



UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
CENTRO TECNOLÓGICO
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

JOSÉ RODRIGUES DE LIMA NETO SIROTTTO

**INVESTIGAÇÃO NUMÉRICA E EXPERIMENTAL DO
RUÍDO DE JATOS INSTALADOS E TÉCNICAS DE
REDUÇÃO DE RUÍDO**

FLORIANÓPOLIS

2021

José Rodrigues de Lima Neto Sirotto

**INVESTIGAÇÃO NUMÉRICA E EXPERIMENTAL DO RUÍDO DE
JATOS INSTALADOS E TÉCNICAS DE REDUÇÃO DE RUÍDO**

Tese submetida ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Santa Catarina como requisito parcial para a obtenção do grau de Doutor em Engenharia Mecânica.

Orientador: Prof. Julio A. Cordioli, Dr.

Coorientador: Prof. Andrey R. Silva, Ph.D.

Orientador: Prof. Julio A. Cordioli, Dr.

Coorientador: Prof. Andrey R. Silva, Ph.D.

Florianópolis

2021

Ficha de identificação da obra elaborada pelo autor,
através do Programa de Geração Automática da Biblioteca Universitária da UFSC.

Siroto, José Rodrigues de Lima Neto

Investigação numérica e experimental do ruído de jatos instalados e técnicas de redução de ruído / José Rodrigues de Lima Neto Siroto ; orientador, Julio Apolinário Cordioli, coorientador, Andrey Ricardo Silva, 2021.

251 p.

Tese (doutorado) - Universidade Federal de Santa Catarina, Centro Tecnológico, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, Florianópolis, 2021.

Inclui referências.

1. Engenharia Mecânica. 2. Aeroacústica. 3. Ruído de instalação. 4. Elementos de contorno. 5. Impedância. I. Apolinário Cordioli, Julio . II. Ricardo Silva, Andrey. III. Universidade Federal de Santa Catarina. Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica. IV. Título.

José Rodrigues de Lima Neto Sirotto

**INVESTIGAÇÃO NUMÉRICA E EXPERIMENTAL DO
RUÍDO DE JATOS INSTALADOS E TÉCNICAS DE
REDUÇÃO DE RUÍDO**

O presente trabalho em nível de doutorado foi avaliado e aprovado por banca examinadora composta pelos seguintes membros:

Prof. André V. G. Cavalieri, Dr.
Instituto Tecnológico de Aeronáutica

Prof. Leandro D. Santana, Ph.D.
University of Twente

Prof. William Wolf, Ph.D.
Universidade Estadual de Campinas

Certificamos que esta é a **versão original e final** do trabalho de conclusão que foi julgado adequado para obtenção do título de Doutor em Engenharia Mecânica.

Prof. Paulo T. R. de Mendonça, Ph.D.
Coordenador do Programa

Prof. Julio A. Cordioli, Dr.
Orientador

Florianópolis, 14 de Janeiro de 2021.

À Maria e Luiza.

AGRADECIMENTOS

Aos meus familiares, pelo apoio emocional dedicado. Em especial, meu muito obrigado as minhas avós, Maria Lima e Luiza Paulino, sem vocês nada seria possível.

Aos meus amigos agradeço pelas conversas, discussões, pelas visitas, momentos de descontração e por sua amizade. Quem tem bons amigos, tem tudo.

Aos colegas de trabalho no LVA, obrigado pelas discussões e por tornarem o laboratório um ambiente de trabalho mais agradável.

Ao orientador e coorientador, Julio Cordioli e Andrey Silva, por orientarem este trabalho e por suas correções.

Agradeço aos colegas da EMBRAER pela oportunidade de trabalho neste projeto e por compartilharem suas visões a respeito do tema em nossas diversas reuniões. Agradeço também pelo convite de participar dos testes no TsAGi. dos quais uma pequena parte foi cedida para compor essa tese.

Agradeço aos professores com quem tive contato durante este período e que contribuíram de alguma forma com este trabalho André Cavalieri, Arcanjo Lenzi, César Deschamps e William Wolf. Fica aqui o meu muito obrigado!

Por fim, obrigado ao CNPQ pelo apoio financeiro, através da bolsa de estudo 154335/2016-9, que tornou este trabalho viável.

*A humildade exprime uma das raras certezas de que estou certo:
a de que ninguém é superior a ninguém.*

(Paulo Freire)

Resumo

A expansão do tráfego aéreo mundial aumentou a exposição ao ruído das comunidades litorâneas às zonas aeroportuárias. Tais comunidades por meio de reclamações impulsionaram legislações de ruído aeronáutico para garantir seu conforto acústico. Por outro lado, as fabricantes de aeronaves se veem no entrave de atender normativas e processos de certificações cada vez mais restritivos em busca da diminuição do ruído de seus produtos. Durante a decolagem, devido à maior exaustão de gases pelo motor, o ruído de jato é uma das fontes sonoras que se destacam. Motores *turbofan* de alta razão de passagem conseguiram uma redução do ruído através da diminuição da velocidade de mistura. Entretanto, o aumento dos motores começa a esbarrar em questões estruturais e aerodinâmicas. Além disso, a redução da potência sonora associada ao jato fez com que o ruído de instalação se tornasse cada vez mais relevante. Sabe-se que as geometrias em campo próximo amplificam o ruído irradiado para o campo distante, aumentando consideravelmente os níveis de pressão sonora, devido ao fenômeno do espalhamento acústico que acontece em torno do bordo de fuga da geometria. Este trabalho propõe um estudo para mitigação do ruído de instalação, através do tratamento acústico de componentes estruturais nas proximidades do jato. Uma das alternativas propostas é a mudança da impedância acústica da superfície, na região do bordo de fuga, através de materiais projetados que atendam as condições de impedância necessárias para redução do ruído. Para isso, buscou-se entender o ruído de instalação com uma geometria simplificada, através de um modelo de escala reduzida. Na sequência, implementou-se uma ferramenta numérica baseada no método de elementos de contorno, que permitiu simular a interação do campo acústico próximo gerado por um modelo de pacote de onda e a geometria. Com base neste modelo, foi possível estimar resultados experimentais e realizar projetos, otimizando uma impedância para atenuar o ruído de instalação em campo distante. Em seguida, modelos semi-empíricos foram utilizados para ajudar no projeto de *liners* para atenuação do ruído de instalação, que foram por sua vez confeccionadas via manufatura aditiva e então ensaiadas. O fechamento do estudo se dá através da medição experimental dos melhores casos projetados, que se mostram em acordo com o esperado pela simulação.

Palavras-chave: Aeroacústica, ruído de jato ruído de instalação, interação jato-placa.

Abstract

The global air traffic expansion increased exposure to noise of communities bordering airport areas. Such communities, through complaints, boosted aeronautical noise legislation to ensure their acoustic comfort. On the other hand, aircraft manufacturers find themselves in the challenge of complying with increasingly restrictive standards and certification processes to reduce aircraft noise. During takeoff, due to the greater exhaustion of gases by the engine, jet noise is one of the sound sources that stands out. *Turbofan* engines of high bypass ratio achieved a reduction in noise by decreasing the mixing speed. However the increase in engines begins to run into structural and aerodynamic issues. Furthermore, the reduction in the sound power associated with the jet turns the installation noise relevant. Currently, it is understood that the geometries in the near field amplify the radiated noise to the far field, considerably increasing the sound pressure levels, due to the phenomenon of acoustic scattering that happens around the trailing edge of the geometry. This work proposes a study to mitigate the installation noise, through the acoustic treatment of the structural components in the vicinity of the jet. One of the proposed alternatives is to change the acoustic impedance of the surface, in the trailing edge region, through materials designed to meet the impedance conditions necessary to reduce noise. For this, the installation noise was studied through the use of a small scale model, seeking experimental trends to delimit the noise frequency range. The installation noise was investigated with a simplified geometry, but closer to the final product. With the physical phenomenon understood, a numerical tool based on the boundary element method was implemented, which allowed simulating the interaction of the near acoustic field generated by a wave packet model and geometry. Based on this model, the impedance was optimized to attenuate installation noise in the far field. Subsequently, semi-empirical models were used to assist in the design of cavities to attenuate noise, which were built via additive manufacturing and then tested. The study was concluded through the experimental measurement of the best projected cases that are in agreement with the simulation.

Keywords: Aeroacoustics, jet noise installation noise, jet-plate interaction.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1.1 – Fontes de ruído típicas de uma aeronave exemplificadas na aeronave E2 Embraer. Modificado de < https://airway.uol.com.br/embraer-e195-e2-voa-pela-primeira-vez/ >.	39
Figura 1.2 – Esquemático de um motor <i>turbofan</i> . Modificado de < https://www.grc.nasa.gov/www/k-12/airplane/aturbf.html >.	39
Figura 1.3 – Padrões de ruído irradiado por diferentes elementos para motores de baixo e alto BPR em situação decolagem. Retirado de (SMITH, 2004).	40
Figura 1.4 – Ruído de uma aeronave moderna padrão em situações típicas de decolagem e pouso. Adaptado de ICAO Standards (DICKSON, 2013).	41
Figura 1.5 – Variação do ruído de jato e <i>fan</i> com o aumento do BPR. Adaptado de (SMITH, 2004).	42
Figura 1.6 – Aplicação de <i>chevrons</i> em aeronave Boeing 777. Retirado de < https://www.nasa.gov/topics/aeronautics/features/bridges_chevron_events.html >.	42
Figura 1.7 – Medidas aproximadas do posicionamento do motor em relação a asa, normalizadas por seus respectivos diâmetros.	44
Figura 1.8 – Esquemático simplificado do acoplamento asa-motor próxima a uma exaustão de diâmetro D_e e simplificação desta geometrias por uma placa com dobra.	45
Figura 1.9 – Esquemático da aplicação de um material poroso em um perfil de asa. Extraído de (HERR; ROSSIGNOL; DELFS, 2014).	47
Figura 2.1 – Esquemático das regiões de um jato turbulento subsônico. Modificado de (BLEVINS, 1984).	53
Figura 2.2 – Decaimento da linha de centro de velocidade de um jato livre. Retirado de (VISWANATH; GANESAN, 2001).	53
Figura 2.3 – Decaimento do NPS com a distância do jato. Retirado de (SAVELL, 1977).	55
Figura 2.4 – Comparação do espectro sonoro retirado em campo próximo e distante a $M_a = 0,9$. Modificado de (BOGEY; BARRÉ et al., 2007).	56
Figura 2.5 – Esquemático das estruturas turbulentas e campo próximo de um jato isolado.	57

Figura 2.6 – Modo $m = 0$ e $m = 1$ extraídos via DNS. Retirado de (JORDAN; COLONIUS, 2013).	57
Figura 2.7 – Modos azimutais e sua relevância para diferentes posições angulares. $St = 0,2$. Retirado de (JORDAN; COLONIUS, 2013).	58
Figura 2.8 – Pacote de onda extraído de uma simulação LES com valor de pico normalizado. Retirado de (MAIA et al., 2019).	58
Figura 2.9 – Comparação entre os ângulos de 90° e 150° para dois jatos frios (bocais semelhantes) a $M_a = 0,9$, medições normalizadas a $40D_e$. Retirado de (BRIDGES; WERNET, 2011).	59
Figura 2.10 – NPS_{Total} em diferentes posições angulares para um jato frio a $M_a = 0,9$. Retirado de (BRIDGES; A. BROWN, 2005).	60
Figura 2.11 – Direcionalidade sonora de um jato subsônico frio em campo distante. Retirado de (LAWRENCE, 2014).	61
Figura 2.12 – Dados experimentais de pesquisadores diversos (<i>lossless</i>) escalados para a mesma posição $\frac{r}{D_e} = 1$ na posição angular de 90° . Retirado de (HARPER-BOURNE, 2010).	62
Figura 2.13 – Efeitos de instalação de um motor montado em uma asa. Fig. modificada de (SMITH, 2004).	63
Figura 2.14 – Esquemático representativo da interação do campo próximo com uma superfície para fonte compacta.	64
Figura 2.15 – Esquemático representativo da interação de uma região turbulenta e seu campo próximo com uma superfície não compacta.	66
Figura 2.16 – Teste com jato-placa plana em diversas extensões de placa normalizadas pelo diâmetro em $h/D_e = 0,67$. Retirado de (LAWRENCE; AZARPEYVAND, 2011).	66
Figura 2.17 – Radiação acústica para diferentes comprimentos de onda de uma fonte na ponta de um <i>baffle</i> . Modificado de (LAWRENCE, 2014).	67
Figura 2.18 – Padrão direcional experimental de um jato frio subsônico instalado próximo a uma geometria não intrusiva medido em bandas de $\frac{1}{3}$ de oitava. Retirado de (HEAD; FISHER, 1976).	68
Figura 2.19 – Divisão do campo acústico por uma geometria de placa plana.	68

Figura 2.20–Jato instalado frio a $M_a = 0,9$ instalado com uma geometria de placa plana em posição $\frac{x}{D_e} = 15$ e $\frac{h}{D} = 1,5$ medido a 90° pelo lado protegido e desprotegido. Retirado de (BROWN, 2013).	69
Figura 2.21–Fotografia de Schlieren para $M_a = 0,96$ em $x_L/D_e = 8,5$ para $h/D_e = 0,5, 1,35$ e $2,2$ da esquerda para direita respectivamente. Retirado de (ZAMAN et al., 2015).	71
Figura 2.22–Espectro sonoro do efeito JTII/JFI devido um <i>flap</i> de 32° em posição $\frac{x_L}{D} = 2.536$ medido a 90° . Retirado de (LAWRENCE, 2014).	71
Figura 2.23–Ruído tonal gerado por interação intrusiva jato-placa a $M_j = 0,96$, $x_L/D_e = 8,5$ e $h/D_e = 1,53$ e o efeito de material poroso colocado no bordo de ataque. Retirado de (ZAMAN et al., 2015).	72
Figura 2.24–Perfil de intensidade turbulenta de um jato instalado de forma intrusiva para $x_L/D_e = 0$ e 4 a $M_a = 0,6$. Retirado de (PROENCA; LAWRENCE; SELF, 2017).	72
Figura 2.25–Bordo de fuga serrilha e fenda com parâmetros geométricos. Retirado de (GRUBER; AZARPEYVAND; JOSEPH, 2010).	79
Figura 2.26–Redução de ruído proporcionado por uma serrilhada ($\frac{\lambda_s}{h_s} = 0,3$). Retirado de (GRUBER; AZARPEYVAND; JOSEPH, 2010).	80
Figura 2.27–(a) Serrilhas com perfurações (b) Serrilhas com aberturas do tipo fenda. Retirado de (GRUBER; JOSEPH; AZARPEYVAND, 2013).	80
Figura 2.28–Esquemático simplificado da borda lateral de um <i>flap</i> e fluido local. Retirado de (REICHENBERGER; HERR, 2013).	81
Figura 2.29–Geometria excêntrica de bordo lateral e redução de ruído proporcionada. Retirado de (REICHENBERGER, 2016).	81
Figura 2.30–Ruído produzido por bordos de fuga de placas perfuradas ensaiados a $\alpha_{at} = -0,6^\circ$ e $U = 50$ m/s . Retirado de (HERR; ROSSIGNOL; DELFS, 2014).	83
Figura 2.31–Montagem para experimento de um bordo de fuga do tipo poroserrilhado. Retirado de (CHONG; DUBOIS, 2016).	84
Figura 2.32–Redução relativa devido a aplicação de bordos de fuga serrilhados e poroserrilhados. Retirado de (CHONG; DUBOIS, 2016).	84

Figura 2.33–Esquemático indicativo das dimensões da geometria utilizada e fotografia do arranjo experimental de uma placa plana com corte transversal de 15°. Retirado de (PIANTANIDA; JAUNET; JORDAN et al., 2015).	86
Figura 2.34–Mapa azimutal de comparação entre experimento, modelo TGF e BEM. Cálculo realizado para $St = 0,2$, $M_a = 0,6$ e distância jato-placa de $h/D_e = 1$, sem corte e com corte transversal a 45°. Retirado de (PIANTANIDA; JAUNET; JORDAN et al., 2015).	87
Figura 2.35–Esquemático de um laminado <i>cross-ply</i> e rotação do arranjo de um ângulo φ . Retirado de (CAVALIERI; DONADON; WOLF, 2015).	88
Figura 2.36–Potência sonora espalhada por placas compósitas e comparativo com uma placa de alumínio e placa rígida. Retirado de (CAVALIERI; DONADON; WOLF, 2015).	89
Figura 2.37–Esquemático da distância de interação entre o jato e um <i>flap</i> completo e um <i>flap</i> com <i>thrust gate</i>	90
Figura 2.38–Painel perfurado e dimensões características.	92
Figura 2.39–Ressonador de Helmholtz e sua analogia mecânica.	93
Figura 2.40–Material desenvolvido e curva de absorção sonora de material poroso com inserções cúbicas metálicas. Medição experimental em linha sólida, simulada em pontos e tracejada para o caso sem inserção. Retirado de (GROBY; NENNIG et al., 2014).	95
Figura 2.41–Amostra de material poroso com inserção de ressonadores de Helmholtz e respectivo coeficiente de absorção sonora. Retirado de (GROBY; LAGARRIGUE et al., 2015).	95
Figura 2.42–Coeficiente de absorção sonora de um material poroso com dois ressonadores de Helmholtz sintonizados em frequências distintas. Retirado de (GROBY; LAGARRIGUE et al., 2015).	96
Figura 2.43–Esquemático de um <i>liner</i> e mecanismo de absorção sonora. Retirado de (SMITH, 2004).	97
Figura 3.1 – Desenho esquemático da bancada para geração de ruído de jato do LVA.	101
Figura 3.2 – Desenho esquemático da ligação dos componentes eletrônicos da bancada experimental.	103
Figura 3.3 – Desenho esquemático do posicionamento dos microfones e distância radial.	105
Figura 3.4 – Fotografia do sistema mecânico de posicionamento.	107

Figura 3.5 – Sistema de posicionamento automatizado.	108
Figura 3.6 – Desenho esquemático das dimensões da placa utilizada na maioria dos experimentos.	108
Figura 4.1 – Fluxograma do código numérico implementado.	117
Figura 4.2 – Comparativo da pressão sonora e fase entre um <i>software</i> comercial e o código desenvolvido para o caso de cubo com faces rígidas.	119
Figura 4.3 – Pressão acústica na superfície de um cubo rígido devido à incidência do campo acústico de um monopolo emitindo em frequência de 500 Hz.	121
Figura 4.4 – Comparativo da pressão sonora e fase entre um <i>software</i> comercial e o código desenvolvido para o caso de um cubo com uma das faces com impedância prescrita de $Z/Z_0 = 0,5 - 0,25i$	122
Figura 4.5 – Pressão acústica na superfície de um cubo, que possui uma das faces com impedância acústica prescrita de $Z/Z_0 = 0,5 - 0,25i$, devido à incidência do campo acústico de um monopolo emitindo em frequência de 500 Hz.	123
Figura 4.6 – Comparativo da pressão sonora e fase em diversas posições angulares entre um <i>software</i> comercial e o código desenvolvido para o caso de uma placa e monopolo emitindo em frequência de 500 Hz.	125
Figura 4.7 – Pressão acústica na superfície de uma placa fina devido à incidência de um monopolo emitindo em frequência de 500 Hz.	127
Figura 4.8 – Comparativo da pressão sonora e fase em diversas posições angulares entre um <i>software</i> comercial e o código desenvolvido para o caso de uma placa com uma face de impedância prescrita de $Z/Z_0 = 0,75 - 0,125i$ devido ao campo acústico emitido por um monopolo em frequência de 500 Hz.	128
Figura 4.9 – Pressão acústica na superfície de uma placa fina com face tratada devido a incidência de um monopolo emitindo em frequência de 500 Hz.	129
Figura 4.10 – Impacto sonoro devido a variação de posição do centro do pacote de onda (x_c) para um jato isolado e instalado ($x/D_e = 3,3$ & $h/D_e = 1$), ambos a Mach 0,5 para frequência de 750 Hz.	133
Figura 4.11 – Dependência da posição do centro do pacote de onda com a frequência inferida através do processo de calibração.	134

