTRODUÇÃO

A simulação computacional é uma importante ferramenta para o projeto acústico de salas. Por meio da simulação é possível conhecer o comportamento acústico de um ambiente ainda no processo de concepção. É possível, ainda, avaliar o impacto que possíveis intervenções possam ter no comportamento acústico do local.

Diferentes modelos computacionais podem ser empregados, tendo em mente o custo computacional e uma eficaz consideração dos fenômenos físicos envolvidos. Em uma definição informal, para baixas frequências, o comprimento de onda,  $\lambda$ , tende a ser maior que a maior das dimensões da salas. Para médias frequências, será comparável às dimensões da sala e, para altas frequências,  $\lambda$  será muito menor do que qualquer dimensão da sala ou do que a maioria dos objetos dentro dela. Dessa forma, a relação entre comprimento de onda e dimensões da sala é importante para considerar o modelo matemático que será utilizado para calcular o campo acústico em uma simulação numérica de acústica de salas. Pode-se, portanto, dividir o espectro audível em quatro regiões diferentes, conforme visto na Figura 1.1, e aplicar um tratamento matemático adequado para cada uma delas. Na Figura 1.1 o eixo vertical representa a amplitude da resposta da sala, em [Pa] ou [dB], e o eixo horizontal as frequências, em [Hz].

Figura 1.1 – Divisão do espectro em acústica de salas



Fonte: (BRANDÃO, 2018).

Para a Região X, a sala não dá suporte para a propagação da onda acústica. Dessa forma, mesmo que uma onda sonora seja gerada por uma fonte na sala nessa faixa de frequência, sua energia decai rapidamente. Na Região A, as dimensões da sala acomodam diversos múltiplos inteiros de  $\lambda/2$ , havendo a formação de modos acústicos e de ressonâncias na função resposta em frequência (FRF) do sistema sala-fonte-receptor. Para a Região A é possível obter soluções analíticas para certas condições mais simples, como uma sala retangular com paredes rígidas. Neste caso, a primeira ressonância será formada na frequência  $f_1 = c_0/(2L_x)$ , em que  $c_0$  é a velocidade do som no ar e  $L_x$  é a maior das dimensões da sala. Para geometrias mais complexas, devem-se utilizar métodos numéricos que resolvam a equação da onda, levando em conta a magnitude dos efeitos de interferência. Para esse tipo de modelagem, o custo computacional cresce com o aumento da frequência e com as dimensões da sala, o que inviabiliza seu uso em todo o espectro audível (20 Hz a 20 kHz). A frequência de Schroeder,  $f_s$  [Hz], que define o limite superior da Região A, é dada por

$$f_s = 2000 \sqrt{\frac{T_{60}}{V}}, \quad (1.1)$$

em que  $T_{60}$  é o tempo de reverberação, em [s], e  $V$  é o volume da sala, em [m<sup>3</sup>]. Essa frequência crítica foi encontrada por meio de análises de dados experimentais por Manfred Schroeder (SCHROEDER, 1996). O número de modos acústicos em uma sala cresce aproximadamente com o cubo da frequência, e considera-se que a partir de  $f_s$  há pelo menos três modos por Hz, o que faz com que algumas ressonâncias da FRF sejam formadas pela influência de diversos modos acústicos.

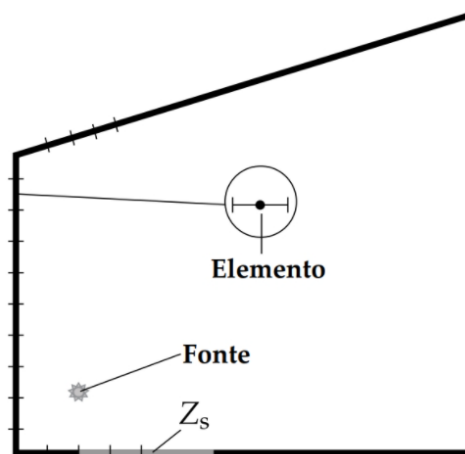
Na Região B o comprimento de onda é compatível com as dimensões dos aparatos no interior da sala. Já na Região C, o comprimento de onda é muito menor do que a maioria dos objetos dentro da sala e a densidade modal é tão alta que os efeitos de sobreposição tendem a se sobressair. Para essas duas regiões os modelos matemáticos mais adequados são os baseados em acústica estatística e aqueles baseados em acústica geométrica, como o traçado de raios e das fontes virtuais. Os métodos baseados em acústica estatística são bastante simples, contudo, não consideram a geometria da sala. Quando a geometria da sala deve ser considerada, é necessária a utilização de um método baseado em acústica geométrica. Eles são computacionalmente menos custosos e estão presentes nos *software* de simulação acústica de salas mais utilizados (VORLÄNDER, 2008).

Analisando a Equação 1.1, é possível observar que a frequência de Schroeder tende a aumentar com a diminuição do volume da sala. Assim, especialmente para salas com pequenos volumes, para as quais a frequência de Schroeder tende a ser elevada, é necessária a utilização de um método que resolva a equação da onda para a primeira região e outro método, menos custoso computacionalmente, para o restante do espectro.

No presente trabalho é apresentada uma ferramenta de simulação em acústica de

salas para a região de baixa frequência que utiliza o Método dos Elementos de Contorno (BEM, do inglês *Boundary Element Method*) (KIRKUP, 2007). Utilizando BEM, as superfícies de uma sala são discretizadas em uma malha, conforme ilustrado na Figura 1.2. Cada nó da malha é caracterizado pela impedância de superfície do material,  $Z_s$ . A discretização apenas da superfície pode ser uma vantagem frente a outros métodos como o Método dos Elementos Finitos e o Método das Diferenças Finitas, nos quais todo o volume do domínio deve ser discretizado (SAARELMA, 2013; BILBAO; AHRENS; HAMILTON, 2019; ATALLA; SGARD, 2015; HORNIKX; KRIJNEN; HARTEN, 2016). A regra prática é que deve haver entre seis e doze elementos por comprimento de onda. Dessa forma, quanto mais alta for a frequência de análise, maior será o custo computacional envolvido.

Figura 1.2 – Discretização das superfícies para o Método dos Elementos de Contorno



Fonte: (BRANDÃO, 2018).

A formulação convencional do BEM considera que as fontes sonoras e os receptores são pontuais e omnidirecionais. Para incluir a direcionalidade desses elementos pode-se utilizar a técnica dos harmônicos esféricos (HARGREAVES; RENDELL; LAM, 2019; SAKAMOTO; TAKAHASHI, 2013; GEORGIU; HORNIKX, 2016). A inclusão da direcionalidade dos receptores permitiria a obtenção de resultados biauriculares, com os quais é possível buscar reproduzir a sensação de se estar virtualmente presente no ambiente utilizando a técnica da auralização (VORLÄNDER; SUMMERS, 2008). No presente trabalho, a técnica dos harmônicos esféricos é aplicada somente na caracterização das fontes sonoras.

Outro desafio relacionado à aplicação do BEM é a caracterização dos materiais aplicados nos ambientes. Como apresentado na Figura 1.2, a rigor é necessário definir os valores complexos das impedâncias de superfície ( $Z_s \in \mathbb{C}$ ) que constituem as superfícies da sala. Entretanto, não é comum que esses valores sejam fornecidos, por exemplo, por fornecedores de materiais sono-absorventes. O mais comum é que se forneça os coeficientes de absorção medidos conforme a ISO 354 (ISO, 2003) sob incidência difusa,

que por sua vez são valores reais ( $\alpha_s \in \mathbb{R}$ ). Uma solução a este problema é fazer uma aproximação direta de uma impedância de superfície real ( $\tilde{Z}_s \in \mathbb{R}$ ) a partir de coeficientes de absorção (COX; D'ANTONIO, 2009). Essa abordagem, entretanto, leva a impedâncias de superfície com valores reais, o que pode não caracterizar de forma adequada o comportamento do material. Na ferramenta aqui desenvolvida foi implementado um método, apresentado inicialmente por Mondet *et al.* (MONDET et al., 2017; MONDET et al., 2020), que busca recuperar os valores complexos de impedância de superfície a partir dos valores reais de coeficientes de absorção. Esse método é baseado em um problema inverso de otimização cujas restrições estão relacionadas ao tipo de absorvedor que se está analisando.

O trabalho está estruturado como se segue. No Capítulo 2.1 o método BEM é apresentado. No Capítulo 2.2 a formulação do BEM é expandida de forma a ser possível a inclusão da direcionalidade das fontes sonoras utilizando a técnica dos harmônicos esféricos. No Capítulo 2.3 são discutidos os conceitos de impedância e coeficiente de absorção, enquanto no Capítulo 2.4 são apresentados diversos modelos matemáticos para os materiais absorvedores mais comuns. Esses modelos estão implementados na ferramenta. Um outro recurso disponível é um método que permite a obtenção de valores complexos de impedâncias de superfície a partir do coeficiente de absorção por incidência difusa. Isso permite que a representação dos materiais que compõem as superfícies das salas seja feita de forma mais acurada. A apresentação desse método é feita no Capítulo 2.5. No Capítulo 3 é apresentada uma visão global da ferramenta que foi desenvolvida, bem como de suas funcionalidades. Alguns dos resultados obtidos são apresentados e discutidos no manuscrito presente no Capítulo 4. Resultados obtidos com a utilização da técnica dos harmônicos esféricos são apresentados no Capítulo 5. A conclusão do trabalho está no Capítulo 6.

## 2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

Neste Capítulo será apresentada a fundamentação teórica necessária para compreensão do trabalho. É mostrada a formulação do Método dos Elementos de Contorno com e sem a inclusão da direcionalidade das fontes sonoras, modelos matemáticos para os materiais absorvedores mais comuns e o método de recuperação de impedâncias de superfície complexas a partir de valores reais de coeficientes de absorção.

### 2.1 O MÉTODO DOS ELEMENTOS DE CONTORNO

O Método dos Elementos de Contorno (BEM, do inglês *Boundary Elements Method*) é utilizado para resolver problemas físicos descritos por equações diferenciais parciais ou equações integrais. No campo da acústica para ondas monocromáticas com frequência angular  $\omega$  [rad/s], a equação da onda torna-se a equação de Helmholtz, que pode ser resolvida utilizando o Método dos Elementos de Contorno (ŚMIGAJ et al., 2015; SCROGGS et al., 2017; BETCKE; SCROGGS; ŚMIGAJ, 2020; KIRKUP, 2007). Neste trabalho assume-se que a dependência do tempo é dada por  $e^{-j\omega t}$ , termo que será omitido nas equações.

O problema resolvido pelo BEM consiste na solução de equações integrais, que podem ser escritas utilizando a notação de operadores. Além de ser uma forma abreviada, esse tipo de notação demonstra a relação existente entre a equação integral e o sistema de equações lineares que resultam da sua discretização. Assim, podem-se definir os seguintes operadores

$$\mathcal{S}\{\Phi\}(\mathbf{x}) = \iint_{\Gamma} \Phi(\mathbf{y})G(\mathbf{x}, \mathbf{y}) d\Gamma_{\mathbf{y}}; \quad (2.1)$$

$$\mathcal{D}\{\Phi\}(\mathbf{x}) = \iint_{\Gamma} \Phi(\mathbf{y})\frac{\partial G(\mathbf{x}, \mathbf{y})}{\partial \mathbf{n}_{\mathbf{y}}} d\Gamma_{\mathbf{y}}, \quad (2.2)$$

em que  $\mathbf{x}$  é um ponto pertencente ao domínio investigado,  $\mathbf{y}$  é um ponto na superfície que delimita tal domínio e  $\mathbf{n}_{\mathbf{y}}$  é o vetor normal à superfície em  $\mathbf{y}$ . Os operadores  $\mathcal{S}\{\Phi\}(\mathbf{x})$  e  $\mathcal{D}\{\Phi\}(\mathbf{x})$  estão definidos para uma superfície  $\Gamma$  e são utilizados para calcular a pressão  $\Phi$ .  $G(\mathbf{x}, \mathbf{y})$  é a função de Green e, fisicamente, representa o efeito observado em um ponto  $\mathbf{y}$  causado por uma fonte pontual em um ponto  $\mathbf{x}$ . Em um problema tridimensional ela pode ser escrita como

$$G(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = \frac{1}{4\pi} \frac{e^{jk|\mathbf{x}-\mathbf{y}|}}{|\mathbf{x}-\mathbf{y}|}, \quad (2.3)$$

em que  $k = \omega/c_0$  é a magnitude do número de onda, em [rad/m], e  $c_0$  é a velocidade do

som, em [m/s]. A equação integral a ser resolvida para todos os pontos  $\mathbf{y} \in \Gamma$  e re-escrita como

$$\left[ \mathcal{D} - \frac{1}{2}\mathcal{I} + jk\mathcal{S}\mathcal{Y} \right] \{\Phi_{\Gamma}\}(\mathbf{y}) = -\Phi_{\text{inc}}(\mathbf{y}). \quad (2.4)$$

O objetivo é encontrar o valor de  $\{\Phi_{\Gamma}\}(\mathbf{y})$  para cada elemento da malha, o que torna necessário uma inversão matricial. É neste procedimento que reside o maior custo computacional envolvido no BEM.  $\mathcal{I}$  é a matriz identidade e  $\mathcal{Y}$  é uma matriz contendo a admitância normalizada dos materiais que compõem as superfícies do domínio.  $\Phi_{\text{inc}}$  é a pressão incidente em cada nó da malha e pode, na forma mais geral, ser descrita multiplicando-se a função de Green, apresentada na Equação 2.3, por  $j\rho_0\omega Q_s$ , sendo  $Q_s$  a velocidade de volume, em [m<sup>3</sup>/s].  $Q_s$  e a potência acústica da fonte,  $W$ , são relacionados por

$$Q_s = \sqrt{W \frac{c_0 8\pi}{\rho_0 \omega^2}}, \quad (2.5)$$

em que  $\rho_0$  é a densidade do ar, em [kg/m<sup>3</sup>]. A pressão difratada,  $\Phi_{\text{dif}}$ , será

$$\Phi_{\text{dif}}(\mathbf{x}) = [\mathcal{D} + jk\mathcal{S}\mathcal{Y}] \{\Phi_{\Gamma}\}(\mathbf{y}). \quad (2.6)$$

Por fim, a pressão total,  $\Phi_{\text{tot}}(\mathbf{x})$ , pode ser calculada por

$$\Phi_{\text{tot}}(\mathbf{x}) = \Phi_{\text{inc}}(\mathbf{x}) + \Phi_{\text{dif}}(\mathbf{x}). \quad (2.7)$$

## 2.2 INCLUSÃO DA DIRECIONALIDADE DAS FONTES SONORAS NO MÉTODO DOS ELEMENTOS DE CONTORNO UTILIZANDO A TÉCNICA DOS HARMÔNICOS ES-FÉRICOS

Nas aplicações mais comuns em acústica de salas, a direcionalidade de fontes e receptores é negligenciada. A formulação padrão do BEM, por exemplo, considera fontes e receptores pontuais e omnidirecionais, como foi apresentado na Seção 2.1. Entretanto, o padrão de direcionalidade das fontes pode influenciar nos resultados obtidos (OTONDO; RINDEL, 2004; WANG; VIGEANT, 2008; MEYER, 2009) e para gerar auralizações convincentes é necessário incluir a informação espacial do campo acústico nos receptores. A técnica dos harmônicos esféricos permite considerar essa direcionalidade nas simulações realizadas. A implementação utilizada no presente trabalho foi adaptada das rotinas de programação desenvolvidas por Hargreaves, Rendell e Lam (2019). Por isso, para uma análise mais profunda a respeito do método, o leitor é remetido a esse trabalho e sua docu-

mentação. Na presente pesquisa, a técnica dos harmônicos esféricos é utilizada somente para a caracterização das fontes sonoras.

O padrão de direcionalidade de uma fonte pode ser descrito na forma de uma decomposição em funções ortonormais de harmônicos esféricos,  $Y_n^m(\beta, \alpha)$ , de grau  $n \geq 0$  e ordem  $-n \leq m \leq +n$  ( $m, n \in \mathbb{Z}$ ) (POLLOW, 2015). Como produto da decomposição da informação espacial em harmônicos esféricos se obtém um conjunto de coeficientes que quantifica a contribuição de cada função de ordem  $n$  e grau  $m$ . O processo é semelhante ao que ocorre com o uso da transformada de Fourier (WILLIAMS, 1999), que permite que um sinal dado no domínio do tempo seja representado por uma combinação linear de funções harmônicas do tipo  $e^{-j\omega t}$ . Aqui, esse processo de decomposição permite representar um função escalar em dois domínios equivalentes: o domínio dos harmônicos esféricos e o domínio espacial.  $Y_n^m(\beta, \alpha)$  pode ser escrita como

$$Y_n^m(\beta, \alpha) = (-1)^m \sqrt{\frac{(2n+1)(n-|m|)!}{4\pi(n+|m|)!}} P_n^{|m|}(\cos \beta) e^{im\alpha}. \quad (2.8)$$

$P_n^m$  é um polinômio associado de Legendre, definido como

$$P_n^m(x) = (-1)^m (1-x^2)^{m/2} \frac{d^m}{dx^m} P_n(x), \quad (2.9)$$

em que

$$P_n(x) = \frac{1}{2^n n!} \frac{d^n}{dx^n} (x^2 - 1)^n. \quad (2.10)$$

A Figura 2.1 ilustra funções de harmônicos de diferentes ordens e graus.

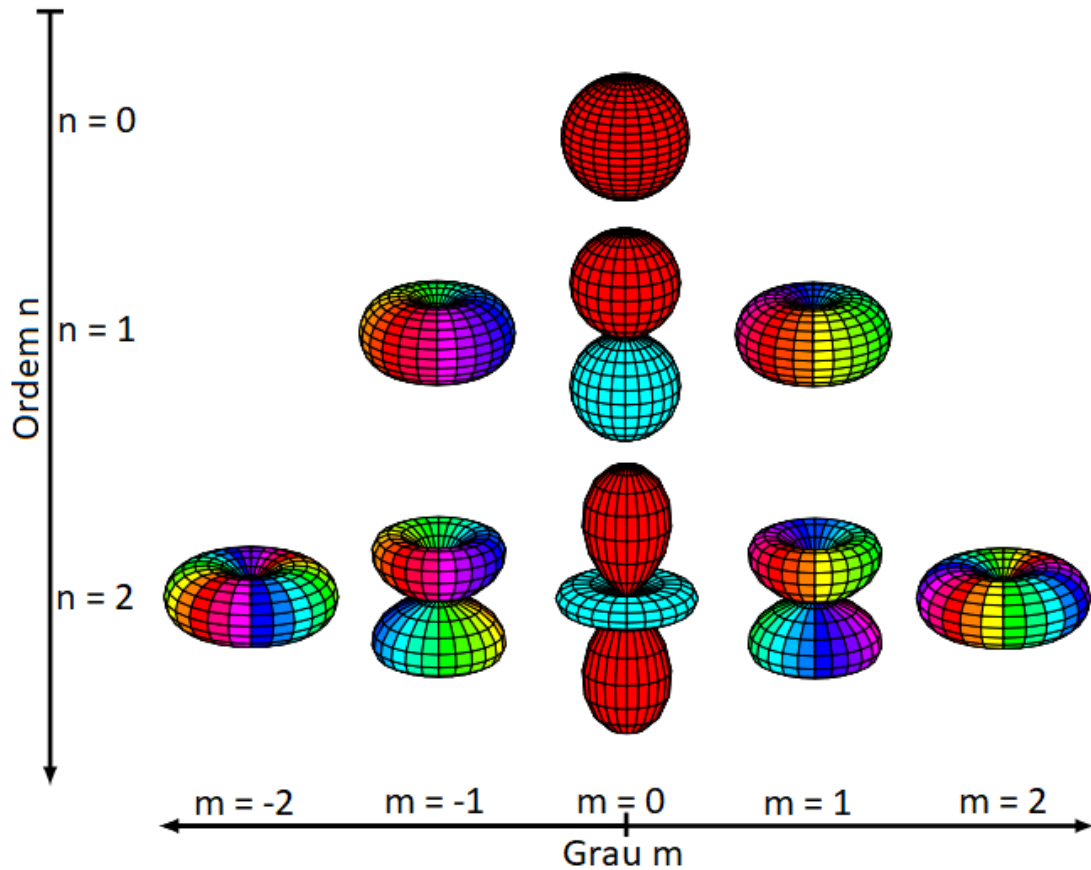
A direcionalidade de uma fonte é, geralmente, medida em pontos distribuídos sobre uma esfera em torno da fonte. Considerando um número infinito de pontos de medição, esses dados podem ser codificados em coeficientes de harmônicos esféricos,  $B_{nm}$ , utilizando formulação integral dada na Equação 2.11. Na prática, no entanto, um número finito de pontos é medida e a integral é aproximada por um somatório. Nos dados considerados neste trabalho, 64.442 pontos de medição foram utilizados, devido à uma resolução angular de  $1^\circ$  tanto em azimute quanto na elevação.

$$\begin{aligned} B_{m,n} &= \frac{1}{h_n^{\text{out}}(kr)} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \Phi(r, \beta, \alpha) \overline{Y_n^m(\beta, \alpha)} \sin \beta \, d\beta d\alpha \\ &\approx \frac{1}{h_n^{\text{out}}(kr)} \sum_{p=1}^{64.442} \Phi(r, \beta_p, \alpha_p) \overline{Y_n^m(\beta_p, \alpha_p)} w_p. \end{aligned} \quad (2.11)$$

Os coeficientes  $B_{nm}$  precisam ser calculados para cada passo de frequência que se deseja realizar na simulação. Para tanto,  $\Phi(r, \beta_p, \alpha_p)$  é a pressão sonora obtida em um ponto  $p$  de medição em torno da fonte para um determinada frequência. Esse valor é obtido aplicando-se a transformada rápida de Fourier (FFT - *Fast Fourier Transform*) sobre



Figura 2.1 – Ilustração de funções de harmônicos esféricos com diferentes ordens  $n$  e graus  $m$



Fonte: Adaptado de Pollow (2015).

a resposta impulsiva medida nesse ponto.  $h_n^{\text{out}}(kr)$  é uma função esférica de Hankel do primeiro tipo.  $w_p$  é a área da esfera próxima ao ponto  $p$  da medição, sendo um peso relacionado ao processo de discretização da integral.  $\overline{Y_n^m(\beta_p, \alpha_p)}$  é o conjugado da função de harmônicos esféricos,  $Y_n^m(\beta, \alpha)$ , definida para um ponto  $p$  da medição.

A equação integral a ser resolvida para todos os pontos  $\mathbf{x} \in \Gamma$  será semelhante à apresentada na Equação 2.4 para o caso mais geral do BEM, com a diferença que o termo  $\Phi_{\text{inc}}$  deve incluir a direcionalidade da fonte, sendo descrito como

$$\Phi_{\text{inc}}(\mathbf{y}) = \sum_{n=0}^{O_s} \sum_{m=-n}^n B_{m,n} H_{m,n}^{\text{out}}(\mathbf{y} - \mathbf{x}), \quad (2.12)$$

em que  $O_s$  é a máxima ordem utilizada na transformação de esféricos harmônicos. Neste trabalho a máxima ordem foi quatro, conforme a abordagem utilizada por Hargreaves, Ren-

dell e Lam (2019), e

$$H_{m,n}^{\text{out}}(\mathbf{r}) = Y_n^m(\beta, \alpha) h_n^{\text{out}}(kr). \quad (2.13)$$

### 2.3 A IMPEDÂNCIA DE SUPERFÍCIE E O COEFICIENTE DE ABSORÇÃO

A impedância de superfície,  $Z_s$ , é um valor complexo usado para quantificar as propriedades de reflexão (magnitude e fase) de uma superfície. Ela pode ser descrita por meio da relação entre a pressão sonora,  $\Phi$ , e a velocidade de partícula,  $v_n$ , na direção normal a uma fronteira,  $\partial V$ .

$$Z_s = \frac{1}{\rho_0 c_0} \frac{\Phi}{v_n} \Big|_{\partial V}. \quad (2.14)$$

O coeficiente de absorção,  $\alpha$ , é um valor real que está no intervalo entre 0 e 1. Ele representa a razão entre a energia sonora que é absorvida pela superfície e aquela que incide sobre ela.  $Z_s$  e  $\alpha$  variam com a frequência e com o ângulo de incidência,  $\theta$ . A rigor, para uma superfície infinita e perfeitamente lisa,  $\alpha$  e  $Z_s$  estão relacionados por

$$\alpha(\theta) = 1 - \left| \frac{Z_s(\theta) \cos(\theta) - \rho_0 c_0}{Z_s(\theta) \cos(\theta) + \rho_0 c_0} \right|^2. \quad (2.15)$$

Como em acústica de salas se considera, geralmente, um campo acústico difuso, é comum que se utilize o coeficiente de absorção por incidência difusa,  $\alpha_s$ , obtido nos ensaios feitos em câmaras reverberantes conforme a ISO 354 (ISO, 2003). Pode-se, também, calcular o valor de  $\alpha_s$  a partir de  $\alpha(\theta)$ . Uma das formulações que permite esse cálculo foi definida por Thomasson (THOMASSON, 1980; THOMASSON, 1982),

$$\alpha_s = 8 \int_0^{\pi/2} \frac{\text{Re}\{Z_s(\theta)\} \sin \theta}{|Z_s(\theta) + Z_r(\theta)|^2} d\theta. \quad (2.16)$$

Essa formulação leva em consideração as dimensões da amostra de material de interesse. Isso é feito por meio da quantidade  $Z_r$ , que é a impedância de radiação. Tal quantidade pode ser obtida por integração numérica (PEREIRA et al., 2021), o que tende a ser um processo computacionalmente custoso. No entanto, uma aproximação pode ser feita. Segundo Davy et al. (2014), para uma amostra retangular com dimensões  $a \times b$ , e assumindo que a velocidade de propagação do som é maior no material considerado do que no ar,  $Z_r$  pode ser calculada utilizando o seguinte procedimento. Primeiro, podemos definir

$$\kappa = \frac{0.956(a+b)}{2kab}. \quad (2.17)$$

Em seguida, é calculado

$$Z_h = \frac{1}{\sqrt{1 + (\kappa - j \sin(\theta))^2}}, \quad (2.18)$$

e

$$Z_l = \frac{2k^2 ab}{\pi} + \frac{2k}{\pi} \left[ bH\left(\frac{a}{b}\right) + aH\left(\frac{b}{a}\right) \right], \quad (2.19)$$

em que,

$$H(q) = \ln\left(\sqrt{1+q^2} + q\right) - \frac{\sqrt{1+q^2} - 1}{3q}. \quad (2.20)$$

A parte real da impedância de radiação será, então,

$$\Re\{Z_r\} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\Re\{Z_l\}^2} + \frac{1}{\Re\{Z_h\}^2}}}. \quad (2.21)$$

Para computar a parte imaginária da impedância de radiação, calculamos  $Z_h$  considerando o ângulo de incidência igual a  $0^\circ$ , obtendo para a parte imaginária de  $Z_h$

$$\Im\{Z_{h0}\} = \frac{0,67(a+b)}{2kab}. \quad (2.22)$$

Com esse valor, calculamos

$$\Im\{Z_{r0}\} = \frac{1}{\sqrt[3]{\frac{1}{\Im\{Z_l\}^3} + \frac{1}{\Im\{Z_{h0}\}^3}}}. \quad (2.23)$$

E, então, a parte imaginária de  $Z_r$  será

$$\Im\{Z_r\} = \max(\Im\{Z_{r0}\}, \Im\{Z_{h0}\}). \quad (2.24)$$

Por fim, obtemos

$$Z_r = \Re\{Z_r\} + j \Im\{Z_r\}. \quad (2.25)$$

É importante observar que, ao utilizar o coeficiente de absorção por incidência difusa,  $\alpha_s$ , duas informações são perdidas: a fase existente entre pressão incidente e refletida e a dependência da absorção com o ângulo de incidência.

## 2.4 MODELOS MATEMÁTICOS PARA MATERIAIS ABSORVEDORES COMUNS

Modelos teóricos e empíricos têm sido propostos para prever o comportamento das impedâncias de superfície de diferentes tipos de materiais absorventes. Nesta seção, alguns desses modelos, que estão implementados na ferramenta computacional, são apresentados. Esses materiais são: (i) absorvedores porosos aplicados diretamente sobre uma superfície rígida; (ii) absorvedores porosos aplicados sobre uma cavidade de ar; (iii) absorvedores de membrana; (iv) painéis perfurados; (v) painéis microperfurados. Um resumo dos modelos de dispositivos absorventes pode ser encontrado em Brandão (2018) e Cox e D'Antonio (2009).

### 2.4.1 Materiais absorvedores porosos sobre uma superfície rígida

Existem diversos modelos disponíveis na literatura para prever o comportamento de materiais absorvedores porosos. Um deles é o de Delany e Bazley (DELANY; BAZLEY, 1970). Ele permite que a partir da resistividade ao fluxo do material,  $\sigma$  [Ns/m<sup>4</sup>], sejam calculados os valores complexos e dependentes da frequência de impedância característica,  $Z_p$ , e número de onda,  $k_p$ . Nesse modelo, a velocidade do som,  $c_p$ , e a densidade característica,  $\rho_p$ , podem ser calculados utilizando as Equações 2.26 e 2.27, respectivamente. As constantes  $C_1$  a  $C_8$  são apresentadas na Tabela 2.1.

$$c_p = \frac{c_0}{\left(1 + C_1 \left(\rho_0 \frac{f}{\sigma}\right)^{-C_2} - jC_3 \left(\rho_0 \frac{f}{\sigma}\right)^{-C_4}\right)}; \quad (2.26)$$

$$\rho_p = \frac{\rho_0 c_0}{c_p} \left(1 + C_5 \left(\rho_0 \frac{f}{\sigma}\right)^{-C_6} - C_7 \left(\rho_0 \frac{f}{\sigma}\right)^{-C_8}\right). \quad (2.27)$$

Tabela 2.1 – Constantes de Delany e Bazley

$C_1$	$C_2$	$C_3$	$C_4$	$C_5$	$C_6$	$C_7$	$C_8$
0,0978	0,7	0,189	0,595	0,0571	0,754	0,087	0,723

Fonte: O autor (2021).

A impedância característica é definida como  $Z_p = \rho_p c_p$  e o número de onda é definido como  $k_p = \omega/c_p$ .  $Z_p$  e  $k_p$  são propriedades do material e independem da forma como ele está montado. Para calcular a impedância de superfície para um absorvedor

montado sobre uma superfície rígida, podemos utilizar a Equação 2.28.

$$Z_s = -j \frac{\rho_p c_p}{\cos(\theta_t)} \cot(k_p \cos(\theta_t) d_p), \quad (2.28)$$

em que  $d_p$  é a espessura do material e  $\theta_t = \sin^{-1}(k_0/(k_p \sin(\theta)))$  é o ângulo de refração do material.

#### 2.4.2 Materiais absorvedores porosos sobre uma camada de ar

Para o caso de um material poroso montado sobre um espaço de camada de ar antes de uma superfície rígida, a impedância de superfície pode ser calculada utilizando a Equação 2.29 (BRANDÃO, 2018).

$$Z_s = \frac{-jZ_{s2} \cos(\theta_{t1}) \cot(k_1 \cos(\theta_{t1}) d_p) + (\rho_p c_p)^2}{Z_{s2} \cos^2(\theta_{t1}) - j(\rho_p c_p) \cos(\theta_{t1}) \cot(k_1 \cos(\theta_{t1}) d_p)}, \quad (2.29)$$

em que

$$Z_{s2} = -j \frac{\rho_0 c_0}{\cos(\theta_{t2})} \cot(k_0 \cos(\theta_{t2}) d_0) \quad (2.30)$$

é a impedância de superfície no topo da camada de ar, sendo  $\theta_{t2} = \sin^{-1}(k_p/(k_0 \sin(\theta_{t1})))$ .  $c_p$  e  $\rho_p$  são propriedades do material poroso e podem ser calculados utilizando as Equações 2.26 e 2.27, apresentadas anteriormente.