Figura 4.12–Comparação da pressão sonora total entre referência (NOGUEIRA; SIROTTI et al., 2019) (pontos em vermelho) e código <i>inhouse</i> (linha preta).	136
Figura 4.13–Visualização das malhas testadas para análise do refino de malha.	137
Figura 4.14–Impacto sonoro no campo distante devido à discretização da geometria.	138
Figura 4.15–Diferença de pressão sonora nos receptores entre os casos que utilizaram malha quadrangular de 10 mm de lado e 15 mm.	139
Figura 4.16–Tempo dispendido em cada caso utilizando um computador com processador i7 de 3,2 GHz, com 16 GB de RAM e sistema operacional de 64 bits.	140
Figura 4.17–Esquemático mostrando a região designada para tratamento acústico e suas áreas de impedância.	141
Figura 4.18–Esquemático da geometria com detalhe para a região designada para tratamento acústico e suas subáreas.	142
Figura 5.1 – Comparação em bandas de $\frac{1}{3}$ de oitava entre os dados do LVA e NASA Glenn (BRIDGES; A. BROWN, 2005) a 100D para $M_a = 0,5$ e $0,7$	146
Figura 5.2 – ΔNPS_{Total} por posição angular entre as bancadas do LVA e NASA Glenn.	147
Figura 5.3 – Dependência do NPS_{TOTAL} com o número de Mach acústico para a posição angular de 90° e o coeficiente angular ajustado para todas as posições angulares medidas.	148
Figura 5.4 – Espectro sonoro de um jato isolado a $M_a = 0,5$ e $0,7$ para as posições angulares de 30° e 120° medido a uma distância radial de $41D$. Dado bruto com $\Delta f = 10$ Hz e pós-processado com $\Delta f = 250$ Hz.	149
Figura 5.5 – Desvio padrão para jato isolado calculado com base em 5 de testes para os números de Mach $0,5$ e $0,7$. Linha hachurada marca o limiar de $0,25$ dB.	151
Figura 5.6 – Comparação entre ruído de instalação para as condições protegido, desprotegido ($x/D_e = 8$) e jato isolado, ambos para $M_a = 0,5$ a 90°	152
Figura 5.7 – Matriz de testes para verificação dos efeitos de posicionamento.	154
Figura 5.8 – Fotografias do experimento para $x/D_e = 3,3$ e diversos h/D_e	155
Figura 5.9 – Ruído de jato instalado com placa plana em $x_L/D_e = 3,3$ em diferentes h/D_e e comparação com jato isolado, ambos medidos a $M_a = 0,5$	155
Figura 5.10–Fotografias do experimento para $h/D_e = 1$ e diversos x/D_e	157

Figura 5.11–Ruído de jato instalado com placa plana para $h/D_e = 1$ em diferentes x/D_e e comparação com jato isolado, ambos medidos a $M_a = 0,5$	157
Figura 5.12–Efeito de instalação em diferentes posições angulares e diferentes posições x/D_e e h/D_e para $M_a = 0,5, 0,7$ e $0,9$ através da métrica de ΔNPS_{Total}	158
Figura 5.13–Ruído espalhado por uma placa plana em $x/D_e = 3,3, h/D_e = 1$ e $M_a = 0,5$. Simulada através do BEM e modelo de pacote de onda. Centro do diagrama polar nas coordenadas de exaustão do bocal.	159
Figura 5.14–Ruído proveniente do modelo de pacote de onda, pressão espalhada pelo BEM e dado experimental de jato isolado para diversas frequências.	160
Figura 5.15–Simulação utilizando BEM com soma coerente, incoerente e comparação com experimento para $x/D_e = 3,3$ e $M_a = 0,5$	162
Figura 5.16–Simulação utilizando BEM e comparação com experimento para $x/D_e = 3,3$ e $M_a = 0,5$	164
Figura 5.17–Mapa de ruído experimental e simulado para um jato instalado em $x/D_e = 3,3$ e $h/D_e = 1$ a $M_a = 0,5$	164
Figura 5.18–Mapa de ruído experimental e simulado para um jato instalado em $x/D_e = 3,3$ e $h/D_e = 1,5$ a $M_a = 0,5$	165
Figura 5.19–Mapa de ruído experimental e simulado para um jato instalado em $x/D_e = 3,3$ e $h/D_e = 2,0$ a $M_a = 0,5$	165
Figura 5.20–Desvio padrão para jato instalado ($x/D_e = 3,3$ e $h/D_e = 1$) calculado com base em 5 testes para os números de Mach $0,5$ e $0,7$	166
Figura 5.21–Fotografias do experimento de rotação da geometria com bordo de fuga fixo em $x/D_e = 3,3$ e $h/D_e = 1$	167
Figura 5.22–Pressão espalhada a campo distante em caso de rotação ($\beta = 0^\circ, 15^\circ$ e 30°) obtida via BEM.	168
Figura 5.23–Pressão na superfície de uma placa plana para a frequência de 750 Hz para $\beta = 0^\circ, 15^\circ$ e 30° , respectivamente. Obtida via BEM.	168
Figura 5.24–Comparação entre dado experimental e simulação para $x/D_e = 3,3$ e $h/D_e = 1$ e ângulos de rotação $\beta = 0^\circ, 15^\circ$ e 30° a $M_a = 0,5$	169
Figura 5.25–Comparação entre mapas de ruído experimental e simulação para $x/D_e = 3,3$ e $h/D_e = 1$ para os ângulos de rotação $\beta = 15^\circ$ e 30° a $M_a = 0,5$	170

Figura 5.26–Erro absoluto entre ruído experimental e simulação para $x/D_e = 3,3$ e $h/D_e = 1$ para os ângulos de rotação $\beta = 15^\circ$ e 30° a $M_a = 0,5$	171
Figura 5.27–Fotografias do experimento para $h/D_e = 1$ e diversos x/D_e	171
Figura 5.28–Pressão espalhada a campo distante em situação de <i>flap</i> angulado ($\alpha = 0^\circ, 15^\circ$ e 30°). Obtida via BEM.	172
Figura 5.29–Espectro sonoro em campo distante devido a rotação do <i>flap</i> para $M_a = 0,5$. Comparação entre experimento e simulação para os ângulos de $30^\circ, 90^\circ$ e 120°	173
Figura 5.30–Comparação entre mapas de ruído experimental e simulação para $x/D_e = 3,3$ e $h/D_e = 1$ para os ângulos de rotação $\beta = 15^\circ$ e 30° a $M_a = 0,5$	174
Figura 5.31–Erro absoluto entre ruído experimental e simulação para $x/D_e = 3,3$ e $h/D_e = 1$ para os ângulos de rotação $\beta = 15^\circ$ e 30° a $M_a = 0,5$	174
Figura 5.32–Pressão na superfície de uma placa plana para a frequência de 750 Hz para $\alpha = 0^\circ, 15^\circ$ e 30° . Obtida via BEM.	175
Figura 5.33–Pressão na superfície de uma placa plana para a frequência de 1500 Hz para $\alpha = 0^\circ, 15^\circ$ e 30° . Obtida via BEM.	176
Figura 5.34–Comparação entre jato isolado para bocal coaxial com razão de áreas de 2,5 medido na bancada do TsAGI ($M_a = 0,73$ e $M_a = 0,7$) e bocal simples a $M_a = 0,7$ medido na bancada do LVA.	178
Figura 5.35–Desenho esquemático de um perfil de aerofólio 0P30N e fotografia do perfil ensaiado.	179
Figura 5.36–Fotografia do teste realizado no TsAGI com perfil de aerofólio extrudado e <i>flap</i> afiado angulado em 15° e todas as cavidades fechadas.	179
Figura 5.37–Fotografia do teste realizado no LVA para comparação com o experimento realizado no TsAGI. Posição de teste $x/D_e = 2,75$ e $h/D_e = 1$ com $\alpha = 15^\circ$	180
Figura 5.38–Comparação de medição acústica entre jatos instalados ($x/D_e = 2,75$ e $h/D_e = 1$) ensaiados no TsAGI e no LVA. Instalação no TsAGI: bocal coaxial (BPR = 2,5 e $M1_a = 0,67$ e $M2_a = 0,7$) com perfil de aerofólio e <i>flap</i> afiado. Instalação no LVA: placa dobrada e bocal SMC000 a $M_a = 0,7$	181

Figura 5.39–Decaimento global de ruído previsto pela simulação a partir de um condição de <i>flap</i> completo em posição $x/D_e = 3,3$ e $h/D_e = 1$ a $M_a = 0,5$	183
Figura 5.40–Pressão espalhada a campo distante para um caso completo e casos com <i>thrust gates</i> diversos para as frequências de 750 Hz e 1500 Hz. Obtida via BEM.	183
Figura 5.41–Pressão na superfície de uma placa com <i>thrust gate</i> ($f = 750$ Hz). Obtida via BEM.	184
Figura 5.42–Pressão na superfície de uma placa com <i>thrust gate</i> ($f = 1500$ Hz). Obtida via BEM.	184
Figura 5.43–Fotografia mostrando os diferentes <i>thrust gates</i> ensaiados.	185
Figura 5.44–Comparação entre simulação e experimento para caso completo e com <i>thrust gates</i> de diversas aberturas a $M_a = 0,5$	186
Figura 5.45–Redução do ruído por posição angular devido a utilização de <i>thrust gates</i>	186
Figura 5.46–Relação entre redução de ruído global proporcionado pelos <i>thrust gates</i> e suas respectivas aberturas.	187
Figura 5.47–Pressão na superfície para diversas frequências em posição $x/D_e = 3,3$ e $h/D_e = 1$. Obtida via BEM.	188
Figura 5.48–Pressão espalhada e pressão total para o caso rígido e para os casos com impedâncias associadas para a frequência de 1000 Hz e $M_a = 0,5$	189
Figura 5.49–Ganho relativo de ruído para impedância alocada, com placa plana em posição $x/D_e = 3,3$ e $h/D_e = 1$ em $M_a = 0,5$ para frequência de 1000 Hz e posições angulares de 30° , 90° e 120°	190
Figura 5.50–Diferentes etapas de fabricação, por manufatura aditiva, de um <i>liner</i>	191
Figura 5.51–Mudança na impedância devido à etapa de verniz e comparação com modelos de predição. <i>Liner</i> sintonizado para 1500 Hz.	192
Figura 5.52– <i>Liners</i> projetados para redução do ruído de instalação. Peça inferior <i>liner 1</i> e peça superior <i>liner 2</i>	193
Figura 5.53–Comparação entre modelos de predição de impedância para o <i>liner 1</i> e respectiva medição experimental.	194
Figura 5.54–Comparação entre modelos de predição de impedância para o <i>liner 2</i> e respectiva medição experimental.	194

Figura 5.55– <i>Liners</i> alocados na região do <i>thrust gate</i> , de modo semelhante ao realizado no experimento.	195
Figura 5.56–Pressão espalhada e total para os casos rígido e <i>liner</i> 1. Comparação com resultado experimental ($f = 1000$ Hz e $Ma = 0,5$).	196
Figura 5.57–Pressão espalhada e total para os casos rígido e <i>liner</i> 2. Comparação com resultado experimental ($f = 1000$ Hz e $Ma = 0,5$).	196
Figura 5.58–Redução do ruído utilizando o <i>liner</i> 1 em relação a um caso rígido. Comparação entre simulação e experimento.	197
Figura 5.59–Redução do ruído utilizando o <i>liner</i> 2 em relação a um caso rígido. Comparação entre simulação e experimento.	197
Figura 5.60–Evolução das impedâncias em gerações para responder a função objetivo.	199
Figura 5.61–Evolução da resposta da função objetivo com o número de gerações. . .	199
Figura 5.62–Pressão espalhada e total utilizando impedância encontrada via algoritmo genético.	200
Figura A.1–Sistema de coordenadas cilíndrico utilizado. Extraído de (E. FLOWCS WILLIAMS; H. HALL, 1970).	228
Figura A.2–Transformação de Lacht-Watson. Adaptado de (GAUL; KÖGL; WAGNER, 2013).	234
Figura A.3–Parte reativa e resistiva da impedância de uma peça feita em impressão 3D sem nenhum tratamento, com aplicação de verniz e peça metálica. . .	235
Figura A.4–Impedância de uma peça feita em impressão 3D sem nenhum tratamento, com aplicação de verniz e peça metálica.	236
Figura A.5–Resultado do processo de adequação da posição x_c para $Ma = 0,5$	237
Figura A.6–Diferença entre dado experimental e resultado do processo de adequação da posição x_c para $Ma = 0,5$	237
Figura A.7–Comparação entre ruído de instalação para as condições protegido, desprotegido ($x/D_e = 8$) e jato isolado, ambos para $Ma = 0,5$ a 90° . Todos os ângulos medidos.	238
Figura A.8–Comparação em bandas de 1/3 de oitava entre os dados do LVA e NASA Glenn (BRIDGES; A. BROWN, 2005) a 100D para $Ma = 0,5$ e $0,7$. Todos os ângulos medidos.	239
Figura A.9–Espectro sonoro de um jato isolado a $Ma = 0,5$ e $0,7$ medido a uma distância radial de 41D. Todos os ângulos medidos.	240

Figura A.10–Desvio padrão para jato isolado calculado com base em 5 testes para os números de Mach 0,5 e 0,7. Todos os ângulos medidos.	241
Figura A.11–Desvio padrão para jato instalado calculado com base em 5 testes para os números de Mach 0,5 e 0,7. Todos os ângulos medidos.	241
Figura A.12–Ruído de jato instalado com placa plana em $x/D_e = 3,3$ em diferentes h/D_e e comparação com jato isolado, ambos medidos a $M_a = 0,5$. Todos os ângulos medidos.	242
Figura A.13–Ruído de jato instalado com placa plana para $h/D_e = 1$ em diferentes x/D_e e comparação com jato isolado, ambos medidos a $M_a = 0,5$. Todos os ângulos medidos.	243
Figura A.14–Simulação utilizando BEM com soma coerente, incoerente e comparação com experimento para $x/D_e = 3,3$ e $M_a = 0,5$. \square soma coerente e \triangle soma incoerente. Todos os ângulos medidos e simulados.	244
Figura A.15–Simulação utilizando BEM e comparação com experimento para $x/D_e = 3,3$ e $M_a = 0,5$. Todos os ângulos medidos e simulados.	245
Figura A.16–Pressão total em campo distante devido a rotação do <i>flap</i> . Comparação entre experimento e simulação para os ângulos de 30° , 90° e 120° . Todos os ângulos medidos e simulados.	246
Figura A.17–Espectro sonoro para comparação entre simulação e experimento para caso completo e com <i>thrust gates</i> diversos a $M_a = 0,5$. Todos os ângulos medidos e simulados.	247
Figura A.18–Ganho relativo de ruído para impedância alocada, com placa plana em posição $x/D_e = 3,3$ e $h/D_e = 1$ em $M_a = 0,5$ para frequência de 1000 Hz. Todos os ângulos simulados.	248
Figura A.19–Redução de ruído obtida através de algoritmo genético com função objetivo entre 30° a 120°	249
Figura A.20–Evolução da impedância com o número de gerações. Impedância final obtida de $Z/Z_0 \approx 1 + 0,5$	249
Figura A.21–Redução do ruído utilizando o <i>liner 2</i> em relação a um caso rígido. Comparação entre simulação e medidas experimentais com e sem pós-processamento para suavização. Todos os ângulos medidos e simulados.	250

Figura A.22—Redução do ruído utilizando o *liner* 2 em relação a um caso rígido. Comparação entre simulação e medidas experimentais com e sem pós-processamento para suavização. Todos os ângulos medidos e simulados. 251

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1 – Condições de contorno para equação de Helmholtz. Retirado de (CROCKER, 2007).	76
Tabela 3.1 – Número de Strouhal para diversos números de Mach e frequências.	110
Tabela 4.1 – Elementos quadrangulares testados para análise do refino de malha.	137
Tabela 4.2 – Síntese dos parâmetros utilizados para o algoritmo genético.	143
Tabela 5.1 – Parâmetros para comparação das medições realizadas no NASA Glenn e LVA.	146
Tabela 5.2 – Descrição dos principais parâmetros dos <i>thrust gates</i> ensaiados.	185
Tabela 5.3 – Principais parâmetros das peças projetadas para redução do ruído de instalação.	193
Tabela 5.4 – Valores de impedância esperados para a frequência de 1 kHz segundo os modelos semi-empíricos.	194
Tabela 5.5 – Impedância medida para os <i>liners</i> 1 e 2.	195
Tabela 5.6 – Solução encontrada pelo algoritmo genético na minimização do ruído total entre as posições angulares de 30° a 120°.	200

LISTA DE SÍMBOLOS E ACRÔNIMOS

Símbolos latinos

c_∞	Velocidade do som no meio quiescente
C_d	Coefficiente de descarga
c_j	Velocidade do som com base na temperatura do jato
d_1	Largura da cerda do bordo de fuga tipo fenda
d_2	Largura da fenda
d_c	Diâmetro do canal do modelo ZKTL
D_e	Diâmetro do bocal
d_l	Diâmetro dos furos do <i>liner</i>
D_H	Diâmetro hidráulico equivalente
h	Distância perpendicular entre a linha central do jato e o bordo de fuga
h_l	Altura da cavidade do <i>liner</i>
h_l	Comprimento das fendas
h_s	Comprimento das serrilhas
J_n	Função de Bessel de ordem n
L	Comprimento característico de uma grande escala de turbulência
l	Comprimento característico de uma pequena escala de turbulência
L_c	Espessura do conjunto painel perfurado e material poroso
l_p	Comprimento dos poros de um material
M_a	Número de Mach acústico
M_j	Número de Mach do jato
M_t	Matriz de transmissão do modelo ZKTL

M_{pf}	Matriz de impedância correspondente a placa perfurada
P	Perímetro do canal de transmissão na cavidade do <i>liner</i>
p	Pressão sonora
p_0	Pressão sonora de referência (2×10^{-6} Pa)
q	Espaçamento regular entre os furos de um painel perfurado
R_{cm}	Resistência acústica normalizada induzida pelo fluxo rasante
r_l	Raio dos furos do <i>liner</i>
R_r	Resistência de radiação
$r_{p'}$	Posição radial no interior da camada de mistura onde a velocidade atingiu p' % da velocidade de centro
R_{0f}	Resistência acústica normalizada linearmente dependente da frequência
R_0	Resistência acústica normalizada não dependente da frequência
S	Área do canal de transmissão na cavidade do <i>liner</i>
S_m	Reatância não linear de massa
S_r	Fator de forma da resistência não linear
St	Número de Strouhal
T	Empuxo
T_∞	Temperatura do ambiente
T_j	Temperatura do jato
t_l	Espessura da placa perfurada do <i>liner</i>
t_s	Espessura de um material
T_{ij}	Tensor de cisalhamento de Lighthill
U_j	Velocidade da exaustão escoamento

u_{rms}	Flutuação de velocidade
W	Potência sonora irradiada a campo distante
w	Abertura de um <i>thrust gate</i>
w_p	Largura dos poros
x_L	Distância paralela à linha de centro do jato entre o início do bocal e o bordo de fuga
X_m	Reatância de massa normalizada
X_m	Reatância mecânica
X_{em}	Reatância de massa normalizada com correção de terminação e efeito de fluxo
Z	Impedância acústica
Z_m	Impedância mecânica
f	Frequência
I	Intensidade sonora
k	Número de onda
P	Porcentagem de área aberta de um painel perfurado
s	Extensão característica de uma geometria qualquer
u	Velocidade de partícula

Símbolos gregos

α	Complementar do ângulo entre o <i>flap</i> e a superfície
α_{abs}	Coefficiente de absorção sonora
α_{at}	Ângulo de ataque
α_{jato}	Ângulo de abertura do jato
δ_s	Espessura da camada limite turbulenta
$\delta_m(x)$	Espessura da camada de mistura na distância axial x

ϵ	Espessura
Γ	Constante de propagação do canal do modelo ZKTL
γ	Razão de calor específico no ar
λ	Comprimento de onda
λ_s	Espaçamento entre os dentes da serrilha
μ	Viscosidade do ar
Φ	Porosidade de um material
σ	Percentual de área aberta
σ_U	Resistividade ao fluxo
φ	Ângulo de rotação da orientação de uma lâmina de material compósito.
ζ_c	Impedância característica do canal do modelo ZKTL
ζ_{pf}	Impedância de uma placa perfurada