#### 2.4.3 Absorvedores de membrana

Um absorvedor de membrana consiste em uma cavidade de ar parcialmente preenchida por um material poroso e fechada por uma membrana flexível (COX; D'ANTONIO, 2009). Dessa forma, ele constitui em um absorvedor ressonante, podendo ser entendido como uma massa vibrando sobre uma mola e amortecedor equivalentes. A impedância de superfície desse dispositivo é composta pela soma da impedância da membrana em si e da impedância de superfície no topo da camada de ar. A impedância de superfície da membrana em si pode ser calculada como

$$Z_m = j\omega m_d, \quad (2.31)$$

em que  $m_d$  é a densidade superficial da membrana [ $\text{kg/m}^2$ ]. Considerando um comportamento localmente reativo, a impedância de superfície para o ângulo de incidência normal é suficiente para descrever o absorvedor. Assim,  $\theta = \theta_t = 0$  e a impedância de superfície

no topo da camada de ar pode ser calculada como

$$Z_{si} = \frac{-jZ_{sp} \cot(k_0 D - d_p) + (\rho_0 c_0)^2}{Z_{sp} - j(\rho_0 c_0) \cot(k_0 (D - d_p))}, \quad (2.32)$$

em que  $D$  é a profundidade total da cavidade,  $d_p$  é a espessura do material poroso e  $Z_{sp}$  é a impedância de superfície no topo da camada de material poroso montado sobre uma superfície rígida (Equação 2.28). Por fim, a impedância de superfície do absorvedor de membrana será

$$Z_s = Z_m + Z_{si}. \quad (2.33)$$

#### 2.4.4 Painéis perfurados

Um absorvedor do tipo placa perfurada consiste em uma cavidade de ar parcialmente preenchida com material absorvente fechada por um painel perfurado. Preferencialmente, a camada de material poroso é posicionada em contato com a placa (COX; D'ANTONIO, 2009). A impedância de superfície do dispositivo é composta pela soma da impedância do painel em si e da impedância de superfície no topo da camada de material poroso. A impedância do painel é

$$Z_{pp} = j\omega\rho_0\psi(l + 1.7a), \quad (2.34)$$

em que  $a$  é o raio das perfurações em [m],  $l$  é a espessura da placa em [m], e  $\psi$  é a taxa de perfuração, um valor percentual. Considerando um absorvedor localmente reativo e sob incidência normal ( $\theta = \theta_t = 0$ ), a impedância de superfície no topo da camada de material poroso será

$$Z_{si} = \frac{-jZ_{sair} Z_p \cot(k_p d_p) + Z_p^2}{Z_{sair} - jZ_p \cot(k_p d_p)}, \quad (2.35)$$

em que  $Z_p$ ,  $k_p$  e  $d_p$  são a impedância característica, o número de onda e a espessura do material poroso.  $Z_{sair} = -j\rho_0 c_0 \cot(k_0 (D - d_p))$ , com  $D$  sendo a profundidade total da cavidade. A impedância de superfície de um absorvedor do tipo placa perfurada será, então,

$$Z_s = Z_{pp} + Z_{si}. \quad (2.36)$$

### 2.4.5 Painéis microperfurados

Absorvedores do tipo placa microperfurada são compostos de um painel de espessura  $h$  cujas perfurações possuem raio  $a$  e taxa de perfuração  $\psi$ . Conforme descrito por Maa (1998), a impedância específica das perfurações,  $Z_t$ , e a correção aplicada,  $Z_e$ , podem ser escritas como

$$Z_t = \frac{32\mu_0 h}{4a^2} \left(1 + \frac{s^2}{32}\right)^{1/2} + j\omega\rho_0 h \left(1 + \left(9 + \frac{s^2}{2}\right)^{-1/2}\right); \quad (2.37)$$

$$Z_e = \left(\frac{\rho_0\mu_0\omega}{2}\right)^{1/2} + j1.7\rho_0\omega a, \quad (2.38)$$

em que  $\mu_0$  é viscosidade dinâmica do ar e  $s$  é a constante de perfuração, dada por

$$s^2 = \frac{\rho_0\omega a^2}{\mu_0}. \quad (2.39)$$

A impedância de superfície para o absorvedor do tipo placa perfurada com profundidade da cavidade de ar  $d$  será, então,

$$Z_s = \frac{Z_t + Z_e}{\psi} - j\frac{\rho_0 c_0 \cot(kd \cos \theta)}{\cos \theta}. \quad (2.40)$$

## 2.5 MÉTODOS PARA OBTER IMPEDÂNCIAS DE SUPERFÍCIE A PARTIR DE COEFICIENTES DE ABSORÇÃO POR INCIDÊNCIA DIFUSA

Nos métodos baseados em acústica geométrica, a interação da frente de onda discretizada com as superfícies é representada por meio de parâmetros energéticos. Esses métodos são os utilizados na maioria dos *software* de simulação em acústica de salas. Assim sendo, a maior parte dos dados a respeito dos materiais são fornecidos em termos do coeficiente de absorção por incidência difusa em bandas de oitava ou terço de oitava (ISO, 2003). Entretanto, nos métodos que integram a equação da onda, como o Método dos Elementos de Contorno, é necessário que as superfícies sejam descritas em termos de valores complexos de impedâncias de superfície. Uma alternativa é recuperar diretamente impedâncias de superfície reais a partir do coeficiente de absorção. Esta é a abordagem empregada em alguns casos, como em Hargreaves, Rendell e Lam (2019). Tais valores podem não representar adequadamente as superfícies de uma sala. Para recuperar o valor real da impedância de superfície a partir do coeficiente de absorção por incidência difusa, uma abordagem possível é considerar a regra dos 55°. Ela consiste, basicamente, na inversão da Equação 2.15 considerando o ângulo de incidência de 55°. Esse ângulo é considerado por estar mais diretamente relacionado à incidência difusa (COX; D'ANTONIO,

2009). Com a regra dos  $55^\circ$  se obtém valores reais de impedância de superfície, calculados como

$$Z_s = \frac{\rho_0 c_0}{\cos(55^\circ)} \frac{1 + \sqrt{1 - \alpha_s}}{1 - \sqrt{1 - \alpha_s}}. \quad (2.41)$$

Por outro lado, existiriam infinitos valores complexos de impedância de superfície que poderiam corresponder a um valor real de coeficiente de absorção. Diversos autores propuseram métodos com o objetivo de recuperar uma impedância de superfície complexa, a partir de valores reais de coeficiente de absorção (RINDEL, 2011; MONDET et al., 2020; MONDET et al., 2017). O método proposto por Mondet (MONDET et al., 2020; MONDET et al., 2017) é empregado no presente trabalho. Este se baseia na solução de um problema de otimização com restrições. As restrições dependem do tipo de absorvedor que está sendo analisado e, portanto, é necessário algum conhecimento prévio a respeito do material. Isso garante que os resultados obtidos tenham um significado físico.

O método de recuperação de impedâncias complexas considera um modelo geral capaz de descrever o comportamento da impedância de superfície dos materiais absorvedores mais comuns (porosos, membranas, placas perfuradas e placas microperfuradas). Esse modelo é chamado de RMK + 1 em Mondet et al. (2020) e pode ser expresso como

$$Z_s(\omega) = \frac{K}{j\omega} + R + j\omega M + (j\omega)^\gamma G, \quad (2.42)$$

em que  $R$ ,  $M$ ,  $K$  e  $G$  são todos positivos e  $-1 \leq \gamma \leq 1$ .

A função de custo a ser minimizada pelo problema de otimização é definida como

$$F(Z_s) = \|\alpha_{in} - \alpha_s(Z_s)\|_2^2, \quad (2.43)$$

em que  $\alpha_{in}$  são os dados iniciais, a partir dos quais se deseja recuperar o valor complexo da impedância de superfície.  $\alpha_s(Z_s)$  é calculado a partir da Equação 2.42 e da Equação 2.16. Ao se minimizar o valor de  $\|\alpha_{in} - \alpha_s(Z_s)\|_2^2$ , se obtém um valor apropriado da impedância de superfície,  $Z_s$ , que descreve os dados de coeficientes de absorção iniciais,  $\alpha_{in}$ .

Restrições são impostas durante o processo de minimização, de maneira a se obter valores de impedância de superfície que representem o comportamento esperado dos materiais absorvedores. Inicialmente, os absorvedores são divididos em duas categorias: (i) materiais macios e (ii) materiais duros. As restrições para as categorias (i) e (ii) são:

$$\text{Materiais macios: } \Re\{Z_s(\omega)\} < 2; \quad (2.44)$$

$$\text{Materiais duros } \Re\{Z_s(\omega)\} > 1. \quad (2.45)$$



Os seguintes absorvedores são considerados como (i) materiais macios: (a) absorvedores porosos montados sobre uma superfície rígida, com resistividade ao fluxo  $\sigma \leq 20$  [kNsm<sup>-4</sup>] e espessura  $d \leq 10$  [cm]; (b) painéis perfurados; (c) absorvedores de membrana. Para absorvedores de membrana, uma restrição adicional é incluída:  $\gamma \geq 0.9$ .

Os seguintes absorvedores são consideradas como (ii) materiais duros: (a) absorvedores porosos montados sobre uma superfície rígida, com resistividade ao fluxo  $\sigma > 20$  [kNsm<sup>-4</sup>] e espessura  $d > 10$  [cm]; (b) painéis microperfurados. Para materiais porosos duros, a seguinte restrição é adicionada:  $\Re\{Z_s(\omega)\} < 2$  para  $f \geq 1600$  [Hz].

Para materiais porosos, independentemente se classificados como materiais macios ou duros, uma restrição adicional é  $\Im\{Z_s(\omega)\} < 0$ . Para absorvedores porosos montados sobre uma camada de ar, os limites estabelecidos para diferenciar entre materiais macios e duros diminuem à medida que a espessura da camada de ar aumenta. Esse comportamento requer investigações adicionais, uma vez que os limites não foram claramente definidos em Mondet et al. (2020). Por isso, para esse tipo de material, os parâmetros dos absorvedores considerados no trabalho foram mantidos distantes dos limites.

No presente trabalho, a função de custo definida na Equação 2.43 é minimizada utilizando uma rotina em Python. É utilizado o módulo “scipy.optimize.minimize” com o método *Sequential Least Squares Programming* (SLSQP) (SCIPY, ; KRAFT, 1988).

### 3 APRESENTAÇÃO DA FERRAMENTA DE SIMULAÇÃO E SUAS FUNCIONALIDADES

A ferramenta de simulação apresentada no presente trabalho está sendo desenvolvida sob o conceito de código aberto, de maneira a incentivar a participação de novos desenvolvedores. Além disso, todo o desenvolvimento tem sido pensado para tornar amigável o processo de aprendizado e simulação para novos usuários. Para tanto, a simulação pode ser realizada em um *notebook* utilizando a ferramenta Colab do Google <<https://colab.research.google.com/>>. Os *notebooks* do Google Colab permitem combinar código executável, texto, imagens e muito mais em um só documento. Isso permite que os processos executados durante a simulação possam ser guiados, explicados e documentados. Além disso, se tem acesso gratuito a GPUs, nenhuma configuração prévia é necessária e o compartilhamento pode ocorrer de forma fácil e direta. Esses recursos permitem que qualquer usuário possa realizar as simulações somente tendo um computador com acesso à internet. Mesmo que o armazenamento, a memória RAM e o processamento disponíveis na versão gratuita do Google Colab sejam limitados, não são utilizados os recursos da máquina local. Um *notebook* que pode ser utilizado como modelo está disponível no repositório da ferramenta, que pode ser acessado em <<https://github.com/MuriloCardosoSoares/sea>>.

O primeiro passo da simulação é instalar os pacotes necessários e importar as bibliotecas que serão utilizadas. Os códigos da ferramenta e da biblioteca bempp (ŚMIGAJ et al., 2015; SCROGGS et al., 2017; BETCKE; SCROGGS; ŚMIGAJ, 2020) são clonados diretamente do github.

Código 3.1

```
%%capture
!pip install pyopencl meshio plotly==4.12.0 gmsh_api
!pip3 install numba==0.51.2

import sys
!git clone https://github.com/MuriloCardosoSoares/sea.git
sys.path.append('sea')
!git clone https://github.com/bempp/bempp-cl.git _bempp-cl
sys.path.append('_bempp-cl')

import numpy as np
import pandas as pd
```

```

from sea import definitions
from sea import materials
from sea import room

```

Os códigos estão escritos em linguagem Python, que possui como uma das principais características permitir uma fácil leitura do código e tem sido uma linguagem cada vez mais difundida. Ela permite a programação orientada a objeto, que é o paradigma adotado aqui. Para tanto, foram desenvolvidas sete classes para instanciar diferentes objetos. A principal delas é classe **Room**, que permite criar um objeto que representa a sala que será simulada. Todas as outras classes deste pacote dependem da classe **Room** e são criadas a partir dela, em uma hierarquia que se costuma denominar como composição. A estrutura é feita dessa forma para que o processo de configuração da simulação ocorra de forma intuitiva. Ou seja, primeiro se cria a sala e depois se fazem definições necessárias, se adicionam fontes, receptores e materiais. As outras seis classes são **Air**, **Algorithm**, **Source**, **Receiver**, **Directivity** e **Material**. No Quadro 3.1 é apresentada uma breve descrição de cada uma das classes.

Quadro 3.1 – Descrição das classes de objetos utilizadas no código

<b>Room</b>	Permite representar a sala que está sendo simulada. Irá carregar informações como a geometria da sala. É a principal classe e é a partir dela que todos os outros objetos das demais classes são criados.
<b>Air</b>	Permite que se estabeleçam as propriedades do som no ar, como a velocidade $c_0$ , e a densidade do ar, $\rho_0$ .
<b>Algorithm</b>	Permite o controle de para quais frequências será realizada a simulação.
<b>Source</b>	Permite caracterizar uma fonte considerando informações como: coordenadas, espectro de potência e direcionalidade.
<b>Directivity</b>	Carrega as informações a respeito da direcionalidade de uma fonte sonora. Dessa forma, essa classe é subordinada à classe <b>Source</b> .
<b>Receiver</b>	Permite caracterizar as coordenadas de um receptor.
<b>Material</b>	Permite caracterizar um material de uma superfície da sala com informações como impedância e admitância de superfície e coeficiente de absorção.

Fonte: O autor (2021).

Vamos analisar um pouco mais a fundo as funcionalidades atributos e métodos disponíveis para cada uma das classes. É a partir da classe **Room** que todos os demais objetos são criados. Podemos primeiro, então, criar o objeto referente à sala, conforme apresentado no Código 3.2. O atributo **room\_name** será o nome do arquivo *.pickle* salvo posteriormente, que irá guardar as configurações da sala e os resultados da simulação.

## Código 3.2

```
my_room = room.Room(room_name="room_name")
```

Uma vez que o objeto que representa a sala é criado, por padrão os valores da velocidade do som no ar,  $c_0$ , e da massa específica do ar,  $\rho_0$ , são  $c_0 = 343$  m/s e  $\rho_0 = 1,21$  kg/m<sup>3</sup>. Utilizando **print(my\_room.air)** esses valores são mostrados. É possível, também, calcular  $c_0$  e  $\rho_0$  a partir da temperatura,  $T$ , umidade relativa do ar,  $UR$ , e pressão atmosférica,  $P_{atm}$ , utilizando o método **my\_room.air.standardized\_c0\_rho0()**. Por padrão, esses valores são  $T = 20^\circ\text{C}$ ,  $UR = 50\%$  e  $P_{atm} = 101325$  Pa, mas podem ser alterados. Os novos valores de  $c_0$  e  $\rho_0$  serão sobrescritos aos anteriores. No Código 3.3 são, inicialmente, mostrados os valores padrão. Depois, os valores de  $T$ ,  $UR$  e  $P_{atm}$  são modificados e novos valores de  $c_0$  e  $\rho_0$  são calculados e sobrescritos aos anteriores. Nos códigos, as caixas internas apresentam as saídas do *notebook*.

## Código 3.3

```
print(my_room.air)
```

```
Air sound speed = 343.00 m/s | Air density = 1.21 kg/m^3 | Temperature = 20.00
C | Humid = 50.00 Atmospheric pressure = 101325.00 Pa
```

```
my_room.air.temperature = 25
my_room.air.humid = 40
my_room.air.p_atm = 100000
my_room.air.standardized_c0_rho0()
print(my_room.air)
```

```
Air sound speed = 347.30 m/s | Air density = 1.16 kg/m^3 | Temperature = 25.00
C | Humid = 40.00 Atmospheric pressure = 100000.00 Pa
```

Utilizando o método **my\_room.algorithm\_control()**, é possível estabelecer para quais frequências a simulação será realizada. Duas abordagens são possíveis. Pode-se passar três argumentos para o método, **freq\_init**, **freq\_end** e **freq\_step**, que serão, respectivamente, a frequência inicial, a frequência final e o passo do vetor de frequências para as quais a simulação irá ser realizada. Pode-se, também, estabelecer diretamente os valores de **freq\_vec** como uma lista ou um *numpy array*. Sempre que o método **my\_room.algorithm\_control()** for utilizado, os valores de **freq\_init**, **freq\_end**, **freq\_step** e **freq\_vec** serão sobrescritos. Essas funcionalidades estão demonstradas no Código 3.4.

## Código 3.4

```
my_room.algorithm_control(freq_init = 20, freq_end = 150,
    freq_step = 10)
print(my_room.frequencies)
```

Simulation algorithm will run from 20 Hz up to 200 Hz. To see all frequencies, use `print(self.freq_vec)`.

```
print(my_room.frequencies.freq_vec)
```

```
[ 20 30 40 50 60 70 80 90 100 110 120 130 140 150]
```

```
my_room.algorithm_control(freq_vec=[20,30,40,50])
print(my_room.frequencies.freq_vec)
```

```
[ 20 30 40 50]
```

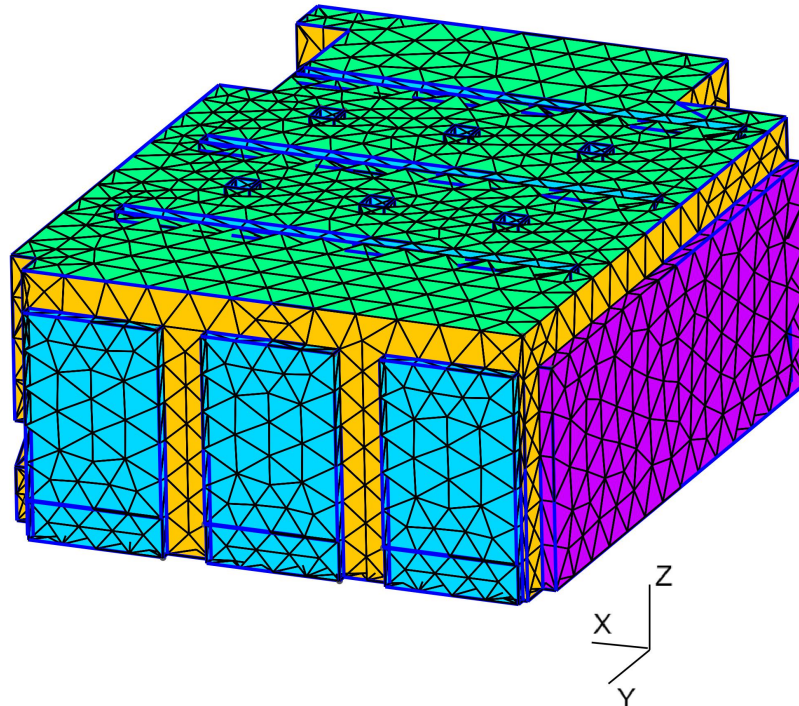
O método `my_room.add_geometry()` permite fazer o *upload* do arquivo `.geo` contendo a geometria da sala. Esse arquivo pode ser gerado utilizando a ferramenta de código aberto *gms* (GEUZAINÉ; REMACLE, 2009). As malhas são geradas automaticamente levando em consideração o número de elementos de acordo com o comprimento de onda da frequência em cada passo da simulação. São considerados pelo menos seis elementos por comprimento de onda até 265 Hz. Acima dessa frequência são considerados quatro elementos por comprimento de onda devido a memória RAM limitada disponível em um *notebook* do Google Colab. No *gms* é possível agrupar as superfícies utilizando *physical groups*. Para cada *physical group* formado no processo de criação da geometria será atribuído um material na próxima etapa. No repositório da ferramenta há uma geometria que pode ser utilizada como exemplo. Tendo executado o primeiro passo da simulação, Código 3.1, o usuário pode acessá-la na aba lateral do Google Colab, realizar o *download* e selecionar o arquivo quando executar o método `my_room.add_geometry()`. Para essa geometria cinco *physical groups*, e conseqüentemente cinco materiais, são considerados. Na Figura 3.1 cada cor representa um material.

## Código 3.5

```
my_room.add_geometry()
```

Para adicionar fontes e receptores, são utilizados, respectivamente, os métodos

Figura 3.1 – Sala utilizada como exemplo. Cada cor representa um material diferente a ser considerado



Fonte: O autor (2021).

**my\_room.add\_source()** e **my\_room.add\_receiver()**. Vamos analisar cada um em específico. Para o método **my\_room.add\_source()**, o primeiro argumento deve ser a coordenada da fonte, descrita como uma lista na forma  $[x, y, z]$ . Por padrão, o valor é **coord** =  $[0.0, 0.0, 1.0]$ . Além disso, o argumento **type** permite caracterizar a fonte como sendo omnidirecional, "monopole", ou direcional, "directional". Se considerarmos um monopolo, pode-se caracterizar a potência sonora da fonte utilizando *keyworded arguments*, que são argumentos do método que devem ser passados com uma palavra-chave. A primeira opção é utilizar diretamente o argumento **q** na forma de uma lista, com um valor correspondente a cada frequência que será simulada. Esse argumento **q** corresponde a  $j\rho_0\omega Q_s$ , conforme discutido no Capítulo 2.1. Uma segunda opção é estabelecer um valor constante de potência sonora, utilizando o argumento **nws**. Nesse caso, um único valor de **q** será calculado para todas as frequências. A última opção é fornecer o espectro da potência sonora da fonte em bandas. Para tanto, basta utilizar no método os argumentos **power\_spec** e **bands**. Nesse caso, o valor de **q**, necessário para a simulação, será calculado para cada frequência a partir do espectro da potência sonora. Utilizando o método **my\_room.list\_sources()**, é possível listar as fontes que foram adicionadas à simulação. Por fim, o método **my\_room.del\_sources()** permite apagar fontes que foram adicionadas. Se nenhum argumento for passado ao método, todas as fontes serão apagadas. Pode-se,

também, passar uma lista com as fontes que se desejam apagar, considerando a ordem em que elas foram inseridas.

Código 3.6

```
q = np.ones_like(my_room.frequencies.freq_vec)
my_room.add_source([0, 0, 1], q = q)

nws = 97
my_room.add_source([1, 0, 1], nws = nws)

power_spec = np.array([80, 84, 89, 91, 94])
bands = np.array([16, 31.5, 63, 125, 250])
my_room.add_source([1, 1, 1], power_spec = power_spec,
bands = bands)

my_room.list_sources()
```

Sources are:

Source coordinate is [[0. 0. 1.]]. It is a monopole source.

Source coordinate is [[1. 0. 1.]]. It is a monopole source.

Source coordinate is [[1. 1. 1.]]. It is a monopole source.

```
my_room.del_sources([0, 2])
my_room.list_sources()
```

Sources are:

Source coordinate is [[1. 0. 1.]]. It is a monopole source.

Se quisermos considerar a direcionalidade de uma fonte, o argumento **type** deve ser "directional". Nesse caso, é possível ajustar o nível da fonte utilizando o argumento **power\_correction**. Este valor depende da relação entre o nível que se deseja considerar na simulação e o nível utilizado nas medições da fonte consideradas no cálculo dos coeficientes dos harmônicos esféricos. Com os argumentos **elevation** e **azimuth** é possível alterar a orientação do eixo de radiação principal da fonte. Será necessário, ainda, realizar o *upload* do arquivo *.pickle* que deve ser gerado utilizando a classe **Directivity**. A inclusão de uma fonte direcional à simulação é demonstrada no Código 3.7. O objetivo principal da classe **Directivity** é calcular os coeficientes dos harmônicos esféricos que caracterizarão a direcionalidade da fonte sonora. As informações que devem ser passadas na instância

do objeto dependem basicamente da forma como as medições das respostas impulsivas em torno da fonte foram feitas. O primeiro argumento é o caminho para o arquivo `.mat`, que contém os dados medidos. É importante frisar aqui que a classe está preparada para receber os arquivos conforme foram salvos no banco de dados do BRAS (BRINKMANN et al., 2019; ASPÖCK et al., 2020). Caso se deseje utilizar dados salvos de outras formas, serão necessárias adaptações no código. Os argumentos seguintes são a velocidade do som no ar,  $c_0$ , e a densidade do ar,  $\rho_0$ , que devem ser considerados nos cálculos. Também é necessário estabelecer para quais frequências os coeficientes dos harmônicos esféricos devem ser calculados, utilizando o argumento `freq_vec`. Os argumentos `simulated_ir_duration` e `measurement_radius` se referem, respectivamente, à duração, em segundos, das respostas impulsivas medidas e à distância entre fonte e pontos de medição. O argumento `sh_order` estabelece até que ordem os coeficientes dos harmônicos esféricos serão calculados. `type` caracteriza que está sendo feito o cálculo para uma fonte, `type = "source"`. `sample_rate` define a frequência de amostragem das respostas impulsivas medidas. Por padrão, `sample_rate = 44100` Hz. Por último, o *key worded argument* `existing_pre_delay` pode ser usado para corrigir o atraso antes que o som direto chegue aos microfones. O método `encode_directivity()` é usado para realizar os cálculos. O argumento `file_name` estabelece o nome do arquivo `.pickle` que será salvo e deverá ser utilizado na simulação. Para esse cálculo, o recomendado é que seja feito na máquina local e não no *notebook* do Google Colab. Isso porque, se o *notebook* for utilizado, será necessário realizar o *upload* do arquivo com os dados da medição da fonte, o que demandaria bastante tempo, já que esses arquivos tendem a ser grandes. A utilização da classe `Directivity` está demonstrada no Código 3.8.

### Código 3.7

```
my_room.add_source([-1, 1, 1], type = "directional",
power_correction = 84.4, elevation = np.array([0.0]),
azimuth = np.array([270.0]))

my_room.list_sources()
```

Upload the file with the spherical harmonic information for this source:

...

Sources are:

Source coordinate is `[-1. 1. 1.]`. It is a directional source.



Código 3.8

```

from sea import directivity
import numpy as np

data_path = "/path/data.m"
rho0 = 1.21
c0 = 343
freq_vec = np.arange(20, 296, 1)
simulated_ir_duration = 2
measurement_radius = 8
sh_order = 4
type = "source"
sample_rate = 44100
existing_pre_delay = 120

source_directivity = directivity.Directivity(data_path, rho0, c0,
freq_vec, simulated_ir_duration, measurement_radius, sh_order,
type, sample_rate=44100, existing_pre_delay)

file_name = "file_name"
source_directivity.encode_directivity(file_name)

```

Para o método **my\_room.add\_receiver()**, o argumento deve ser a coordenada do receptor, descrita como uma lista na forma  $[x, y, z]$ . Por padrão, o valor é **coord** =  $[1.0, 0.0, 0.0]$ . De forma semelhante ao que foi visto para as fontes sonoras, é possível utilizar os métodos **my\_room.list\_receivers()** e **my\_room.del\_receivers()**.

Código 3.9

```

my_room.add_receiver([2,2,2])

my_room.list_receivers()

```

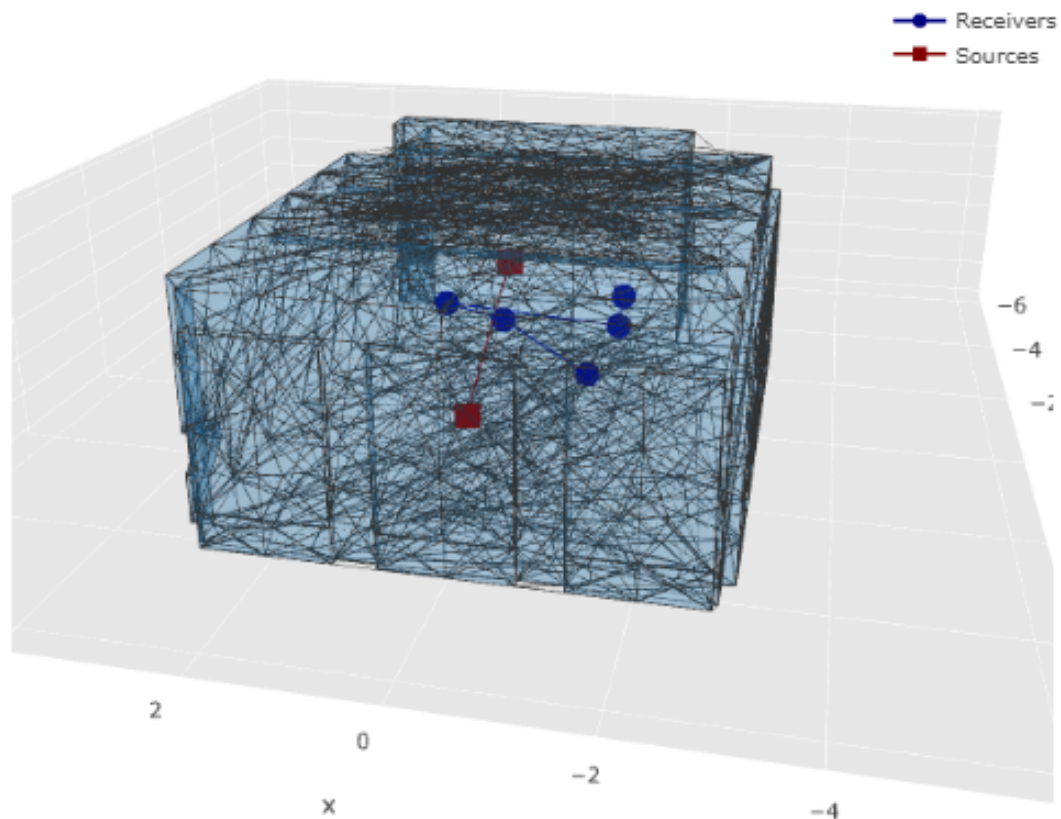
```

Receivers are:
Receiver coordinate is [[2,2,2]]. It is a omni receiver.

```

Executando o método **my\_room.view()**, será mostrada a sala com o posicionamento das fontes e dos receptores em um *plot* 3D, conforme exemplificado na Figura 3.2.

Figura 3.2 – *Plot 3D* com visualização da geometria da sala e das fontes e receptores



Fonte: O autor (2021).