Acrônimos

ANAC Agência Nacional de Aviação Civil

BEM *Boundary Element Method*

BPR *ByPass Ratio*

CAN *Committee on Aircraft Noise*

Embraer Empresa Brasileira Aeronáutica

ICAO *International Civil Aviation Organization*

JFI *Jet-Flap Interaction*

JSI *Jet-Surface Interaction*

JSR *Jet Surface Reflection*

JTII *Jet-Trailing edge Intrusive Interaction*

LDV Laser Doppler Velocimetry

LVA Laboratório de Vibrações e Acústica

MPP Microperforated plates

NPS Nível de Pressão Sonora

OASPL Overall Sound Pressure Level

PA Porous aluminum

PIV Particle Image Velocimetry

PZR Plano de zoneamento de ruído

SBP Spherical Bronze Powder

SGS Sub Grid Scale

SILENCe Solution for Integrated Low External Noise Concepts

SMC Small Metal Chevron

TGF Tailored Green's Function

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	37
1.1	APRESENTAÇÃO DO PROBLEMA	37
1.2	FONTES DE RUÍDO EM AERONAVES	38
1.3	INTERAÇÃO JATO-INSTALAÇÃO	43
1.4	OBJETIVOS	47
1.5	PRINCIPAIS CONTRIBUIÇÕES DO TRABALHO	47
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	49
2.1	CONCEITOS DE JATOS ISOLADOS E INSTALADOS	49
2.1.1	JATO ISOLADO	51
2.1.1.1	FLUIDODINÂMICA DE JATOS ISOLADOS	51
2.1.1.2	ACÚSTICA DE JATOS ISOLADOS	54
2.1.2	JATOS INSTALADOS	62
2.1.2.1	INTERAÇÃO JATO-SUPERFÍCIE (JSI)	64
2.1.2.2	REFLEXÃO JATO-SUPERFÍCIE (JSR)	68
2.1.2.3	INTERAÇÃO INTRUSIVA JATO-BORDO DE FUGA(JTII/JFI)	70
2.2	ABORDAGENS COMPUTACIONAIS	73
2.3	MÉTODOS PARA REDUÇÃO DE RUÍDO	78
2.3.1	TÉCNICAS DE REDUÇÃO DE RUÍDO PARA CASOS IN- TRUSIVOS	78
2.3.1.1	GEOMETRIAS DE BORDO DE FUGA	78
2.3.1.2	MATERIAIS POROSOS NO BORDO DE FUGA	82
2.3.2	TÉCNICAS DE REDUÇÃO DE RUÍDO PARA CASOS NÃO- INTRUSIVOS	85
2.3.2.1	GEOMETRIAS NO BORDO DE FUGA	85
2.3.2.2	MATERIAIS POROSOS E CAVIDADES	91
3	BANCADA EXPERIMENTAL E METODOLOGIA	101
3.1	BANCADA EXPERIMENTAL	101
3.2	METODOLOGIA EXPERIMENTAL	106
3.2.1	MEDIÇÕES DE RUÍDO DE JATO ISOLADO E INSTALADO	106

3.2.2	PROJETO DE <i>LINERS</i> , MANUFATURA ADITIVA E MEDIÇÕES DE IMPEDÂNCIA	110
4	FERRAMENTA COMPUTACIONAL	113
4.1	COMPOSIÇÃO DO CÓDIGO COMPUTACIONAL	113
4.2	VALIDAÇÃO DO CÓDIGO DE BEM	118
4.2.1	CUBO RÍGIDO E CUBO TRATADO	118
4.2.2	PLACA RÍGIDA E PLACA TRATADA	125
4.3	MODELO E IMPLEMENTAÇÃO DA FONTE SONORA	130
4.4	ANÁLISE DE REFINO DE MALHA	136
4.5	OTIMIZAÇÃO DA IMPEDÂNCIA	140
5	RESULTADOS	145
5.1	JATO ISOLADO	145
5.2	JATO INSTALADO	151
5.2.1	DEMONSTRAÇÃO DOS EFEITOS DE INSTALAÇÃO	152
5.2.2	EFEITOS DE POSICIONAMENTO E ADEQUAÇÃO DA SIMULAÇÃO	154
5.2.3	EFEITO DE ROTAÇÃO	166
5.2.4	EFEITO DA ROTAÇÃO DO <i>FLAP</i>	171
5.2.5	COMPARAÇÃO ENTRE ESTRUTURA SIMPLIFICADA E AEROFÓLIO	176
5.3	TÉCNICAS DE REDUÇÃO DE RUÍDO	181
5.3.1	THRUST GATES	182
5.3.2	APLICAÇÃO DE IMPEDÂNCIA À SUPERFÍCIE	188
6	CONCLUSÃO	203
6.1	TRABALHOS FUTUROS	204
	BIBLIOGRAFIA	207
	APPENDIX A – ANALOGIAS, BEM E MEDIÇÕES	219
A.1	ANALOGIA ACÚSTICA DE LIGHTHILL	219
A.2	ANALOGIA ACÚSTICA DE CURLE	223

A.3	ANALOGIA ACÚSTICA DE FFOWCS WILLIAMS & HALL	227
A.4	MÉTODO DE ELEMENTOS DE CONTORNO	231
A.5	INVESTIGAÇÃO DE IMPEDÂNCIA DE UMA PEÇA CONFECCIO- NADA EM MANUFATURA ADITIVA	235
A.6	MEDIÇÕES E SIMULAÇÕES PARA DIVERSAS FREQUÊNCIAS E ÂNGULOS	237

1 INTRODUÇÃO

Neste capítulo são apresentados a problemática do ruído aeronáutico e os entraves enfrentados pelas fabricantes de aviões na busca de suas certificações para cada modelo de aeronave. Na sequência, as fontes de ruído de aeronaves comerciais típicas são brevemente discutidas. O capítulo é finalizado com uma introdução de algumas técnicas de redução de ruído que são atualmente utilizadas.

1.1 APRESENTAÇÃO DO PROBLEMA

O desconforto causado por um determinado ruído pode levar o ouvinte a ter efeitos psicológicos e fisiológicos associados a sua audição. Entre os efeitos mais comuns estão tensão, irritação, queda no desempenho das atividades, perturbação do sono, aumento da pressão arterial e, em níveis elevados com grandes períodos de exposição, a perda da audição (BISTAFA, 2006). As comunidades perturbadas por ruídos excessivos exigem dos órgãos públicos, através de reclamações, a criação de legislações que estabeleçam níveis permitidos de ruído¹. Essas normativas/leis são criadas pelos órgãos públicos competentes e são então adotadas como instrumentos para garantir o conforto acústico das comunidades.

As ações formais internacionais para a redução do ruído aeronáutico se iniciaram no ano de 1971, através de recomendações escritas pelo CAN (*Committee on Aircraft Noise*) e publicadas pela ICAO (*International Civil Aviation Organization*) por meio do Anexo-16, que é um adendo incorporado aos procedimentos da Convenção de Chicago em Aviação Civil do ano de 1944 (SMITH, 2004). O Anexo 16 tem tido um grande impacto na aviação desde a sua publicação, pois traz informações detalhadas às autoridades de como realizar o procedimento de certificação acústico de uma aeronave (ICAO, 2002). A certificação é individual ao modelo de aeronave produzida, ou seja, a cada novo modelo é necessário realizar uma nova certificação. A reprovação pode gerar penalidades ou impedir que a aeronave entre em operação, fazendo com que as fabricantes olhem para o ruído como um gargalo no final de sua linha de produção. Os níveis estabelecidos pela ICAO são atualizados periodicamente, fazendo que as fabricantes desenvolvam tecnologias cada vez mais eficazes para a redução de ruído.

¹ Como exemplo, a NBR 10151 trata-se de uma normativa comumente adotada por cidades que não possuem leis específicas de ruído. A norma defini limites de ruído a depender da classificação de área do ponto de análise e do período do dia.

No Brasil, a ANAC (Agência Nacional de Aviação Civil) é a responsável por normatizar, certificar, fiscalizar e realizar autorizações e concessões. Através de um de seus levantamentos, estima-se que no ano de 2018 foram realizados aproximadamente 967 milhões de voos (ANAC, 2018), o que corresponde a um aumento de 32% do número realizado no ano de 2007, mostrando a expansão do tráfego aéreo brasileiro nas últimas décadas. Com o crescimento do número de voos para transporte de passageiros/cargas e a expansão das cidades em torno das regiões aeroportuárias, ocorre um aumento do impacto acústico gerado pelos aeroportos nas comunidades lindeiras. Para mensurar o impacto sonoro dos aeroportos nas comunidades, os PZR (Plano de zoneamento de ruído) dos aeródromos brasileiros são exigidos pela ANAC para operação do aeroporto. O PZR consiste de uma representação geográfica do impacto sonoro do ruído aeronáutico devido a operação do aeródromo, feito através de isolinhas de ruído, comumente referido como mapa de ruído.

Diante da necessidade de certificação das aeronaves e das exigências acústicas das agências fiscalizadoras, diversos programas de redução de ruído vem sendo criados ao redor do mundo, a fim de pesquisar e propor soluções ao problema do ruído aeronáutico. No Brasil, o projeto Aeronave Silenciosa (2007 - 2015), que foi posteriormente substituído pelo SILENCE, é um projeto entre Embraer e universidades públicas brasileiras (UFSC, ITA, USP - Campus São Carlos) que visam produzir avanços em tecnologias de redução de ruído para aeronaves. O projeto é dividido em quatro abordagens: experimental, semi-empírica, computacional e analítica. Cada uma das abordagens busca solucionar problemas específicos ou criar modelos de respostas rápidas para atender as demandas de tecnologia do projeto.

1.2 FONTES DE RUÍDO EM AERONAVES

As fontes de ruído de uma aeronave podem ser divididas em dois grupos: *airframe* e propulsão. As fontes de *airframe* são aquelas em que o escoamento ao interagir com uma determinada estrutura gera ruído, como o *flap*, *slat*, fuselagem, empenagens, asa, trens de pouso, etc. As fontes de propulsão, por outro lado, são aquelas advindas do próprio sistema de propulsão da aeronave, que é sintetizado pelo motor. A Fig. 1.1 mostra uma aeronave e algumas das fontes mencionadas indicadas.

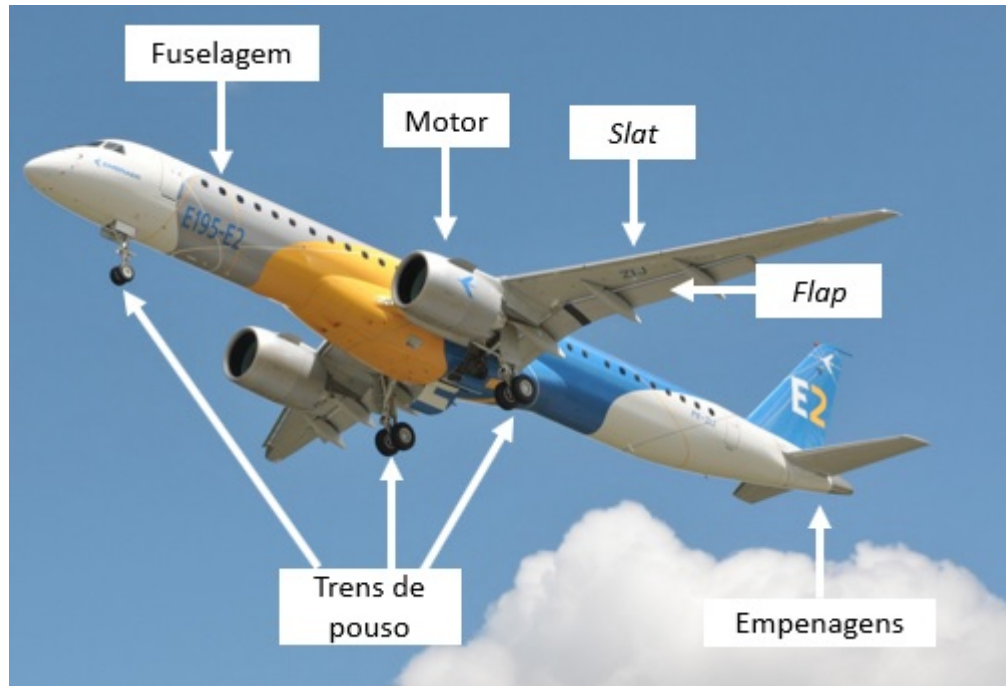


Figura 1.1 – Fontes de ruído típicas de uma aeronave exemplificadas na aeronave E2 Embraer. Modificado de <<https://airway.uol.com.br/embraer-e195-e2-voa-pela-primeira-vez/>>.

O sistema de propulsão é tido como a maior fonte geradora de ruído de uma aeronave (SMITH, 2004). Existem dois tipos básicos de motores aeronáuticos, o recíproco e o de reação (GIBBS-SMITH, 2003). O primeiro tem a sua rotação baseada na movimentação de pistões, como por exemplo o motor radial. Já nos motores a reação, o gás que escapa da câmara de combustão é o responsável por gerar a propulsão. Entre os motores a reação, os do tipo *turbofan*, que estão entre os mais utilizados em aeronaves comerciais atualmente, são constituídos de um *fan*, compressores de baixa e alta pressão, câmara de combustão, turbina e um bocal para a exaustão do jato. A Fig. 1.2 mostra um esquemático de um motor desse tipo.

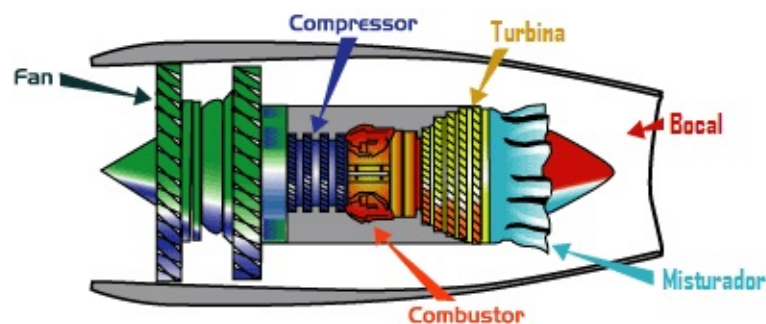


Figura 1.2 – Esquemático de um motor *turbofan*. Modificado de <<https://www.grc.nasa.gov/www/k-12/airplane/aturbf.html>>.

O ar frio que é admitido pelo *fan* entra no motor e é então dividido, parte passando pelo centro do motor e parte pela lateral. Pelo centro do motor o ar passa pelo compressor e é misturado com combustível na câmara de combustão. Após a queima, o gás resultante é expandido e sai em alta velocidade girando a turbina e se misturando novamente com o ar frio que seguiu o caminho lateral. É importante notar que cada um desses elementos gera um ruído direcional em uma faixa de frequência e, dependendo do modelo da aeronave, uma dessas fontes pode ser mais proeminente (SMITH, 2004). Por exemplo, no caso de aeronaves com baixo BPR², o ruído de jato é comumente maior que as demais fontes, ao contrário do que acontece com aeronaves modernas de alto BPR, onde o ruído de *fan* e jato são semelhantes. A Fig. 1.3 mostra um esquemático comparativo dos padrões diretivos destes elementos comparando motores de baixo e alto BPR para a situação de decolagem.

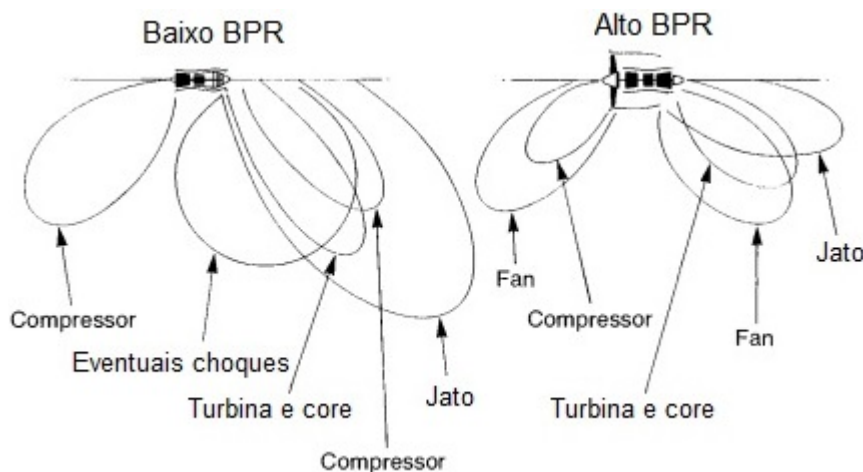


Figura 1.3 – Padrões de ruído irradiado por diferentes elementos para motores de baixo e alto BPR em situação de decolagem. Retirado de (SMITH, 2004).

Motores com alta razão de passagem possuem um ruído de jato inferior a motores com baixa razão, uma vez que a velocidade final na exaustão é menor, devido a mistura de gases que acontecem no final do motor. Entretanto, deve-se notar que mesmo com menor velocidade a área do motor é significativamente aumentada, gerando maior fluxo de massa, garantindo assim um empuxo³ semelhante. O aumento do BPR não é somente benéfico em termos acústicos. O ar frio que passa externamente aos demais elementos da câmara de combustão acaba trocando calor, diminuindo a temperatura da região e colaborando para o aumento da eficiência do motor.

² BPR é a abreviação de *ByPass Ratio* que é uma medida da razão entre os fluxos de massa que passa pelo *fan* e pelo *core*, definida como $BPR = \frac{m'_{fan}}{m'_{core}}$.

³ O empuxo é uma força de reação definida por $\vec{T} = \frac{dm}{dt} \vec{v}$ (FOX; PRITCHARD; MCDONALD, 2011).

Todas as partes geradoras de ruído respondem acusticamente de acordo com a utilização da aeronave, por exemplo, em uma situação de decolagem quando o empuxo máximo é exigido dos motores o ruído de jato torna-se uma das fonte de ruído predominante. Em contraponto, durante o pouso, enquanto o motor é menos solicitado o ruído de jato tende a diminuir. A Fig. 1.4 traz a comparação dos níveis de ruído típicos de uma aeronave moderna para uma situação de decolagem e pouso separado por componentes.

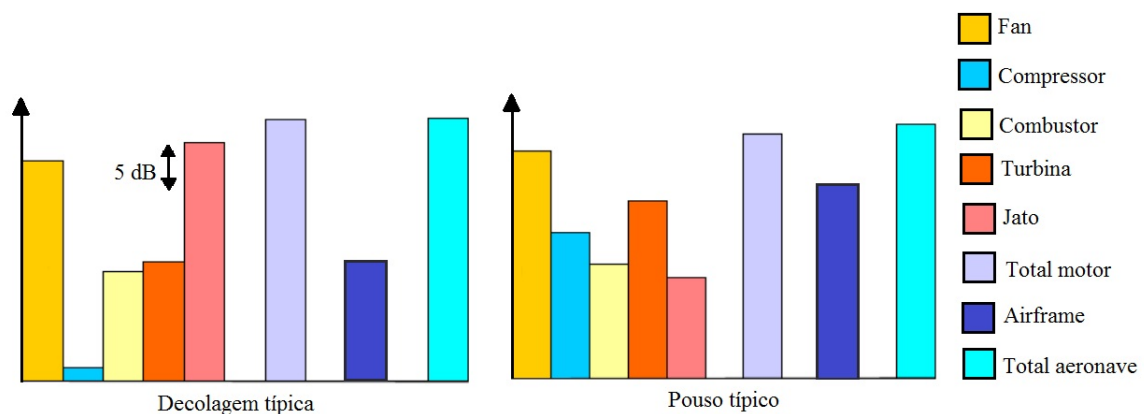


Figura 1.4 – Ruído de uma aeronave moderna padrão em situações típicas de decolagem e pouso. Adaptado de ICAO Standards (DICKSON, 2013).

A indústria aeronáutica vem se utilizando de tecnologias ligadas ao aumento do BPR, visando a melhoria acústica e desempenho de suas aeronaves. Atualmente, os motores possuem grandes dimensões e altos BPRs, se comparados com motores de jato puro ou motores que utilizam *bypass*. As tentativas de diminuição do ruído de *fan* e jato demonstram avanços notáveis desde o início dos motores de jato puro. A Fig. 1.5 mostra uma diminuição de mais de 25 dB em relação a motores mais rudimentares.

O aumento do BPR tem-se tornado cada vez mais desafiador, uma vez que o aumento começa a impactar na massa da estrutura e na área de contato frontal, sendo assim questões estruturais e de aerodinâmica surgem naturalmente como empecilhos (SMITH, 2004). É válido salientar, que ao aumentar o tamanho do motor as dimensões do *fan* são tão reescaladas, o que acarreta em um crescimento do ruído desta fonte. Este processo também pode ser observado na Fig. 1.5. Nesta situação, em que o aumento do BPR pode auxiliar no aumento de outras fontes, as mudanças devem ser avaliadas com cautela e a busca por novas alternativas de tecnologia começam a se tornar necessárias para o atendimento dos processos de certificação de ruído.