Uma vez que já está definida a geometria da sala, pode-se adicionar os materiais às superfícies. Isso é realizado utilizando o método `my_room.add_material()`, que dá acesso a diversas funcionalidades. Vale notar que o número de materiais adicionados deve corresponder ao número de *physical groups* presentes no arquivo da geometria. A geometria usada como modelo no repositório, por exemplo, possui cinco *physical groups* e, dessa forma, o método `my_room.add_material()` deve ser utilizado cinco vezes para caracterizar os materiais presentes na sala. A forma mais direta de caracterizar um material para a simulação é definindo a admitância do material utilizando o *keyworded argument* **admittance**, conforme representado no Código 3.10. O argumento **admittance** deve ser uma lista contendo o valor da admitância do material para cada frequência que será considerada na simulação.

#### Código 3.10

```
my_room.add_material(admittance=[...])
```

Pode-se também especificar a impedância de superfície ou a impedância de superfície normalizada. Para tanto, devem-se utilizar os *keyworded arguments* **surface\_impedance** ou **normalized\_surface\_impedance**, respectivamente. Da mesma

forma que no caso da admitância, esses argumentos devem ser listas contendo os valores para cada passo de frequência. Se forem passados valores de impedância para o método, os valores das admitâncias, necessários na simulação, serão automaticamente calculados.

Código 3.11

```
my_room.add_material(surface_impedance=[...])
my_room.add_material(normalized_surface_impedance=[...])
```

Outra possibilidade para caracterizar os materiais presentes nas superfícies da sala é utilizando modelos matemáticos. Estão implementados na ferramenta modelos para os materiais absorvedores mais comuns, a saber, absorvedores porosos com e sem uma camada de ar na parte de trás, absorvedores de membrana, placas perfuradas e placas microperfuradas. Para caracterizar os materiais dessa forma, pode-se utilizar o método **my\_room.add\_material()**. Ele deve receber dois *keyworded arguments*, **absorber\_type** e **parameters**. O argumento **absorber\_type** deve ser um *string* que irá caracterizar o tipo de absorvedor que se deseja modelar. Os valores possíveis são "**porous**", "**porous with air cavity**", "**membrane**", "**perforated panel**" e "**microperforated panel**". Já o *keyworded argument* **parameters** deve ser uma lista contendo os parâmetros do absorvedor, o que irá variar conforme a escolha de **absorber\_type**. Para o caso de um absorvedor poroso, é necessário definir a resistividade ao fluxo,  $\sigma$  [ $\text{Nsm}^{-4}$ ], e a espessura do material,  $d$  [m], nessa ordem necessariamente, conforme representado no Código 3.12.

Código 3.12

```
flow_resistivity = 15000
d = 0.03

my_room.add_material(absorber_type = "porous",
parameters = [flow_resistivity, d])
```

No caso de de um absorvedor poroso com uma camada de ar na parte de trás, é necessário definir também a espessura dessa camada de ar,  $d_{air}$  [m], devendo ser esse o último elemento do argumento **parameters**.

Código 3.13

```
flow_resistivity = 20000
d = 0.03
d_air = 0.05

my_room.add_material(absorber_type = "porous with air cavity",
parameters = [flow_resistivity, d, d_air])
```

Para caracterizar um absorvedor de membrana, os parâmetros que devem ser passados como uma lista no argumento **parameters** do método **my\_room.add\_material()** são, pela ordem, a massa por unidade de área da membrana,  $m$  [kg/m<sup>2</sup>], a profundidade total da cavidade (a camada de ar mais a espessura do material poroso),  $d_{total}$  [m], a resistividade ao fluxo do material poroso,  $\sigma$  [Nsm<sup>-4</sup>], e a espessura do material poroso,  $d_{porous}$  [m].

Código 3.14

```
m = 1.4
d_total = 0.1
flow_resistivity = 16000
d_porous = 0.06

my_room.add_material(absorber_type = "membrane",
parameters = [m ,d_total, flow_resistivity, d_porous])
```

No caso de um absorvedor do tipo placa perfurada, os parâmetros que devem ser passados são a espessura do painel,  $h$  [m], o raio das aberturas circulares,  $a$  [m], a taxa de perfuração do painel,  $\psi$ , como um valor percentual, a profundidade total da cavidade (a camada de ar mais a espessura do material poroso),  $d_{total}$  [m], a resistividade ao fluxo do material poroso,  $\sigma$  [Nsm<sup>-4</sup>], e a espessura do material poroso,  $d_{porous}$  [m].

Código 3.15

```
h = 0.025
a = 0.0025
psi = 0.5
d_total = 0.1
flow_resistivity = 20000
d_porous = 0.04

my_room.add_material(absorber_type = "perforated panel",
parameters = [h, a, p, d_total, flow_resistivity, d_porous])
```

Por fim, para caracterizar um absorvedor do tipo placa microperfurada, os parâmetros são semelhantes ao que se viu para a placa perfurada, com a diferença de que não há a presença de um material poroso no modelo adotado aqui para a placa microperfurada. Portanto, os parâmetros são a espessura do painel,  $h$  [m], o raio das aberturas circulares,  $a$  [m], a taxa de perfuração do painel,  $\psi$ , como um valor percentual e a profundidade da cavidade,  $d$  [m].

Código 3.16

```

h = 0.004
a = 0.0004
psi = 0.01
d = 0.05

my_room.add_material(absorber_type = "microperforated panel",
parameters = [h, a, p, d])

```

A última possibilidade de caracterização de materiais implementada na ferramenta é por meio de coeficientes de absorção. Como foi discutido na Seção 2.5, os coeficientes de absorção não representam uma informação completa necessária nos métodos de simulação que resolvem a equação da onda, como o BEM. Portanto, é necessário calcular a admitância dos materiais a partir desses coeficientes de absorção. A primeira abordagem é a que foi definida na Equação 2.41, conhecida como regra dos 55°. Essa abordagem irá calcular valores reais de impedância de superfície ou admitância a partir de coeficientes de absorção em bandas de oitava ou terço de oitava. Para utilizá-la, é necessário primeiro passar para o método `my_room.add_material()` os *keyworded arguments* `octave_bands_statistical_alpha` e `octave_bands`, caso os dados sejam coeficientes de absorção em bandas de oitava, ou `third_octave_bands_statistical_alpha` e `third_octave_bands`, caso os dados sejam coeficientes de absorção em bandas de terço de oitava. Depois, utiliza-se o método `my_room.materials[0]._55_rule()`, onde o número entre colchetes está relacionado ao material para o qual o método será executado, de acordo com a ordem de inclusão.

#### Código 3.17

```

my_room.add_material(
octave_bands_statistical_alpha = [0.1, 0.11, 0.2, 0.17, 0.26],
octave_bands = [16, 31.5, 63, 125, 250])
my_room.materials[0]._55_rule()

my_room.add_material(third_octave_bands_statistical_alpha =
[0.1, 0.12, 0.11, 0.21, 0.27, 0.23, 0.26, 0.28, 0.3, 0.27, 0.32,
0.31, 0.33, 0.37],
third_octave_bands = [12.5, 16, 20, 25, 31.5, 40, 50, 63, 80,
100, 125, 160, 200, 250])
my_room.materials[1]._55_rule()

```

A segunda abordagem é utilizar o método de recuperação de impedâncias complexas descrito na Seção 2.5. Para tanto, além de passar para o método os coeficientes de absorção em bandas de oitava ou terço de oitava utilizando os *keyworded arguments*

adequados, é necessário também especificar o tipo de material absorvedor por meio do *keyworded argument* **absorber\_type**, que deve ser um *string* com os valores possíveis sendo **"soft porous"**, **"hard porous"**, **"membrane"**, **"perforated panel"**, **"microperforated panel"** e **"hard"**. A caracterização dos materiais de acordo com essas categorias foi apresentada na Seção 2.5.

Código 3.18

```
my_room.add_material(
    octave_bands_statistical_alpha = [0.1, 0.11, 0.2, 0.17, 0.26],
    octave_bands = [16, 31.5, 63, 125, 250],
    absorber_type = "perforated panel")
```

Working on the solution of the constrained optimization problem...

De forma semelhante ao que foi visto para as fontes e receptores, no caso dos materiais os métodos **my\_room.del\_materials()** e **my\_room.list\_materials()** permitem apagar materiais e listar todos os materiais que foram adicionados, respectivamente. O Código 3.19 resume as funcionalidades que foram apresentadas referentes à caracterização dos materiais nas superfícies da sala. É importante frisar que os materiais devem ser adicionados de acordo com a ordem dos *physical groups* criados no processo de desenho da geometria no *gmsh*.

Código 3.19

```
#Pode-se definir diretamente a admitância do material
my_room.add_material(admittance=[...])

#Pode-se definir a impedância de superfície ou a impedância de
#superfície normalizada
my_room.add_material(surface_impedance=[...])
my_room.add_material(normalized_surface_impedance=[...])

#Pode-se utilizar os modelos matemáticos implementados para os
#materiais absorvedores mais comuns
flow_resistivity = 15000
d = 0.05

my_room.add_material(absorber_type = "porous",
    parameters = [flow_resistivity, d])
```

```

#Pode-se calcular valores reais de admitância a partir de
#coeficientes de absorção considerando a regra dos 55 graus
my_room.add_material(
octave_bands_statistical_alpha = [0.1, 0.11, 0.2, 0.17, 0.26],
octave_bands = [16, 31.5, 63, 125, 250])
my_room.materials[0]._55_rule()

#Pode-se recuperar valores complexos de admitância a partir de
#coeficientes de absorção utilizando um processo de otimização
my_room.add_material(
octave_bands_statistical_alpha = [0.1, 0.11, 0.2, 0.17, 0.26],
octave_bands = [16, 31.5, 63, 125, 250],
absorber_type = "perforated panel")

my_room.list_materials()

```

Working on the solution of the constrained optimization problem...

Optimization terminated successfully. (Exit mode 0)

Current function value: 0.008464148284800563

Iterations: 94

Function evaluations: 677

Gradient evaluations: 92

[1.34442155e-14 3.49026181e-16 3.12790877e-12 7.76230053e-05  
8.85852855e-01]

The solution of the optimization problem leads to rmk+1 parameters equal to [1.34442155e-14 3.49026181e-16 3.12790877e-12 7.76230053e-05 8.85852840e-01].

Impedances, admittances and everything else related to it was already calculated.

Generic material. Use plot method to get more information.

Generic material. Use plot method to get more information.

Generic material. Use plot method to get more information.

Single layer soft porous absorber with rigid back end. Flow resistivity = 15000 [N.s.m<sup>4</sup>] and thickness = 0.05 [m].

Generic material. Use plot method to get more information.

Generic perforated panel absorber. There is no more information about it.

```
my_room.del_materials([1,3])  
my_room.list_materials()
```

```
Generic material. Use plot method to get more information.  
Generic material. Use plot method to get more information.  
Generic material. Use plot method to get more information.  
Generic perforated panel absorber. There is no more information about it.
```

Agora que todas etapas de caracterização necessárias foram concluídas, o método **my\_room.run()** dá início ao processo de simulação em si. A cada passo de frequência executado, os resultados serão salvos em um arquivo *.pickle* no drive. Por isso, será solicitado acesso a um Google Drive quando o método for executado.



Código 3.20

```
my_room.run()
```

```
Mount your Google Drive, so that you are gonna be able to save your simulation:
```

```
Mounted at /content/drive
```

```
Working on frequency = 20.000 Hz.
```

```
Working on source 1 of 2.
```

```
Working on receiver 1 of 1.
```

```
Working on source 2 of 2.
```

```
Working on receiver 1 of 1.
```

```
Working on frequency = 21.000 Hz.
```

```
Working on source 1 of 2.
```

```
Working on receiver 1 of 1.
```

```
...
```

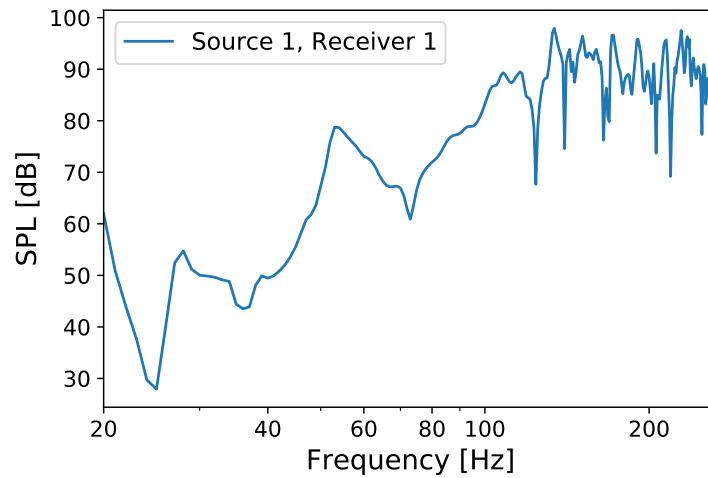
Terminado o processo de simulação, existem dois métodos já implementados que auxiliam na análise e visualização dos resultados. O método **my\_room.plot\_spl()** permite plotar o nível de pressão sonora (NPS) para os pares fonte-receptor considerados na simulação. Se nenhum argumento for passado ao método, será plotado o NPS para todos os pares. Pode-se, também, estabelecer para quais fontes e receptores se deseja visualizar. Para isso, o primeiro argumento deve ser uma lista contendo as fontes e o segundo uma lista contendo as receptores. A Figura 3.3 ilustra o NPS visualizado utilizando esse método. Já o método **my\_room.plot\_phase()**, que tem funcionamento semelhante, pode ser utilizado para plotar a fase das respostas, conforme exemplificado na Figura 3.4.

Código 3.21

```
my_room.plot_spl([1],[1])
```

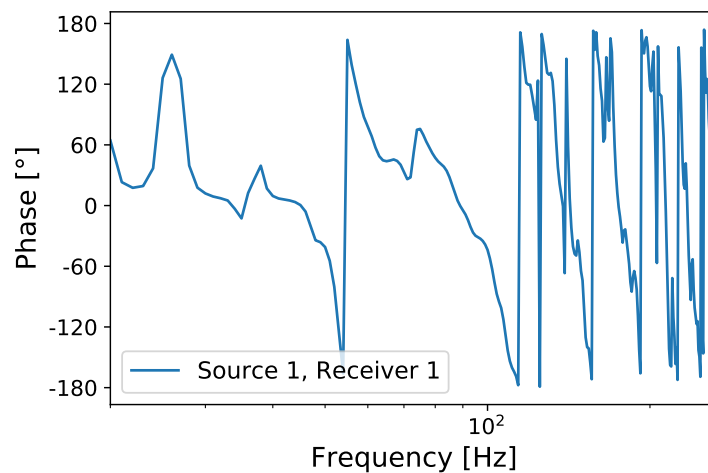
```
my_room.plot_phase([1],[1])
```

Figura 3.3 – Nível de pressão sonora em função da frequência plotado utilizando um método implementado na ferramenta



Fonte: O autor (2021).

Figura 3.4 – Fase da resposta em função da frequência plotada utilizando um método implementado na ferramenta



Fonte: O autor (2021).

Se, por qualquer motivo, o processo de simulação for interrompido, basta acessar novamente o *notebook*, executar a primeira célula, apresentada no Código 3.1, realizar o *upload* do arquivo *.pickle*, que foi salvo e executar o método **my\_room.run()**. Nesse caso, será solicitado que se faça novamente o *upload* do arquivo *.geo* com a geometria da sala.

#### Código 3.22

```
from google.colab import drive
drive.mount('/content/drive')
```

```
import pickle

file_to_read = open('/content/drive/MyDrive/room_name.pickle',
                    "rb")
my_room = pickle.load(file_to_read)
file_to_read.close()

my_room.run()
```

```
Working on frequency = 256.000 Hz.
Geometry file not found. Please, upload it:
room_geometry.geo
room_geometry.geo(n/a) - 29266 bytes, last modified: 11/04/2021 - 100% done
Saving room_geometry.geo to room_geometry.geo
Working on source 1 of 2.
Working on receiver 1 of 1.
Working on source 2 of 2.
Working on receiver 1 of 1.
Working on frequency = 257.000 Hz.
Working on source 1 of 2.
...
```

Também é possível salvar os resultados da simulação no disco local. Para tanto, basta executar o método **my\_room.save("local")**.

Código 3.23

```
my_room.save("local")
```

#### **4 ARTIGO - LOW-FREQUENCY ROOM ACOUSTICAL SIMULATION OF A SMALL ROOM WITH BEM AND COMPLEX-VALUED SURFACE IMPEDANCES**

Simulação em acústica de salas na região de baixa frequência para uma sala pequena com BEM e valores complexos de impedância de superfície

**Low-frequency room acoustical simulation of a small room with BEM and complex-valued surface impedances**

Murilo Cardoso Soares, Eric Brandão Carneiro, Roberto Aizik Tenenbaum, Paulo Henrique Mareze

Manuscrito submetido para publicação no periódico Applied Acoustics

# Low-frequency room acoustical simulation of a small room with BEM and complex-valued surface impedances

Murilo Cardoso Soares<sup>a</sup>, Eric Brandão Carneiro<sup>a</sup>, Roberto Aizik Tenenbaum<sup>a</sup>, Paulo Henrique Mareze<sup>b</sup>

<sup>a</sup>*Federal University of Santa Maria (UFSM), Civil Engineering Graduate Program, Roraima Av., 1000, Santa Maria, 97105-900, RS, Brazil*

<sup>b</sup>*Federal University of Santa Maria (UFSM), Mechanical Engineering Graduate Program, Roraima Av., 1000, Santa Maria, 97105-900, RS, Brazil*

---

## Abstract

This study examines practical aspects of room acoustics simulation using the Boundary Element Method (BEM). The Complex Room 2 of the benchmark for room acoustical simulation is used and the influence of sound source and material characterization is addressed. A 3-way and large omnidirectional sound source and a relatively small studio monitor are modelled in BEM as monopoles. The effects of the localization and the measured sensitivity vs. frequency of such sound sources are addressed by comparing point-wise magnitude and phase spectra for experiment and simulation. Concerning the material characterization BEM needs the surface impedance, whereas this kind of input data is more difficult to find than the absorption coefficient. Thus, two retrieval methods are tested to synthesize surface impedance from absorption data. The first is a direct inversion and yields a real-valued surface impedance. The second is a constrained optimization yielding a complex-valued surface impedance. Both retrieval methods are compared for the original Complex Room 2, which is lightly dampened and in a simulated test scenario where a highly absorbent material is applied to the room's ceiling.

*Keywords:* Small room acoustics, Boundary Element Method, Complex surface impedance.

---

## 1. Introduction

2 The use of simulation tools in room acoustics is an important aspect of the acoustical design  
3 and analysis of spaces. The majority of the commercially available software packages are based  
4 on geometrical acoustics (GA) methods [1]. GA methods are typically based on ray tracing,  
5 pyramid tracing, image-source and/or radiosity methods. Those GA algorithms are well estab-  
6 lished and a comprehensive overview can be found in Ref. [2]. What they have in common is  
7 that the mathematical model is based on the energetic sum of discretized wavefronts, the compu-  
8 tational cost is reduced and the simulation is precise only for frequency ranges with high modal  
9 density. Thus, in the low-frequency range, methods based on the wave equation solution are  
10 better suited. The use of wave-based methods is of particular importance in the simulation of the  
11 so-called small rooms [3]. In such cases, the modal density is low and individual room modes

---

*Email address:* murilo.c.soares@outlook.com (Murilo Cardoso Soares)

12 tend to be distinguishable on measured frequency response functions (FRF). The Schroeder fre-  
13 quency is often used as a frontier between wave-like and ray-like behaviour. It is defined as  
14  $f_s = 2000(T_{60}/V)^{1/2}$  [4], with  $T_{60}$  being the reverberation time, in seconds, and  $V$  the room  
15 volume, in cubic meters with  $f_s$  given in Hertz.

16 For the simulation with wave-based methods, analytical solutions are only available for re-  
17 stricted geometries (*e.g.* rectangular rooms) [5, 6]. For more general geometries, the alternative  
18 is the use of numerical models, in which the acoustical domain is somehow discretized and the  
19 wave-equation solution is approximated. Saarelma [7] introduces the use of the Finite-Difference  
20 Time-Domain method (FDTD) based on the use of GPUs<sup>1</sup>. Hamilton and Bilbao derived FDTD  
21 schemes with high order accuracy in space and time and the directivity of the sound sources  
22 is considered in Ref. [8]. Another alternative is the use of the Finite Element Method (FEM),  
23 which can be either in frequency [9] or in time domain [10]. An open source implementation  
24 of the Pseudo-Spectral Time-Domain (PTSD) method is demonstrated in Ref. [11]. Of special  
25 concern in the present work is the Boundary Element Method (BEM), based in what is presented  
26 in Ref. [12], which is a framework that allows the inclusion of the directivity of sources and  
27 receivers.

28 The uncertainty in input data is a factor of major importance in room acoustical simula-  
29 tion [13]. In that sense, the characterization of sound sources (*e.g.* sensitivity and directivity)  
30 and material properties (*e.g.* absorption coefficient and/or surface impedance) is of great impor-  
31 tance during the setup stage of the simulation. Concerning the sound source characterization in  
32 low frequencies, a common strategy is to consider it as a point source with constant amplitude.  
33 Another alternative is to adjust the monopole sound power for each frequency according to the  
34 measured frequency response of the sound source in free-field. Such data is extensively avail-  
35 able for studio monitors commonly used in control-rooms, which is a kind of room for which  
36 wave-based simulation is of particular importance. In regard to the source directivity, the state  
37 of the art is the decomposition of the measured spatial information to the spherical harmonic do-  
38 main [12, 14, 15], which allows the consideration of complex frequency-dependent directional  
39 patterns. However, its implementation requires complex spatial data of the source that is not  
40 widely available.

41 Regarding the characterization of the absorption properties of the materials in the room,  
42 wave-based simulations may suffer from the lack of available data. On one hand, GA typi-  
43 cally use the statistical absorption coefficient measured in a reverberation chamber according  
44 to ISO 354 [16], for which large databases exist. Wave-based methods, however, require the  
45 complex-valued surface impedance, which is not so readily available. To overcome such diffi-  
46 culty, one can estimate a real-valued surface impedance from the absorption coefficient, as re-  
47 ported in Ref. [12]. This might not be such an accurate boundary condition and direct inversion  
48 is not feasible, since there is an infinite set of complex-valued surface impedances correspond-  
49 ing to a real-valued absorption coefficient. Attempts to retrieve the complex surface impedance  
50 from absorption coefficients are reported in Refs. [17, 18, 19]. Mondet et al. [18, 19] proposed  
51 a method based on the solution of a constrained optimization problem. Since this is an ill-posed  
52 problem, the constraints are based on prior knowledge about the sound absorber and depend  
53 on the type of material analysed to ensure that the retrieved surface impedance has a physical  
54 meaning.

55 This paper investigates the sound source characterization and the use of real and complex-  
56 valued surface impedance as a boundary condition for a BEM simulation of a realistic scenario.

---

<sup>1</sup>Graphics Processing Unit

57 The simulations presented herein considers the data provided for the Complex Room 2 (CR2)  
 58 of the benchmark for room acoustical simulation (BRAS). This database was created for the  
 59 first round robin on room acoustical simulation and auralization [20, 21]. Section 2 provides  
 60 the theoretical background. Section 2.1 introduces the Boundary Element Method, used in this  
 61 work and Sec. 2.2 presents the theory used to retrieve the complex-valued and real-valued surface  
 62 impedance from the absorption coefficient. In Sec. 3 the room under consideration is presented  
 63 along with the sound sources and materials used to furnish the room. In Sec. 4 the simulation  
 64 and experimental results are shown and discussed, followed by the conclusions in Sec. 5.

## 65 2. Theory and calculations

66 This section presents the theoretical background used in the calculations of this paper. Sec-  
 67 tion 2.1 presents the Boundary Element Model formulation and the simulation framework. Sec-  
 68 tion 2.2 describes the strategies used to retrieve the surface impedance from the absorption coef-  
 69 ficient.

### 70 2.1. Low-frequency room acoustics simulation with BEM

71 In this research, the frequency domain BEM is used to simulate a room with the aid of the  
 72 Boundary Element Method Python Package (BEMpp) [22, 23, 24]. The time convention used  
 73 is  $e^{-j\omega t}$  and is omitted throughout, with  $\omega$  being the angular frequency in rad/s. The Helmholtz  
 74 integral equation is solved numerically through the discretization of the interior boundary of an  
 75 acoustical domain. From the Helmholtz integral equation, one can define the following operators:

$$S\{\Phi\}(\mathbf{x}) = \iint_{\Gamma} \Phi(\mathbf{y})G(\mathbf{x}, \mathbf{y}) d\Gamma_{\mathbf{y}} ; \quad (1)$$

$$\mathcal{D}\{\Phi\}(\mathbf{x}) = \iint_{\Gamma} \Phi(\mathbf{y}) \frac{\partial G(\mathbf{x}, \mathbf{y})}{\partial \mathbf{n}_{\mathbf{y}}} d\Gamma_{\mathbf{y}} , \quad (2)$$

76 where  $\mathbf{x}$  is a point in the domain or at the boundary  $\Gamma$ ,  $\mathbf{y}$  is a point at the boundary and  $\mathbf{n}_{\mathbf{y}}$  is the  
 77 normal vector at  $\mathbf{y}$ . The operators  $S\{\Phi\}(\mathbf{y})$  and  $\mathcal{D}\{\Phi\}(\mathbf{y})$  are used to define the sound pressure  $\Phi$ .  
 78 The term  $G(\mathbf{x}, \mathbf{y})$  is the 3D Green function representing the effect observed at a point  $\mathbf{y}$  caused by  
 79 a monopole source at a point  $\mathbf{x}$  and can be written as

$$G(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = \frac{1}{4\pi} \frac{e^{jk|\mathbf{x}-\mathbf{y}|}}{|\mathbf{x}-\mathbf{y}|} , \quad (3)$$

where  $k = \omega/c_0$  is the magnitude of the wave-number in the air, given in rad/m, and  $c_0$  is the  
 speed of sound, in m/s. The integral equation to be solved for all points  $\mathbf{y} \in \Gamma$  can be written as

$$\left[ \mathcal{D} - \frac{1}{2}\mathcal{I} + jk\mathcal{S}\mathcal{Y} \right] \{\Phi_{\Gamma}\}(\mathbf{y}) = -\Phi_{\text{inc}}(\mathbf{y}) . \quad (4)$$

80 where  $\mathcal{I}$  is the identity matrix and  $\mathcal{Y}$  is the admittance of the material at the boundary normalized  
 81 by the characteristic impedance of the air. Here, the goal is to find  $\{\Phi_{\Gamma}\}(\mathbf{y})$ , which requires a  
 82 matrix inversion procedure.  $\Phi_{\text{inc}}(\mathbf{y})$  is the incident pressure and for a point source defined using  
 83 Eq. (3) multiplied by  $j\rho_0\omega Q_s$ , with  $Q_s$  being the volume velocity in  $\text{m}^3/\text{s}$ .  $Q_s$  and the sound  
 84 power  $W$  are related by

$$Q_s = \sqrt{W \frac{c_0 8\pi}{\rho_0 \omega^2}}, \quad (5)$$

85 with  $\rho_0$  being the air density, in  $\text{kg/m}^3$ . The scattered pressure,  $\Phi_{\text{scat}}$ , is given by

$$\Phi_{\text{scat}}(\mathbf{x}) = [\mathcal{D} + jk\mathcal{S}\mathcal{Y}] \{\Phi_{\Gamma}\}(\mathbf{y}). \quad (6)$$

86 Finally, the total pressure at a point in the domain is

$$\Phi_{\text{tot}}(\mathbf{x}) = \Phi_{\text{inc}}(\mathbf{x}) + \Phi_{\text{scat}}(\mathbf{x}). \quad (7)$$

## 87 2.2. Estimation of the surface impedance from the absorption coefficient

88 In BEM simulations, the specific surface impedance,  $Z_s$ , is used to describe the absorption  
89 properties at the boundaries of the domain. This is a complex-valued parameter defined as the  
90 ratio between the sound pressure and the normal component of the particle velocity at a bound-  
91 ary [25]. The absorption coefficient,  $\alpha$ , measures the ratio between the absorbed and the incident  
92 power and is a real-valued parameter ranging from 0.0 to 1.0.  $Z_s$  and  $\alpha$  vary with frequency  
93 and incidence angle,  $\theta$ . For an infinite sample under the incidence of a single plane wave, these  
94 quantities are related by

$$\alpha(\theta) = 1 - \frac{|Z_s(\theta) \cos(\theta) - \rho_0 c_0|}{|Z_s(\theta) \cos(\theta) + \rho_0 c_0|}. \quad (8)$$

95 In room acoustics, it is more common to use the statistical absorption coefficient,  $\alpha_s$ . On one  
96 hand,  $\alpha_s$  can be obtained from measurements performed in a reverberation chamber, according to  
97 the standard ISO 354 [16]. On the other hand,  $\alpha_s$  can be estimated as defined by Thomasson [26,  
98 27]

$$\alpha_s = 8 \int_0^{\pi/2} \frac{\text{Re}\{Z_s(\theta)\} \sin \theta}{|Z_s(\theta) + \bar{Z}_r(\theta)|^2} d\theta, \quad (9)$$

99 where  $\bar{Z}_r(\theta)$  is the radiation impedance of the finite absorber under consideration. The bar in-  
100 dicates a mean value over the azimuth angles. The advantage of Eq. (9) over the commonly  
101 used Paris formula [28] is that it takes into consideration the size and shape of the absorber sam-  
102 ple. Equation (9) establishes a relation between the absorption coefficient obtained under diffuse  
103 incidence and the surface impedance. The radiation impedance can be computed precisely by  
104 numerical integration [29], which can be computationally expensive. An alternative is to use the  
105 approximation devised in Ref. [30] and reproduced in the Appendix for convenience. For the  
106 optimization approach described in Sec. 2.2.2, this is the strategy used in this research.

107 It is worth noting that whenever the statistical absorption coefficient is used, two pieces of  
108 information are lost: The phase and the dependency on the incidence angle. There are exten-  
109 sive databases of  $\alpha_s$  provided by material manufacturers and research institutions. However,  
110 databases of surface impedances of several material types are not easy to find. Therefore, using  
111 a model seeking to retrieve the surface impedance from absorption data may render a feasible  
112 and practical solution for room acoustical simulation. In the sequel, two retrieval strategies are  
113 introduced. The first one proposes a direct recover of a real-valued surface impedance from the  
114 absorption data, as presented in Sec. 2.2.1. The second one proposes the retrieval of a complex  
115 surface impedance using an optimization technique, described in Sec. 2.2.2.



116 2.2.1. Real-valued  $Z_s$  from  $\alpha_s$

117 The first strategy to recover  $Z_s$  from  $\alpha_s$  is herein called the direct approach. In fact, this is  
 118 merely an inversion of Eq. (8) with two considerations: (i)  $Z_s$  is real-valued; (ii) the incidence  
 119 angle of  $55^\circ$  is considered as a good fit from a single plane wave incidence to diffuse field  
 120 incidence. The later consideration is known as the “55 degree rule” and is used in Refs. [12, 28].  
 121 Therefore,

$$Z_s = \frac{\rho_0 c_0}{\cos(55^\circ)} \frac{1 + \sqrt{1 - \alpha_s}}{1 - \sqrt{1 - \alpha_s}}. \quad (10)$$

122 2.2.2. Complex-valued  $Z_s$  from  $\alpha_s$

The second strategy to recover  $Z_s$  from  $\alpha_s$  was presented by Mondet et al. [18, 19], and  
 is based on the solution of a constrained optimization problem. This framework uses a gen-  
 eral impedance model capable of describing common sound absorbers. The general impedance  
 model, so-called RMK+1 in Ref. [18], is used herein. This general surface impedance is ex-  
 pressed as

$$Z_s(\omega) = \frac{K}{j\omega} + R + j\omega M + (j\omega)^\gamma G, \quad (11)$$

123 where  $R$ ,  $M$ ,  $K$  and  $G$  are all positive and independent of frequency, with  $-1 \leq \gamma \leq 1$ . The cost  
 124 function to be minimized is the squared  $\ell_2$ -norm given by

$$F(Z_s) = \|\alpha_{\text{in}} - \alpha_s(Z_s)\|_2^2, \quad (12)$$

125 where  $\alpha_{\text{in}}$  is the absorption coefficient from which one attempts to retrieve the surface impedance  
 126 (*e.g.* measured in a reverberation chamber). The variables of the optimization problem are  $R$ ,  $M$ ,  
 127  $K$ ,  $G$  and  $\gamma$ . They are used to compute the estimated absorption coefficient,  $\alpha_s(Z_s)$ , using Eq. (11)  
 128 and Eq. (9). The sample considered in Thomasson’s formulation has  $11 \text{ m}^2$  and square shape,  
 129 as is the approach used in Ref. [18]. By minimizing  $F(Z_s)$ , one can find an appropriate surface  
 130 impedance that describes the absorption coefficient data  $\alpha_{\text{in}}$ .