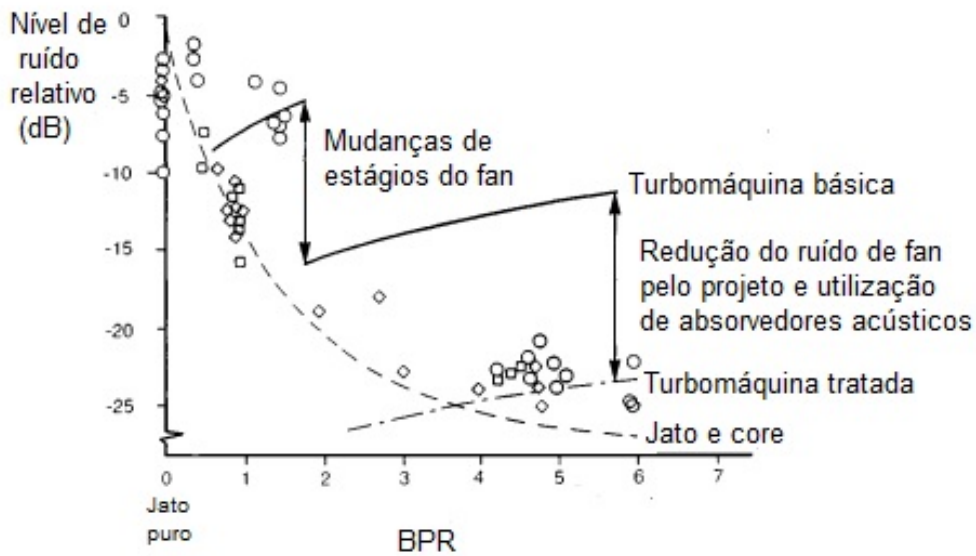


Figura 1.5 – Variação do ruído de jato e *fan* com o aumento do BPR. Adaptado de (SMITH, 2004).

Modificações diversas tem sido tentadas para redução do ruído de jato, sem alteração do BPR, entre elas pode-se destacar o uso de bocais diversos, como bocais corrugados, lobulados, *tabs*, microjatos e *chevrons*. Os *chevrons* ganharam destaque entre as alternativas, por não alterarem significativamente características aerodinâmicas e proporcionarem uma redução de ruído para grandes distâncias. A Fig. 1.6 mostra uma aeronave comercial utilizando *chevrons*.



Figura 1.6 – Aplicação de *chevrons* em aeronave Boeing 777. Retirado de <https://www.nasa.gov/topics/aeronautics/features/bridges_chevron_events.html>.

O mecanismo de atuação deste tipo de dispositivo consiste na modificação da fluidodinâmica do jato, que passa a ter uma maior composição de estruturas turbulentas de grandes escalas, realizando assim um desvio do espectro sonoro do jato para as mais altas frequências (BROWN; BRIDGES, 2004). As altas frequências são mais facilmente absorvida pela atmosfera especialmente em longas distâncias. Estudos experimentais já foram realizados inferindo quantitativamente a influência de parâmetros como o número de serrilhas, ângulo de abertura e profundidade de aperto, constatando uma maior eficiência dos *chevrans* com maior ângulo de aperto para deslocar os espectros de jato a frequências superiores. Um dos *chevrans* da série SMC (*Small Metal Chevron*) mostrou uma redução da ordem de 3 dB do ruído global (BROWN; BRIDGES, 2004).

Esforços na otimização de motores e geometrias foram realizados nas últimas décadas, conforme apresentado nessa seção, a fim gerar aeronaves mais silenciosas. Devido à diminuição alcançada na fonte sonora associada ao jato puro, a interação entre jato-instalação começou a chamar atenção dos pesquisadores. As geometrias próximas ao jato como asas, *flaps* e *thrust gates*, tem importância relevante no espalhamento do campo acústico e aumentam os níveis de ruído em comparação com a fonte isolada. Sendo assim, a interação jato-instalação deve ser estudada, pois constitui parte relevante do ruído espalhado, podendo ser parte importante no progresso da redução de ruído das aeronaves modernas.

1.3 INTERAÇÃO JATO-INSTALAÇÃO

Os motores de aeronaves comerciais são mapeados acusticamente por seus fabricantes geralmente antes de serem vendidos às montadoras. Cada modelo de motor possui uma assinatura acústica própria que é advinda dos componentes selecionados para sua constituição, conforme explorado na seção 1.2 (Fig 1.3). Existem meios diversos para estimar a contribuição de cada uma dessas fontes sonoras, por exemplo, testes em laboratórios com ruído de jato, mesmo que em escala reduzida, levam a estimativas do ruído de jato esperado, em nível e faixa espectral, através do conhecimento do diâmetro, geometria e velocidade de exaustão do motor (VISWANATHAN, 2008).

Quando os motores são instalados em uma aeronave, não só a assinatura acústica se altera, como também os níveis de ruído captados. A mudança no ruído advém da modificação da fonte sonora, que agora encontra-se instalada próxima a uma superfície, e

da criação de novas fontes (LAWRENCE, 2014). Estas novas fontes são criadas devido a interação entre o campo acústico próximo e a geometria ou até mesmo devido ao contato direto do jato com componentes estruturais.

Dessa forma, o posicionamento do motor em relação a asa passa a ser uma preocupação do ponto de vista acústico. A localização do motor é geralmente pré-definida por questões de aerodinâmica do modelo de aeronave e os engenheiros dedicados a parte acústica possuem uma menor autonomia na tomada de decisão do posicionamento do motor em relação a asa, visando a redução de ruído.

Acusticamente, os parâmetros de maior relevância para o efeito de instalação, além da velocidade de exaustão, são o diâmetro da exaustão (D_e), a distância vertical e distância horizontal (h) entre o bordo de fuga da asa e o início da exaustão (x_L) (LAWRENCE, 2014). Para facilitar a comparação entre diversas aeronaves é comum a utilização destes parâmetros normalizados pelo diâmetro de exaustão.

A informação sobre o posicionamento típico de motores em relação a geometrias não é divulgada de forma clara, dessa forma realizou-se um levantamento de imagens e esquemáticos para estimar tais medidas em aeronaves comerciais. A Fig. 1.7 mostra as medidas aproximadas do posicionamento da ponta do *flap* em relação ao motor para algumas aeronaves.

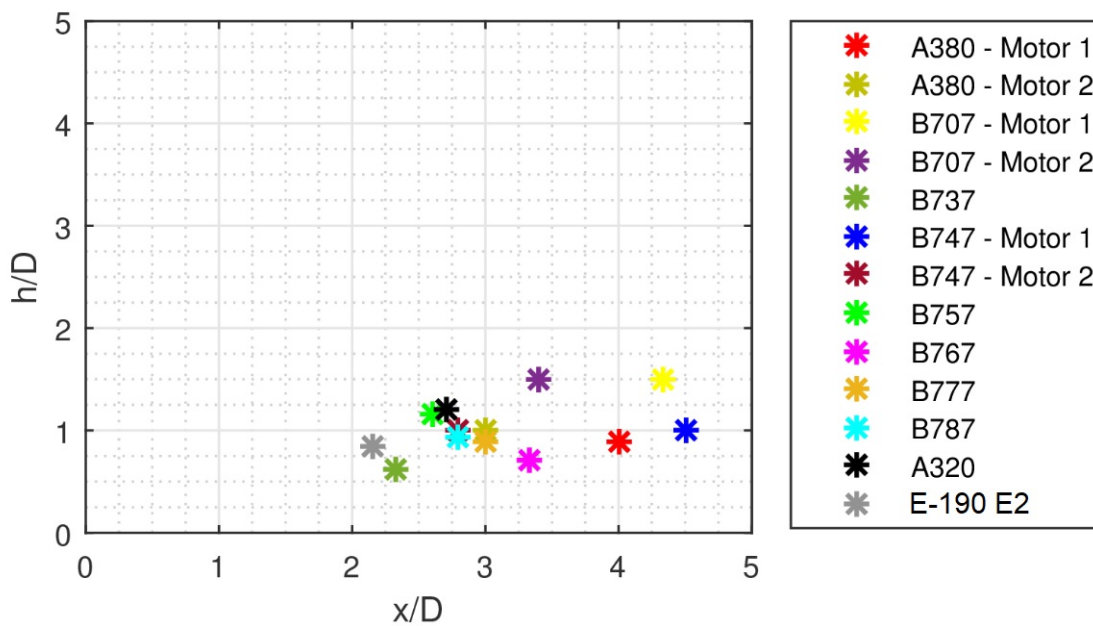


Figura 1.7 – Medidas aproximadas do posicionamento do motor em relação a asa, normalizadas por seus respectivos diâmetros.

De acordo com os levantamentos realizados, constatou-se uma razão $\frac{h}{D_e}$ variando de

$\approx 0,5$ a $\approx 1,75$. Já a razão $\frac{x}{D_e}$ possui uma maior amplitude de variação, de ≈ 2 a até $\approx 4,5$, em especial para aeronaves que contam com dois motores por asa. Em aeronaves com um motor por asa a razão $\frac{x}{D_e}$ não ultrapassou o valor de $\approx 3,25$. Apesar da pequena amostra analisada, tem-se uma ideia da grandeza dos posicionamento em relação ao diâmetro do bocal. Tais parâmetros são úteis para conduzir testes em escala reduzida em situações mais próximas aos posicionamento reais da exaustão do motor em relação a asa de aeronaves comerciais.

Em testes de laboratório é comum a simplificação de geometrias complexas (BROWN, 2013; PODBOY, 2012) em geometrias simplificadas, de modo que se possa captar de forma clara o fenômeno físico envolvido. Um estudo realizado mostrou um bom acordo entre o ruído de instalação de geometrias simplificadas, através de placas planas e placas dobradas, e um perfil de asa (LAWRENCE, 2014), justificando assim a metodologia de simplificação de geometrias complexas. A Fig. 1.8 mostra um esquemático das considerações comuns que são feitas em geometrias de asas para testes em modelos de escala reduzida.

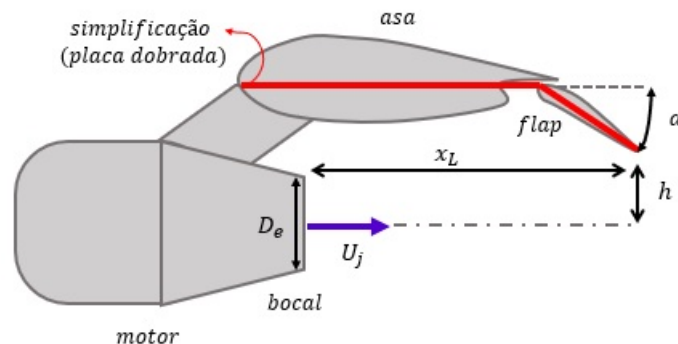


Figura 1.8 – Esquemático simplificado do acoplamento asa-motor próximo a uma exaustão de diâmetro D_e e simplificação desta geometria por uma placa com dobra.

Os testes envolvendo jatos e placas planas são realizados geralmente com intuito de elucidar questões dos mecanismos físicos de geração de ruído. Os dados podem ser utilizados para construção de um modelo semiempírico de ruído instalação (LAWRENCE, 2014) e eventualmente reescalado para prever de forma estimada o ruído de instalação em aeronaves.

Em modelos de escala reduzida, para baixos números de Mach, o ruído de jato instalado é maior que o ruído de um jato isolado, mesmo em situações não intrusivas⁴. Quanto menor a distância entre o jato e a superfície, maior é o ruído espalhado devido

⁴ Situações em que parte do geometria não está inserida na fluidodinâmica do jato.

a instalação. Sendo assim, o afastamento entre a instalação e o jato seria uma das alternativas com grande potencia de redução de ruído, entretanto essa não é uma solução sempre possível e, quando possível, a variação no posicionamento é limitada por projetos aerodinâmicos/estruturais.

A fonte sonora de maior impacto da instalação encontra-se no bordo de fuga da geometria (E. FLOWCS WILLIAMS; H. HALL, 1970) e será melhor discutida na revisão bibliográfica deste texto. Chama-se a atenção para este fato neste momento, apenas para que se possa entender as abordagens de redução de ruído que vem sendo feitas por diversos grupos de pesquisa. Logicamente, se a maior contribuição sonora advém do bordo de fuga da geometria, faz sentido que se queira modificar esta região da geometria, estudar como seu ângulo de inclinação e demais parâmetros podem alterar o ruído de instalação ou até inserir materiais com propriedades acústicas relevantes na região.

Abordagens passivas para redução do ruído de jato instalado se dividem basicamente em três grandes grupos: (i) diferentes geometrias de bordo de fuga; (ii) inserção de materiais e (iii) combinação de geometrias com materiais. Entretanto, deve-se ter um certo cuidado ao analisar estes tratamentos encontrados na literatura, uma vez que o ruído no bordo de fuga pode nem sempre advir do mesmo mecanismo de geração. Por exemplo, em uma situação não-intrusiva o ruído gerado no bordo de fuga é originado do espalhamento acústico (CURLE, 1955; E. FLOWCS WILLIAMS; H. HALL, 1970), em uma situação intrusiva (*Jet Flap Interaction*) o mecanismo de geração, que precisa ser melhor detalhado, está relacionado a interações fluido-estrutura e até mesmo a formação de ondas hidrodinâmicas (ZAMAN et al., 2015) e, a depender do bordo de fuga, pode ainda haver uma criação de esteiras de vórtices (LYU; AZARPEYVAND; SINAYOKO, 2016). Em todos estes casos o ruído possui fonte principal localizada no bordo de fuga e tem característica de dipolo (flutuações de forças no bordo da geometria).

A revisão e estudos destes casos se faz necessária, pois trazem ideias de materiais ou geometrias que poderiam ser úteis para atacar o problema da redução do ruído de instalação. Como exemplo, a revisão bibliográfica tratará de geometrias diferentes, e.g. placa trapezoidal (PIANTANIDA; JAUNET; HUBER et al., 2016), *thrust gates* utilizados como elementos para redução de ruído ou até mesmo a mudança de composição de uma placa (CAVALIERI; WOLF; JAWORSKI, 2014). Além de outros tratamentos como a aplicação de materiais porosos sintetizados aplicados em uma região limitada no bordo de fuga (HERR; ROSSIGNOL; DELFS, 2014), como mostra a Fig. 1.9.



Figura 1.9 – Esquemático da aplicação de um material poroso em um perfil de asa.
Extraído de (HERR; ROSSIGNOL; DELFS, 2014).

É comum que os autores na literatura ataquem o problema buscando diminuir o ruído de instalação, com base nas modificações comentadas. Algumas dessas alternativas serão também testadas neste trabalho, com o intuito de explorar os fenômenos físicos, além de produzir pequenos avanços nos tópicos. Entretanto, nota-se uma lacuna nos trabalhos analisados, que deixa espaço para o avanço na investigação da redução do ruído de instalação em situação não intrusiva, através de um projeto específico de impedância baseado na pressão acústica incidente sobre a geometria. Este trabalho busca avançar neste caminho. Dessa forma, na próxima seção define-se o objetivo principal e os objetivos específicos desta tese.

1.4 OBJETIVOS

O objetivo principal deste trabalho é reduzir o ruído de instalação em campo distante, através de técnicas de redução de ruído (*thrust gates* e *liners*), projetados com base em simulações numéricas e técnicas de otimização (algoritmo genético e método de varredura).

Como objetivos específicos do trabalho tem-se:

- (i) estudar, avaliar e delimitar os principais parâmetros do ruído de instalação;
- (ii) desenvolver uma ferramenta numérica que permita a análise de técnicas de redução de ruído;
- (iii) aplicar a ferramenta numérica desenvolvida aos casos de interesse e realizar avaliação experimental;
- (iv) projetar, confeccionar e testar uma estrutura que reduza o ruído de instalação em campo distante.

1.5 PRINCIPAIS CONTRIBUIÇÕES DO TRABALHO

Como principais contribuições deste trabalho pode-se ressaltar:

- (i) Comparação do ruído em campo distante entre os casos de uma rotação completa da geometria e angulação de *flap*, utilizando modelo numérico e medidas experimentais;
- (ii) Utilização da simulação para projetar *thrust gates* buscando a redução do ruído de instalação em posições não intrusiva;
- (iii) Simulação e projeto de impedância voltada a reduzir o ruído de instalação em campo distante, com posterior validação experimental da metodologia utilizada;
- (iv) Utilização de um algoritmo genético para otimização de impedância variada na região do bordo de fuga, destinada a redução do ruído de instalação em campo distante para situação não intrusiva.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Este capítulo apresenta a revisão bibliográfica que se faz necessária para o entendimento dos resultados presentes neste documento. O capítulo é dividido em três partes. A primeira parte que recebe título de "Conceitos de jatos isolados e instalados" e introduz o escoamento livre turbulento ao leitor, destacando suas características fluidodinâmicas e acústicas. Ainda nesta seção, a interação entre o jato e seu campo acústico próximo com superfícies também é revisada. Caso o leitor sinta necessidade de uma teoria mais elaborada para descrição dos fenômenos, o apêndice A deste documento refaz as derivações analíticas das analogias acústicas (LIGHTHILL, 1952; CURLE, 1955; E. FLOWERS WILLIAMS; H. HALL, 1970). Na sequência a seção denominada "Abordagens computacionais" apresenta alguns estudos que serviram como base para este trabalho, mostrando as abordagens computacionais mais utilizadas e destacando o método de elementos de contorno (BEM), juntamente com o modelo de pacote de onda, para espalhamento acústico. Já a terceira e última parte é uma revisão bibliográfica de diversas abordagens para redução do ruído em casos intrusivos e não-intrusivos, que recebeu o nome de "Métodos para redução de ruído". Nesta seção também serão apresentados alguns modelos de predição de impedância que serão utilizados na etapa de projeto de *liners*.

2.1 CONCEITOS DE JATOS ISOLADOS E INSTALADOS

O jato é definido como um escoamento livre turbulento que é descarregado em uma atmosfera quiescente contendo o mesmo fluido (HOWE, 2002). Um escoamento turbulento é aquele em que as partículas do fluido rapidamente se misturam, a medida que o escoamento desenvolve-se, devido às flutuações de velocidades tridimensionais (FOX; PRITCHARD; MCDONALD, 2011). Descargas de vapor, alívios de pressão, purgas, mangueiras de ar comprimido e exaustão dos gases do motor de uma aeronave são exemplos comuns de jatos.

Diversas geometrias e condições de operação de maquinários podem gerar jatos. A situação em que um jato é gerado determina características fundamentais do mesmo, podendo ser classificado como isolado ou instalado, simples ou coaxial, frio ou quente e como subsônico ou supersônico. Cada uma dessas características promovem uma mudança no conteúdo espectral do ruído de jato, mostrando assim a relevância da classificação

(SMITH, 2004).

Jatos isolados são aqueles despejados na atmosfera sem nenhuma interação com geometrias em suas imediações. Já jatos instalados são classificados desse modo por possuírem uma geometria próxima a sua geração. A geometria pode estar intrusiva, modificando a fluidodinâmica do jato, ou não. Os casos instalados são casos de maior complexidade acústica, uma vez que mais fenômenos físicos estão associados com a geração de ruído.

Os jatos podem ser despejados na atmosfera através de um único bocal ou através de bocais concêntricos. No caso de ser despejado através de um único bocal¹, é dado o nome de jato simples e, no caso de bocais concêntricos classifica-se como jato coaxial. Jatos do tipo coaxial possuem interação entre as camadas cisalhantes oriundas do *bypass* (jato secundário) e do *core* (jato primário) (NEW; TSIOLI, 2014; MEAD et al., 2015). Com as razões de áreas cada vez maiores, devido ao aumento do BPR, a exaustão do *core* vem se tornando cada vez menor e, por consequência, diminuindo a relevância da interação entre as camadas cisalhantes para o ruído em campo distante (SMITH, 2004). Em altos BPRs há a hipótese de que o jato coaxial se comporte próximo a um jato simples com um grande diâmetro de exaustão.

No quesito aquecimento, a razão de temperatura entre o jato e o ambiente é o que ditará se o mesmo será classificado como frio ou quente. A temperatura do ambiente que é medida distante do jato é simbolizada por T_∞ . A temperatura do próprio jato (T_j) varia no decorrer de sua extensão, uma vez que trocas de temperatura com o ambiente ocorrem após a exaustão durante todo o processo de difusão de quantidade de movimento. Entretanto para a classificação utiliza-se a temperatura medida no centro da saída do bocal. Ambas as temperaturas devem estar na escala Kelvin para efetuar a razão. Se $T_j/T_\infty < 1$, o jato será considerado frio, se > 1 será classificado como quente e no caso de $T_j/T_\infty = 1$ o jato é dito isotérmico. Para maiores velocidades, considerando o processo isentrópico, nota-se que a temperatura do jato deve ser cada vez mais baixa (SAAD, 1993). Dessa forma, em bancadas de jatos que não possuem um sistema de aquecimento, é natural esperar que a razão de temperatura T_j/T_∞ seja cada vez menor para maiores velocidades de escoamento.

Em termos de velocidade, utiliza-se o número de Mach² para avaliar o escoamento.

¹ Existe uma infinidade de geometria de bocais que podem ser empregados a depender do projeto, sendo os mais comuns os bocais circulares.

² O número de Mach trata-se da razão entre a velocidade do escoamento e a velocidade do som (FOX; PRITCHARD; MCDONALD, 2011).

A velocidade de um escoamento livre turbulento varia de acordo com a posição e com o tempo, entretanto uma média temporal pode ser realizada no centro da saída da exaustão, representando a velocidade do escoamento denominada por U_j . O número de Mach pode então ser calculado com base na velocidade do som no ambiente quiescente (c_∞), recebendo o nome de Mach acústico (M_a)

$$M_a = \frac{U_j}{c_\infty}, \quad (2.1)$$

em algumas situações é utilizada a velocidade do som na temperatura do jato (c_j), nesses casos tem-se o número de Mach do jato (M_j)

$$M_j = \frac{U_j}{c_j}. \quad (2.2)$$

Se $M_a < 1$, o jato é considerado subsônico, em $M_a = 1$ a condição é dita sônica e para $M_a > 1$ supersônica. É válido salientar que para que condições supersônicas sejam atingidas, através de um processo isentrópico, o bocal empregado deve ter a característica geométrica convergente-divergente (SAAD, 1993; RAICHEL, 2006).

Conforme as classificações expostas, pode-se classificar o jato oriundo da bancada do LVA/UFSC como sendo um jato simples, frio, subsônico e que é ensaiado em condição isolada e instalada.

2.1.1 JATO ISOLADO

É importante que se tenha claro o entendimento acerca do comportamento fluido-dinâmico e dos mecanismos de geração de ruído para um jato isolado antes de entender os mecanismos de um jato instalado, já que alguns dos fenômenos físicos que aparecem no segundo são um desdobramento da física do primeiro. Aborda-se primeiramente a fluidodinâmica de um jato para que os mecanismos de geração de ruído se tornem mais intuitivos quando o efeito de instalação for discutido.

2.1.1.1 FLUIDODINÂMICA DE JATOS ISOLADOS

Um jato pode ter seu comportamento fluidodinâmico caracterizado através de seu campo de velocidade. Existem diversas técnicas que são capazes de medir as flutuações de velocidade e velocidade média de um escoamento turbulento, entre essas cita-se como exemplo o PIV³, LDV⁴, anemometria de fio quente (ALBUQUERQUE MAIA, 2015) e

³ Método óptico para medições instantâneas do campo de velocidade através da iluminação consecutiva da seção de interesse.

⁴ Técnica baseada em medir a diferença do posicionamento de partículas inseridas no escoamento.

até mesmo um tubo de Pitot (neste último caso apenas o campo de velocidade médio é obtido).

O jato é geralmente despejado na atmosfera quiescente já sendo um escoamento turbulento. No caso em que o escoamento, ainda laminar, é despejado no meio, haverá a formação de vórtices anulares (MUSAFIR, 1984). Estas instabilidades disparam a transição para um escoamento do tipo turbulento. Entretanto tal transição adicionará fenômenos físicos na análise, como por exemplo as estruturas vorticiais periódicas, que são conhecidas por gerar um ruído do tipo tonal (RAICHEL, 2006; HOWE, 2002). Dessa forma, em bancadas experimentais de ruído de jato prefere-se forçar a transição a turbulência do escoamento no interior do duto. Este procedimento é feito adicionando lixas ou pequenos degraus na proximidade da exaustão (BRIDGES; A. BROWN, 2005; ALBUQUERQUE MAIA, 2015), perturbando assim a camada limite e garantindo a saída de um escoamento turbulento à atmosfera.

Quando o escoamento é despejado na atmosfera, o meio que se encontra estagnado tenta parar o movimento do fluido, havendo assim uma difusão da quantidade de movimento. Dessa forma, o perfil de velocidade do jato que na exaustão é praticamente uniforme (U_j) é então modificado pela interação com o ambiente externo. Esta interação, que acontece de fora para dentro, vai afinando o perfil uniforme de velocidade média e transformando-o em um cone ao qual da-se o nome de núcleo potencial ou cone potencial. Este núcleo conserva a velocidade de exaustão do jato.

O núcleo potencial tem pouca variação com o número de Mach e usualmente sua extensão está em torno de $5D_e$ (LAWRENCE, 2014). A região que se inicia axialmente na exaustão e termina no cone potencial recebe o nome de região inicial. Após o fim do núcleo potencial, a difusão da quantidade de movimento continua, aumentando a abertura do jato até que um perfil auto-similar é atingido na região plenamente desenvolvida. Entre as duas regiões, inicial e desenvolvida, encontra-se a região de transição. A Fig. 2.1 mostra um esquemático de todas essas regiões e o perfil de velocidade associado.

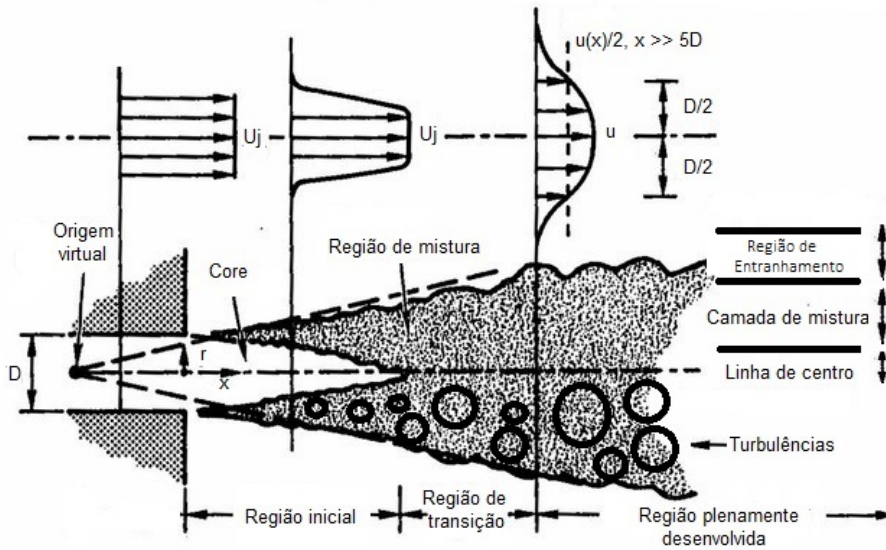


Figura 2.1 – Esquemático das regiões de um jato turbulento subsônico. Modificado de (BLEVINS, 1984).

Para desaceleração do fluido, toda uma região em volta do jato é movimentada radialmente, a esta região dá-se o nome de região de entranhamento. As maiores flutuações de velocidade, medidas através da intensidade turbulenta, encontram-se na linha do lábio do bocal. Entre a região de entranhamento e o centro do jato há a chamada região de mistura, onde a difusão da quantidade de movimento é acentuada.

A velocidade na linha de centro do jato é drasticamente alterada após o fim do núcleo potencial, indicando perda da velocidade do jato como um todo. A Fig. 2.2 mostra o decaimento da linha de centro para um jato livre.

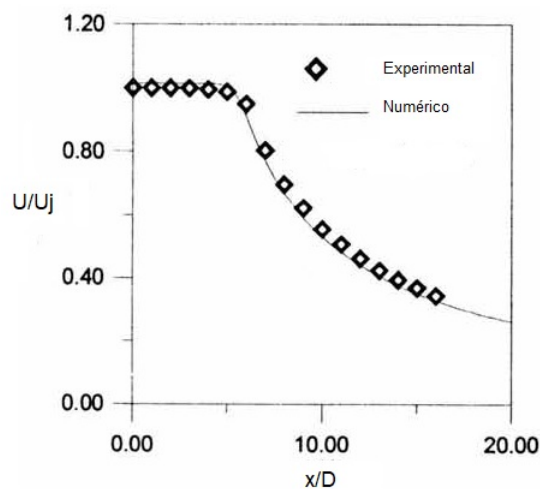


Figura 2.2 – Decaimento da linha de centro de velocidade de um jato livre. Retirado de (VISWANATH; GANESAN, 2001).

Os perfis de velocidade se tornam cada vez mais alongados radialmente, aumentando o espaço possível para que estruturas turbulentas com maior volume e massa possam existir na região. É notável, observando a Fig. 2.1, que a espessura da camada de mistura varia com a posição axial. Em uma determinada distância axial x , a espessura pode ser calculada como sendo

$$\delta_m(x) = r_{90\%} - r_{10\%}, \quad (2.3)$$

onde $r_{90\%}$ e $r_{10\%}$ são as posições radiais na qual a velocidade é 90% e 10% da velocidade da linha de centro, respectivamente. Com base na espessura da camada de mistura em diferentes posições, pode-se estimar o ângulo de abertura do jato (α_{jato}), através de

$$\alpha_{jato} = \tan^{-1} \left[\frac{\delta_m(x_2) - \delta_m(x_1)}{x_2 - x_1} \right]. \quad (2.4)$$

A Eq. 2.4 assume como hipótese básica que a espessura da camada cisalhante cresce de forma aproximadamente linear, conforme já visto em outros trabalhos de jatos circulares (BALL; FELLOUAH; POLLARD, 2012; BRIDGES; WERNET, 2011). O ângulo de abertura do jato é de extrema relevância para as medições de jatos instalados, já que pode ser utilizado para estimar se o posicionamento de uma geometria está intrusivo ou não.

2.1.1.2 ACÚSTICA DE JATOS ISOLADOS

Jatos isolados despejados por bocais circulares tiveram sua acústica extensamente medida com diferentes enfoques (BRIDGES; A. BROWN, 2005; CAVALIERI, 2006; LAWRENCE, 2014; SIROTTI, 2016). Nos trabalhos citados, medidas em diferentes posições radiais, polares e até mesmo azimutais foram realizadas. A pressão sonora e a composição espectral dependem da posição medida, e nem todo o conteúdo espectral encontrado em campo próximo é propagado para campo distante (BOGEY; BARRÉ et al., 2007; AHUJA; TESTER; TANNA, 1987). A Fig. 2.3 mostra a mudança do nível de pressão sonora⁵ (NPS) com a posição radial.

⁵ O nível de pressão sonora é definido como sendo $NPS = 10 \log_{10} \left(\frac{p}{p_0} \right)^2$.

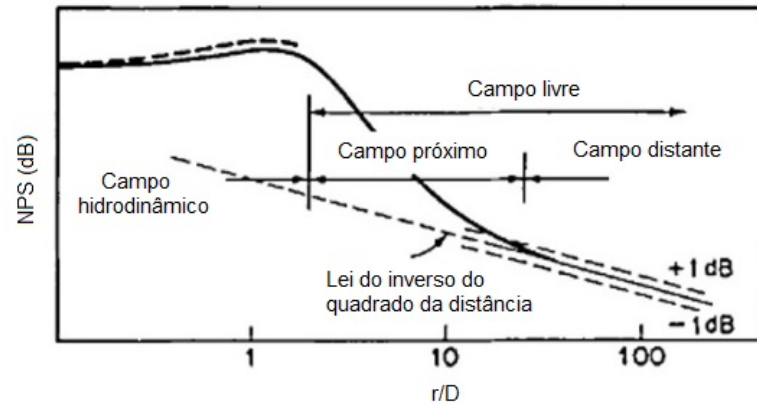


Figura 2.3 – Decaimento do NPS com a distância do jato. Retirado de (SAVELL, 1977).

Nota-se que quando os níveis de pressão sonora são medidos nas imediações do campo hidrodinâmico, como por exemplo na região de mistura ou camada de entranhamento, movimentações de ar podem originar variações de pressão aumentando as flutuações de pressão captadas pelo transdutor. Como visto na seção anterior, as maiores flutuações de velocidade encontram-se próximas a linha de lábio do bocal, ou seja em $r/D_e = 1$. Afastado da região de entranhamento, entra-se no campo livre, o qual possui duas regiões: campo próximo (pressão e velocidade de partícula fora de fase) e campo distante (pressão e velocidade de partícula em fase) (PIERCE, 1981; RAICHEL, 2006).

O campo próximo de um jato contém altos níveis de pressão sonora, por exemplo, conforme mensurado em laboratório, a Mach 0,9 em torno de $5D_e$ registra-se um ruído global (OASPL - *Overall Sound Pressure Level* ou NPS_{TOTAL}) em torno de 115 dB. Nem toda a energia de campo próximo consegue ser irradiada a campo distante, uma vez que parte significativa do ruído de campo próximo é composto de ondas evanescentes⁶ (LAWRENCE, 2014).

O ruído que é irradiado a grandes distâncias atinge então o campo distante e possui uma relação de decaimento com a distância ditada pela conhecida lei do inverso do quadrado da distância. Nesta região pressão e velocidade de partícula se encontram em fase. É válido salientar que a lei do inverso do quadrado da distância prevê um decaimento de 6 dB do ruído a cada vez que se dobra a distância e que essa lei é originada para uma fonte compacta ou pontual (RAICHEL, 2006; PIERCE, 1981). Dessa forma encontrar a região em que o ruído decai com o dobro da distância pode ser uma alternativa para a avaliação do campo distante (HAHN, 2011; SIROTTA, 2016). Sondas do tipo $p - u$

⁶ Ondas evanescentes são aquelas que possuem um decaimento exponencial com a distância e não conseguem se propagar a campo distante (PIERCE, 1981).

também podem ser utilizadas para este fim, uma vez que tem a capacidade de medir a fase entre a pressão sonora e a velocidade de partícula. A Fig. 2.4 apresenta o espectro sonoro (utilizando o número de Strouhal) de um jato a $M_a = 0,9$ para posições de campo próximo e campo distante.

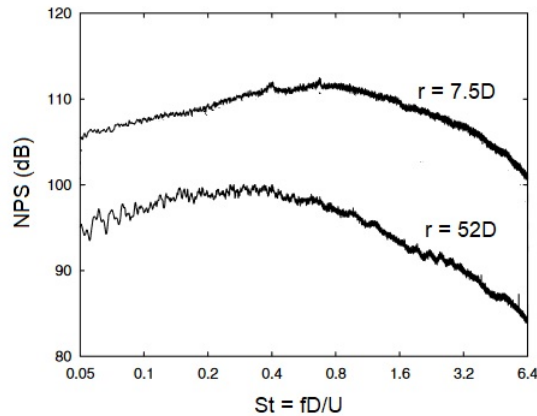


Figura 2.4 – Comparação do espectro sonoro retirado em campo próximo e distante a $M_a = 0,9$. Modificado de (BOGEY; BARRÉ et al., 2007).

O campo distante varia com a posição angular (θ) e com a velocidade do escoamento, uma vez que o ângulo de abertura do jato se modifica sutilmente com a alteração da velocidade. Em geral, encontra-se campo distante em torno de 35 a $40D_e$, a depender da faixa de frequência desejada. Na bancada de jato do LVA um estudo detalhado para encontrar o campo distante foi realizado e concluiu-se que para a faixa de frequência de 400 Hz a 50 kHz o campo distante é encontrado a partir de $39D_e$ (SIROTTA, 2016; BASTOS, 2016).

De acordo com a posição angular em que se realiza medidas de ruído do jato, mesmo em campo distante, espectros diferentes são encontrados; isso se deve a direcionalidade do jato, que é oriunda de diferentes escalas de turbulência ao longo de sua extensão. A Fig. 2.5 mostra um esquemático de um jato isolado salientando o tamanho das estruturas turbulentas contidas no seu campo hidrodinâmico e o campo próximo gerado. Há uma discussão na literatura a respeito deste tema e uma série de experimentos que tentam a partir do campo acústico definir a fonte (TAM et al., 2008), entretanto uma série de arranjo de fontes podem vir a gerar o mesmo campo acústico, não sendo essa uma abordagem adequada. Muito embora algumas evidências computacionais, medições de *beamforming* e experimentos diversos indicam para uma composição da fonte em que as mais altas frequências são originadas em maior intensidade próxima ao bocal, com concentração

de origem das baixas frequências mais a jusante (PAPAMOSCHOU; DADVAR, 2006; DOUGHERTY; PODBOY, 2009; GROSCHE; JONES; WILHOLD, 1973).

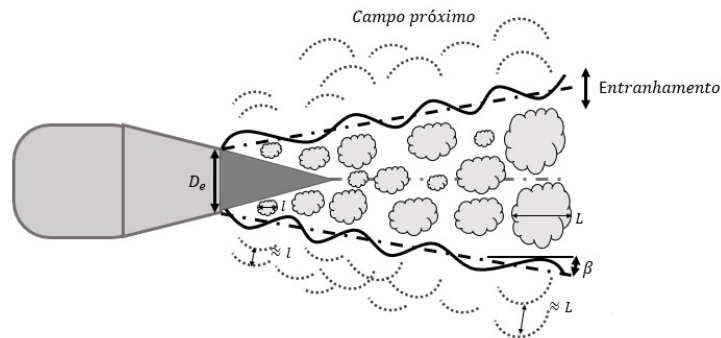


Figura 2.5 – Esquemático das estruturas turbulentas e campo próximo de um jato isolado.

Ainda na discussão sobre localização de estruturas no interior do jato, é válido salientar que durante décadas o jato foi entendido como um escoamento puramente estocástico, até que técnicas de visualização começaram a ser aplicadas ao seu estudo. Visualizações utilizando fotografias de *Schlieren* (CROW; CHAMPAGNE, 1970) e medições no campo próximo do jato (MOLLO-CHRISTENSEN, 1967) permitiram a observação de estruturas coerentes⁷ no jato. Estas estruturas possuem um comportamento espacial que mostram um aumento da intensidade, saturação e decaimento de sua amplitude, sendo espaçadas através de regiões de alta e baixa pressão, como uma onda.

Para investigar melhor essas estruturas coerentes presentes no jato, pesquisadores (FIEDLER, 1988) realizaram uma decomposição azimutal do campo fluidodinâmico do jato e notaram três estruturas principais: (i) anelar/axissimétrica associada ao modo 0; (ii) helicoidal associada ao modo 1 e (iii) dupla helicoidal associada ao modo 2. A Fig. 2.6 exhibe os modos $m = 0$ e $m = 1$.

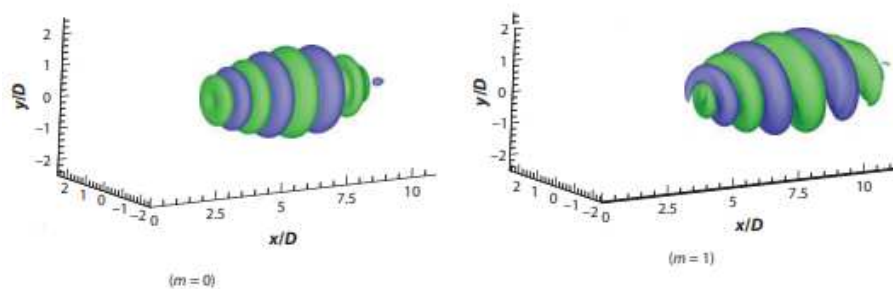


Figura 2.6 – Modo $m = 0$ e $m = 1$ extraídos via DNS. Retirado de (JORDAN; COLONIUS, 2013).

⁷ Por definição uma estrutura coerente é aquela que possui uma correlação relevante consigo durante um determinado período de tempo ou por uma distância relevante no espaço (ROBINSON, 1991).

Percebeu-se que os primeiros modos eram pouco efetivos na produção de flutuações de velocidade, mas que se apresentavam como os maiores contribuintes para a pressão sonora do campo próximo (MICHALKE; FUCHS, 1975; TINNEY; JORDAN, 2008). O modo $m = 0$ seria responsável por aproximadamente 40 % de toda a energia em campo próximo (TINNEY; JORDAN, 2008).

Mais atualmente, pesquisadores (CAVALIERI; JORDAN; COLONIUS et al., 2011) mostraram que o campo acústico distante, para ângulos a jusante, possui correlação significativa com o modo axissimétrico ($m = 0$) e identificaram um padrão superdiretivo deste modo. Isto explicaria a preponderância do ruído de baixa frequência nestes ângulos. Entretanto, o modo axissimétrico não domina todo ruído para todos os ângulos, conforme mostra a Fig. 2.7 para $St = 0,2$.