131 The minimization is formulated as a constrained optimization problem, in order to obtain  
 132 realistic material properties. The constraints are formulated with prior knowledge about the  
 133 absorber of interest. First, the absorbers are divided into categories such as: (i) soft materials and  
 134 (ii) hard materials. The constraints are:

$$\text{Soft materials: } \Re\{Z_s(\omega)\} < 2; \quad (13)$$

$$\text{Hard materials: } \Re\{Z_s(\omega)\} > 1. \quad (14)$$

135 Most of the materials considered in the simulations presented in this work are hard materials.  
 136 The exception is a perforated panel absorber (see Secs. 3 and 4.3) that does not require other than  
 137 the constraint defined in Eq. (13). There are specific constraints for other absorbent materials  
 138 that the reader can found in [18]. In this study, the cost function in Eq. (12) is minimized using a  
 139 Python script. The module “scipy.optimize.minimize” with the method sequential least squares  
 140 programming (SLSQP) was used [31, 32].

### 141 3. Material and methods

142 This section provides details about the room examined in this paper, the experimental data  
143 available, the setup of the sound source and the boundary conditions for the simulations. Also,  
144 some challenges faced during the simulation process are addressed.

145 The room under consideration is the Complex Room 2 (CR2) of the benchmark for room  
146 acoustical simulation (BRAS) — previously named Scene 9 or Small Room. This is a rela-  
147 tively low volume environment, with  $V = 145 \text{ m}^3$  and is described in the BRAS documentation  
148 as having “relatively simple and easy to describe geometry, but challenging low frequency be-  
149 haviour” [21]. Figure 1a shows a panoramic photograph of the CR2 room and Fig. 1b illustrates  
150 one of the meshes generated for the simulations, which is constructed with the aid of Gmsh [33].  
151 The colours in the mesh represent different materials in the room, which will be discussed in the  
152 next paragraphs. The simulations are run from 20 Hz up to 295 Hz, one third-octave above the  
153 Schroeder frequency, of 234 Hz. One mesh is generated for each frequency step, with at least  
154 6 elements per wavelength up to 265 Hz. Above this frequency, 4 elements per wavelength are  
155 used due to RAM memory limitations — the mesh for the highest frequency is composed by  
156 3921 nodes and 7798 elements.

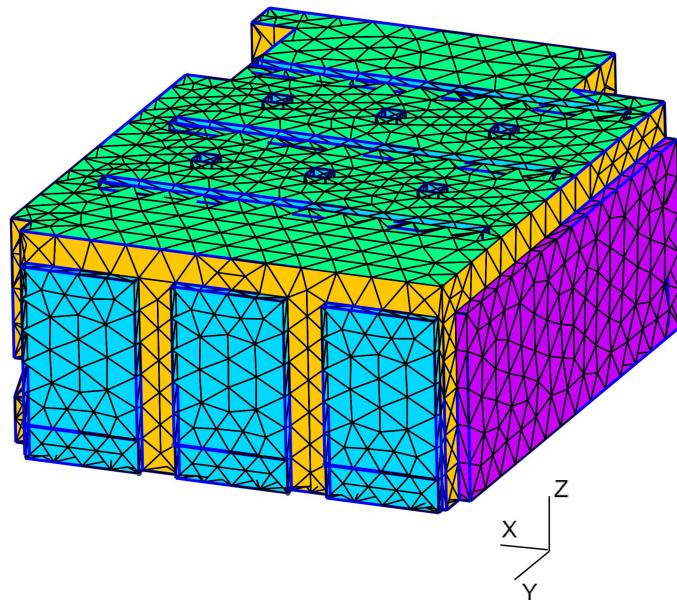
157 The experimental data used in this research comes from the BRAS database. The monaural  
158 impulse responses were obtained from emitted exponential sine sweeps and measured with om-  
159 nidirectional microphones model B&K-4134 at five positions in the room. Two sound sources  
160 are considered in this research: An omnidirectional sound source and a studio monitor. The om-  
161 nidirectional sound source is composed of a 3-way system consisting in a single low-frequency  
162 sub-woofer and mid and high frequency units, each with 12 speakers arranged as a dodecahe-  
163 dron. The use of the high frequency unit, with small high frequency drivers, enables a more  
164 omnidirectional behaviour at higher frequencies than in conventional one-way systems [34, 35].  
165 The studio monitor is the Genelec 8020c 2-way system.

166 Regarding the sound sources sensitivity, it is informed in the BRAS database that all sources  
167 were adjusted to output a sound pressure level (SPL) of 80 dB at 1 kHz at a distance of 2 m in  
168 free-field condition. Thus, a monopole sound source is expected to have a Sound Power Level  
169 (SWL) of 97 dB at 1 kHz. Furthermore, the frequency behaviour of the sound sources is known  
170 in third-octave bands and normalized as 0 dB for 1 kHz. With these two pieces of information,  
171 it is possible to compute the SWL as a function of the frequency. For the omnidirectional sound  
172 source, two additional challenges are faced. The measured low-frequency behaviour has a high  
173 variance and do not represent properly the omnidirectional source behaviour. For this reason,  
174 the frequency response of the omnidirectional source was replaced by a 2<sup>nd</sup> order high-pass  
175 Butterworth filter with a cut-off frequency of 120 Hz. In Fig. 2a, one can see that the filter  
176 response is smooth and represents relatively well the increase in magnitude with frequency. The  
177 goal here was to mimic a typical loudspeaker behaviour and only the magnitude of the filter  
178 frequency response is used to compute the sound power as a function of frequency. The other  
179 challenge is related to the exact location of the monopole that models the real sound source,  
180 which has a considerable size. In practice, the acoustic center of the omnidirectional sound  
181 source can change with frequency, as each unity covers more efficiently a certain frequency  
182 span. For now, the geometric location of the subwoofer unity is assumed to be the exact location  
183 of the monopole.

184 The Genelec 8020c studio monitor is relatively small in size. Thus, the location of the  
185 monopole provided in the BRAS should give a good estimate of its acoustic center. The BRAS  
186 database also provides the magnitude-phase-spectra (MPS) as a function of the radiation direc-



a) Photograph of CR2

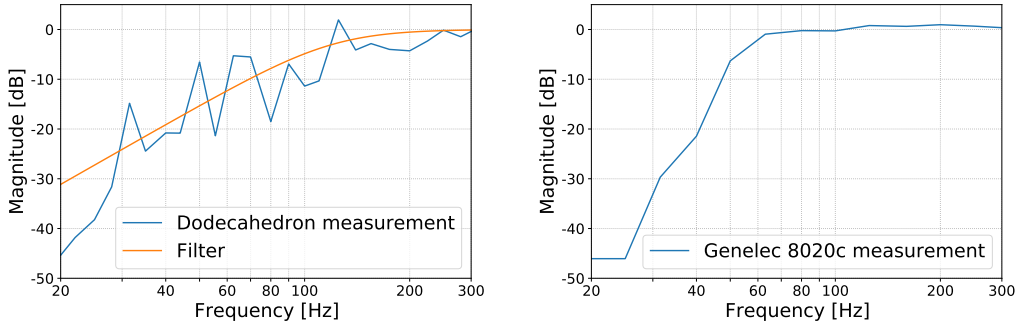


b) Mesh used in the simulations. Colours represent different materials in the room

Figure 1: (Color online) a) A photograph of the Complex Room 2 (CR2) of BRAS [21] and b) the mesh used in the simulations.

187 tion. In this research, only the on-axis response is considered, since in the low frequency range  
 188 the source is nearly omnidirectional. The dependence on the source's directivity is left to a future  
 189 study. The magnitude of the spectra is shown in Fig. 2b and is used to compute the sound power  
 190 of this sound source as a function of frequency.

191 Regarding the boundary conditions to be used in BEM simulations, there are some aspects  
 192 that need careful consideration. First, the BRAS only provide the absorption coefficients and one  
 193 need to infer appropriate surface impedances. For instance, in Ref. [12], the real-valued  $Z_s$  was  
 194 used, as in Sec. 2.2.1. Also, two sets of absorption coefficients are presented in the BRAS: The  
 195 so-called "initial estimates" and "fitted estimates". The former derives from measured absorption  
 196 coefficients *in situ* with a hand-held device [36]. The later comes from data fitted to the measured  
 197 reverberation times based on Eyring's formula [21], and are necessary due to well-known



a) The frequency response function of the omnidirectional sound source and the 2<sup>nd</sup> order high-pass Butterworth filter replacing the low-frequency response of the original source.

b) Measured frequency response of the Genelec 8020c studio monitor

Figure 2: (Color online) Frequency response of the two sound sources considered in the simulations.

198 difficulties with *in situ* techniques in the low frequency range. Inspection of the absorption co-  
 199 efficient values of scene CR2 reveals that the so-called “fitted estimates” tend to possess slightly  
 200 higher values of absorption from 20-295 Hz. The values of the sound absorption of all samples  
 201 (“fitted estimates”) are displayed in Fig. 3a-e and show that all surfaces in the original scene  
 202 are somewhat reflective, as all absorption values are no higher than 0.3 in the 20–295 Hz range.  
 203 Another issue is that the absorption coefficients were given in third-octave bands. Thus, in order  
 204 to get values for all frequency steps in the BEM simulations, these third-octave band values were  
 205 linearly interpolated. Finally, there is an entrance door in the room and no information is given  
 206 about its absorption. Thus, this area is ignored and assumed to be made of concrete or part of the  
 207 wall it belongs to. The absorption coefficient presented in Fig. 3f is of a perforated panel absorber  
 208 that is used to replace the ceiling material for a simulation of a more absorbent environment (see  
 209 Sec. 4.3).

210 Regarding the inference of the surface impedance from the absorption data, one can use ei-  
 211 ther the real-valued surface impedance from Sec. 2.2.1, or the complex-valued surface impedance  
 212 from Sec. 2.2.2. In the later case a few considerations should be made. First, in Ref. [18], the  
 213 surface impedance is retrieved from 125–4000 Hz and this was left unchanged in this research.  
 214 Since in Eq. (11)  $R$ ,  $M$ ,  $K$ ,  $G$  and  $\gamma$  do not depend on the frequency, their estimated values were  
 215 used to extend the range of the surface impedance from 20–125 Hz. Also, the constrained opti-  
 216 mization approach is defined just for some classes of absorbing devices [18] and not necessarily  
 217 for the hard materials of CR2 (*e.g.* concrete, plaster and glass). However, it is foreseen that the  
 218 behaviour of hard materials could be reproduced by Eq. (11) in Ref. [18]. Then, for the origi-  
 219 nal room, the retrieval procedure was applied only considering the more general constraint for  
 220 hard materials:  $\Re\{Z_s(\omega)\} > 1$ . Furthermore, the literature was surveyed to check whether the  
 221 retrieved surface impedances of the wood and concrete materials made sense. The general be-  
 222 haviour of the retrieved  $Z_s$  compared well enough to the measured data in Refs. [37, 38], but are  
 223 not reproduced here for the sake of brevity. The values of the original and retrieved absorption  
 224 coefficients are shown in Fig. 3 along with the cost function values obtained in the optimiza-  
 225 tion process. It is worthy noting that the absorption values are shown in the frequency range  
 226 considered in the simulations, but the optimization process occurs in the range 125–4000 Hz.

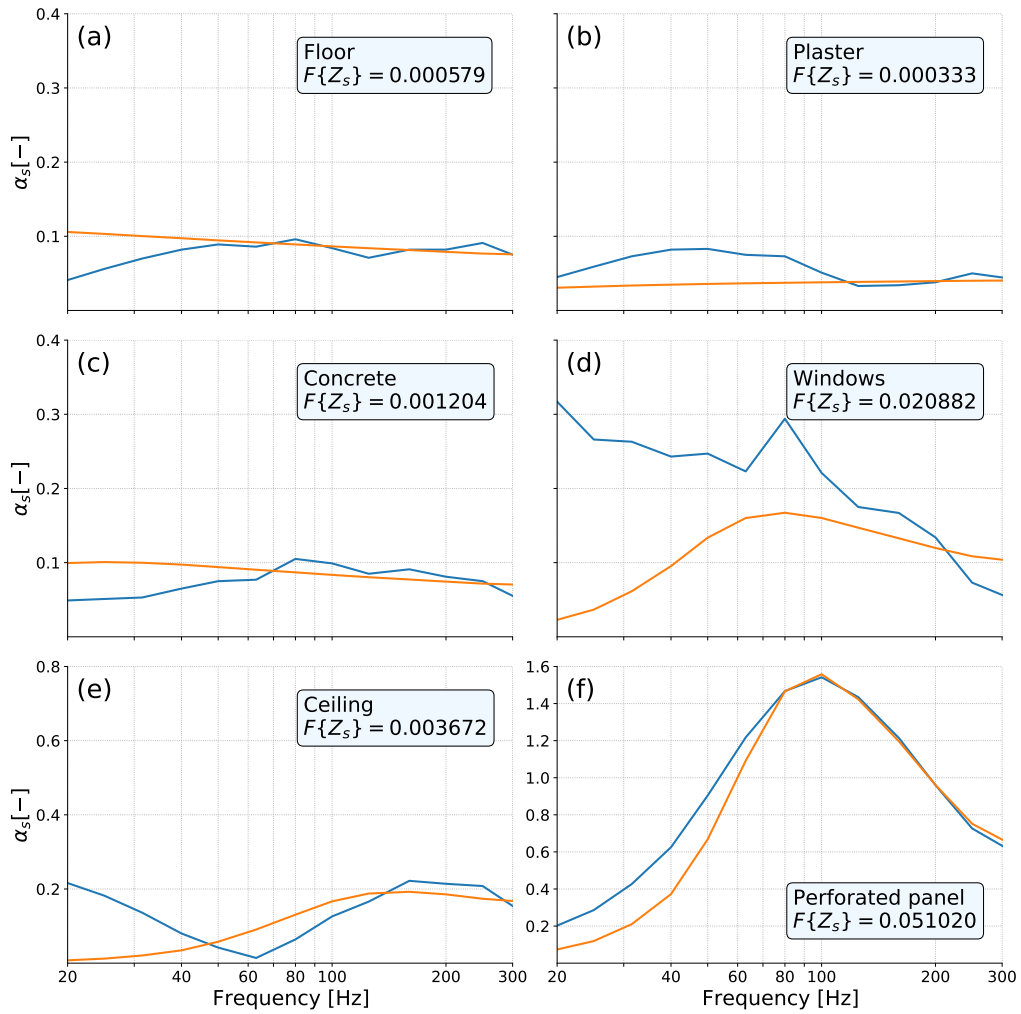


Figure 3: (Color online) Original (“fitted estimates”) (—) and retrieved (—) absorption coefficients of the materials considered in the original simulation (a)-(e) and on the simulation of a more absorbent environment (f).

#### 227 4. Results and discussion

228 In this section the main results and findings of this research are presented and discussed.  
 229 First, an analysis is performed comparing the so-called “initial estimates” and “fitted estimates”  
 230 of the provided absorption coefficients. This is interesting to check which set of absorption data  
 231 lead to a better match with the experimental data. The second analysis focus on a performance  
 232 comparison between the two impedance retrieval methods described in Sec. 2.2. In the final  
 233 analysis, the material of the ceiling of CR2 is changed to a highly absorbent material. This is  
 234 done in order to compare two impedance retrieval methods for a more damped scenario.

235 *4.1. Initial vs. fitted estimates of the absorption coefficient*

236 Here, the sound pressure level (SPL) obtained via BEM simulations are compared to mea-  
 237 sured values for the two sets of absorption coefficients. The receiver is located at coordinates  
 238  $(-0.993, 1.426, 1.23)$  m, so-called MP01 in the BRAS database. The SPL in Fig. 4a considers  
 239 the omnidirectional sound source, modelled with a monopole located at  $(0.931, -2.547, 0.46)$  m.  
 240 The SPL in Fig. 4b considers the Genelec 8020c studio monitor, modelled with a monopole lo-  
 241 cated at  $(0.931, -2.547, 1.23)$  m, both called LS01 in the database. For the sake of simplicity,  
 242 the surface impedance is retrieved only with the method described in Sec. 2.2.1. Figure 4 shows  
 243 the SPL as a function of frequency in the range 20–295 Hz for the two sound sources, including  
 244 measurement and simulation data.

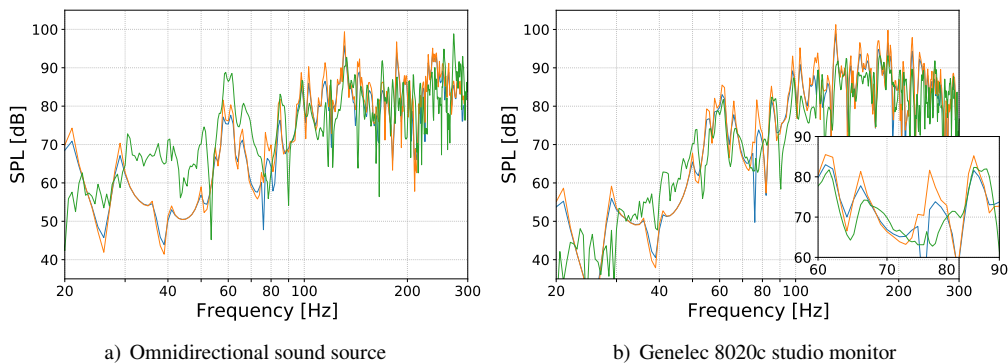


Figure 4: (Color online) Sound pressure level (SPL) obtained considering the two sound sources. Measurement (—■—), “initial estimates” (—■—) and “fitted estimates” (—■—).

245 The results displayed in Fig. 4b shows that the BEM simulations match the experimental data  
 246 quite well for the Genelec 8020c studio monitor. For the omnidirectional sound source, Fig. 4a,  
 247 the agreement is poorer, specially below 60 Hz. This can be attributed both to difficulties in the  
 248 measurement of omnidirectional sound source characteristics at such low frequencies and the  
 249 exact location of the single monopole used to describe the real sound source, which is large in  
 250 size. Also, note that the measured SPL of the studio monitor looks more contaminated by noise  
 251 below 60 Hz, as this sound source has a smaller sensitivity in this frequency range (see Fig. 2).  
 252 In Fig. 4 one can also note that the BEM simulations obtained by considering the so-called  
 253 “fitted estimates” are slightly closer to the measured SPL than the one considering the so-called  
 254 “initial estimates”. This is attributed to the higher dampening in the room modes provided by  
 255 the higher absorption coefficients of the “fitted estimates”, which can be checked in the BRAS  
 256 database [21]. Therefore, from now on, only the “fitted estimate” will be used.

257 *4.2. Comparison of the two impedance retrieval methods*

258 In this section, a comparison between the two impedance retrieval methods is performed. For  
 259 the real-valued surface impedance, the value of the boundary condition is obtained directly from  
 260 the absorption data, as described in Sec. 2.2.1. In this case the  $\Im\{Z_s\} = 0$  and the absorption  
 261 coefficient maps directly to  $\Re\{Z_s\}$ . For the complex-valued surface impedance,  $Z_s$  is obtained  
 262 by the constrained optimization algorithm described in Sec. 2.2.2 and in Sec. 3. The cost function  
 263 values presented in Fig. 3 can be considered small enough, since in Ref. [18] an optimization is

264 considered valid if  $F(Z_s) \leq 0.015$  and, here, the input absorption data is less reliable. The  
 265 deviations between the “fitted estimates” and retrieved on the absorption values of Fig. 3 can be  
 266 attributed to the fact that the retrieval method considers absorption coefficients between 125 Hz  
 267 and 4 kHz, a different range of the simulation (20–295 Hz).

268 In Fig. 5, the SPL and phase of a measurement is compared to BEM simulations for the  
 269 prescribed real-valued and complex-valued surface impedances. The source is the studio monitor  
 270 and the receiver is the same as in the previous experiment. It can be seen that either BEM  
 271 simulations matched relatively well the measured SPL. The main discrepancies are concentrated  
 272 below 60 Hz, where noise tend to dominate the measurement. Also, the phase obtained by the  
 273 simulations with the real-valued and complex-valued surface impedances are similar to each  
 274 other, but do not match well the experimental data. This is due to the fact that the speaker phase  
 275 response is not considered in the simulations. Furthermore, the overall difference between the  
 276 simulations with real-valued and complex valued impedances is small. However, this may be the  
 277 case for a room with such a small damping characteristic, as shown in [39]. On the other hand,  
 278 smaller reverberation times are more common place when designing a control-room of a studio.  
 279 Therefore, it is important to study the use of real-valued vs. complex valued impedances in such  
 280 context.

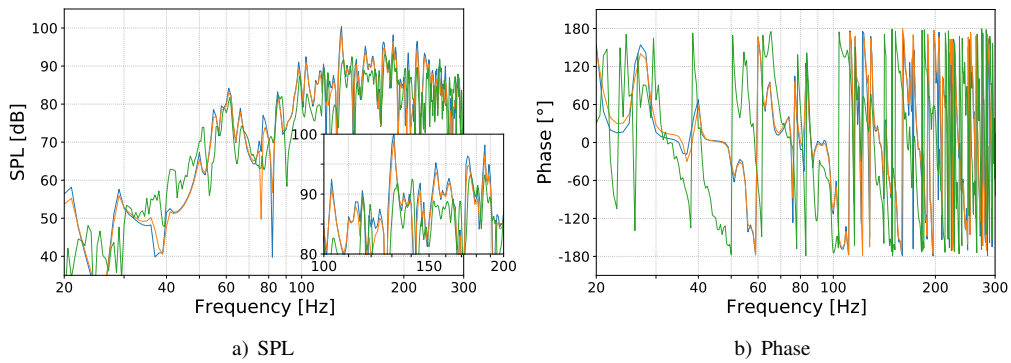


Figure 5: (Color online) Measured (—) vs. simulated sound pressure level (SPL) and phase obtained considering real-valued surface impedances (—) and complex-valued surface impedances (—).

### 281 4.3. Highly absorbent ceiling

282 In this section a more controlled test case is proposed. The small differences in the SPL and  
 283 phase observed in Fig. 5 might be related to the fact that all surfaces in the original room are hard  
 284 materials. The behaviour of the surface impedance expected for them is a very large resistance  
 285 and low reactance [18]. In other words, one might expect that the difference between the surface  
 286 impedances retrieval methods would be less substantial for lightly damped rooms.

287 Because of that, the material of the ceiling of CR2 is changed to a perforated panel absorber,  
 288 which is designed in a way that its absorption is relatively high in the considered frequency  
 289 range. The considered panel is composed by a cavity with total depth of 25 cm, which is partially  
 290 filled by a layer of porous material with a thickness of 4 cm and flow resistivity of  $20 \text{ kNsm}^{-4}$ .  
 291 Thus, there is an air layer of 21 cm behind the porous material layer. The perforated panel has  
 292 a thickness of 2.5 cm and a perforation rate of 5%. The porous material behaviour is modelled

293 with the Delany and Bazley model [40] and the perforated panel absorber is considered as locally  
 294 reacting, with its surface impedance computed with the model in Ref. [41]. The prescribed and  
 295 retrieved absorption of the panel can be seen in Fig. 3f. The absorption coefficient values above  
 296 1.0 are related to the consideration of the sample size and shape.

297 All the other materials are considered as previously. The complex-valued surface impedances  
 298 are retrieved from the absorption coefficients of the “fitted estimates” set. These complex-valued  
 299 impedances (hard materials and perforated panel) are prescribed to the room and a new reference  
 300 BEM simulation is computed. After that, the third-octave diffuse field absorption coefficient is  
 301 calculated from the surface impedance of the perforated panel. From this, the real-valued and  
 302 the complex-valued surface impedance are retrieved. These sets form a way to compare the  
 303 retrieval methods for a simulated and more absorbent room. The absorption coefficient values  
 304 that are greater than 1.0 are taken to be equal to 1.0 for the real-valued retrieving method. For  
 305 the complex-valued method they can be passed as  $\geq 1.0$  to the optimization process.

306 In Fig. 6, the SPL and phase of the reference BEM is compared to BEM simulations for the  
 307 retrieved real-valued and complex-valued surface impedances. The Genelec 8020c and receiver  
 308 positions are kept the same as in the previous case. It can be seen that the BEM simulation with  
 309 the retrieved complex-valued impedance matches the reference BEM to a greater precision than  
 310 with the real-valued impedance. The later shows an exaggerated damping of room resonances  
 311 and a more significant phase shift. Therefore, one can expect that when the room response is  
 312 more dampened, the retrieval of complex-valued surface impedances becomes more relevant.

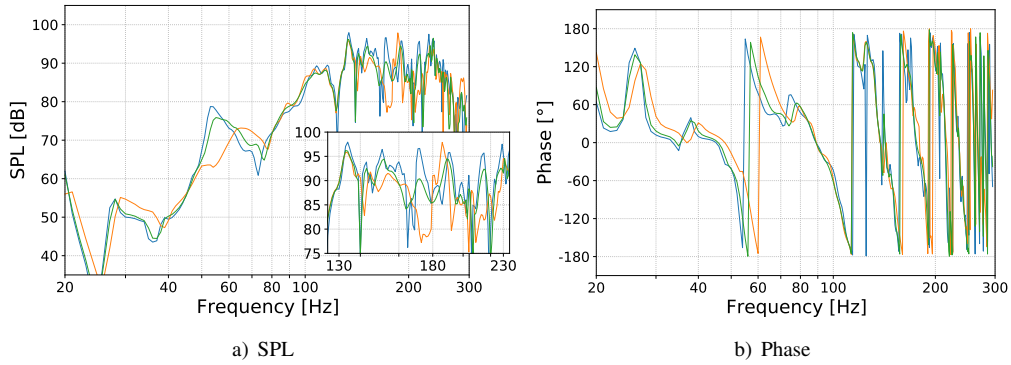


Figure 6: (Color online) Sound pressure level (SPL) and phase obtained for the reference simulation with a highly absorbent ceiling (—) compared to the simulations considering real-valued surface impedances (—) and complex-valued surface impedances (—).

313 In this more controlled case (without the effects of noise present in the measurements), the  
 314 modal assurance criterion (MAC) [42, 43] becomes a useful metric. The MAC is used to quantify  
 315 the spatial similarity of the acoustic field in the simulated scenarios. A MAC = 1.0 indicates  
 316 maximal similarity, and MAC = 0.0 indicates maximal dissimilarity. The MAC is a function of  
 317 frequency comparing the room’s acoustic field in the reference simulation to the results obtained  
 318 considering the real-valued and the complex-valued surface impedances and is defined as

$$\text{MAC} = \frac{\|\mathbf{p}^H \hat{\mathbf{p}}\|^2}{(\mathbf{p}^H \mathbf{p})(\hat{\mathbf{p}}^H \hat{\mathbf{p}})}, \quad (15)$$



319 where  $\mathbf{p}$  is a vector containing the set of sound pressures for all source-receiver pairs in the refer-  
 320 ence simulation.  $\hat{\mathbf{p}}$  is a vector containing the set of all sound pressures for the simulations  
 321 obtained with the estimated surface impedances.  $\mathbf{p}^H$  and  $\hat{\mathbf{p}}^H$  denote the conjugate transpose of  
 322 these quantities. Two source positions are considered, at (0.931, -2.547, 1.23), that is named  
 323 LS01 in the BRAS database, and at (0.119, 2.88, 1.23), named LS02. Five receiver positions  
 324 are considered, MP01 at (-0.993, 1.426, 1.23), MP02 at (0.439, -0.147, 1.23), MP03 at (1.361,  
 325 -0.603, 1.23), MP04 at (-1.11, -0.256, 1.23) and MP05 at (-0.998, -1.409, 1.23), all coordinates  
 326 in meters. Fig. 7 shows the calculated MAC. As can be seen, the acoustic field is better predicted  
 327 when the retrieved complex-valued surface impedances are used. For higher frequencies, both  
 328 MAC tend to diminish. On one hand, the MAC for the complex-valued impedance is still higher.  
 329 On the other hand, it seems that as the modal density increases, the prediction of the exact fre-  
 330 quency response becomes more sensitive to incorrect material characterization. The mean value  
 331 of the MAC across frequency is 0.768 for the retrieval with the real-valued surface impedance  
 332 and 0.864 for the retrieval with the complex-valued surface impedance.

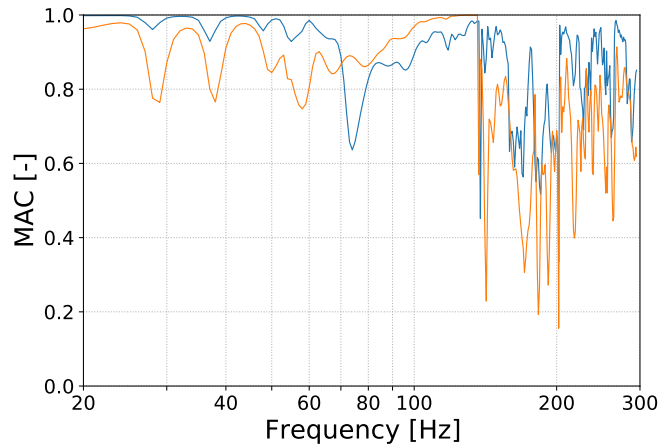


Figure 7: (Color online) Modal assurance criterion (MAC) calculated comparing the results obtained considering real-  
 valued surface impedances (—) and complex-valued surface impedances (—) for two sound source positions and five  
 receiver positions.

## 333 5. Conclusions

334 This paper discusses practical aspects relating the sound source and material characteriza-  
 335 tion used in the Boundary Element Method applied to room acoustical simulations. The Com-  
 336 plex Room 2 (CR2) of the BRAS database is examined and the measured monaural frequency  
 337 responses are compared to BEM simulations in several scenarios. Two sound sources are con-  
 338 sidered and modeled as monopoles (point sources): A large 3-way omnidirectional loudspeaker  
 339 and a relatively small studio monitor. It is noteworthy that the simulated results obtained with  
 340 the studio monitor are in closer agreement to the measurements than for the omnidirectional  
 341 sound source, even though the former is less sensitive below 60 Hz. The characterization of the  
 342 3-way omnidirectional speaker poses experimental challenges and its sensitivity tends to have  
 343 high variance. The approach taken in this research was to replace the measured sensitivity by

344 the magnitude response of a second order Butterworth high-pass filter. It is also more difficult  
 345 to specify a point source to describe the location the 3-way omnidirectional loudspeaker, since  
 346 the source is relatively large. Furthermore, the prediction of phase is more inexact in the low  
 347 frequency range, as this is not considered here when specifying the amplitude of the monopoles.

348 Regarding the characterization of the room surfaces, large absorption databases are available,  
 349 but the surface impedance needed in BEM simulations are not. Thus, this research considered  
 350 the retrieval of the surface impedance from absorption data with two approaches: The direct  
 351 inversion to a real-valued and a constrained optimization to compute the the complex-valued  
 352 surface impedance. For a lightly damped room, the difference between the two approaches is  
 353 relatively small. For a more absorbent room, the complex-valued surface impedance lead to  
 354 a better prediction of the magnitude and phase of the point-wise frequency responses. In this  
 355 controlled scenario, the Modal Assurance Criterion was used to assess the precision of the two  
 356 approaches when all source-receiver pairs are considered. Again, the complex-valued impedance  
 357 method reveals a higher MAC throughout most of the simulated spectrum. As the modal density  
 358 becomes higher, the MAC becomes smaller, which points that exact material characterization is  
 359 a difficult challenge in room acoustics.

## 360 6. Acknowledgements

361 This study was financed in part by the Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível  
 362 Superior - Brasil (CAPES) - Finance Code 001.

## 363 Appendix

364 In this research the radiation impedance of a finite absorber is calculated by the method  
 365 described in Ref. [30]. For a rectangular sample with dimensions  $a \times b$  and assuming that the  
 366 sound velocity is greater in the material being analyzed than in air,  $\bar{Z}_r(\theta)$  can be calculated with  
 367 the steps that follows. First, one define

$$\kappa = \frac{0.956(a + b)}{2kab}. \quad (16)$$

Next, it is calculated

$$Z_h = \frac{1}{\sqrt{1 + (\kappa - j \sin(\theta))^2}}, \quad (17)$$

368 and

$$Z_l = \frac{2k^2 ab}{\pi} + j \frac{2k}{\pi} \left[ bH\left(\frac{a}{b}\right) + aH\left(\frac{b}{a}\right) \right], \quad (18)$$

369 where,

$$H(q) = \ln\left(\sqrt{1 + q^2} + q\right) - \frac{\sqrt{1 + q^2} - 1}{3q}. \quad (19)$$

370 The real part of the radiation impedance will be, then,

$$\Re\{Z_r\} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\Re\{Z_l\}^2} + \frac{1}{\Re\{Z_h\}^2}}} . \quad (20)$$

371 To compute the imaginary part of the radiation impedance it is calculated  $Z_h$  considering the  
372 incidence angle being  $0^\circ$ , obtaining the imaginary part of  $Z_h$

$$\Im\{Z_{h0}\} = \frac{0,67(a+b)}{2kab} . \quad (21)$$

373 This value allows the computation of

$$\Im\{Z_{r0}\} = \frac{1}{\sqrt[3]{\frac{1}{\Im\{Z_l\}^3} + \frac{1}{\Im\{Z_{h0}\}^3}}} . \quad (22)$$

Then, the imaginary part of  $Z_r$  will be

$$\Im\{Z_r\} = \max(\Im\{Z_{r0}\}, \Im\{Z_{h0}\}) . \quad (23)$$

374 Finally, it is obtained

$$Z_r = \Re\{Z_r\} + j \Im\{Z_r\} . \quad (24)$$

## 375 References

- 376 [1] M. Vorländer, J. E. Summers, Auralization: Fundamentals of acoustics, modelling, simulation, algorithms, and  
377 acoustic virtual reality, *J. Acoust. Soc. Am.* 123 (6) (2008) 4028.
- 378 [2] L. Savioja, U. P. Svensson, Overview of geometrical room acoustic modeling techniques, *J. Acoust. Soc. Am.*  
379 138 (2) (2015) 708–730.
- 380 [3] M. Kleiner, J. Tichy, *Acoustics of small rooms*, CRC Press, 2019.
- 381 [4] M. R. Schroeder, The “schroeder frequency” revisited, *J. Acoust. Soc. Am.* 99 (5) (1996) 3240–3241.
- 382 [5] M. Meissner, Acoustics of small rectangular rooms: Analytical and numerical determination of reverberation pa-  
383 rameters, *Appl. Acoust* 120 (2017) 111–119. doi : 10.1016/j.apacoust.2017.01.020.
- 384 [6] M. Błaszak, Acoustic design of small rectangular rooms: Normal frequency statistics, *Appl. Acoust* 69 (12) (2008)  
385 1356–1360. doi : 10.1016/j.apacoust.2007.10.005.
- 386 [7] J. Saarelna, Finite-difference time-domain solver for room acoustics using graphics processing units, Master’s  
387 thesis, Aalto University, Espoo (2013).  
388 URL <https://core.ac.uk/download/pdf/80710952.pdf>
- 389 [8] S. Bilbao, J. Ahrens, B. Hamilton, Incorporating source directivity in wave-based virtual acoustics: Time-domain  
390 models and fitting to measured data, *J. Acoust. Soc. Am.* 146 (4) (2019) 2692–2703. doi : 10.1121/1.5130194.
- 391 [9] N. Atalla, F. Sgard, *Finite element and boundary methods in structural acoustics and vibration*, CRC Press, 2015.
- 392 [10] F. Pind, C.-H. Jeong, A. P. Engsig-Karup, J. S. Hesthaven, J. Strømmand-Andersen, Time-domain room acoustic  
393 simulations with extended-reacting porous absorbers using the discontinuous galerkin method, *J. Acoust. Soc. Am.*  
394 148 (5) (2020) 2851–2863. doi : 10.1121/10.0002448.
- 395 [11] M. Hornikx, T. Krijnen, L. van Harten, openpstd: The open source pseudospectral time-domain method for acoustic  
396 propagation, *Computer Physics Communications* 203 (2016) 298–308. doi : 10.1016/j.cpc.2016.02.029.
- 397 [12] J. A. Hargreaves, L. R. Rendell, Y. W. Lam, A framework for auralization of boundary element method simulations  
398 including source and receiver directivity, *J. Acoust. Soc. Am.* 145 (4) (2019) 2625–2637.
- 399 [13] M. Vorländer, Computer simulations in room acoustics: Concepts and uncertainties, *J. Acoust. Soc. Am.* 133 (3)  
400 (2013) 1203–1213.
- 401 [14] S. Sakamoto, R. Takahashi, Directional sound source modeling by using spherical harmonic functions for finite-  
402 difference time-domain analysis, in: *Proceedings of Meetings on Acoustics*, Vol. 19, Acoustical Society of Amer-  
403 ica, 2013, p. 015129.

- 404 [15] F. Georgiou, M. Hornikx, Incorporating directivity in the Fourier pseudospectral time-domain method using spherical harmonics, *J. Acoust. Soc. Am.* 140 (2) (2016) 855–865.
- 405 [16] E. ISO, 354: 2003, Acoustics. Measurement of sound absorption in a reverberation room (2003).
- 406 [17] J. H. Rindel, An impedance model for estimating the complex pressure reflection factor, in: *Forum Acusticum*, 2011.
- 407 [18] B. Mondet, J. Brunskog, C.-H. Jeong, J. H. Rindel, From absorption to impedance: Enhancing boundary conditions in room acoustic simulations, *Appl. Acoust.* 157 (2020).
- 408 [19] B. Mondet, J. Brunskog, C.-H. Jeong, J. H. Rindel, Retrieving complex surface impedances from statistical absorption coefficients, in: *46<sup>th</sup> International Congress and Exposition on Noise Control Engineering*, 2017.
- 409 [20] F. Brinkmann, L. Aspöck, D. Ackermann, S. Lepa, M. Vorländer, S. Weinzierl, A round robin on room acoustical simulation and auralization, *J. Acoust. Soc. Am.* 145 (4) (2019) 2746–2760.
- 410 [21] L. Aspöck, F. Brinkmann, D. Ackermann, S. Weinzierl, M. Vorländer, Bras - benchmark for room acoustical simulation (2020). doi:10.14279/depositonce-6726.3.
- 411 [22] W. Śmigaj, T. Betcke, S. Arridge, J. Phillips, M. Schweiger, Solving boundary integral problems with BEM++, *Acm. T. Math. Software* 41 (2) (2015) 6:1–6:40. doi:{10.1145/2590830}.
- 412 [23] M. W. Scroggs, T. Betcke, E. Burman, W. Śmigaj, E. van 't Wout, Software frameworks for integral equations in electromagnetic scattering based on Calderón identities, *Computers & Mathematics with Applications* 74 (11) (2017) 2897–2914. doi:{10.1016/j.camwa.2017.07.049}.
- 413 [24] T. Betcke, M. W. Scroggs, W. Śmigaj, Product algebras for Galerkin discretizations of boundary integral operators and their applications, *Acm. T. Math. Software* 46 (1) (2020) 4:1–4:22. doi:{10.1145/3368618}.
- 414 [25] H. Kuttruff, *Room acoustics*, 6th Edition, Taylor and Francis, London, 2016.
- 415 [26] S.-I. Thomasson, On the absorption coefficient, *Acta Acust. Acust.* 44 (4) (1980) 265–273.
- 416 [27] S.-I. Thomasson, *Theory and experiments on the sound absorption as function of the area*, Department of Acoustics, Royal Institute of Technology, 1982.
- 417 [28] T. J. Cox, P. D'antonio, *Acoustic Absorbers and Diffusers: Theory, Design and Application*, Taylor and Francis, New York, 2009.
- 418 [29] M. Pereira, P. Mareze, L. Godinho, P. Amado-Mendes, J. Ramis, Proposal of numerical models to predict the diffuse field sound absorption of finite sized porous materials – bem and fem approaches, *Appl. Acoust* 180 (2021) 108092. doi:https://doi.org/10.1016/j.apacoust.2021.108092.
- 419 [30] J. L. Davy, D. J. Larner, R. R. Wareing, J. R. Pearse, The average specific forced radiation wave impedance of a finite rectangular panel, *J. Acoust. Soc. Am.* 136 (2) (2014) 525–536.
- 420 [31] Scipy documentation, <https://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/optimize.minimize-slsqp.html#optimize-minimize-slsqp>, accessed: 2021-07-31.
- 421 [32] D. Kraft, A software package for sequential quadratic programming, Tech. Rep. DFVLR-FB 88-28, DLR German Aerospace Center – Institute for Flight Mechanics, Köln, Germany, 1988.
- 422 [33] C. Geuzaine, J.-F. Remacle, Gmsh: A 3-d finite element mesh generator with built-in pre-and post-processing facilities, *Int. J. Numer. Meth. Eng.* 79 (11) (2009) 1309–1331.
- 423 [34] G. Behler, M. Vorländer, An active loudspeaker point source for the measurement of high quality wide band room impulse responses, *Proceedings of the Institute of Acoustics–Auditorium Acoustics* 40 (3) (2018) 435–446.
- 424 [35] T. W. Leishman, S. Rollins, H. M. Smith, An experimental evaluation of regular polyhedron loudspeakers as omnidirectional sources of sound, *J. Acoust. Soc. Am.* 120 (3) (2006) 1411–1422.
- 425 [36] M. Müller-Trapet, P. Dietrich, M. Aretz, J. van Gemmeren, M. Vorländer, On the in situ impedance measurement with pu-probes—simulation of the measurement setup, *J. Acoust. Soc. Am.* 134 (2) (2013) 1082–1089.
- 426 [37] J. Smardzewski, W. Batko, T. Kamisiński, A. Flach, A. Pilch, D. Dziurka, R. Mirski, E. Roszyk, A. Majewski, Experimental study of wood acoustic absorption characteristics, *Holzforschung* 68 (4) (2014) 467–476.
- 427 [38] J. Carbajo, T. V. Esquerdo-Lloret, J. Ramis, A. V. Nadal-Gisbert, F. D. Denia, Acoustic modeling of perforated concrete using the dual porosity theory, *Appl. Acoust.* 115 (2017) 150–157.
- 428 [39] M. C. Soares, E. Brandão, R. A. Tenenbaum, L. A. T. Alvim, A study case applying a method to retrieve complex surface impedances from statistical absorption coefficients aiming room acoustics simulation using boundary element method, in: *49th International Congress and Exposition on Noise Control Engineering*, Vol. 261, Seoul, 2020, pp. 1698–1709.
- 429 [40] M. Delany, E. Bazley, Acoustical properties of fibrous absorbent materials, *Appl. Acoust.* 3 (2) (1970) 105–116.
- 430 [41] E. Brandão, *Room acoustics: Project and Modelling*, Blucher, São Paulo, (In Portuguese), 2018.
- 431 [42] M. Pastor, M. Binda, T. Harčarik, Modal assurance criterion, *Procedia Engineering* 48 (2012) 543–548.
- 432 [43] E. Fernandez-Grande, *Sound field reconstruction in a room from spatially distributed measurements*, Universitätsbibliothek der RWTH Aachen, 2019.

## 5 RESULTADOS COM A INCLUSÃO DA DIRECIONALIDADE DE FONTES E RECEPTORES

Neste Capítulo serão apresentados os resultados obtidos utilizando a técnica dos harmônicos esféricos para considerar a direcionalidade das fontes sonoras. É importante frisar que essa técnica também permitiria a consideração da direcionalidade dos receptores e, conseqüentemente a obtenção de resultados biauriculares. Entretanto, essa implementação para os receptores não foi realizada e será tema de futuros trabalhos.

Os resultados aqui apresentados consideram a sala *Complex-Room 2* do banco de dados do BRAS (do inglês, *benchmark for room acoustical simulation*) (BRINKMANN et al., 2019; ASPÖCK et al., 2020). É a mesma sala analisada no manuscrito presente no Capítulo 4. No caso dos resultados monoauriculares, a fonte considerada é um monitor de estúdio Genelec 8020c. Duas posições de fonte sonora são consideradas e, para cada uma dessas posições, a fonte é voltada para quatro direções diferentes. No caso dos receptores, cinco posições são consideradas. Dessa forma, os resultados são avaliados para um total de 40 combinações diferentes. Os coeficientes dos harmônicos esféricos foram calculados até o quarto grau, conforme a abordagem utilizada em Hargreaves, Rendell e Lam (2019). A Figura 5.1 apresenta um visão geral da sala considerada e a Figura 5.2 a distribuição das fontes e receptores.

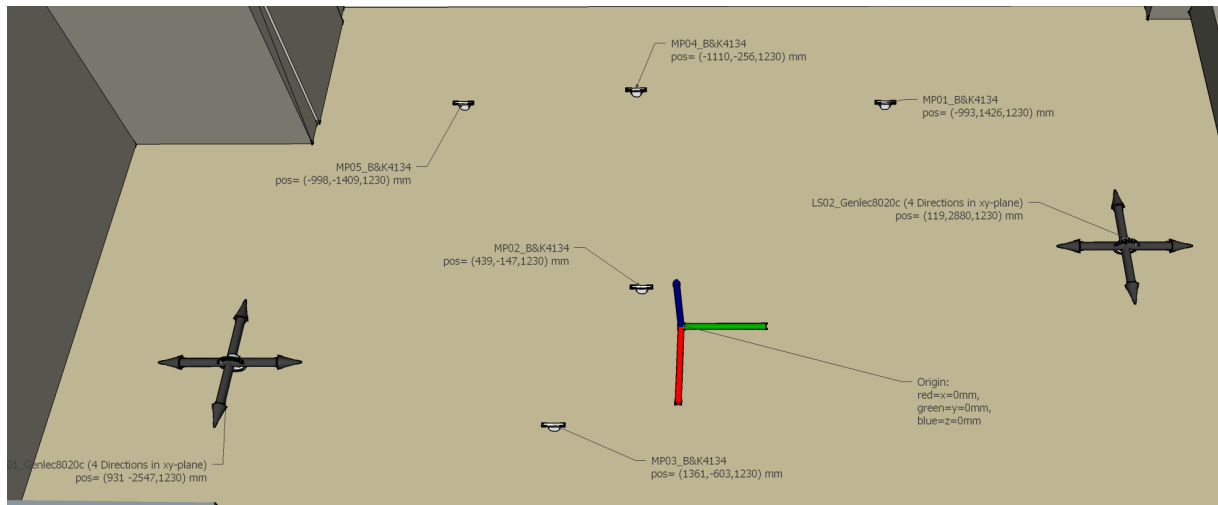
Figura 5.1 – Visão geral da sala *Complex Room 2*, como apresentado na documentação do BRAS



Fonte: (ASPÖCK et al., 2020).

Uma primeira análise que pode ser feita diz respeito às diferenças nas medições fornecidas no banco de dados do BRAS para um mesmo posicionamento de fonte e receptor mas para diferentes orientações da fonte sonora. A Figura 5.4(a) apresenta o nível de pressão sonora (NPS) como função da frequência medido para a fonte LS01 e o receptor MP01 para as quatro orientações da fonte sonora. Essa mesma comparação para os outros pares fonte-receptor são apresentadas no Apêndice A. A mesma análise também pode ser feita para as simulações realizadas, conforme apresentado na Figura 5.4(b). Tal

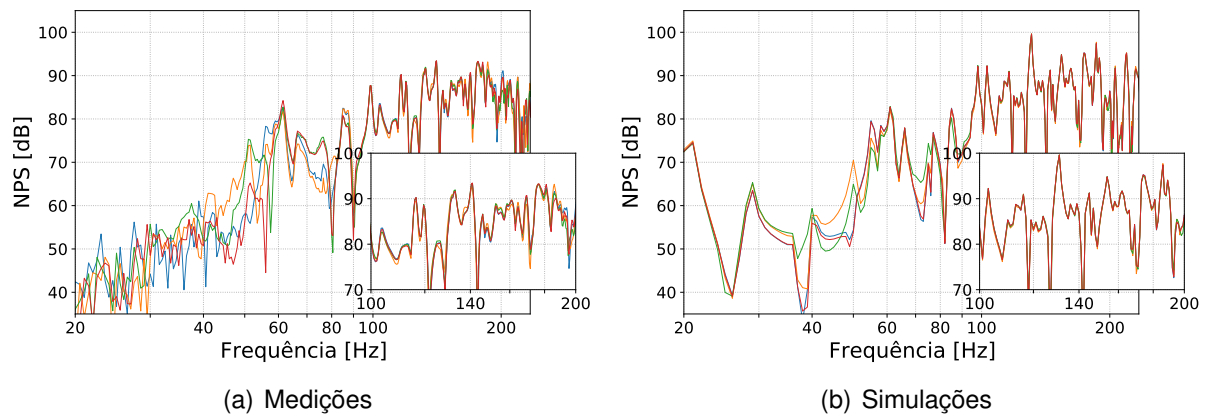
Figura 5.2 – Posicionamento das fontes e receptores para as medições monoauriculares com uma fonte direcional presentes no banco de dados do BRAS



Fonte: (ASPÖCK et al., 2020).

comparação dos resultados obtidos nas simulações para os outros pares fonte-receptor são apresentadas no Apêndice B.

Figura 5.3 – Comparações do NPS nas medições e simulações para a fonte LS01 e o receptor MP01 para as quatro direções da fonte sonora. (—) azimuth 0°, (—) azimuth 90°, (—) azimuth 180°, (—) azimuth 270°



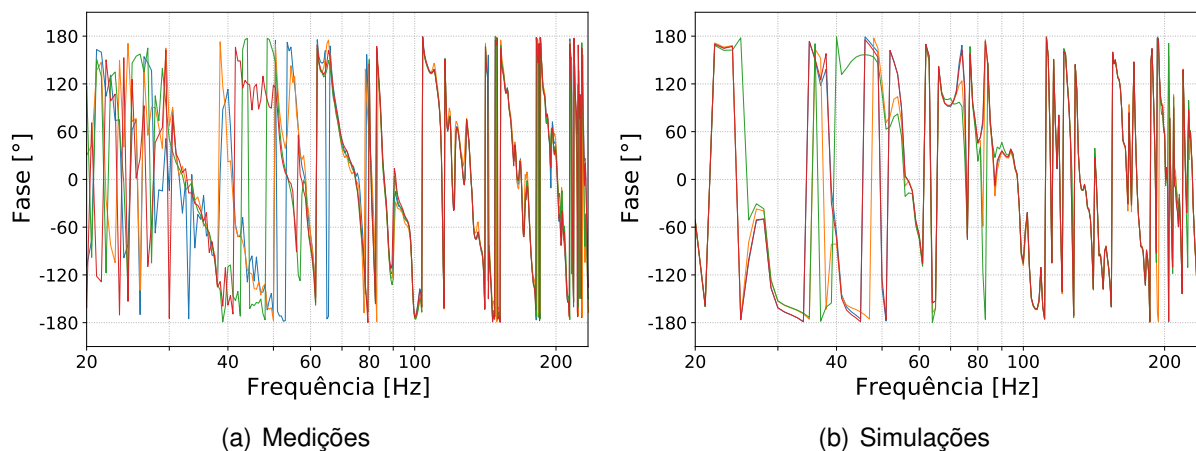
Fonte: O autor (2021).

Como é possível observar na Figura 5.3, o NPS obtido tanto nas medições quanto nas simulações é semelhante na região de frequência estudada, mesmo que a fonte esteja voltada para direções diferentes. Entretanto, abaixo de 60 Hz as medições começam a se diferenciar, o que deve estar relacionado ao fato de que nessa região de frequência a sensibilidade da fonte sonora começa a diminuir. Dessa forma, a medição abaixo de 60 Hz está mais sujeita a interferências causadas pelo ruído residual, o que pode explicar também o comportamento mais errático do NPS medido.

Além de avaliar o NPS, é possível analisar também a fase. Na Figura 5.4 são

comparadas as fases das respostas obtidas nas medições e simulações para a fonte LS01 e o receptor MP01 para as quatro direções da fonte sonora. Essa mesma comparação para os outros pares fonte-receptor são apresentadas no Apêndice A, para as medições, e no Apêndice B, para as simulações. Como é possível observar, a fase das respostas medidas e simuladas é semelhante para um par fonte-receptor mesmo para diferentes orientações da fonte sonora. O comportamento é similar ao observado na Figura 5.4(a) para o NPS, ou seja, abaixo de 60 Hz a fase das respostas medidas começa tornar-se mais errática.

Figura 5.4 – Comparações da fase nas medições e simulações para a fonte LS01 e o receptor MP01 para as quatro direções da fonte sonora. (—) azimute  $0^\circ$ , (—) azimute  $90^\circ$ , (—) azimute  $180^\circ$ , (—) azimute  $270^\circ$



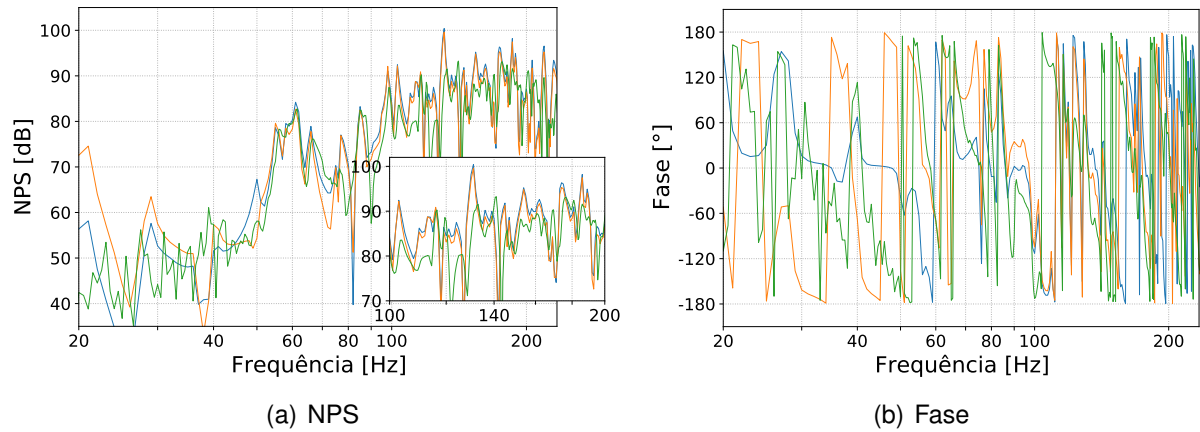
Fonte: O autor (2021).

Por fim, pode-se também comparar os dados experimentais com os resultados obtidos de simulações quando se considera a direcionalidade da fonte sonora (com a aplicação da técnica dos harmônicos esféricos) e quando a fonte é considerada omnidirecional com apenas sua sensibilidade ajustada, conforme apresentado no Capítulo 4. A Figura 5.6(a) compara o NPS e a Figura 5.6(b) compara a fase dos resultados obtidos para a fonte LS01 e receptor MP01. Os resultados referentes aos outros pares fonte-receptor são apresentados no Apêndice C.

Analisando a Figura 5.6(a), é possível observar que na faixa de frequência analisada, a consideração da direcionalidade da fonte sonora parece não impactar de forma considerável os resultados obtidos. Isso seria esperado, uma vez que os dados experimentais atestam pouca variabilidade quando se orienta a fonte de diferentes maneiras. No que diz respeito à fase, Figura 5.6(b), abaixo de 60 Hz o comportamento da medição é errático, como já se tinha observado, e, mesmo com a utilização da técnica dos harmônicos esféricos, uma correta predição da fase nas simulações ainda se mostra um desafio.

A implementação da técnica dos harmônicos esféricos para considerar a direcionalidade dos receptores e, dessa forma, obter resultados biauriculares, foi iniciada. Entretanto, parece haver ainda uma inconsistência nessa implementação. Os resultados preliminares

Figura 5.5 – NPS e fase obtidos nas simulações considerando (—) monopolo com sensibilidade ajustada e (—) a a direcionalidade da fonte com a técnica dos harmônicos esféricos comparados com os dados experimentais (—) para a fonte LS01 e receptor MP01



Fonte: O autor (2021).

que foram obtidos são apresentados no Apêndice D.



## 6 CONCLUSÕES

Neste trabalho é apresentada uma ferramenta de simulação em acústica de salas para a região de baixa frequência. É utilizado o Método dos Elementos de Contorno. Como base de comparação para os resultados obtidos é considerada a sala *Complex Room 2* do banco de dados do BRAS. Em uma análise geral, as simulações realizadas foram bem-sucedidas, uma vez que os resultados que estão próximos às medições disponíveis no banco de dados.

Os resultados apresentados no Capítulo 4 apontam para a importância de uma boa caracterização da fonte sonora considerada na simulação. Duas fontes são consideradas, uma fonte omnidirecional e um monitor de estúdio. Os resultados obtidos para o monitor estão mais próximos das medições do que para a fonte omnidirecional, o que deve estar relacionado à dificuldade de caracterização da fonte omnidirecional, que é fisicamente maior e cada uma das três vias que a compõem estão geometricamente distantes umas das outras.

No Capítulo 4 também são discutidos aspectos relacionados à caracterização dos materiais que compõem as superfícies da sala. É aplicado o método apresentado no Capítulo 2.5 para recuperação de impedâncias complexas a partir de valores reais de coeficientes de absorção. Não foram observadas grandes diferenças entre a utilização de impedâncias reais e complexas na simulação para a sala menos absorvedora. Em um cenário com maior absorção, a consideração de impedâncias complexas levou a resultados mais próximos da referência adotada. Dessa forma, a utilização desse método parece ter maior impacto quando há maior absorção na sala.

No Capítulo 5 são apresentados resultados obtidos utilizando-se a técnica dos harmônicos esféricos. Tratando-se da caracterização das fontes sonoras, a consideração da direcionalidade parece não ter um impacto significativo no NPS medido ou simulado. Já que a diferença nas próprias medições é pequena para diferentes orientações da fonte sonora, é esperado que as simulações acompanhem tal tendência. Além disso, não há uma grande diferença quando se compara os resultados obtidos considerando-se apenas monopólos ajustados com a técnica dos harmônicos esféricos para incluir os efeitos de direcionalidade da fonte sonora.

Diversos aspectos da simulação em baixas frequências com o BEM foram abordados no presente trabalho. Isso permite que pesquisas futuras se aprofundem em diversos pontos. Entre eles, pode-se citar a caracterização das superfícies em salas com maior absorção. Nesse sentido, é necessário um maior número de dados experimentais em salas com tal característica, o que permitiria mais análises e discussões. Além disso, a aplicação da técnica dos harmônicos esféricos também precisa ser aprofundada. Para tanto, outros cenários precisam ser analisados com a caracterização de outras fontes sonoras. Isto

também demanda um maior número de dados experimentais. Há, também, alguma inconsistência na aplicação dessa técnica para consideração da direcionalidade dos receptores, sendo esse um possível tema para futuros trabalhos.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ASPÖCK, L. et al. **BRAS - Benchmark for Room Acoustical Simulation**. 2020.
- ATALLA, N.; SGARD, F. **Finite element and boundary methods in structural acoustics and vibration**. [S.l.]: CRC Press, 2015. ISBN 9781138749177.
- BETCKE, T.; SCROGGS, M. W.; ŚMIGAJ, W. Product algebras for Galerkin discretizations of boundary integral operators and their applications. **Acm. T. Math. Software**, 46, n. 1, p. 4:1–4:22, 2020.
- BILBAO, S.; AHRENS, J.; HAMILTON, B. Incorporating source directivity in wave-based virtual acoustics: Time-domain models and fitting to measured data. **J. Acoust. Soc. Am.**, v. 146, n. 4, p. 2692–2703, 2019.
- BRANDÃO, E. **Acústica de salas: projeto e modelagem**. [S.l.]: Editora Blucher, São Paulo, 2018.
- BRINKMANN, F. et al. A round robin on room acoustical simulation and auralization. **J. Acoust. Soc. Am.**, v. 145, n. 4, p. 2746–2760, 2019.
- COX, T. J.; D'ANTONIO, P. **Acoustic absorbers and diffusers: theory, design and application**. London: Taylor Francis, 2009.
- DAVY, J. L. et al. The average specific forced radiation wave impedance of a finite rectangular panel. **The Journal of the Acoustical Society of America**, Acoustical Society of America, v. 136, n. 2, p. 525–536, 2014.
- DELANY, M.; BAZLEY, E. Acoustical properties of fibrous absorbent materials. **Applied Acoustics**, v. 3, n. 2, p. 105–116, 1970.
- GEORGIU, F.; HORNIKX, M. Incorporating directivity in the Fourier pseudospectral time-domain method using spherical harmonics. **J. Acoust. Soc. Am.**, v. 140, n. 2, p. 855–865, 2016.
- GEUZAIN, C.; REMACLE, J.-F. Gmsh: A 3-d finite element mesh generator with built-in pre-and post-processing facilities. **Int. J. Numer. Meth. Eng.**, Wiley Online Library, v. 79, n. 11, p. 1309–1331, 2009.
- HARGREAVES, J. A.; RENDELL, L. R.; LAM, Y. W. A framework for auralization of boundary element method simulations including source and receiver directivity. **The Journal of the Acoustical Society of America**, v. 145, n. 4, p. 2625–2637, 2019.
- HORNIKX, M.; KRIJNEN, T.; HARTEN, L. van. openPSTD: The open source pseudospectral time-domain method for acoustic propagation. **Computer Physics Communications**, v. 203, p. 298–308, 2016.
- ISO, E. 354: 2003. **Acoustics. Measurement of sound absorption in a reverberation room**, 2003.
- KIRKUP, S. M. **The boundary element method in acoustics**. [S.l.]: Integrated sound software, 2007.

KRAFT, D. **A software package for sequential quadratic programming**. [S.l.]: Tech. Rep. DfVLR-FB 88-28, DLR German Aerospace Center Institute for Flight Mechanics, Köln, Germany, 1988.

MAA, D.-Y. Potential of microperforated panel absorber. **The Journal of the Acoustical Society of America**, v. 104, n. 5, p. 2861–2866, 1998.