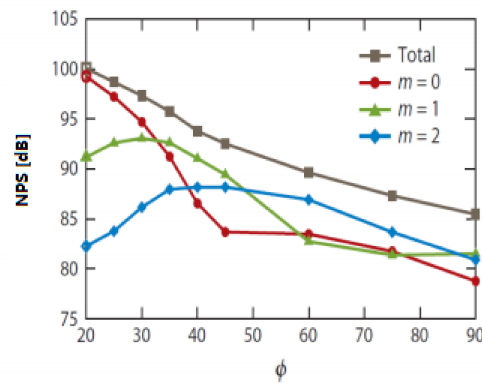


Figura 2.7 – Modos azimutais e sua relevância para diferentes posições angulares. $St = 0,2$. Retirado de (JORDAN; COLONIUS, 2013).

Em termos de distribuição espacial, as estruturas coerentes possuem seus centros de máximo também variando com a frequência, sendo posicionados cada vez mais a montante para números de Strouhal maiores. A Fig. 2.8 apresenta os pacotes de onda e a posição axial de seus picos em relação a diâmetros de exaustão. Mais detalhes sobre o modelo de pacote de onda e sua implementação serão descritos no Cap. 4, seção 4.3.

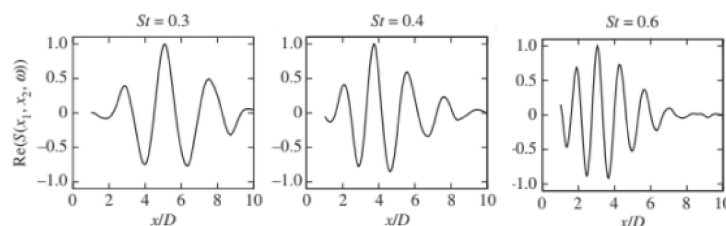


Figura 2.8 – Pacote de onda extraído de uma simulação LES com valor de pico normalizado. Retirado de (MAIA et al., 2019).

A organização das estruturas coerentes corroboram com o que já tinha sido discutido, indicando uma predominância de estruturas associadas à geração do ruído de mais baixa frequência a jusante e alta frequência a montante. A Fig. 2.9 mostra a comparação entre espectros sonoros em campo distante a jusante e a montante⁸ de um jato frio a $M_a = 0,9$. O ruído foi normalizado a $40 D_e$ e o número de Strouhal está baseado nas frequências nominais das bandas de $\frac{1}{3}$ de oitava. A fim de deixar mais evidente a presença do ruído de baixa frequência nos ângulos a montante.

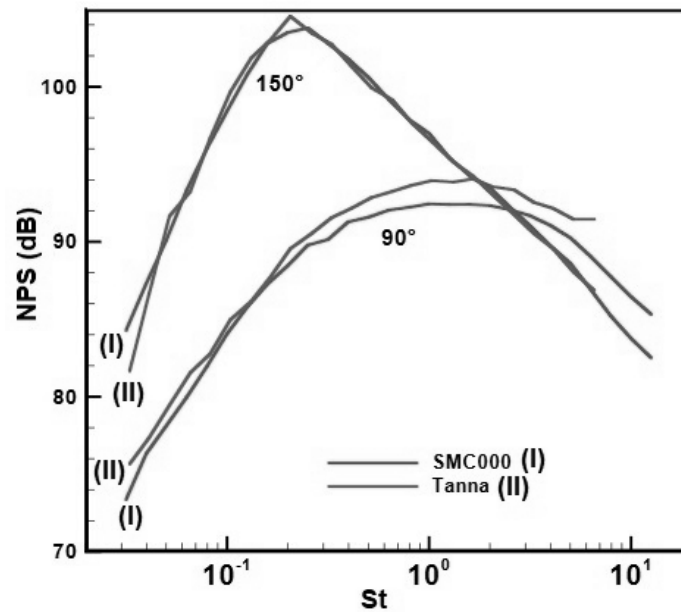


Figura 2.9 – Comparação entre os ângulos de 90° e 150° para dois jatos frios (bocais semelhantes) a $M_a = 0,9$, medições normalizadas a $40D_e$. Retirado de (BRIDGES; WERNET, 2011).

A Fig. 2.9 deixa evidente a concentração de ruído de baixa frequência, com pico em $St \approx 0,2$, em ângulos a jusante. As discrepâncias entre o ruído captado a montante e a jusante são maiores em M_a mais alto, sendo desse modo menos perceptíveis em M_a menores. É possível sintetizar toda a energia acústica contida no espectro sonoro através de um valor único (PIERCE, 1981)

$$NPS_{Total} = 10 \log_{10} \left(\sum 10^{\frac{NPS(f)}{10}} \right), \quad (2.5)$$

o NPS_{Total} por vezes é referido como OASPL *Overall Sound Pressure Level* neste documento.

Caso seja necessário sintetizar o valor captado em todas as posições angulares pode-se

⁸ Existem duas convenções para a marcação de ângulo no estudo de jatos. A marcação industrial a qual considera a admissão do ar como o ângulo 0° e a exaustão a 180° e a marcação científica que trata a montante como 180° e a jusante como 0°. Neste documento será utilizada a convenção científica de ângulos.

utilizar o NPS_{Global}

$$NPS_{global} = 10 \log_{10} \left(\sum_{j=1}^{n_{mic}} \sum_{i=1}^n 10^{NPS(f_i, \theta_j)/10} \right), \quad (2.6)$$

através dessas métricas torna-se mais simples analisar o padrão de distribuição do ruído pelas posições angulares. A Fig. 2.10 mostra o NPS_{global} para um jato frio subsônico, também a $M_a = 0,9$. É possível notar que o ruído tende a aumentar até encontrar a região de próxima a 150° e então decai. O comportamento medido foi previsto e explicado (LIGHTHILL, 1954; MACGREGOR; RIBNER; LAM, 1973), sendo a região de decaimento da pressão sonora chamada de cone de silêncio.

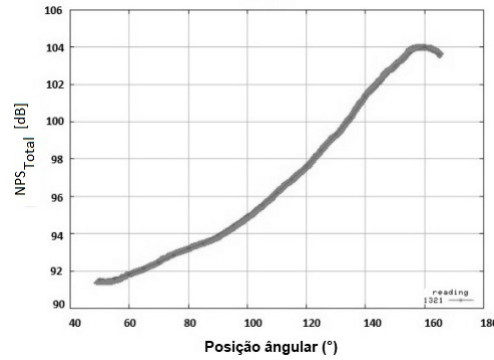


Figura 2.10 – NPS_{Total} em diferentes posições angulares para um jato frio a $M_a = 0,9$. Retirado de (BRIDGES; A. BROWN, 2005).

Macgregor et al. (MACGREGOR; RIBNER; LAM, 1973) utilizaram de três padrões para explicar o comportamento direcional do jato. O padrão básico, que é composto do *self-noise* e *shear noise* (KANDULA, 2008) deve ser observado em baixas velocidades em jatos com razão de temperatura unitária. O *self-noise* é advindo das estruturas turbulentas que estão dispostas de forma aleatória no escoamento, estas são substituídas pelos quadrupolos laterais de Lighthill (LIGHTHILL, 1952), formando assim um padrão omnidirecional. Já o *shear noise* é oriundo das estruturas turbulentas geradas na região de entranhamento, as quais são substituídas por quadrupolos longitudinais (LIGHTHILL, 1954), conferindo um formato mais achatado ao padrão básico de radiação. Ribner et al. (MACGREGOR; RIBNER; LAM, 1973) propõe que o *shear noise* deve contribuir com um fator de $(1 + \cos^4(\theta))$.

A convecção das estruturas turbulentas alteram o padrão básico do jato, deformando-o a jusante. Sendo assim, quanto maior a velocidade do jato, em maior intensidade este efeito aparecerá (MACGREGOR; RIBNER; LAM, 1973). É válido ressaltar que a convecção

das estruturas turbulentas é a responsável pelo efeito Doppler, uma vez que as fontes (estruturas turbulentas) estão em movimento e causando flutuações de pressão no meio. Por fim, a diferença de temperatura entre o jato e o ambiente é responsável por um padrão de refração. Isso é facilmente explicado através da velocidade do som, que é menor no interior do jato do que no ambiente externo, fazendo com que as ondas sonoras se curvem em direção ao ambiente. Esse padrão é o encarregado pela criação do cone de silêncio, que é uma região de menor ruído a frente do jato (onde intuitivamente deveria-se esperar o maior ruído). A Fig. 2.11 traz um esquemático dos padrões de direcionalidade em campo distante de um jato frio subsônico.

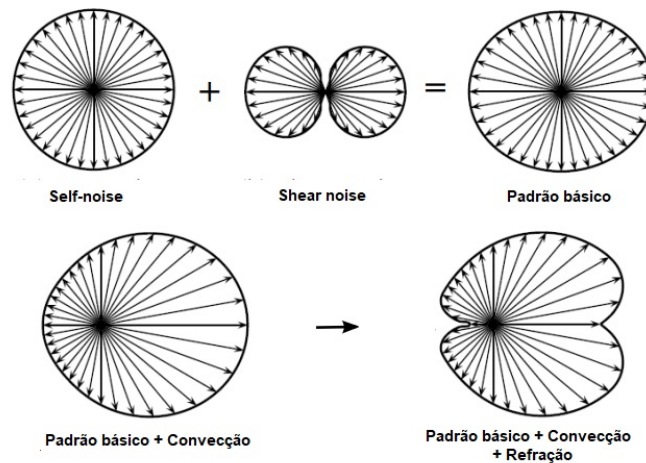


Figura 2.11 – Direcionalidade sonora de um jato subsônico frio em campo distante. Retirado de (LAWRENCE, 2014).

Nota-se que o aumento da velocidade do jato tem consequências nos padrões de direcionalidade, ou até mesmo no conteúdo de frequência emitido pelo jato, como já exemplificado. Entretanto, os níveis de pressão sonora são sem dúvida a variável mais suscetível ao incremento da velocidade. Um pequeno incremento na velocidade de um jato pode acarretar em um grande aumento do nível de pressão sonora. Lighthill teorizou sobre os mecanismos de geração de um jato frio subsônico (LIGHTHILL, 1952, 1954) e conseguiu simplificar sua equação, através de aproximações de escala, dando origem a "lei da oitava potência" (consultar primeira parte do apêndice A, caso necessário). A lei de escala tem como resultado que a potência sonora (W) irradiada a campo distante por um jato é incrementada com o aumento da velocidade em um expoente a oitava

$$W \propto U_j^8, \quad (2.7)$$

o que em termos de pressão sonora condiz com um expoente de aumento a quarta e em nível de pressão sonora novamente a oitava (dependendo da posição angular, já que a direcionalidade pode fazer com que haja mais intensidade sonora radiada em uma determinada direção).

Em 90° , a lei de Lighthill, sem nenhuma correção, é capaz de prever o incremento dos níveis de pressão global sonora com uma ótima precisão. Neste ângulo, há pouca influência dos efeitos convectivos e de refração (KANDULA, 2008), dessa forma, não é necessário aplicar fatores corretivos na intensidade sonora. A Fig. 2.12 mostra dados experimentais coletados por diversos pesquisadores e a confirmação da lei da oitava potência de Lighthill.

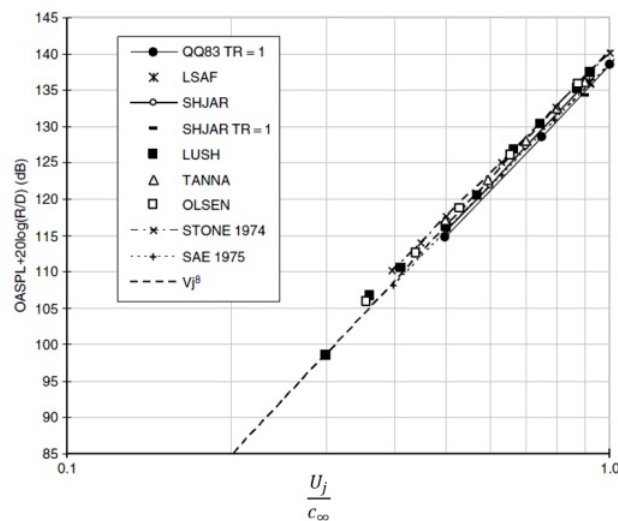


Figura 2.12 – Dados experimentais de pesquisadores diversos (*lossless*) escalados para a mesma posição $\frac{r}{D_e} = 1$ na posição angular de 90° . Retirado de (HARPER-BOURNE, 2010).

Na prática o expoente da lei de potência é variável com a posição angular, devido a direcionalidade, atingindo valores próximos a 9 em ângulos mais a jusante (BRIDGES; A. BROWN, 2005; POWELL, 1954; SIROTTI, 2016). Com grande parte da fluidodinâmica, acústica e medidas experimentais de jato isolado revisadas, já é possível que se avance a revisão bibliográfica para jatos instalados.

2.1.2 JATOS INSTALADOS

Conforme discutido na introdução deste documento, o ruído de um jato instalado tem uma grande importância prática. Em especial, a indústria aeronáutica é bastante interessada em diminuir o "ruído de instalação", já que a exaustão dos motores encontram-se

usualmente próximas a geometrias diversas (asa, *flap*, pilones etc). Para buscar a redução dos níveis é necessário entender os fenômenos físicos envolvidos na geração deste ruído.

O ruído de jato instalado pode ser entendido através de três fenômenos principais: (i) interação jato-superfície, denominado JSI (*Jet Surface Interaction*); (ii) interação jato-*flap*, designado JFI (*Jet Flap Interaction*); (iii) reflexão jato-superfície, denotado pelo acrônimo JSR (*Jet-Surface Reflection*). Analogias acústicas, são utilizadas para explicar o fenômeno JSI (CURLE, 1955; E. FLOWERS WILLIAMS; H. HALL, 1970). A Fig. 2.13 mostra os efeitos de instalação comparados com o espectro sonoro de um jato isolado em bandas de $\frac{1}{3}$ de oitava. É válido lembrar que cada modelo de aeronave deve ser analisado de forma individual, tendo em vista que a faixa de frequência em que os efeitos ocorrem pode variar. O diâmetro do motor, temperatura de exaustão, velocidade e a própria geometria instalada, são alguns dos parâmetros que podem alterar o espectro sonoro medido em uma determinada posição. A Fig. 2.13 traz um exemplo de espectro sonoro coletado em bandas de $\frac{1}{3}$ de oitava mostrando a separação dos fenômenos.

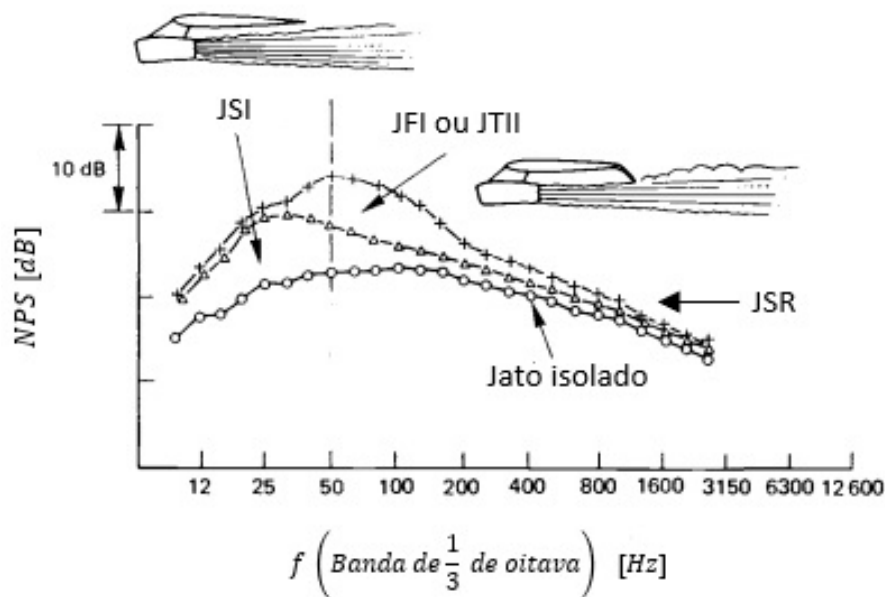


Figura 2.13 – Efeitos de instalação de um motor montado em uma asa. Fig. modificada de (SMITH, 2004).

Particularmente, o termo JFI, embora difundido na literatura (LYUBIMOV et al., 2014; BELYAEV et al., 2015; LAWRENCE, 2014), não parece ser o mais adequado a certos casos. Por exemplo, no caso de uma placa inclinada em que seu bordo de fuga interaja com a pluma do jato, da mesma forma que a interação jato-*flap*, o termo parece não se encaixar.

A expressão 'impingement jet' também não surge como uma boa alternativa, uma vez que é comumente utilizada para referir casos extremos de intrusão (MCKINZIE; BURNS, 1975; DHAMANEKAR; SRINIVASAN, 2014). Dessa forma, nesse texto refere-se as interações intrusivas do bordo de fuga com o jato como JTH (*Jet-Trailing edge Intrusive Interaction*). Cada um dos 3 fenômenos acústicos citados, são detalhados nas seções seguintes.

2.1.2.1 INTERAÇÃO JATO-SUPERFÍCIE (JSI)

O JSI acontece devido a interação do campo acústico próximo do jato com uma superfície, sendo um caso onde não há necessidade da intrusão da geometria na pluma do jato para geração de 'novas fontes' sonoras. As flutuações de pressão do campo próximo atuam na área, podendo ser entendidas como flutuações de forças. Flutuações de forças aplicadas em uma área são comumente associadas a padrões de diretividade dipolares no ramo da acústica (HOWE, 2002).

N. Curle (CURLE, 1955) estendeu a teoria do som aerodinâmico a partir do trabalho de J. Lighthill (LIGHTHILL, 1952) levando em conta uma superfície. Em sua teoria afirma-se que o campo sonoro propagado a campo distante pela geometria, é devido as flutuações de forças nesta superfície. Esta interação poder ser representadas acusticamente por uma distribuição de dipolos na superfície (CURLE, 1955). Curle considerou que a geometria era pequena em relação a fonte sonora, o que significa que o comprimento de onda gerado é muito maior que a extensão do corpo ($\lambda \gg s$). Os dipolos são geradores de ruído mais eficientes, em baixos números de Mach, do que os quadrupolos (CURLE, 1955). A Fig. 2.14 mostra um desenho dessa interação.

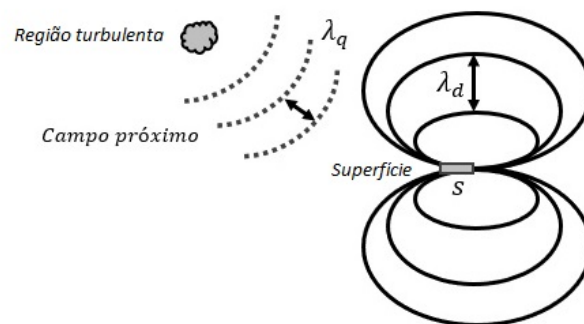


Figura 2.14 – Esquemático representativo da interação do campo próximo com uma superfície para fonte compacta.

A potência sonora irradiada, devido a inserção da geometria, escala de forma diferente

com a velocidade

$$W_{curle} \propto U_j^6. \quad (2.8)$$

Mais detalhes sobre a analogia de Curle podem ser conferidos no apêndice A.2, que traz a dedução e as simplificações feitas para derivação da lei de potência.

Para o caso em que os comprimentos de ondas são muito menores que o objeto ($\lambda \ll s$), as aproximações feitas na teoria de Curle não são apropriadas. J. E. Ffowcs Williams e L. H. Hall (E. FFWCS WILLIAMS; H. HALL, 1970) são os primeiros a discutir corpos não compactos, através de um trabalho com interesse prático: a geração de som próximo a uma placa que pode ser considerada semi-infinita. O fenômeno que acontece, referido como espalhamento acústico no bordo de fuga, é novamente mais eficiente que a geração dos quadrupolos de Lighthill. Ffowcs Williams et al. argumenta que apenas estruturas turbulentas próximas ao bordo da superfície que respeitem a condição

$$2k\bar{r}_0 \ll 1, \quad (2.9)$$

onde k é o número de onda e \bar{r}_0 é a distância entre o centro de uma turbulência e a borda, terão impacto relevante no campo distante. Diferentemente de Curle, Ffowcs W. et al. descarta a direcionalidade de dipolo e diz que o ruído (que concentra-se na borda) tem direcionalidade neste caso dada por um formato cardióide

$$I \propto \cos^2 \frac{1}{2}\theta, \quad (2.10)$$

alterando também a potência sonora para

$$W_{Ffowcs} \propto U_j^5. \quad (2.11)$$

O incremento do ruído com a proximidade da turbulência ao bordo é descrito por um fator de $(2k\bar{r}_0)^{-3}$. Em contraponto, para as estruturas turbulentas cujas as distâncias da borda são muito grandes ($k\bar{r}_0^{\frac{1}{2}} \gg 1$), o som no campo distante poderia ser previsto por geometria acústica e o bordo não produziria nenhuma amplificação do ruído (E. FFWCS WILLIAMS; H. HALL, 1970). A Fig. 2.15 mostra como seria a interação da turbulência com o bordo de fuga para geração do JSI.