MEYER, J. **Acoustics and the performance of music: Manual for acousticians, audio engineers, musicians, architects and musical instrument makers**. [S.l.]: Springer Science & Business Media, 2009.

MONDET, B. et al. Retrieving complex surface impedances from statistical absorption coefficients. In: **46<sup>th</sup> international congress and exposition on noise control engineering**. [S.l.: s.n.], 2017.

\_\_\_\_\_. From absorption to impedance: Enhancing boundary conditions in room acoustic simulations. **Applied Acoustics**, v. 157, 2020.

OTONDO, F.; RINDEL, J. H. The influence of the directivity of musical instruments in a room. **Acta acustica united with Acustica**, v. 90, n. 6, p. 1178–1184, 2004.

PEREIRA, M. et al. Proposal of numerical models to predict the diffuse field sound absorption of finite sized porous materials: bem and fem approaches. **Appl. Acoust.**, v. 180, p. 108092, 2021. ISSN 0003-682X. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0003682X21001857>>.

POLLOW, M. **Directivity patterns for room acoustical measurements and simulations**. [S.l.]: Logos Verlag Berlin GmbH, 2015. v. 22.

RINDEL, J. H. An impedance model for estimating the complex pressure reflection factor. In: **Forum Acusticum**. [S.l.: s.n.], 2011.

SAARELMA, J. **Finite-difference time-domain solver for room acoustics using graphics processing units**. 2013. Dissertação (Mestrado) — Aalto University, Espoo, 2013. Disponível em: <<https://core.ac.uk/download/pdf/80710952.pdf>>.

SAKAMOTO, S.; TAKAHASHI, R. Directional sound source modeling by using spherical harmonic functions for finite-difference time-domain analysis. In: **Proceedings of Meetings on Acoustics**. [S.l.: s.n.], 2013. v. 19, n. 1, p. 015129.

SCHROEDER, M. R. The schroeder frequency revisited. **J. Acoust. Soc. Am.**, v. 99, n. 5, p. 3240–3241, 1996.

SCIPY. **Scipy documentation**. <<https://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/optimize.minimize-slsqp.html#optimize-minimize-slsqp>>. Accessed: 2021-07-31.

SCROGGS, M. W. et al. Software frameworks for integral equations in electromagnetic scattering based on Calderón identities. **Computers & Mathematics with Applications**, 74, n. 11, p. 2897–2914, 2017.

ŚMIGAJ, W. et al. Solving boundary integral problems with BEM++. **Acm. T. Math. Software**, 41, n. 2, p. 6:1–6:40, 2015.

THOMASSON, S.-I. On the absorption coefficient. **Acta Acust. Acust.**, v. 44, n. 4, p. 265–273, 1980.

\_\_\_\_\_. **Theory and experiments on the sound absorption as function of the area.** [S.l.]: Department of Acoustics, Royal Institute of Technology, 1982.

VORLÄNDER, M. **Auralization: Fundamentals of Acoustics, Modelling, Simulation, Algorithms and Acoustic Virtual Reality.** [S.l.]: Springer, Berlin, 2008.

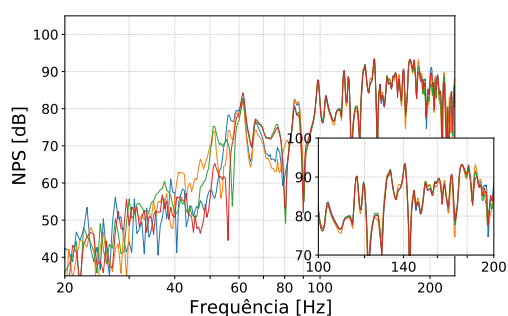
VORLÄNDER, M.; SUMMERS, J. E. Auralization: Fundamentals of acoustics, modelling, simulation, algorithms, and acoustic virtual reality. **J. Acoust. Soc. Am.**, v. 123, n. 6, p. 4028, 2008.

WANG, L. M.; VIGEANT, M. C. Evaluations of output from room acoustic computer modeling and auralization due to different sound source directionalities. **Applied Acoustics**, v. 69, n. 12, p. 1281–1293, 2008.

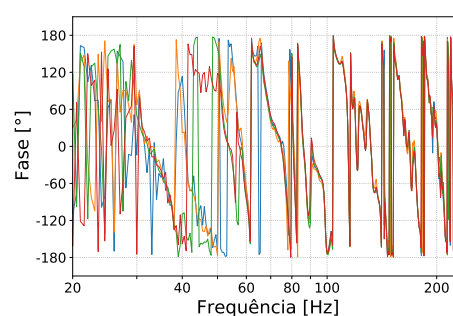
WILLIAMS, E. G. **Fourier acoustics: sound radiation and nearfield acoustical holography.** [S.l.]: Academic press, Londres, 1999.

## APÊNDICE A – COMPARAÇÃO DAS MEDIÇÕES FEITAS PARA UM MESMO POSICIONAMENTO DE FONTE E RECEPTOR MAS DIFERENTES DIREÇÕES DA FONTE SONORA

Figura A.1 – Nível de pressão sonora e fase obtidos nas medições para fonte LS01 e receptor MP01 e quatro orientações no plano horizontal – azimute – da fonte sonora: (—)  $0^\circ$ , (—)  $90^\circ$ , (—)  $180^\circ$  e (—)  $270^\circ$



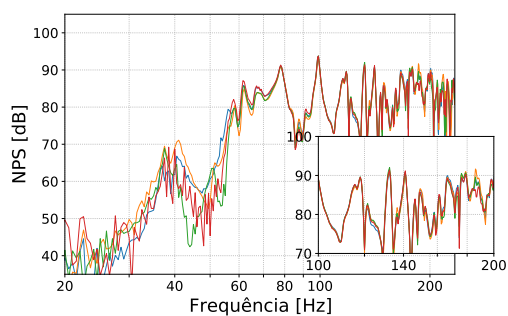
(a) Nível de pressão sonora



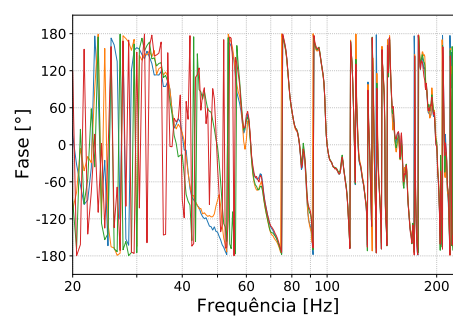
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

Figura A.2 – Nível de pressão sonora e fase obtidos nas medições para fonte LS01 e receptor MP02 e quatro orientações no plano horizontal – azimute – da fonte sonora: (—)  $0^\circ$ , (—)  $90^\circ$ , (—)  $180^\circ$  e (—)  $270^\circ$



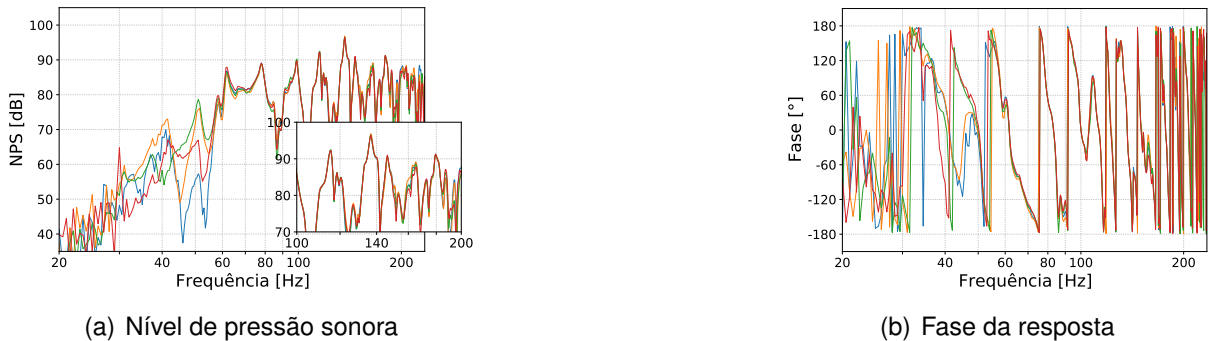
(a) Nível de pressão sonora



(b) Fase da resposta

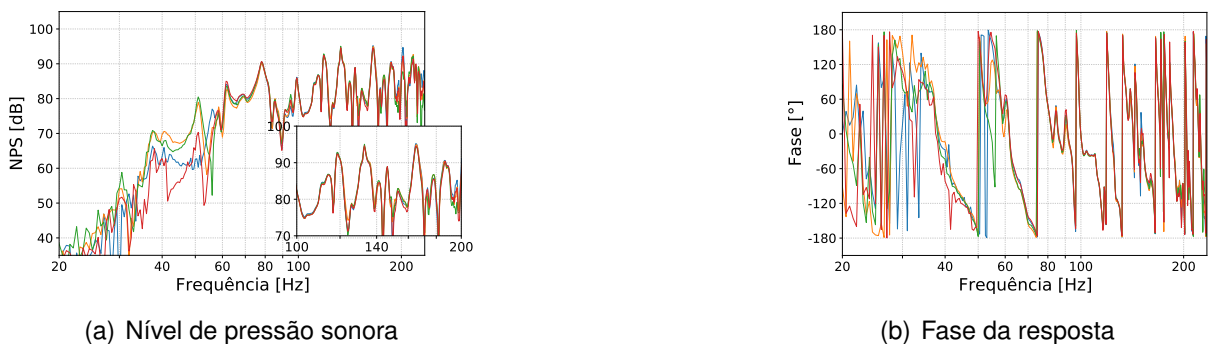
Fonte: O autor (2021).

Figura A.3 – Nível de pressão sonora e fase obtidos nas medições para fonte LS01 e receptor MP03 e quatro orientações no plano horizontal – azimute – da fonte sonora: (—)  $0^\circ$ , (—)  $90^\circ$ , (—)  $180^\circ$  e (—)  $270^\circ$



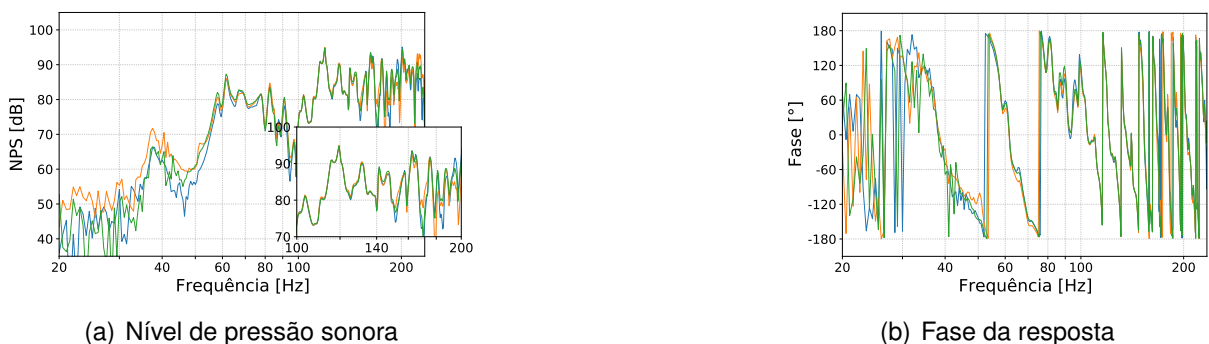
Fonte: O autor (2021).

Figura A.4 – Nível de pressão sonora e fase obtidos nas medições para fonte LS01 e receptor MP04 e quatro orientações no plano horizontal – azimute – da fonte sonora: (—)  $0^\circ$ , (—)  $90^\circ$ , (—)  $180^\circ$  e (—)  $270^\circ$



Fonte: O autor (2021).

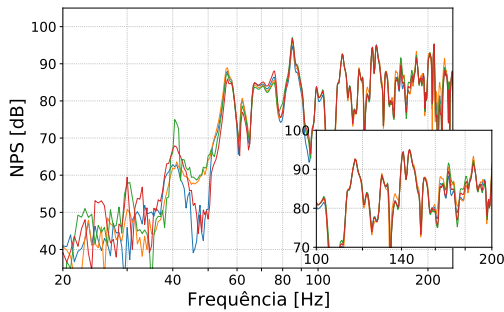
Figura A.5 – Nível de pressão sonora e fase obtidos nas medições para fonte LS01 e receptor MP05 e quatro orientações no plano horizontal – azimute – da fonte sonora: (—)  $0^\circ$ , (—)  $180^\circ$  e (—)  $270^\circ$ <sup>1</sup>



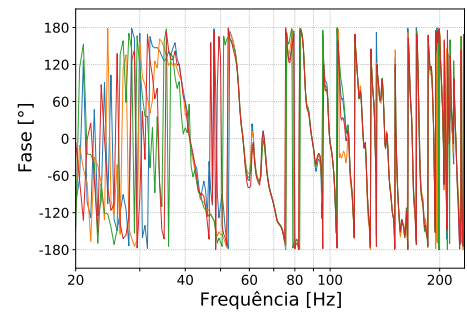
Fonte: O autor (2021).

<sup>1</sup>A medição para a orientação de  $90^\circ$  da fonte sonora não está disponível no banco de dados

Figura A.6 – Nível de pressão sonora e fase obtidos nas medições para fonte LS02 e receptor MP01 e quatro orientações no plano horizontal – azimute – da fonte sonora: (—)  $0^\circ$ , (—)  $90^\circ$ , (—)  $180^\circ$  e (—)  $270^\circ$



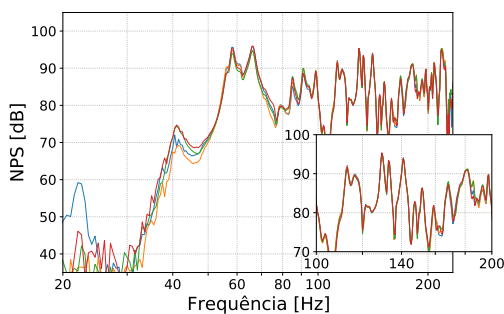
(a) Nível de pressão sonora



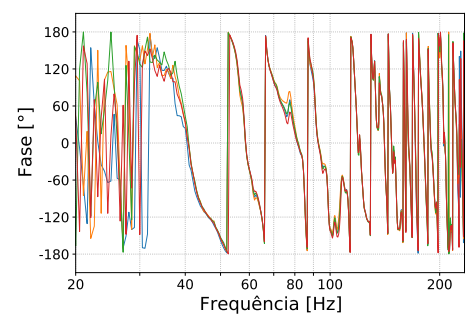
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

Figura A.7 – Nível de pressão sonora e fase obtidos nas medições para fonte LS02 e receptor MP02 e quatro orientações no plano horizontal – azimute – da fonte sonora: (—)  $0^\circ$ , (—)  $90^\circ$ , (—)  $180^\circ$  e (—)  $270^\circ$



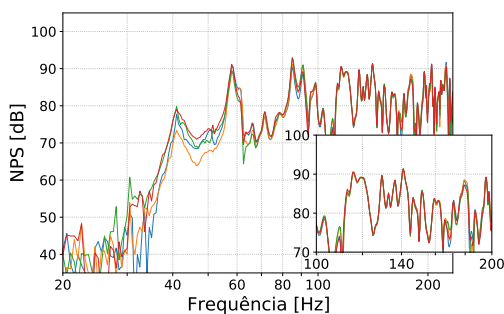
(a) Nível de pressão sonora



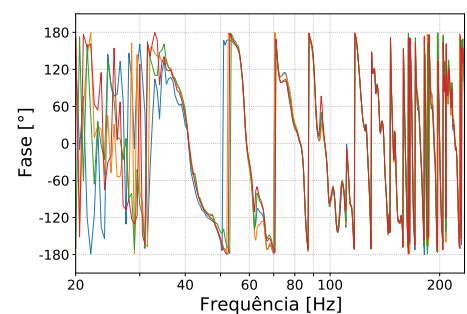
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

Figura A.8 – Nível de pressão sonora e fase obtidos nas medições para fonte LS02 e receptor MP03 e quatro orientações no plano horizontal – azimute – da fonte sonora: (—)  $0^\circ$ , (—)  $90^\circ$ , (—)  $180^\circ$  e (—)  $270^\circ$



(a) Nível de pressão sonora

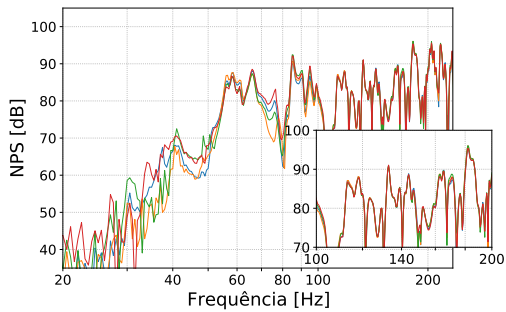


(b) Fase da resposta

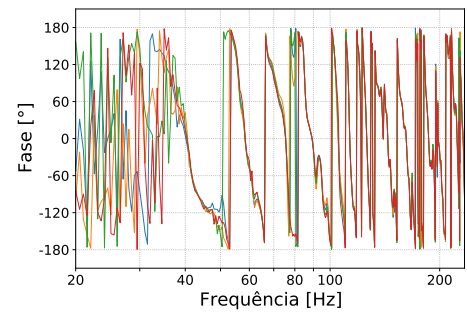
Fonte: O autor (2021).



Figura A.9 – Nível de pressão sonora e fase obtidos nas medições para fonte LS02 e receptor MP04 e quatro orientações no plano horizontal – azimute – da fonte sonora: (—)  $0^\circ$ , (—)  $90^\circ$ , (—)  $180^\circ$  e (—)  $270^\circ$



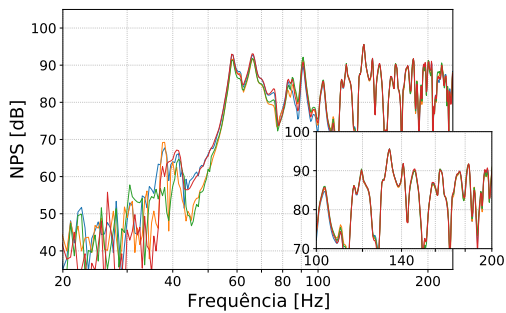
(a) Nível de pressão sonora



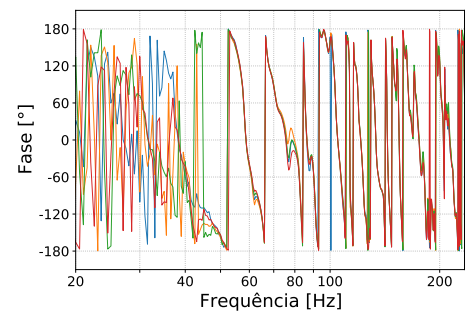
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

Figura A.10 – Nível de pressão sonora e fase obtidos nas medições para fonte LS02 e receptor MP05 e quatro orientações no plano horizontal – azimute – da fonte sonora: (—)  $0^\circ$ , (—)  $90^\circ$ , (—)  $180^\circ$  e (—)  $270^\circ$



(a) Nível de pressão sonora

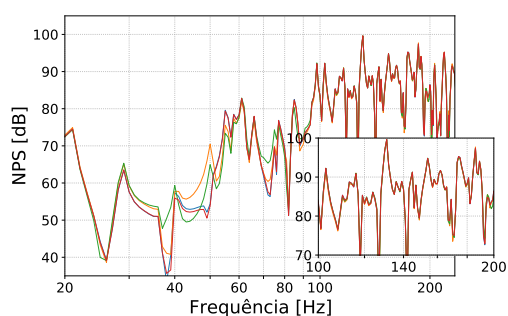


(b) Fase da resposta

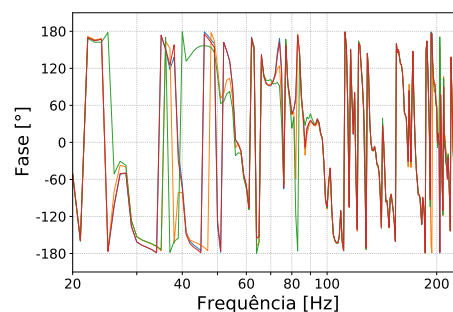
Fonte: O autor (2021).

## APÊNDICE B – COMPARAÇÃO DAS SIMULAÇÕES FEITAS PARA UM MESMO POSICIONAMENTO DE FONTE E RECEPTOR MAS DIFERENTES DIREÇÕES DA FONTE SONORA

Figura B.1 – Nível de pressão sonora e fase obtidos nas simulações para fonte LS01 e receptor MP01 e quatro orientações no plano horizontal – azimute – da fonte sonora: (—)  $0^\circ$ , (—)  $90^\circ$ , (—)  $180^\circ$  e (—)  $270^\circ$



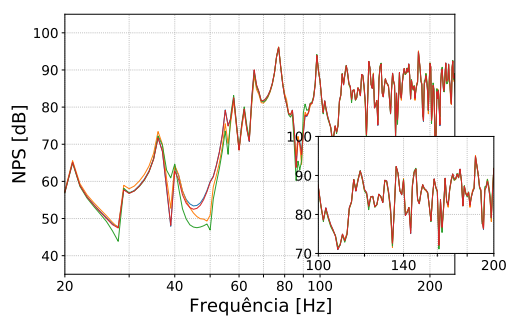
(a) Nível de pressão sonora



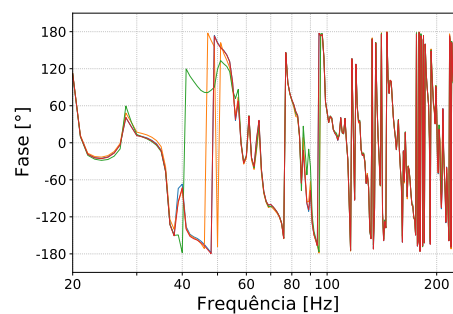
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

Figura B.2 – Nível de pressão sonora e fase obtidos nas simulações para fonte LS01 e receptor MP02 e quatro orientações no plano horizontal – azimute – da fonte sonora: (—)  $0^\circ$ , (—)  $90^\circ$ , (—)  $180^\circ$  e (—)  $270^\circ$



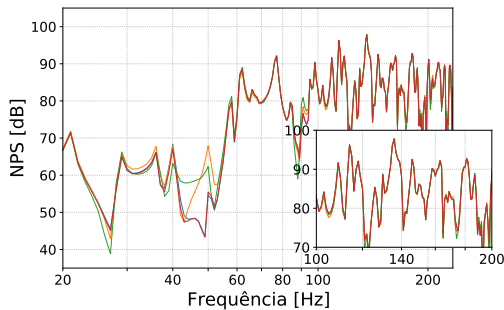
(a) Nível de pressão sonora



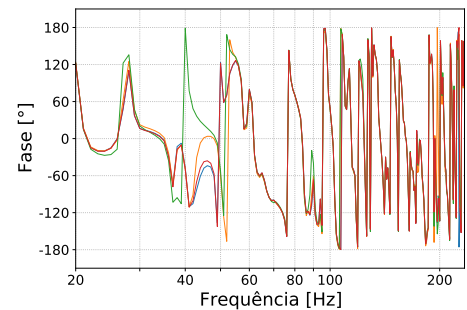
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

Figura B.3 – Nível de pressão sonora e fase obtidos nas simulações para fonte LS01 e receptor MP03 e quatro orientações no plano horizontal – azimute – da fonte sonora: (—)  $0^\circ$ , (—)  $90^\circ$ , (—)  $180^\circ$  e (—)  $270^\circ$



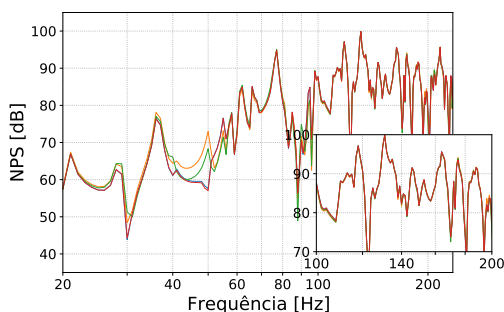
(a) Nível de pressão sonora



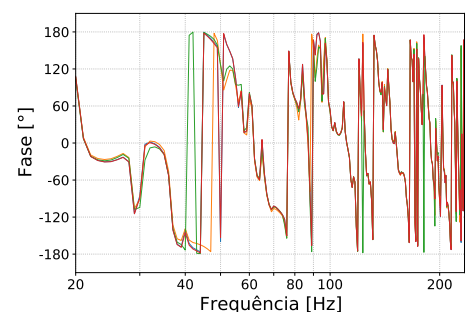
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

Figura B.4 – Nível de pressão sonora e fase obtidos nas simulações para fonte LS01 e receptor MP04 e quatro orientações no plano horizontal – azimute – da fonte sonora: (—)  $0^\circ$ , (—)  $90^\circ$ , (—)  $180^\circ$  e (—)  $270^\circ$



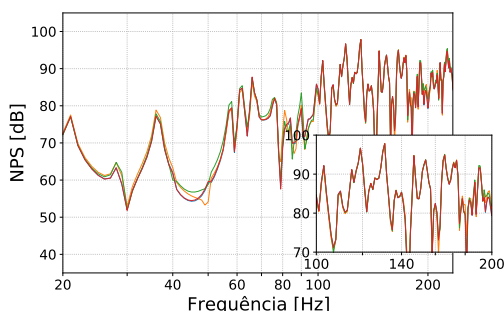
(a) Nível de pressão sonora



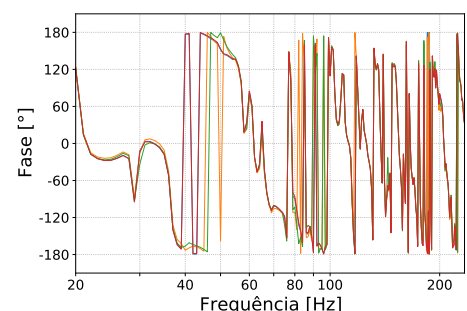
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

Figura B.5 – Nível de pressão sonora e fase obtidos nas simulações para fonte LS01 e receptor MP05 e quatro orientações no plano horizontal – azimute – da fonte sonora: (—)  $0^\circ$ , (—)  $90^\circ$ , (—)  $180^\circ$  e (—)  $270^\circ$



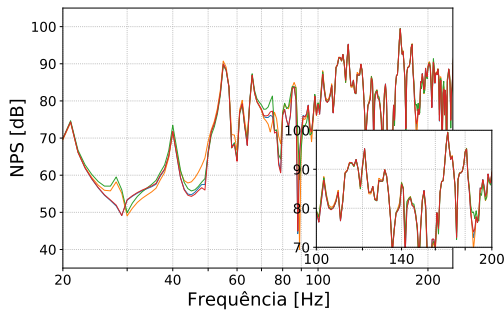
(a) Nível de pressão sonora



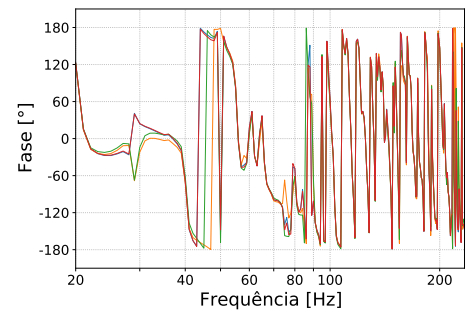
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

Figura B.6 – Nível de pressão sonora e fase obtidos nas simulações para fonte LS02 e receptor MP01 e quatro orientações no plano horizontal – azimute – da fonte sonora: (—)  $0^\circ$ , (—)  $90^\circ$ , (—)  $180^\circ$  e (—)  $270^\circ$



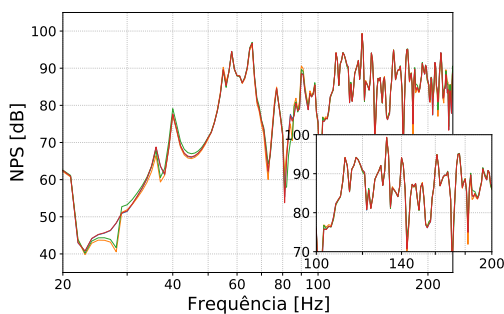
(a) Nível de pressão sonora



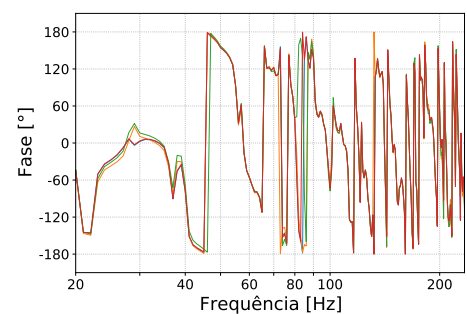
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

Figura B.7 – Nível de pressão sonora e fase obtidos nas simulações para fonte LS02 e receptor MP02 e quatro orientações no plano horizontal – azimute – da fonte sonora: (—)  $0^\circ$ , (—)  $90^\circ$ , (—)  $180^\circ$  e (—)  $270^\circ$



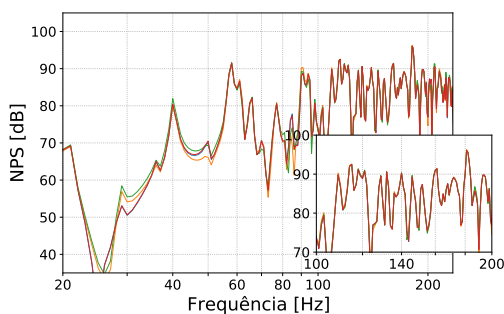
(a) Nível de pressão sonora



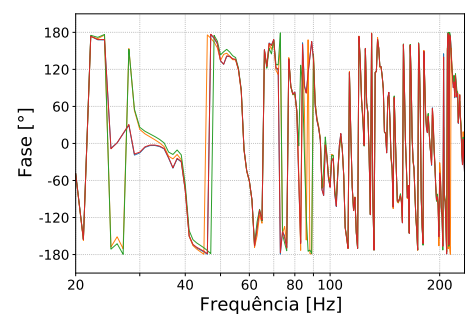
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

Figura B.8 – Nível de pressão sonora e fase obtidos nas simulações para fonte LS02 e receptor MP03 e quatro orientações no plano horizontal – azimute – da fonte sonora: (—)  $0^\circ$ , (—)  $90^\circ$ , (—)  $180^\circ$  e (—)  $270^\circ$



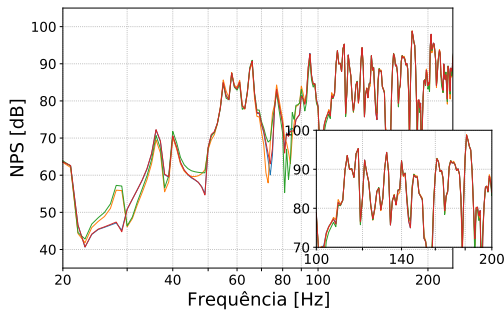
(a) Nível de pressão sonora



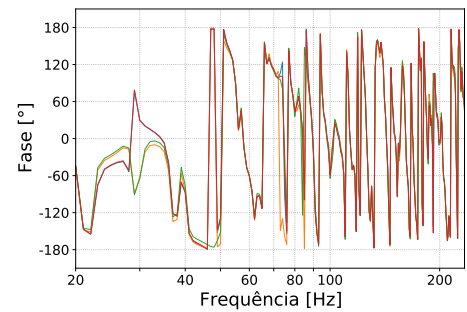
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

Figura B.9 – Nível de pressão sonora e fase obtidos nas simulações para fonte LS02 e receptor MP04 e quatro orientações no plano horizontal – azimute – da fonte sonora: (—)  $0^\circ$ , (—)  $90^\circ$ , (—)  $180^\circ$  e (—)  $270^\circ$



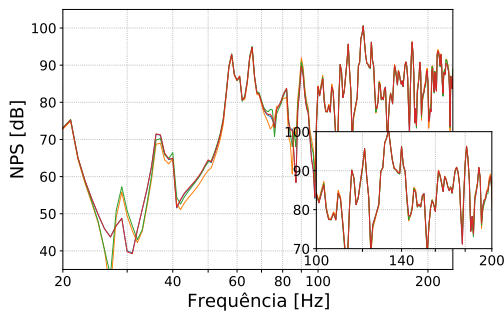
(a) Nível de pressão sonora



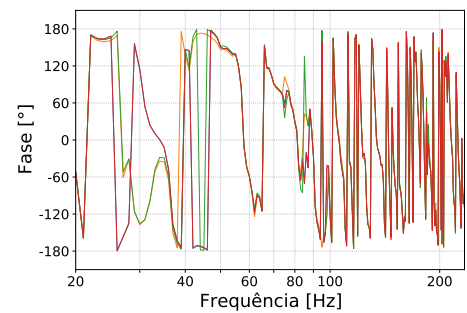
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

Figura B.10 – Nível de pressão sonora e fase obtidos nas simulações para fonte LS02 e receptor MP05 e quatro orientações no plano horizontal – azimute – da fonte sonora: (—)  $0^\circ$ , (—)  $90^\circ$ , (—)  $180^\circ$  e (—)  $270^\circ$



(a) Nível de pressão sonora

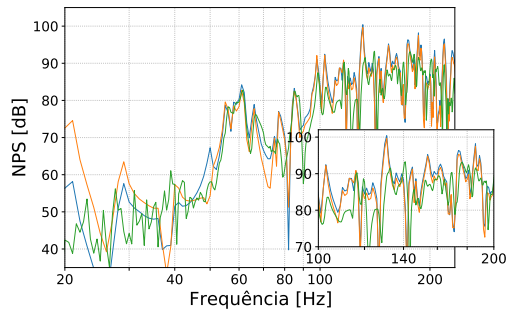


(b) Fase da resposta

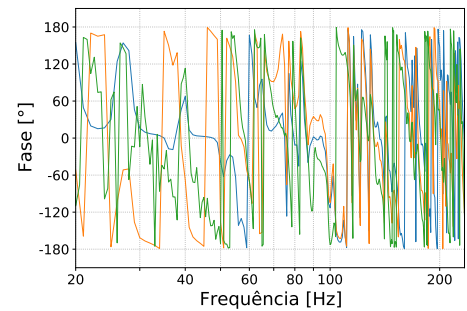
Fonte: O autor (2021).

## APÊNDICE C – COMPARAÇÃO DAS MEDIÇÕES COM AS SIMULAÇÕES

Figura C.1 – Nível de pressão sonora e fase para fonte LS01 e receptor MP01. Orientação horizontal –azimute– da fonte sonora de  $0^\circ$ . (—) monopolo ajustado, (—) técnica dos harmônicos esféricos e (—) medição



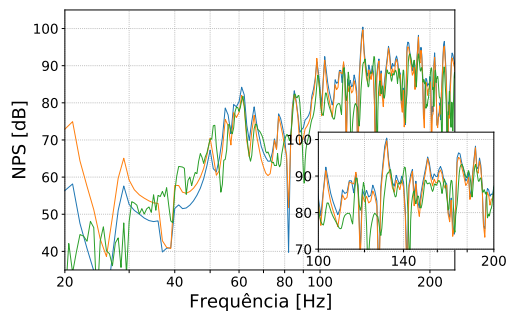
(a) Nível de pressão sonora



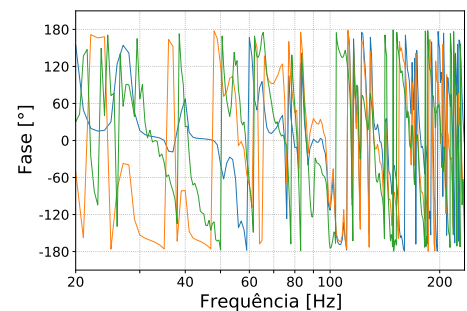
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

Figura C.2 – Nível de pressão sonora e fase para fonte LS01 e receptor MP01. Orientação horizontal –azimute– da fonte sonora de  $90^\circ$ . (—) monopolo ajustado, (—) técnica dos harmônicos esféricos e (—) medição



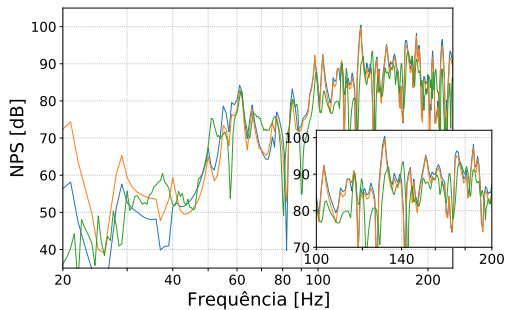
(a) Nível de pressão sonora



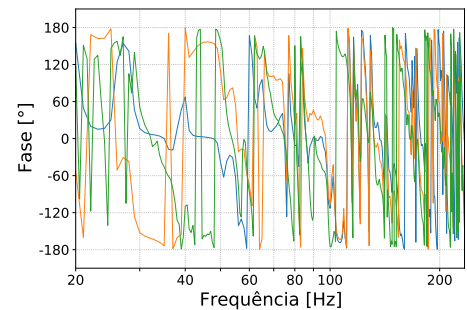
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

Figura C.3 – Nível de pressão sonora e fase para fonte LS01 e receptor MP01. Orientação horizontal –azimute– da fonte sonora de  $180^\circ$ . (—) monopolo ajustado, (—) técnica dos harmônicos esféricos e (—) medição



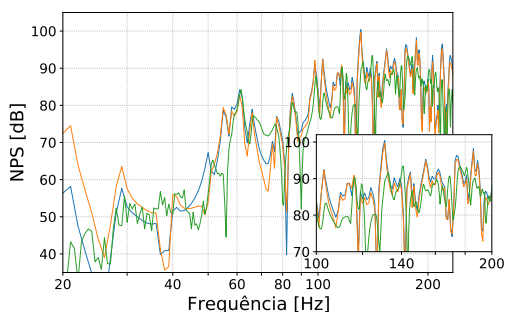
(a) Nível de pressão sonora



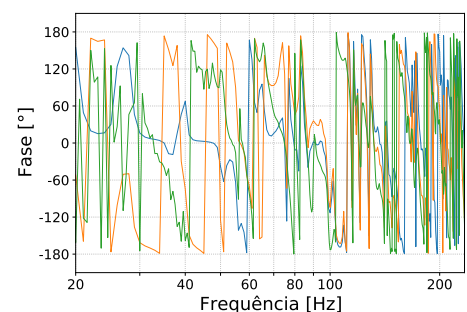
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

Figura C.4 – Nível de pressão sonora e fase para fonte LS01 e receptor MP01. Orientação horizontal –azimute– da fonte sonora de  $270^\circ$ . (—) monopolo ajustado, (—) técnica dos harmônicos esféricos e (—) medição



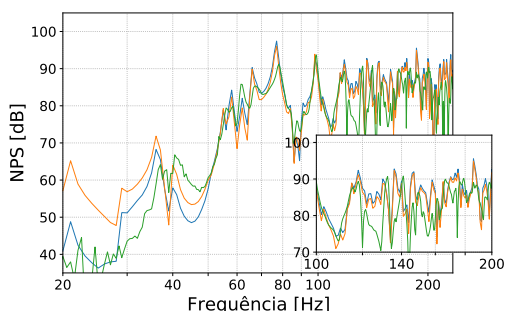
(a) Nível de pressão sonora



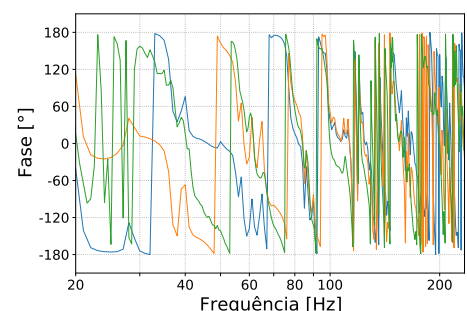
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

Figura C.5 – Nível de pressão sonora e fase para fonte LS01 e receptor MP02. Orientação horizontal –azimute– da fonte sonora de  $0^\circ$ . (—) monopolo ajustado, (—) técnica dos harmônicos esféricos e (—) medição



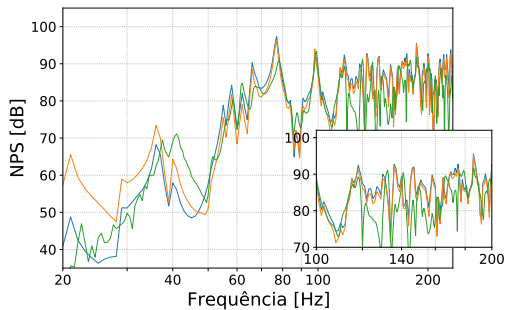
(a) Nível de pressão sonora



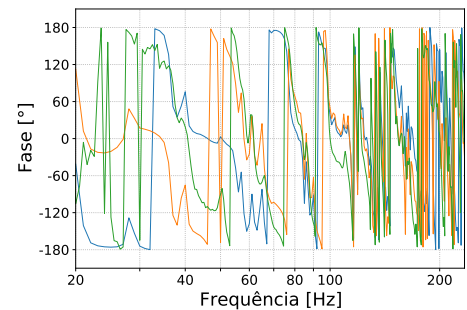
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

Figura C.6 – Nível de pressão sonora e fase para fonte LS01 e receptor MP02. Orientação horizontal –azimute– da fonte sonora de  $90^\circ$ . (—) monopolo ajustado, (—) técnica dos harmônicos esféricos e (—) medição



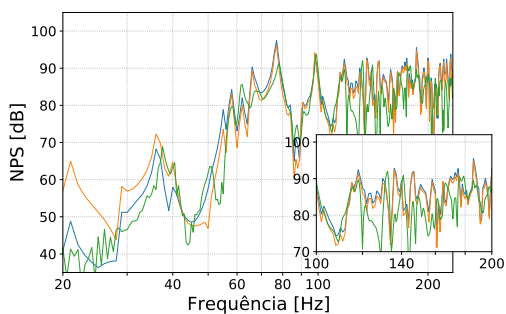
(a) Nível de pressão sonora



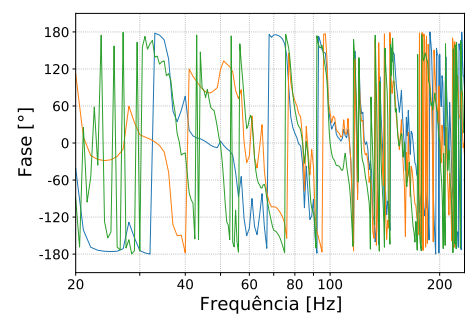
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

Figura C.7 – Nível de pressão sonora e fase para fonte LS01 e receptor MP02. Orientação horizontal –azimute– da fonte sonora de  $180^\circ$ . (—) monopolo ajustado, (—) técnica dos harmônicos esféricos e (—) medição



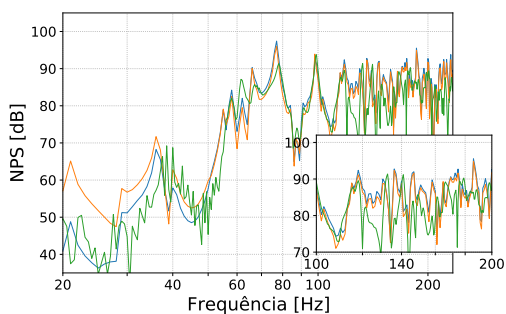
(a) Nível de pressão sonora



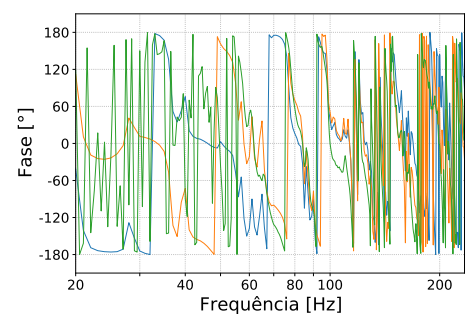
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

Figura C.8 – Nível de pressão sonora e fase para fonte LS01 e receptor MP02. Orientação horizontal –azimute– da fonte sonora de  $270^\circ$ . (—) monopolo ajustado, (—) técnica dos harmônicos esféricos e (—) medição



(a) Nível de pressão sonora

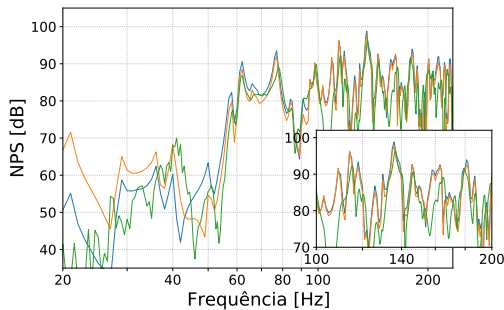


(b) Fase da resposta

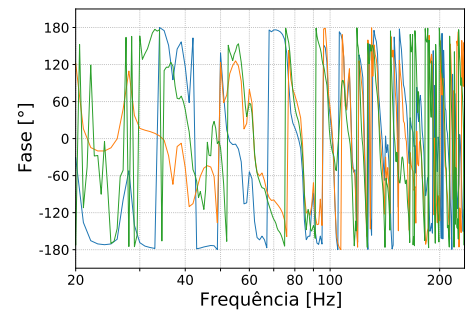
Fonte: O autor (2021).



Figura C.9 – Nível de pressão sonora e fase para fonte LS01 e receptor MP03. Orientação horizontal –azimute– da fonte sonora de  $0^\circ$ . (—) monopolo ajustado, (—) técnica dos harmônicos esféricos e (—) medição



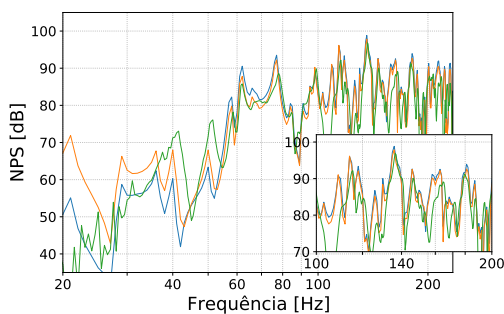
(a) Nível de pressão sonora



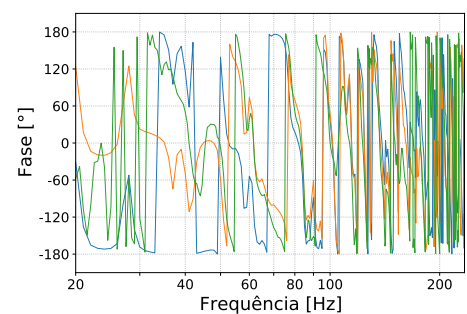
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

Figura C.10 – Nível de pressão sonora e fase para fonte LS01 e receptor MP03. Orientação horizontal –azimute– da fonte sonora de  $90^\circ$ . (—) monopolo ajustado, (—) técnica dos harmônicos esféricos e (—) medição



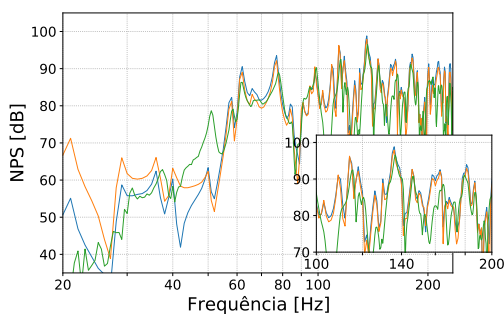
(a) Nível de pressão sonora



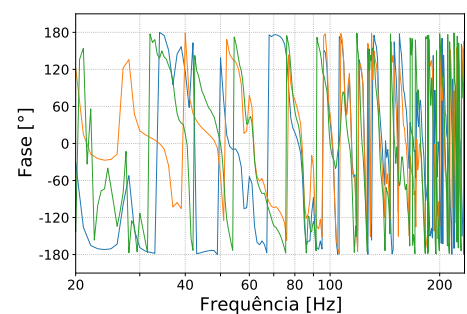
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

Figura C.11 – Nível de pressão sonora e fase para fonte LS01 e receptor MP03. Orientação horizontal –azimute– da fonte sonora de  $180^\circ$ . (—) monopolo ajustado, (—) técnica dos harmônicos esféricos e (—) medição



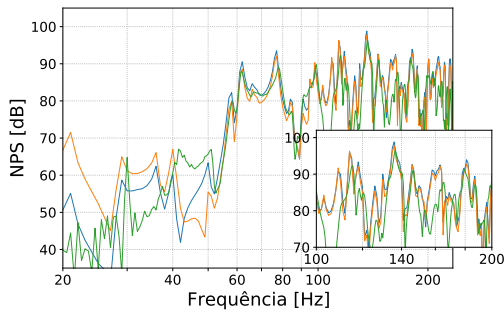
(a) Nível de pressão sonora



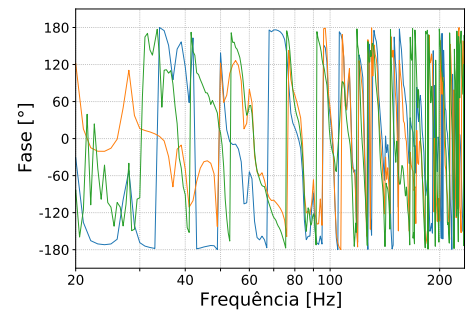
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

Figura C.12 – Nível de pressão sonora e fase para fonte LS01 e receptor MP03. Orientação horizontal –azimute– da fonte sonora de  $270^\circ$ . (—) monopolo ajustado, (—) técnica dos harmônicos esféricos e (—) medição



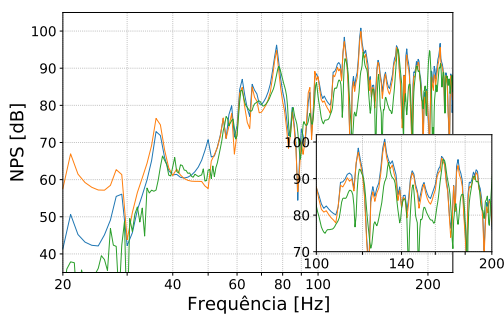
(a) Nível de pressão sonora



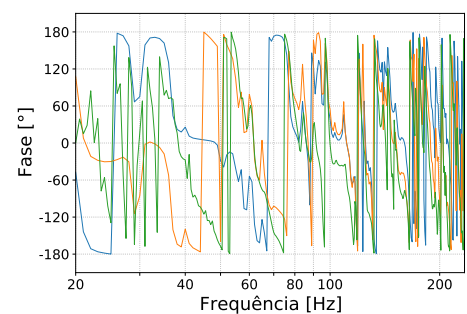
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

Figura C.13 – Nível de pressão sonora e fase para fonte LS01 e receptor MP04. Orientação horizontal –azimute– da fonte sonora de  $0^\circ$ . (—) monopolo ajustado, (—) técnica dos harmônicos esféricos e (—) medição



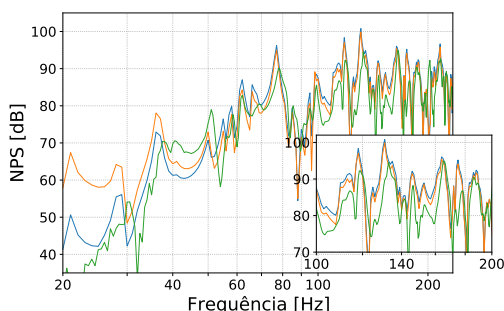
(a) Nível de pressão sonora



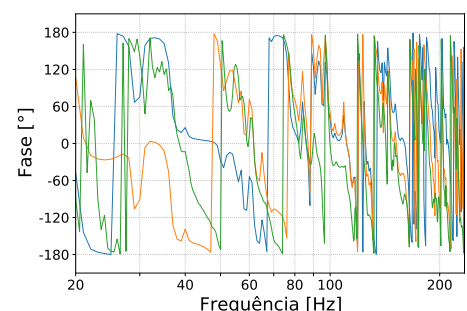
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

Figura C.14 – Nível de pressão sonora e fase para fonte LS01 e receptor MP04. Orientação horizontal –azimute– da fonte sonora de  $90^\circ$ . (—) monopolo ajustado, (—) técnica dos harmônicos esféricos e (—) medição



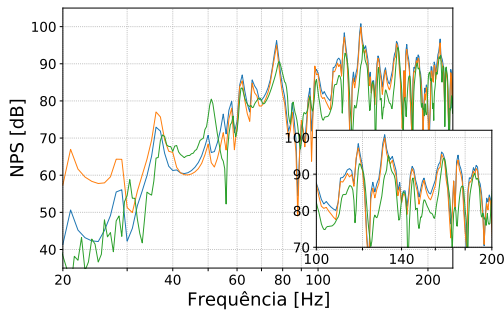
(a) Nível de pressão sonora



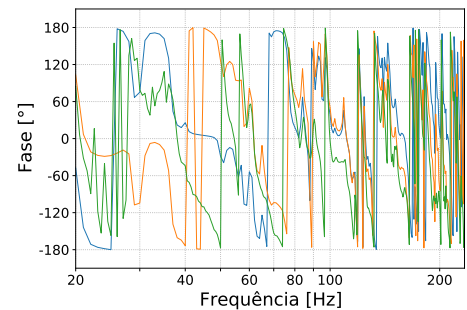
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

Figura C.15 – Nível de pressão sonora e fase para fonte LS01 e receptor MP04. Orientação horizontal –azimute– da fonte sonora de  $180^\circ$ . (—) monopolo ajustado, (—) técnica dos harmônicos esféricos e (—) medição



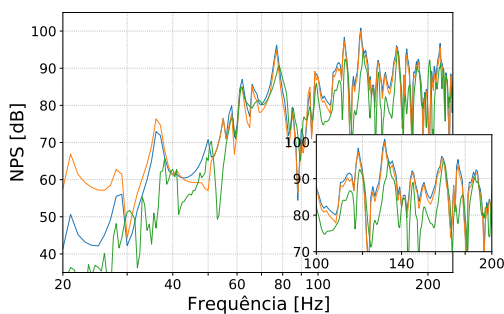
(a) Nível de pressão sonora



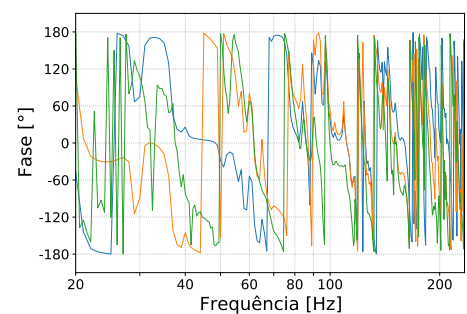
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

Figura C.16 – Nível de pressão sonora e fase para fonte LS01 e receptor MP04. Orientação horizontal –azimute– da fonte sonora de  $270^\circ$ . (—) monopolo ajustado, (—) técnica dos harmônicos esféricos e (—) medição



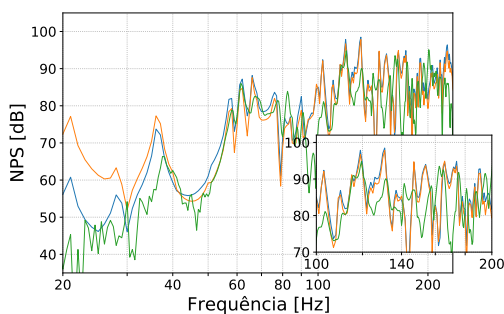
(a) Nível de pressão sonora



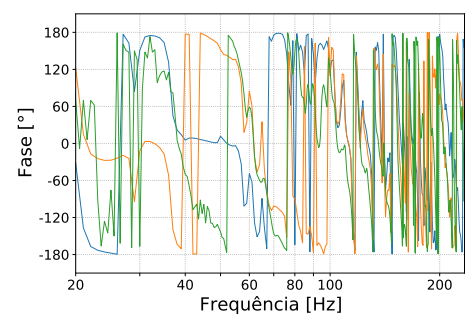
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

Figura C.17 – Nível de pressão sonora e fase para fonte LS01 e receptor MP05. Orientação horizontal –azimute– da fonte sonora de  $0^\circ$ . (—) monopolo ajustado, (—) técnica dos harmônicos esféricos e (—) medição



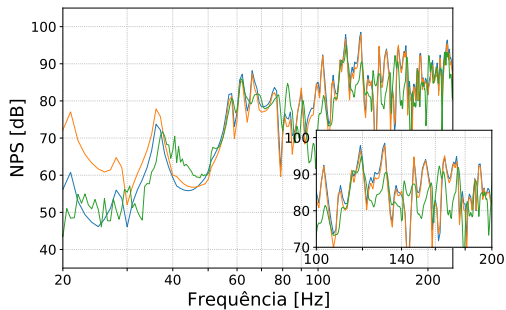
(a) Nível de pressão sonora



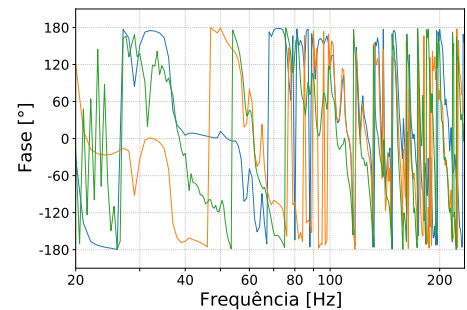
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

Figura C.18 – Nível de pressão sonora e fase para fonte LS01 e receptor MP05. Orientação horizontal –azimute– da fonte sonora de  $180^\circ$ . (—) monopolo ajustado, (—) técnica dos harmônicos esféricos e (—) medição



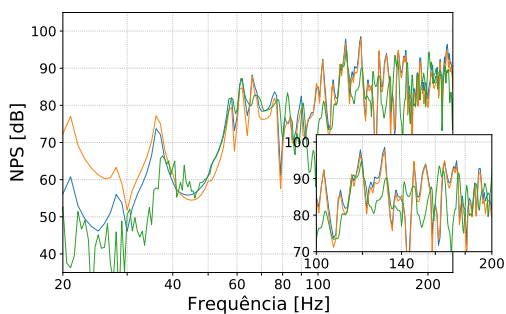
(a) Nível de pressão sonora



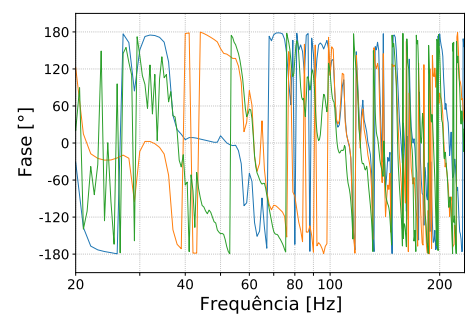
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

Figura C.19 – Nível de pressão sonora e fase para fonte LS01 e receptor MP05. Orientação horizontal –azimute– da fonte sonora de  $270^\circ$ . (—) monopolo ajustado, (—) técnica dos harmônicos esféricos e (—) medição



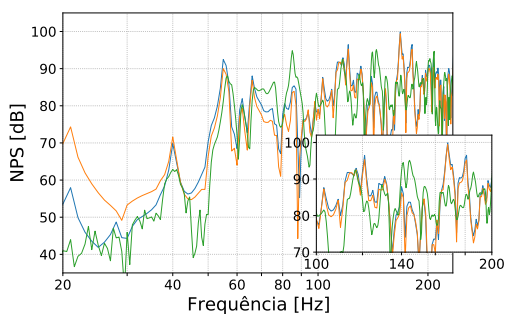
(a) Nível de pressão sonora



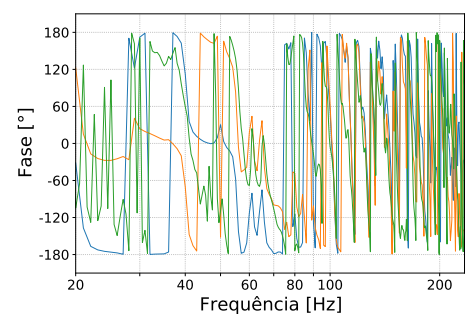
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

Figura C.20 – Nível de pressão sonora e fase para fonte LS02 e receptor MP01. Orientação horizontal –azimute– da fonte sonora de  $0^\circ$ . (—) monopolo ajustado, (—) técnica dos harmônicos esféricos e (—) medição



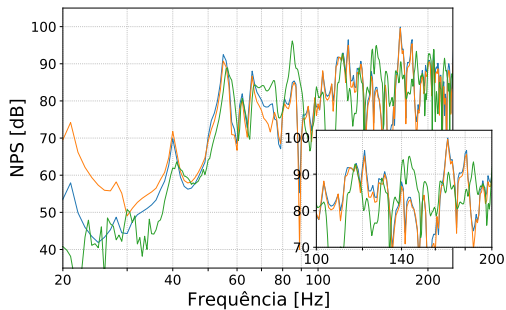
(a) Nível de pressão sonora



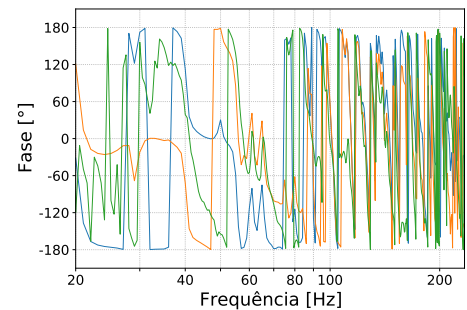
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

Figura C.21 – Nível de pressão sonora e fase para fonte LS02 e receptor MP01. Orientação horizontal –azimute– da fonte sonora de  $90^\circ$ . (—) monopolo ajustado, (—) técnica dos harmônicos esféricos e (—) medição



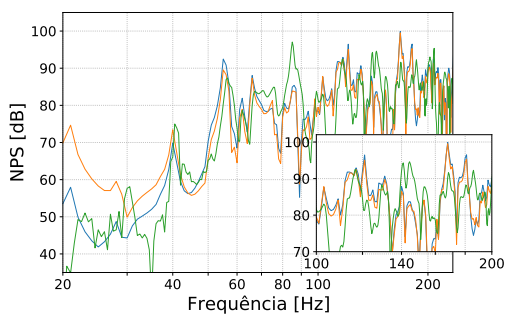
(a) Nível de pressão sonora



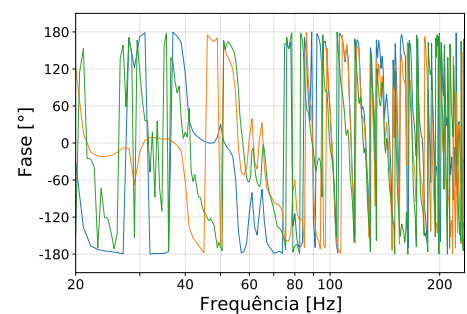
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

Figura C.22 – Nível de pressão sonora e fase para fonte LS02 e receptor MP01. Orientação horizontal –azimute– da fonte sonora de  $180^\circ$ . (—) monopolo ajustado, (—) técnica dos harmônicos esféricos e (—) medição.