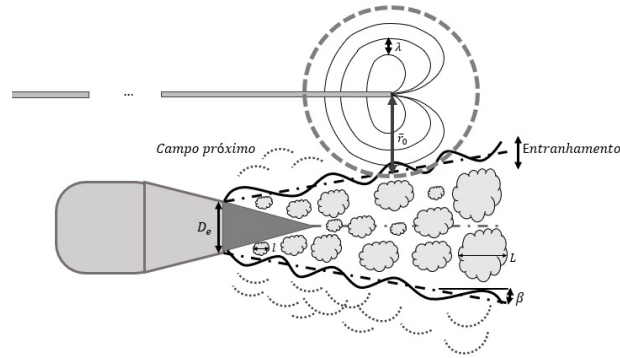


Figura 2.15 – Esquemático representativo da interação de uma região turbulenta e seu campo próximo com uma superfície não compacta.

É interessante notar que em uma mesma altura para diferentes posições axiais superfície-jato, esse mecanismo de espalhamento muda o conteúdo espectral a ser espalhado a campo distante, já que mesmo a estrutura turbulenta sendo de baixa frequência a distância fonte-bordo de fuga da superfície pode se tornar grande de forma a quebrar a condição $2k\bar{r}_0 \ll 1$.

Experimentalmente pode-se notar o fenômeno associado a instalação através da alocação de uma geometria nas proximidades do jato em diferentes posições. Quando se posiciona a placa na região de campo próximo mais a jusante, nota-se que o ruído é amplificado de forma mais efetiva (em baixa frequência). Além disso para uma mesma distância axial, quando se altera a distância jato-superfície o que se nota é uma diminuição dos níveis de ruído (LAWRENCE, 2014; LAWRENCE; AZARPEYVAND, 2011), alguns desses resultados padrões serão apresentados no capítulo de resultados preliminares. A Fig. 2.16 mostra a mudança de posicionamento axial de uma placa, mantida a mesma altura e a alteração do espectro correspondente.

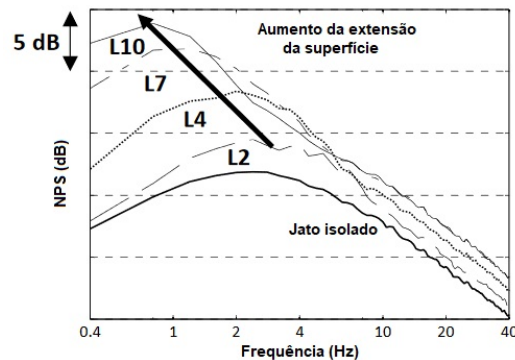


Figura 2.16 – Teste com jato-placa plana em diversas extensões de placa normalizadas pelo diâmetro em $h/D_e = 0,67$. Retirado de (LAWRENCE; AZARPEYVAND, 2011)

Na Fig. 2.16 fica claro que a medida que a placa é estendida e chega em regiões que emitem frequências mais baixas (baixos número de onda) o fenômeno do espalhamento no bordo de fuga aumenta chegando a mais de 15 dB acima do jato isolado. Ambos os mecanismos de JSI, o primeiro relacionado com fontes compactas e segundo com fontes não compactas, devem atuar principalmente nas baixas frequências, já que as condições são $\lambda \ll s$ e $kr_0 \ll 1$, respectivamente.

Deve-se notar que para uma placa semi-infinita todo comprimento de onda gerado pela fonte é considerado compacto, uma vez que $s \rightarrow \infty$ e portanto $\lambda \ll s$. A questão começa a ser melhor discutida para casos de dimensões finitas quando o espalhamento de um dipolo pelo bordo de fuga de um *baffle* é estudado para diferentes casos (MEECHAM; BUI; MILLER, 1981; MCINERNEY et al., 1985). Nas situações em que o comprimento de onda da fonte é próximo do comprimento característico ($\lambda \approx s$) um padrão intermediário entre o dipolo e o padrão $\cos^2(\frac{1}{2}\theta)$ aparece (LAWRENCE, 2014). A Fig. 2.17 mostra esses padrões.

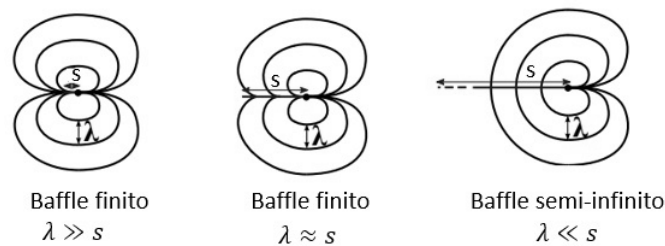


Figura 2.17 – Radiação acústica para diferentes comprimentos de onda de uma fonte na ponta de um *baffle*. Modificado de (LAWRENCE, 2014).

Medições experimentais tornam-se então de grande utilidade para investigação do comportamento de irradiação sonora de um jato instalado e servindo de base a validação das teorias propostas. R. W. Head e M. J. Fisher (HEAD; FISHER, 1976) realizaram campanhas de medições experimentais para tentar elucidar a questão do padrão de irradiação sonora, tais medidas foram realizadas novamente por outros pesquisadores (LAWRENCE; AZARPEYVAND, 2011). O resultado do experimento, realizado com um jato frio subsônico interagindo com uma placa rígida não intrusiva, foi mensurado em ângulos a justante do jato e mostra um padrão semelhante ao descrito por Curle e Ffowcs Williams. As medidas indicam uma diferença de fase 180° entre os picos de radiação sonora que estão opostos também em 180° . Os pesquisadores também concluem que a estrutura geradora de ruído encontra-se com eixo alinhado perpendicularmente a superfície. A Fig.

2.18 mostra o resultado da medida experimental.

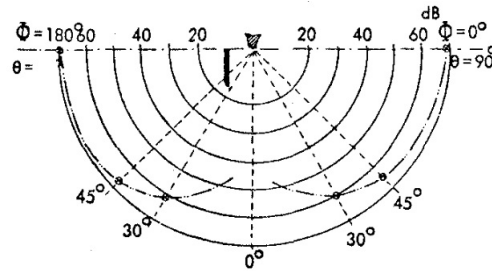


Figura 2.18 – Padrão direcional experimental de um jato frio subsônico instalado próximo a uma geometria não intrusiva medido em bandas de $\frac{1}{3}$ de oitava. Retirado de (HEAD; FISHER, 1976).

2.1.2.2 REFLEXÃO JATO-SUPERFÍCIE (JSR)

Quando uma instalação é colocada próxima a um jato a mesma é responsável por refletir algum ruído a campo distante, a depender da relação entre dimensão da geometria e espectro sonoro da fonte. O campo acústico é então dividido em duas regiões, o lado que contém o ruído refletido e o que não o contém. A Fig. 2.19 mostra um esquemático de uma placa plana nas proximidades de um jato e a divisão dos campos acústicos.

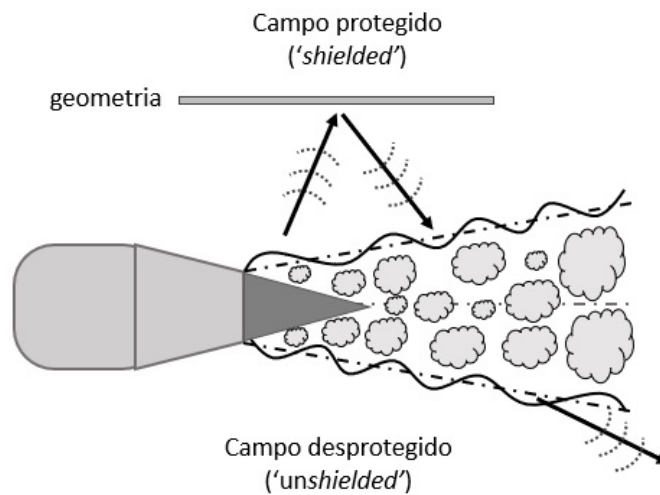


Figura 2.19 – Divisão do campo acústico por uma geometria de placa plana.

O lado em que a geometria se encontra faz um bloqueio acústico das ondas sonoras irradiadas pelo jato, em alguns pontos do campo distante, e é chamado de lado "protegido" (*shielded*). Neste lado não é possível observar reflexões, entretanto, o efeito JSI ainda pode ser observado. O outro lado é dito "desprotegido" (*unshielded*) e contém as reflexões que acontecem na superfície. As reflexões jato-superfície ocorrem em frequências altas ($\lambda \ll s$), muito acima dos efeitos JSI. Se as reflexões forem completamente incoerentes o

máximo de ruído refletido a ser notado é da ordem de 3 dB, entretanto resultados acima em de 4 dB já foram encontrados (LAWRENCE, 2014). A Fig. 2.20 traz o campo acústico medido (BROWN, 2013) na região protegida e desprotegida e a comparação com um jato isolado.

Nota-se através da Fig. 2.20 que o ruído emitido pelo jato isolado é amplificado em baixa frequência, devido a interação jato-superfície (JSI). Esse fenômeno irradia ruído para ambos os lados da geometria, dessa forma pouca diferença em amplitude para ambos os lados medidos pode ser notada. Em alta frequência onde o fenômeno de reflexão é predominante, nota-se a diferença entre o ruído medido no campo protegido pela geometria e no desprotegido.

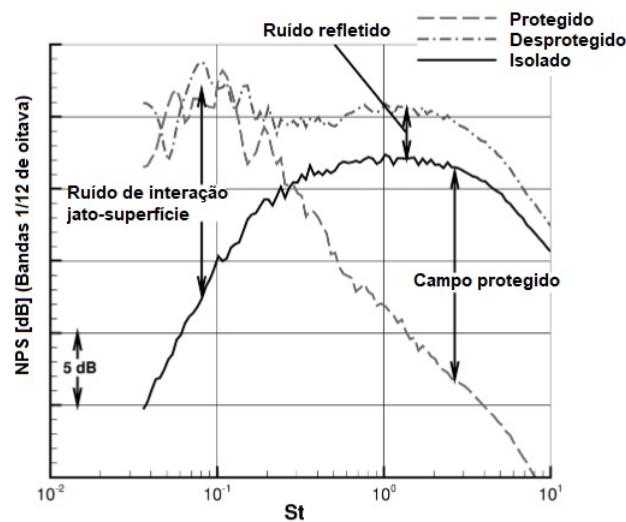


Figura 2.20 – Jato instalado frio a $M_a = 0,9$ instalado com uma geometria de placa plana em posição $\frac{x}{D_e} = 15$ e $\frac{h}{D} = 1,5$ medido a 90° pelo lado protegido e desprotegido. Retirado de (BROWN, 2013).

Existem dois mecanismos que acontecem com ondas que tentam atravessar o jato: refração acústica e dispersão acústica. O primeiro acontece devido aos gradientes de temperatura e velocidade encontrados pelas ondas sonoras ao atravessar o jato. O segundo é devido ao espalhamento de energia pelas estruturas turbulentas do jato (ALLEN et al., 2002). Estudos já mostraram que um ruído tonal ao atravessar o jato tem sua amplitude diminuída devido ao espalhamento de sua energia em frequências próximas a sua frequência original (AHUJA; TESTER; TANNA, 1987). Esperava-se que o mesmo acontecesse para um ruído banda larga, entretanto o efeito desse fenômeno é irrelevante em um ruído de banda larga pois aproximadamente a mesma energia é ganha e perdida em bandas adjacentes (MICHALKE; FUCHS, 1975).

2.1.2.3 INTERAÇÃO INTRUSIVA JATO-BORDO DE FUGA(JTII/JFI)

Quando um bordo de fuga de uma geometria qualquer é posicionado no campo fluidodinâmico do jato, os padrões de velocidade média conhecidos de um jato isolado se modificam. A intrusão de geometrias no escoamento, mesmo que pequenas, como o caso de uma sonda de fio quente (STRYKOWSKI; NICCUM, 1991) ou cilindros colocados no escoamento (UMEDA; MAEDA; ISHII, 1987) podem gerar tonais. Superfícies grandes, como *flaps* intrusivos no escoamento, também tem documentada a sua interação com jatos subsônicos gerando ruídos do tipo tonais (EVERTZ et al., 1976).

O fenômeno da criação de tonais no JFI/JTII parece similar com os mecanismos dos ditos "tons de borda" (LAWRENCE, 2014). Esse fenômeno acontece quando um jato subsônico incide sobre uma superfície de borda afiada (CURLE, 1953). Um desprendimento de vórtices acontece na ponta, devido ao ângulo da superfície, dessa forma a pressão na região é aumentada empurrando o escoamento para baixo e gerando um novo desprendimento de vórtice. Ao empurrar o escoamento para baixo na região da ponta a região da exaustão é levemente deslocada para cima. Esse movimento é retroalimentado pelos desprendimentos de vórtices na ponta da geometria, dando origem a uma onda hidrodinâmica formada entre a exaustão do jato e a região da ponta (BAMBERGER; RONNEBERGER, 2014). A esteira de vórtices, que é a responsável por gerar o ruído tonal, tem uma característica de irradiação sonora do tipo dipolar (DOUGHERTY; LIU; OFARRELL, 1994). A velocidade de exaustão e posicionamento se destacam como os parâmetros de relevância para análise. Uma série de expressões foram derivadas para prever a frequência destes tonais (CURLE, 1953; LAWRENCE, 2014; BAMBERGER; RONNEBERGER, 2014). A exemplo

$$f_{te}(n) = \frac{n}{x_L} \frac{1}{\frac{1}{U_c} + \frac{1}{U_j}}, \quad (2.12)$$

onde U_c é a velocidade de convecção da estrutura que caminha do bocal até a borda. Recentemente visualização por fotografia de Schlieren, mostrada na Fig. 2.21, deixa claro o ponto de criação da onda hidrodinâmica originada pelo desprendimento de vórtices no bordo de fuga de uma placa plana.

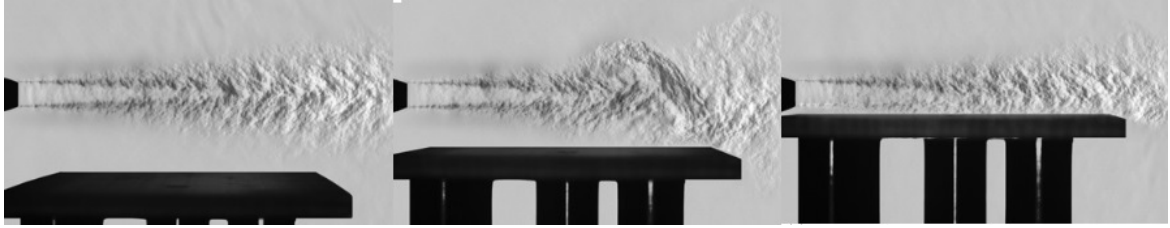


Figura 2.21 – Fotografia de Schlieren para $M_a = 0,96$ em $x_L/D_e = 8,5$ para $h/D_e = 0,5$, $1,35$ e $2,2$ da esquerda para direita respectivamente. Retirado de (ZAMAN et al., 2015).

Experimentalmente, os tons que aparecem são bem definidos e de fácil identificação no ruído banda larga do jato instalado. Esses chegam a estar 10 dB acima do ruído de instalação e podem ser encontrados tanto em campo distante quanto em campo próximo (LAWRENCE; SELF, 2015). Sua localização espectral, depende da posição da geometria, entretanto, é comum encontrar tais picos entre o efeito de interação jato-superfície e reflexão jato-superfície. A Fig. 2.22 mostra um resultado experimental para um *flap* com ângulo de 32° em diversas posições de intrusão. É importante notar na Fig. 2.22 que o aumento da distância $\frac{h}{D_e}$ apenas diminui a intensidade do ruído tonal, mas não altera a posição espectral dos picos. A medida que a geometria é retirada do escoamento, o efeito JTII deve ter sua amplitude diminuída e desaparecer, restando apenas os efeitos JSI e JSR.

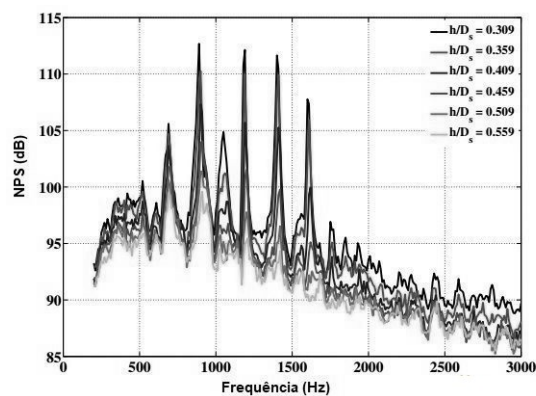


Figura 2.22 – Espectro sonoro do efeito JTII/JFI devido um *flap* de 32° em posição $\frac{x_L}{D} = 2.536$ medido a 90° . Retirado de (LAWRENCE, 2014).

Uma pesquisa relacionou as primeiras frequências do ruído tonal com o bordo de ataque da geometria (ZAMAN et al., 2015). A explicação seria de que a fonte no bordo fuga produz uma onda acústica que caminha até o bordo de ataque, sendo difratada no mesmo, espalhando assim o ruído para todas as direções neste novo ponto (ZAMAN et al.,

2015). A Fig. 2.23 mostra que, ao colocar um material acústico no bordo de ataque os autores conseguiram diminuir o a primeira frequência de pico no ruído tonal.

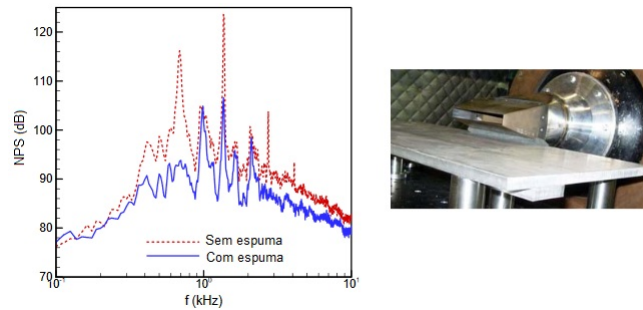


Figura 2.23 – Ruído tonal gerado por interação intrusiva jato-placa a $M_j = 0,96$, $x_L/D_e = 8,5$ e $h/D_e = 1,53$ e o efeito de material poroso colocado no bordo de ataque. Retirado de (ZAMAN et al., 2015).

Em termos fluidodinâmicos, a inserção de geometrias deforma os perfis de velocidade média e intensidade turbulenta (u_{rms}/U_j), além de criar uma camada limite turbulenta no bordo de fuga da geometria (PROENCA; LAWRENCE; SELF, 2017). A deformação dos perfis é uma assimetria notável onde os níveis de intensidade e velocidade média são menores mais próximos a região da placa. A Fig. 2.24 traz os perfis de intensidade turbulenta retirados nas posições $x_L/D_e = 0$ e 4 para $M_a = 0,6$.

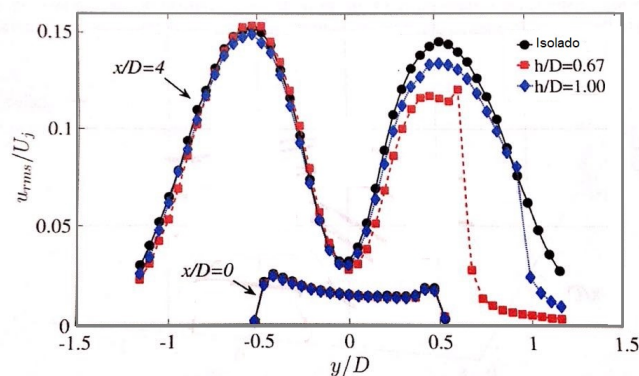


Figura 2.24 – Perfil de intensidade turbulenta de um jato instalado de forma intrusiva para $x_L/D_e = 0$ e 4 a $M_a = 0,6$. Retirado de (PROENCA; LAWRENCE; SELF, 2017).

É válido salientar que casos intrusivos constituem um minoria dos testes realizados neste documento. Os três fenômenos físicos mais relevantes, com respeito ao ruído de jato instalado, foram discutidos com um enfoque prático nas últimas seções. Lembrando que, para uma abordagem analítica de jatos subsônicos pode-se consultar o apêndice A.1, A.2 e

A.3 deste documento. Na sequência modelos computacionais que são comumente utilizados para modelagem de jatos são apresentados.