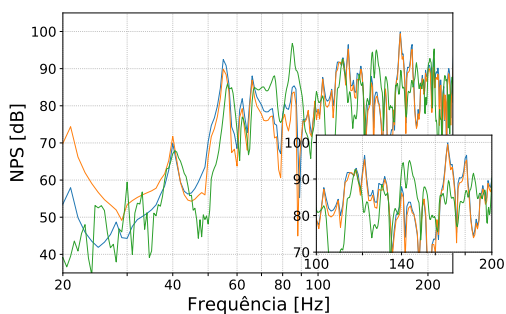
(a) Nível de pressão sonora



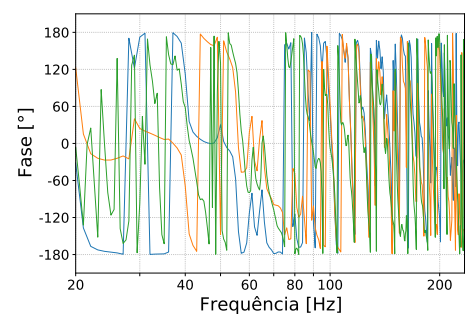
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

Figura C.23 – Nível de pressão sonora e fase para fonte LS02 e receptor MP01. Orientação horizontal –azimute– da fonte sonora de  $270^\circ$ . (—) monopolo ajustado, (—) técnica dos harmônicos esféricos e (—) medição



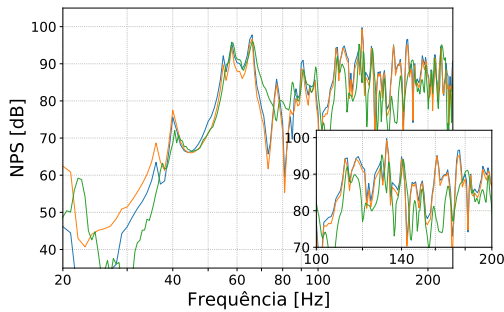
(a) Nível de pressão sonora



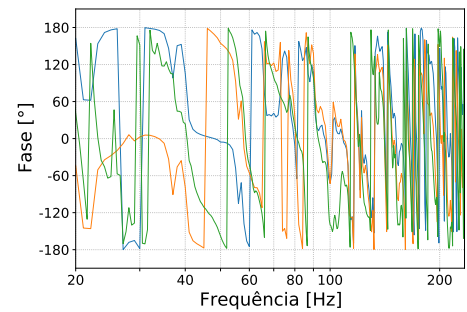
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

Figura C.24 – Nível de pressão sonora e fase para fonte LS02 e receptor MP02. Orientação horizontal –azimute– da fonte sonora de  $0^\circ$ . (—) monopolo ajustado, (—) técnica dos harmônicos esféricos e (—) medição



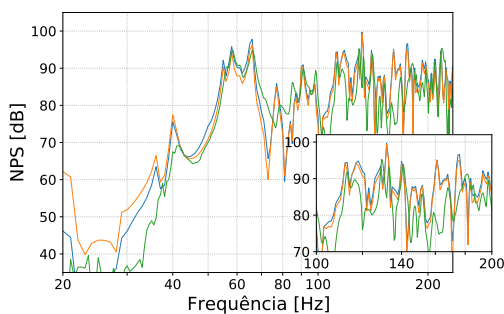
(a) Nível de pressão sonora



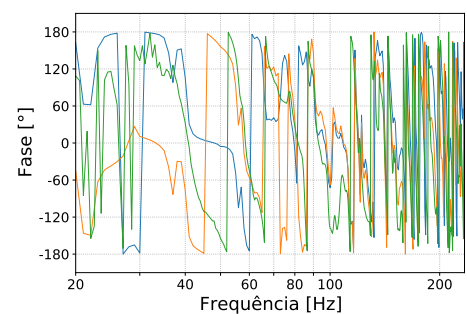
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

Figura C.25 – Nível de pressão sonora e fase para fonte LS02 e receptor MP02. Orientação horizontal –azimute– da fonte sonora de  $90^\circ$ . (—) monopolo ajustado, (—) técnica dos harmônicos esféricos e (—) medição



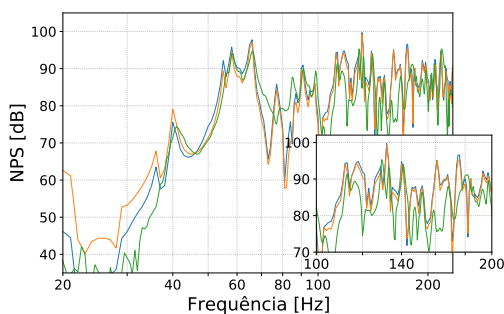
(a) Nível de pressão sonora



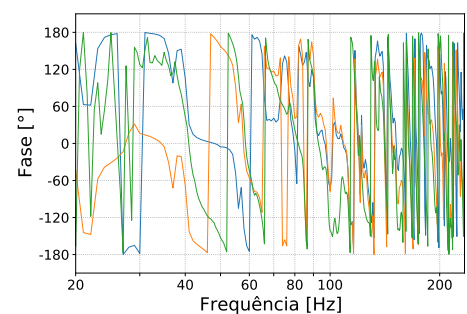
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

Figura C.26 – Nível de pressão sonora e fase para fonte LS02 e receptor MP02. Orientação horizontal –azimute– da fonte sonora de  $180^\circ$ . (—) monopolo ajustado, (—) técnica dos harmônicos esféricos e (—) medição



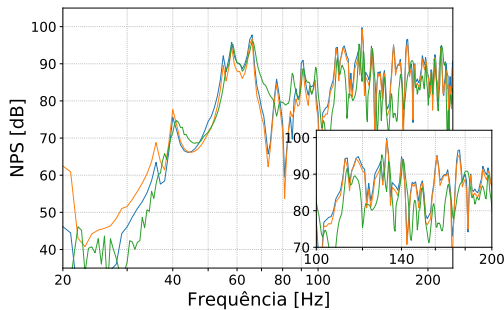
(a) Nível de pressão sonora



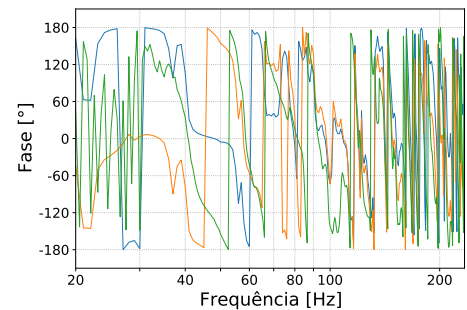
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

Figura C.27 – Nível de pressão sonora e fase para fonte LS02 e receptor MP02. Orientação horizontal –azimute– da fonte sonora de  $270^\circ$ . (—) monopolo ajustado, (—) técnica dos harmônicos esféricos e (—) medição



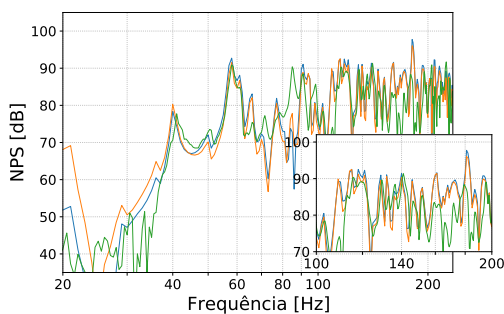
(a) Nível de pressão sonora



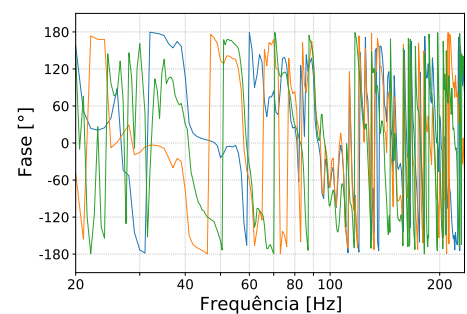
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

Figura C.28 – Nível de pressão sonora e fase para fonte LS02 e receptor MP03. Orientação horizontal –azimute– da fonte sonora de  $0^\circ$ . (—) monopolo ajustado, (—) técnica dos harmônicos esféricos e (—) medição



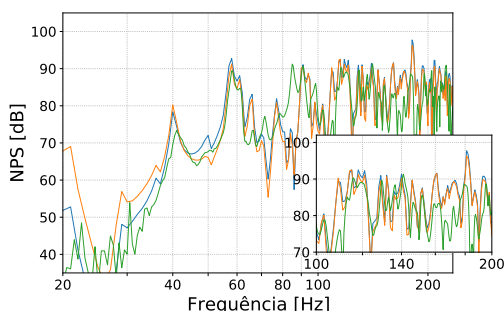
(a) Nível de pressão sonora



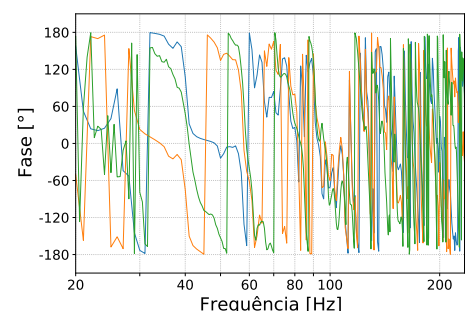
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

Figura C.29 – Nível de pressão sonora e fase para fonte LS02 e receptor MP03. Orientação horizontal –azimute– da fonte sonora de  $90^\circ$ . (—) monopolo ajustado, (—) técnica dos harmônicos esféricos e (—) medição



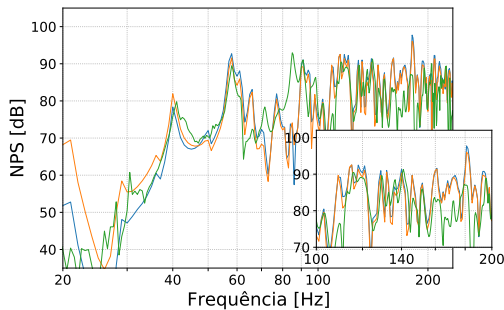
(a) Nível de pressão sonora



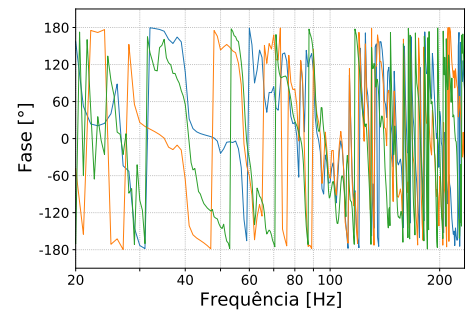
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

Figura C.30 – Nível de pressão sonora e fase para fonte LS02 e receptor MP03. Orientação horizontal –azimute– da fonte sonora de  $180^\circ$ . (—) monopolo ajustado, (—) técnica dos harmônicos esféricos e (—) medição



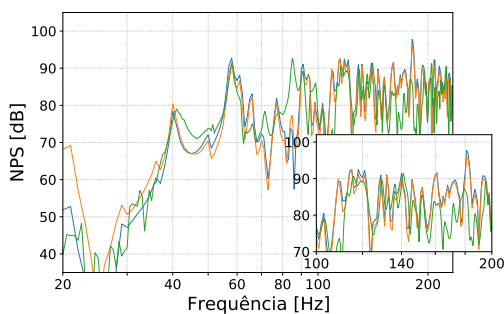
(a) Nível de pressão sonora



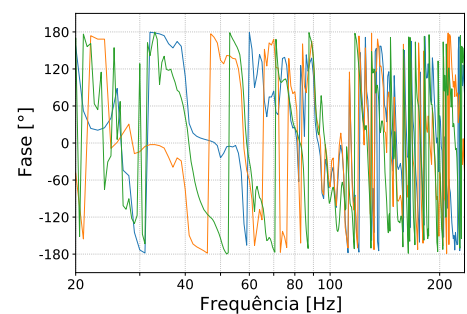
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

Figura C.31 – Nível de pressão sonora e fase para fonte LS02 e receptor MP03. Orientação horizontal –azimute– da fonte sonora de  $270^\circ$ . (—) monopolo ajustado, (—) técnica dos harmônicos esféricos e (—) medição



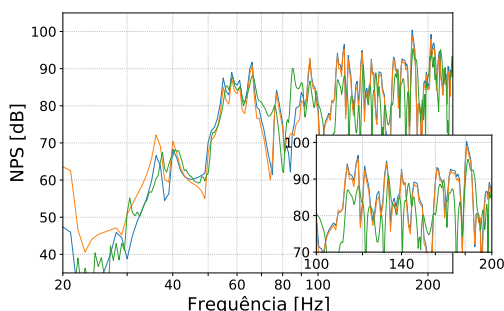
(a) Nível de pressão sonora



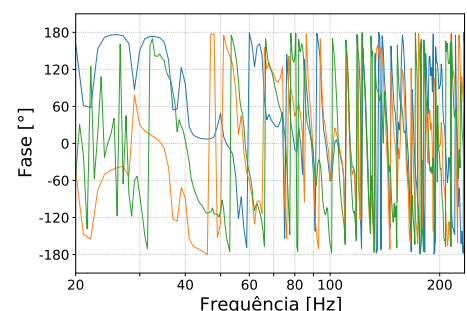
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

Figura C.32 – Nível de pressão sonora e fase para fonte LS02 e receptor MP04. Orientação horizontal –azimute– da fonte sonora de  $0^\circ$ . (—) monopolo ajustado, (—) técnica dos harmônicos esféricos e (—) medição



(a) Nível de pressão sonora

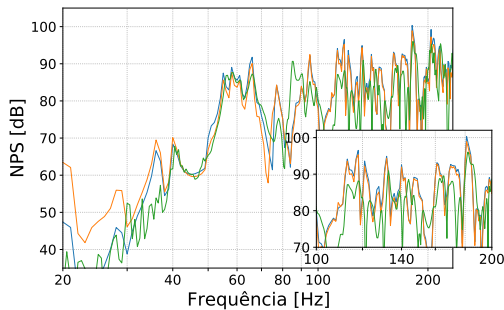


(b) Fase da resposta

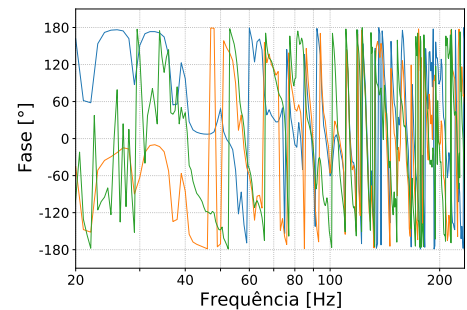
Fonte: O autor (2021).



Figura C.33 – Nível de pressão sonora e fase para fonte LS02 e receptor MP04. Orientação horizontal –azimute– da fonte sonora de  $90^\circ$ . (—) monopolo ajustado, (—) técnica dos harmônicos esféricos e (—) medição



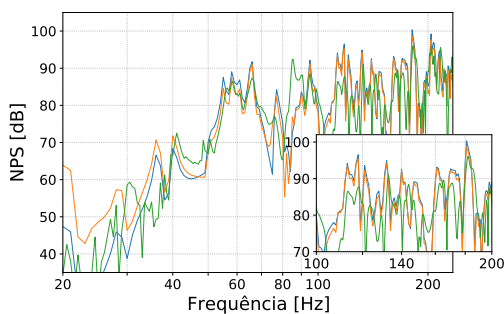
(a) Nível de pressão sonora



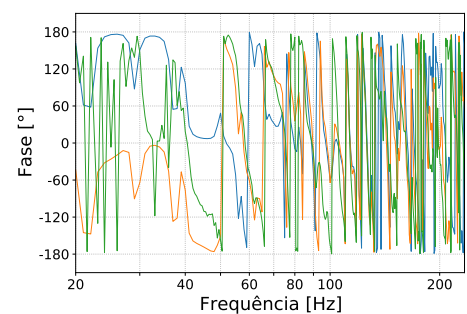
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

Figura C.34 – Nível de pressão sonora e fase para fonte LS02 e receptor MP04. Orientação horizontal –azimute– da fonte sonora de  $180^\circ$ . (—) monopolo ajustado, (—) técnica dos harmônicos esféricos e (—) medição



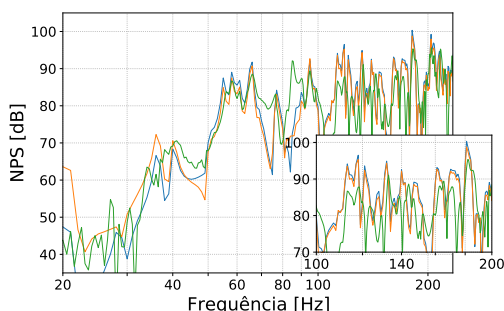
(a) Nível de pressão sonora



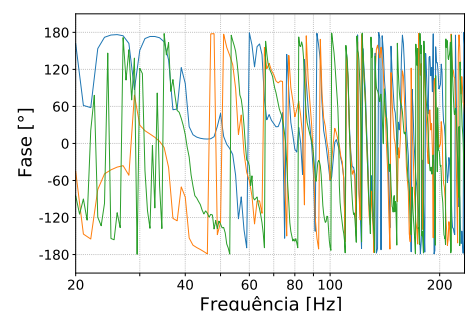
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

Figura C.35 – Nível de pressão sonora e fase para fonte LS02 e receptor MP04. Orientação horizontal –azimute– da fonte sonora de  $270^\circ$ . (—) monopolo ajustado, (—) técnica dos harmônicos esféricos e (—) medição



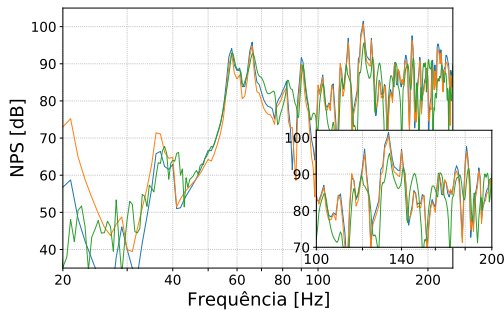
(a) Nível de pressão sonora



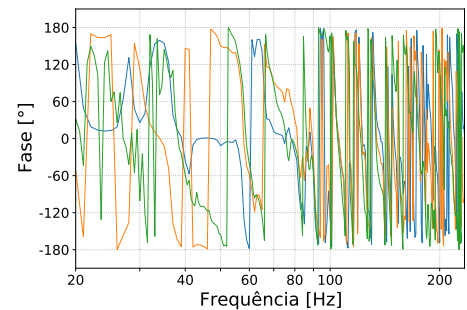
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

Figura C.36 – Nível de pressão sonora e fase para fonte LS02 e receptor MP05. Orientação horizontal –azimute– da fonte sonora de  $0^\circ$ . (—) monopolo ajustado, (—) técnica dos harmônicos esféricos e (—) medição



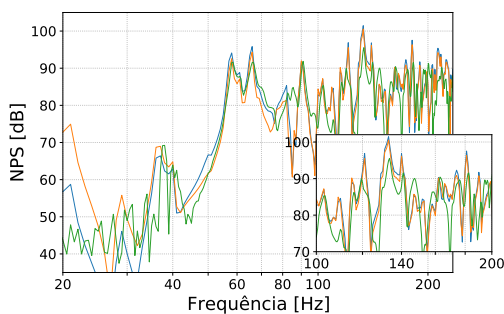
(a) Nível de pressão sonora



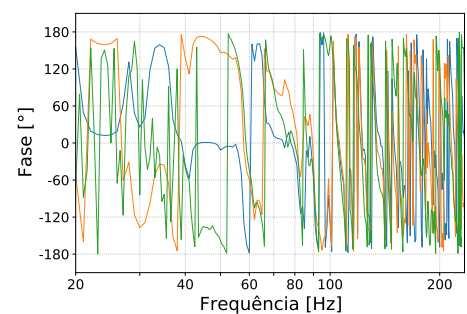
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

Figura C.37 – Nível de pressão sonora e fase para fonte LS02 e receptor MP05. Orientação horizontal –azimute– da fonte sonora de  $90^\circ$ . (—) monopolo ajustado, (—) técnica dos harmônicos esféricos e (—) medição



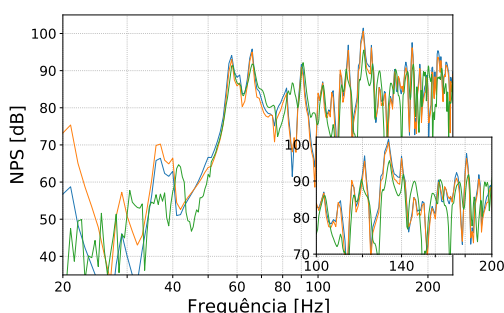
(a) Nível de pressão sonora



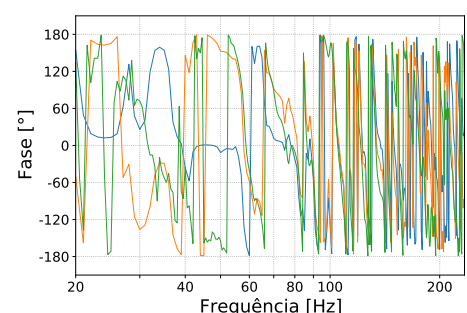
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

Figura C.38 – Nível de pressão sonora e fase para fonte LS02 e receptor MP05. Orientação horizontal –azimute– da fonte sonora de  $180^\circ$ . (—) monopolo ajustado, (—) técnica dos harmônicos esféricos e (—) medição



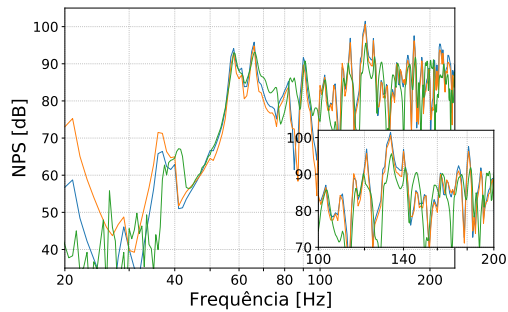
(a) Nível de pressão sonora



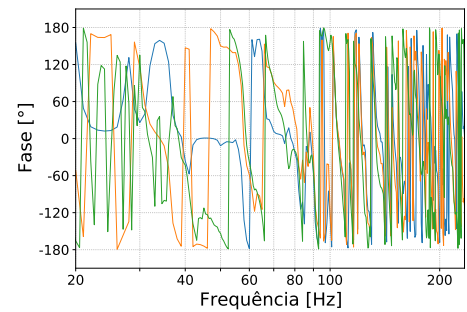
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

Figura C.39 – Nível de pressão sonora e fase para fonte LS02 e receptor MP05. Orientação horizontal –azimute– da fonte sonora de  $270^\circ$ . (—) monopolo ajustado, (—) técnica dos harmônicos esféricos e (—) medição



(a) Nível de pressão sonora



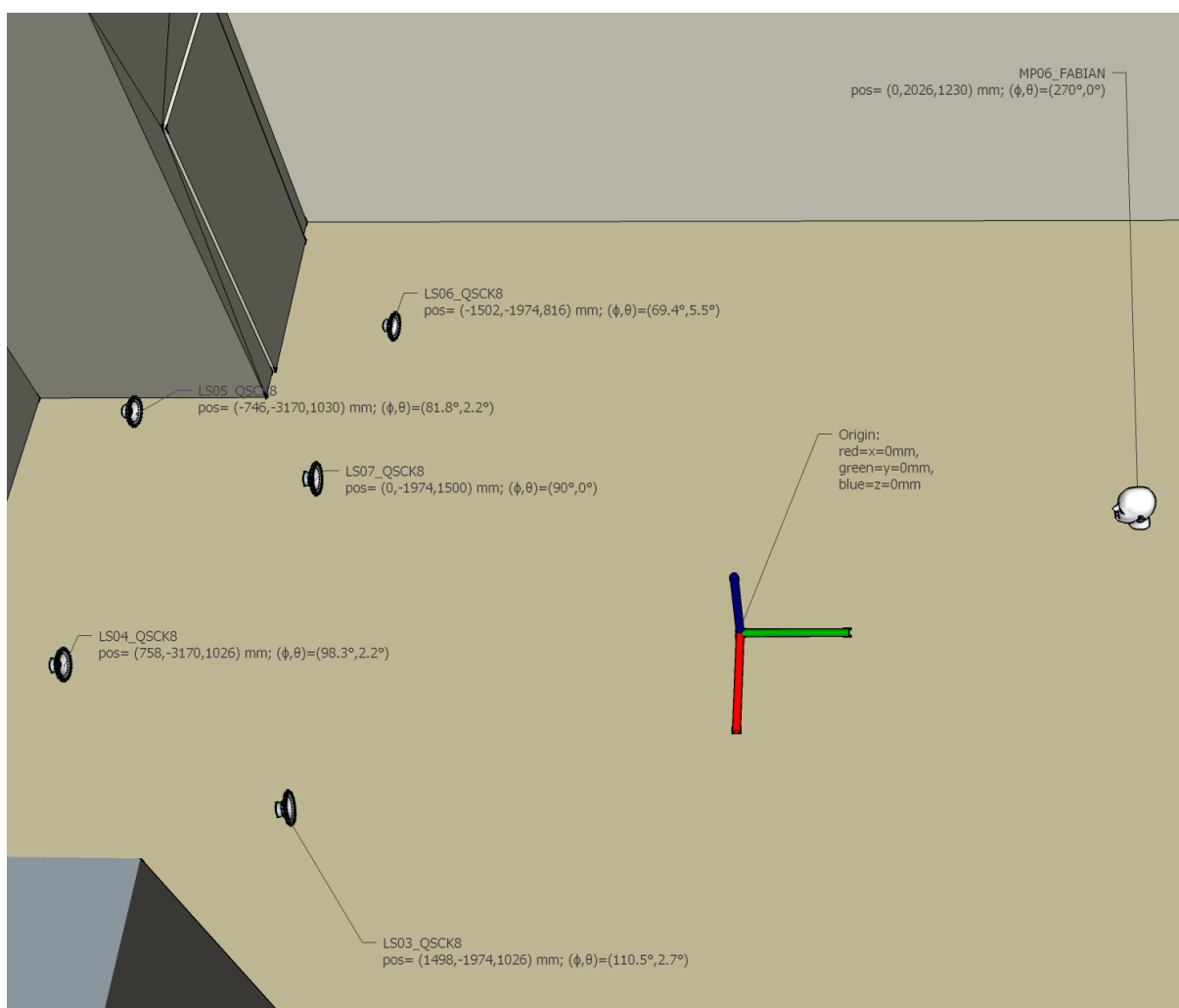
(b) Fase da resposta

Fonte: O autor (2021).

## APÊNDICE D – RESULTADOS PRELIMINARES COM A IMPLEMENTAÇÃO DA TÉCNICA DOS HARMÔNICOS ESFÉRICOS PARA OBTENÇÃO DE RESULTADOS BIAURICULARES

A técnica dos harmônicos esféricos também permite a consideração da direcionalidade dos receptores e, dessa forma, a obtenção de resultados biauriculares. Para as medições biauriculares presentes no banco de dados do BRAS foram utilizadas quatro posições de fonte sonora e uma posição de receptor, conforme apresentado na Figura D.1.

Figura D.1 – Distribuição das fontes e receptores feita para as medições biauriculares

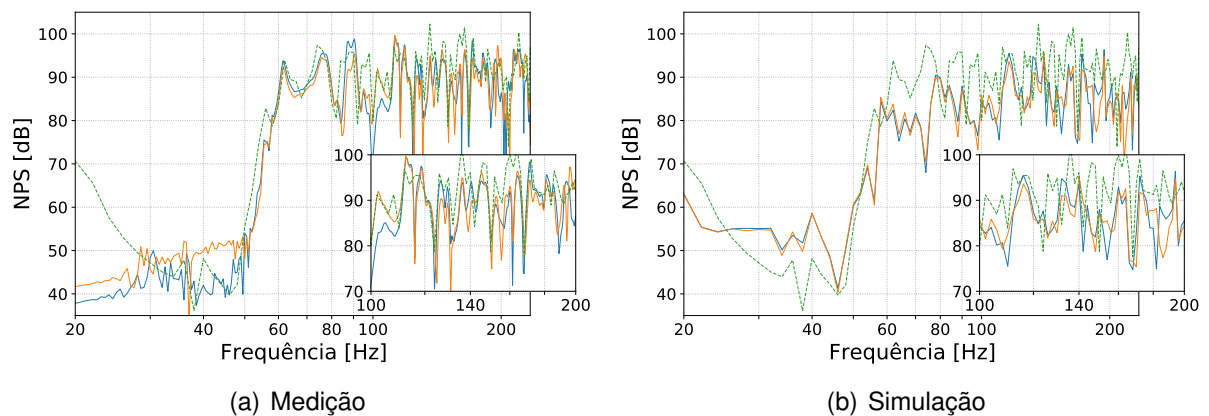


Fonte: (ASPÖCK et al., 2020).

Para as simulações realizadas foi considerada a fonte LS03, posicionada em (1,498 -1,974 1,026) m e com orientações  $\phi = 110,5^\circ$  em azimuth e  $\theta = 2,7^\circ$  na elevação. Na Figura D.2 são comparados os resultados obtidos para as orelhas esquerda e direita na medição e na simulação. Com essa análise é possível observar que as diferenças entre orelha esquerda e direita parece não ser elevada nessa faixa de frequência. Este comportamento

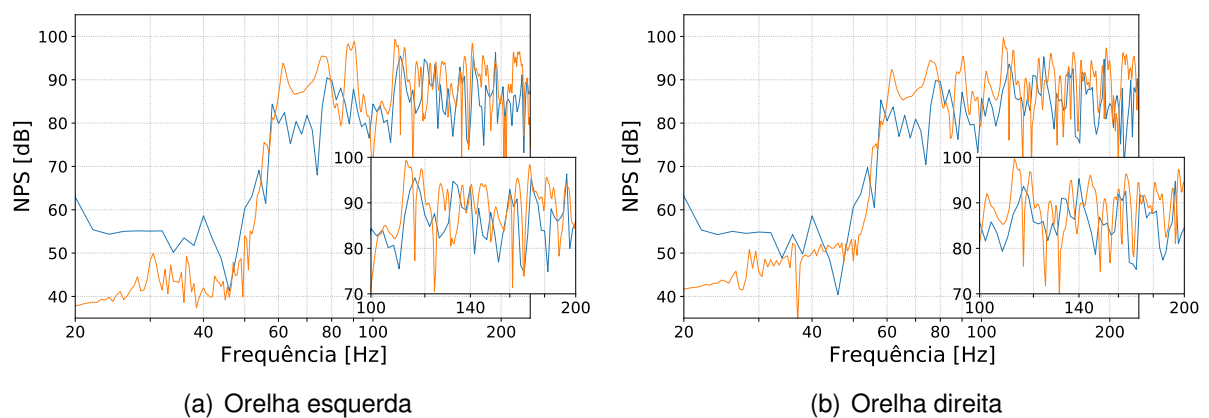
é notado tanto na medição quanto na simulação. Além disso, a curva verde apresenta o resultado de simulação obtido sem a consideração da influência da direcionalidade do receptor, ou seja, é um resultado monoauricular obtido para o mesmo posicionamento de fonte e receptor. Como é possível observar, este tem maior concordância com as curvas medidas. Isso fica ainda mais claro analisando a Figura D.3, na qual se observa que os resultados das simulações se distanciam da medição para as duas orelhas. Isso pode representar que, por hora, há alguma inconsistência no uso da técnica dos harmônicos esféricos para a consideração da direcionalidade do receptor, o que precisa ser revisto em futuros trabalhos.

Figura D.2 – NPS obtido para as orelhas (—) esquerda e (—) direita na medição e na simulação para a fonte LS03 e o receptor MP06. (—) Resultado de simulação monoauricular para o mesmo posicionamento de fonte e receptor



Fonte: O autor (2021).

Figura D.3 – NPS obtido para as orelhas esquerda e direita na (—) medição e na (—) simulação para a fonte LS03 e o receptor MP06



Fonte: O autor (2021).