2.2 ABORDAGENS COMPUTACIONAIS

Modelos computacionais podem ser utilizados para simular um jato isolado e a interação jato-placa, criando assim uma estimativa do que deve ser obtido experimentalmente. As simulações também se mostram de grande utilidade quando há a necessidade de testar diferentes casos, com o intuito de otimizar um tratamento acústico, dispensando a criação de um novo corpo de prova a cada pequena alteração. Atualmente existe uma grande variedade de modelos que podem ser aplicados para o estudo de jatos, envolvendo a modelagem da fonte sonora e/ou a propagação, como por exemplo DNS (*Direct Numerical Simulation*), LES (*Large Eddy Simulation*), LBM (*Lattice Boltzmann Method*) e BEM combinado com modelo de pacote de onda.

As simulações do tipo DNS resolvem integralmente as equações de Navier-Stokes em cada instante de tempo, através da utilização de uma malha fina que consegue capturar as menores escalas dinamicamente significantes (micro escala de Kolmogorov) (ZHIYIN, 2015). No caso de um jato, onde uma grande variedade de estruturas turbulentas existe, simulações diretas possuem um alto custo computacional e são comumente aplicadas a casos de baixos números de Reynolds e na proximidade de geometrias simples (ZHIYIN, 2015). Apesar de existirem trabalhos que utilizem o método DNS (SANDBERG, 2014) para simulação de jatos, esse tipo de modelo necessita de computadores com alto poder de processamento e, em geral, um longo tempo de solução para se obter resultados.

Já as simulações do tipo LES se ocupam em resolver as grandes escalas turbulentas de forma direta, pela resolução das equações de Navier-Stokes, modelando as estruturas turbulentas de pequena escala, chamadas de SGS (*Sub Grid Scale*) (ZHIYIN, 2015). Em jatos, a justificativa da utilização do modelo é feita salientando que as estruturas turbulentas de grande escala contêm as maiores contribuições de energia (BOERSMA; LELE, 1999). Dessa forma, o método de LES se torna vantajoso em relação a uma simulação DNS, pois possibilita o cálculo de escoamento em altos números de Reynolds com um melhor custo computacional. Deve-se ter em mente que, devido a modelagem da turbulência de pequena escala, o modelo computacional adiciona uma incerteza ao resultado final. Embora simulações LES demandem menos processamento que uma simulação DNS, ainda

possuem um grande custo computacional para a resolução de todos os pontos do domínio. Simulações LES de jatos vem sendo feitas (BOGEY; BAILLY, 2004; BODONY; LELE, 2004), para jatos frios e até mesmo para jatos aquecidos em altos números de Mach (FREUND; LELE; MOIN, 2000). A empresa CASCADE Tech. trabalha especificamente com a simulação de fluidos através da técnica LES e obteve excelentes resultados para a simulação de jato isolado, recuperando tendência espectral e direcionalidade (BRÈS et al., 2016).

Uma alternativa a não resolução direta das equações de Navier-Stokes é o método de Lattice Boltzmann (LBM). O método é também resolvido no domínio do tempo, utilizando de uma visão macroscópica das colisões entre partículas, para capturar o fenômeno fluido-dinâmico/acústico, recuperando as equações de Navier-Stokes através de uma expansão de escala. Em geral, o modelo de colisão utilizado é o Bhatnagar–Gross–Krook (BGK). O LBM pode ser feito em duas ou três dimensões, sendo que uma de suas características principais é a existência de funções de distribuição de probabilidade, que denotam a chance de se encontrar a partícula em uma determinada posição com certa quantidade de movimento, chamada de função de distribuição de partícula única (f^i). No método SRT (*Single Relaxation Time*), que é o mais utilizado, o modelo pode ser descrito em duas importantes etapas: colisão e propagação (PERUMAL; DASS, 2015). A colisão define as novas funções de distribuição com base no tempo de relaxação e função de equilíbrio, é uma forma de difundir quantidade de movimento entre as partículas de um fluido. Na etapa de propagação a nova função de distribuição é repassada a próxima direção (PERUMAL; DASS, 2015). As quantidades macroscópicas, densidade e quantidade de movimento, podem ser obtidas em cada ponto com base na função f_i , como por exemplo

$$\rho(x, t) = \sum f_i \quad (2.13)$$

e

$$\rho u(x, t) = \sum f_i c_i. \quad (2.14)$$

A malha, ou a resolução de Lattice neste caso, tem papel fundamental na captação das estruturas turbulentas. Para estruturas de pequena escala o método LBM encontra a mesma dificuldade que o método DNS, o alto custo computacional para a discretização correta das estruturas. Sendo assim para jatos com altos números de Mach, onde energia relevante se encontra em altas frequência, parte da turbulência precisa ser modelada.

A empresa Exa corporation, que é desenvolvedora do software PowerFLOW, faz sua modelagem dessas estruturas através de um modelo RNG $k - \epsilon$ e denomina o modelo de LBM-VLES (*Very Large Eddy Simulation*) (CASALINO; LELE, 2014). Para recuperar a pressão sonora em campo distante, aplica-se a uma região do modelo computacional uma superfície de Ffowcs Williams-Hawkings, que é baseada em analogia acústica e recupera a pressão sonora através dos dados na superfície que delimita a fonte.

A experiência do grupo de pesquisa do LVA/UFSC com o PowerFLOW mostra uma dificuldade de obter bons resultados para altos números de Mach, além de uma série de implementações computacionais para reproduzir resultados semelhantes ao experimento⁹. No caso de jatos instalados os resultados novamente não mostram boa concordância com os dados medidos para altos números de Mach, em especial para a região de alta frequência, onde a turbulência é modelada e não resolvida. Em termos de tempo, o método LBM mostra um avanço em relação as técnicas DNS e LES, resolvendo casos complexos (como um caso jato-placa) em pouco menos de uma semana¹⁰.

Já o método de elementos de contorno (BEM: *Boundary Element Method*) é um método numérico que possui uma abordagem no domínio da frequência para a resolução da equação de Helmholtz com condições de contorno específicas (BROOKS; MORGANS; HANSEN, 2005; WU, 2002). Diferente dos métodos anteriores, o BEM é capaz de calcular a pressão sobre a superfície e propagá-la ao observador, a partir da pressão incidente nos pontos da malha. Esta pressão incidente pode ser obtida através de modelos semi-empíricos, analiticamente ou através de uma das abordagens numéricas mencionadas anteriormente. A resolução do BEM envolve duas etapas: (i) solução para a pressão sonora em todos os nós (etapa de maior custo) e (ii) cálculo da pressão sonora em qualquer ponto do domínio que foi discretizado.

Algumas condições de contorno que são comumente utilizadas juntamente com a equação de Helmholtz são apresentadas na Tab. 2.1. Estas condições podem ser úteis para relacionar a pressão em um determinado ponto da malha com uma impedância acústica por exemplo, como é o caso da condição de contorno de Robin(WU, 2002).

⁹ Por vezes é necessário a inserção de *trippings* no modelo computacional para garantir que o escoamento seja turbulento na saída do bocal, algo que não existe no experimento do qual os dados para comparação foram retirados

¹⁰ Cluster 480 processadores Intel Xeon com 128 GB de memória RAM.

Tabela 2.1 – Condições de contorno para equação de Helmholtz. Retirado de (CROCKER, 2007).

Condição de contorno	Quantidade física	Relação matemática
Dirichlet	Pressão sonora (p_e)	$p = p_e$
Neumann	velocidade normal (u_n)	$\frac{\partial p}{\partial n} = -i\omega\rho u_n$
Robin	impedância acústica (Z_a)	$\frac{\partial p}{\partial n} = -i\omega\rho\frac{1}{Z_a}p$

O método clássico de BEM pode ser entendido como uma aproximação numérica da equação integral de Kirchoff-Helmholtz, que pode ser sintetizada como

$$C(x)p(x) = \int_S \left(\frac{\partial p}{\partial \vec{n}} G(r) - p \frac{\partial G(r)}{\partial \vec{n}} \right) dS, \quad (2.15)$$

onde $C(x)$ assume o valor de 1 dentro do domínio acústico, $1/2$ se na superfície e $1 - \int_S \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{4\pi r} \right)$ nas bordas/quinas (CROCKER, 2007), $p(x)$ é a pressão sonora no domínio acústico, $G(r)$ é a função de Green, que no caso de campo livre é dada por

$$G(r) = \frac{e^{-ikr}}{4\pi r}, \quad (2.16)$$

sendo r a distância entre fonte e receptor. A direção \vec{n} que aparece nas integrais é um vetor normal a superfície que é definido na preparação da malha. Deve-se tomar o cuidado de deixar todos os vetores normais seguindo o mesmo padrão, apontando para fora ou para dentro dos elementos de superfície, de acordo com a convenção utilizada no código (WU, 2002).

Ainda que resolvido no domínio da frequência, o BEM possui um elevado custo computacional, que escala com o número de elementos a terceira potência (CROCKER, 2007), mas em geral esse custo ainda é menor que os métodos mencionados anteriormente. É claro que ao discretizar muito a superfície ou aumentar o número de receptores os casos começam a ser mais custosos do ponto de vista computacional, dessa forma deve-se fazer um balanço entre a fidelidade esperada como resultado e o custo computacional do cálculo. Pesquisadores conseguiram reduzir o custo computacional do BEM através de uma abordagem por multipolos rápidos (WOLF; LELE, 2011; LIU, 2009).

Diferentes materiais e geometrias podem ser representados no modelo, respeitando as condições de manter pressão e velocidade de partícula contínua nas interfaces (GAUL; KÖGL; WAGNER, 2013; WU, 2002). Para simular a inserção de um material é necessário conhecer uma relação que ligue a pressão no ponto com a impedância. No caso de um

material localmente reativo, uma impedância de superfície, como a condição de contorno de Robin apresentada na Tab. 2.1 pode ser utilizada para representar o material.

A pressão sonora na superfície pode ser obtida utilizando a Eq. 2.15 fazendo com que cada elemento da malha torne-se uma fonte e alocando o receptor sob os diferentes painéis, em um método conhecido como método colocacional (GAUL; KÖGL; WAGNER, 2013; WU, 2002). Assim se pode calcular a contribuição de cada painel a aquele ponto receptor e então montar uma matriz de suas contribuições. Neste caso a conhece-se a pressão incidente sobre a superfície, o que permite montar um sistema linear a partir da Eq. 2.15 em sua forma discreta, onde a pressão em cada elemento é o a variável que se deseja obter.

Uma vez que a pressão sonora é obtida em todos os pontos da malha que representa a superfície, a integração da contribuição dessas quantidades recuperam a pressão sonora em qualquer ponto do domínio, utilizando novamente a Eq. 2.15, mas agora alocando os observadores fora da superfície. O BEM permite o cálculo da intensidade sonora em uma área do domínio, e por consequência, também permite o cálculo da potência sonora. Na literatura é largamente difundido que o BEM mostra-se como uma ferramenta confiável para o espalhamento acústico (CROCKER, 2007; BROOKS; MORGANS; HANSEN, 2005).

A representação da fonte sonora no modelo é de fundamental importância, uma vez que dita a pressão incidente sobre a geometria. Em trabalhos publicados notou-se a utilização do modelo BEM para diversas geometrias com um modelo de fonte de pacote de ondas (PIANTANIDA; JAUNET; HUBER et al., 2016), representativo a baixos ângulos, ou até mesmo um quadrupolo lateral com emissão em diferentes comprimentos onda (PIMENTA; WOLF; CAVALIERI, 2017; AYTUN, 2016).

Uma revisão sucinta dos modelos computacionais que poderiam ser utilizados para a simulação foi apresentada acima, focando no método de elementos de contorno e no modelo de pacote de onda. A geometria e a impedância são um aspecto importante a ser considerados posteriormente etapa de simulação. Dessa forma, a próxima seção faz um levantamento bibliográfico de métodos para a redução do ruído de instalação.

2.3 MÉTODOS PARA REDUÇÃO DE RUÍDO

Essa seção tratará de modificações no bordo de fuga que já foram realizadas ou métodos que poderiam ser aplicados para realizar mudanças no ruído irradiado. A revisão cobre tanto casos em que a geometria tratada encontra-se imersa no fluido, quanto casos em que há apenas uma interação entre o campo acústico próximo do jato e a geometria. Os casos intrusivos, não são casos de interesse direto, já que no LVA não se conta com um sistema de efeitos voo. Entretanto estes casos auxiliam na busca por possíveis abordagens de como tratar o ruído JFI/JTII. A revisão bibliográfica dos métodos para redução de ruído será dividida em duas grandes abordagens: (i) tratamentos feitos para casos intrusivos e (ii) não-intrusivos.

2.3.1 TÉCNICAS DE REDUÇÃO DE RUÍDO PARA CASOS INTRUSIVOS

Como mencionando anteriormente o interesse desta parte da revisão está em tratamentos realizados para a redução do ruído de bordo de fuga, gerado quando a superfície encontra-se imersa no escoamento. A redução vem sendo estudada através de duas frentes principais: modificação das geometrias de bordo de fuga e inserção de materiais.

2.3.1.1 GEOMETRIAS DE BORDO DE FUGA

Assim como no caso de jatos isolados, em que geometrias diferentes foram testadas na exaustão, como bocais serrilhados, lobulados e corrugados (BROWN; BRIDGES, 2004; SMITH, 2004), diferentes construções de bordo de fuga e bordo lateral (REICHENBERGER, 2016) vem sendo estudadas e ensaiadas. Inspiradas nas geometrias de *chevrons* e *tabs*, os bordos de fuga receberam estruturas serrilhadas e do tipo fenda, como potenciais redutoras de ruído. O embasamento físico seria uma quebra da coerência das estruturas geradoras de ruído (LYU; AZARPEYVAND; SINAYOKO, 2016; HOWE, 1991b), entretanto todos os mecanismos pelo qual a redução acontece não são completamente entendidos (GRUBER; AZARPEYVAND; JOSEPH, 2010; CHONG; DUBOIS, 2016).

No final da década de 1970, Howe (HOWE, 1978) avançou na teoria do ruído de bordo fuga e derivou analiticamente o ruído que seria irradiado por um bordo de fuga serrilhado de uma placa plana (considerada semi-infinita). Sua teoria previa uma redução dependente do espaçamento entre os dentes de uma serrilha (λ_s), e seu prolongamento

($2h_s$). De acordo com os estudos feitos, quando a razão fosse de $\frac{\lambda_s}{h_s} = 1$ esperava-se uma redução da ordem 7 a 8 dB em altas frequências (HOWE, 1991a).

Pesquisadores (GRUBER; AZARPEYVAND; JOSEPH, 2010) realizaram um estudo experimental tendo como base o modelo de radiação sonora proposto por Howe. Os pesquisadores projetaram cinco bordos de fuga serrilhados e quatro bordos de fuga do tipo fenda¹¹ para seu estudo. A Fig. 2.25 mostra um esquemático e os parâmetros de projeto ($\lambda_s, d_1, d_2, h_s, h_l$).

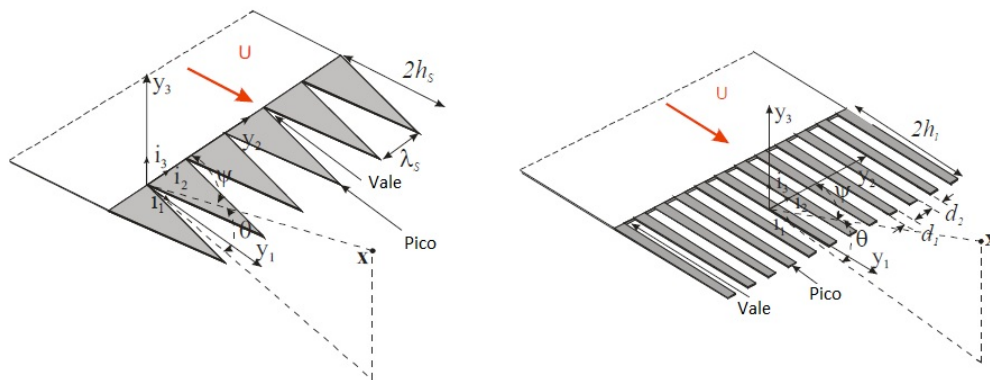


Figura 2.25 – Bordo de fuga serrilha e fenda com parâmetros geométricos. Retirado de (GRUBER; AZARPEYVAND; JOSEPH, 2010).

As geometrias no bordo de fuga ocuparam uma pequena área no perfil de aerofólio. Baseando-se na premissa de que a maior parte da sustentação é realizada a montante do perfil, os autores argumentam que a sustentação deve ser pouco alterada pela modificação. Os resultados demonstram um comportamento não esperado pela teoria. As reduções de ruído estão abaixo do previsto e em algumas faixas de frequência a adição dos bordos periódicos aumenta o ruído irradiado. De fato, estudos anteriores como (OERLEMANS et al., 2008), já haviam identificado experimentalmente um aumento do ruído com o uso de serrilhas. O deprendimento de vórtices no vale das estruturas do tipo serrilha/fenda seria o mecanismo responsável pela geração de um ruído tonal de alta magnitude (GRUBER; AZARPEYVAND; JOSEPH, 2010).

A Fig. 2.28 mostra a diferença do ruído entre os bordos de fuga (sem geometria e com geometria de serrilha). É possível notar que as reduções ficaram na faixa de 2 dB e concentradas em altas frequências para baixas velocidades, entretanto, houve um aumento em ampla faixa espectral para todas as velocidades testadas.

¹¹ Uma nova derivação matemática com base na teoria de M. S. Howe foi feita para contemplar os casos dos bordos tipo fenda.

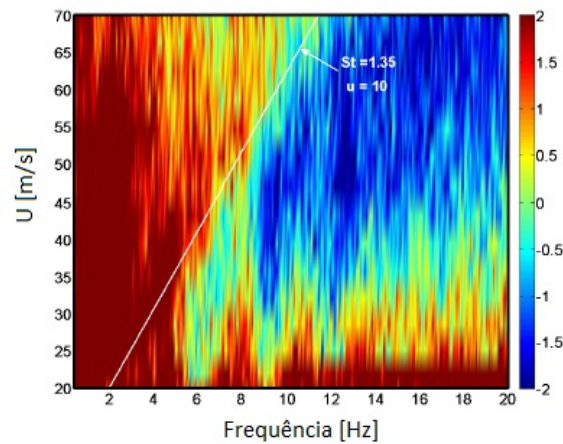


Figura 2.26 – Redução de ruído proporcionado por uma serrilhada ($\frac{\lambda_s}{h_s} = 0,3$). Retirado de (GRUBER; AZARPEYVAND; JOSEPH, 2010).

Novas campanhas de medição, ainda focadas nas serrilhas e fendas, foram realizadas pelo mesmo grupo (GRUBER; JOSEPH; AZARPEYVAND, 2013). Dessa vez os pesquisadores tentaram através de aberturas (perfurando as serrilhas ou criando fendas nas mesmas) conseguir uma maior redução de ruído. As geometrias testadas podem ser vistas na Fig. 2.27. Os resultados obtidos desta vez mostraram uma redução em torno de 5 dB para a serrilha com fenda em baixa frequência (300 Hz a 7 kHz) e nenhum aumento superior a 1 dB nas altas frequências. Todas as demais geometrias de bordo de fuga testadas tiveram aumentos superiores a 5 dB nas altas frequências e alguma redução nas baixas frequências (serrilha comum 5 dB, fenda de 1 a 5 dB e serrilha perfurada até 1 dB).



Figura 2.27 – (a) Serrilhas com perfurações (b) Serrilhas com aberturas do tipo fenda. Retirado de (GRUBER; JOSEPH; AZARPEYVAND, 2013).

Os autores atribuem as mudanças obtidas a um aumento da quebra de coerência das estruturas turbulentas, além de possibilitarem a comunicação entre o intra e extradorso no perfil (GRUBER; JOSEPH; AZARPEYVAND, 2013).

Em termos de geometria, ainda é válido citar que diferentes perfis vem sendo

testados, em especial na região lateral dos *flap* (ANGLAND; ZHANG; MOLIN, 2009; HERR; ROSSIGNOL; DELFS, 2014) onde há a formação de uma esteira de vórtice (REICHENBERGER; HERR, 2013). Neste casos, a esteira de vórtices possui geração final na ponta lateral do *flap*, e é causada pela pela diferença de pressões entre a parte superior e inferior na região. O fluido é separado na entrada do perfil e devido ao gradiente de pressão os vórtices inferiores são arrastados para a parte superior, seguindo a linha de corrente na região. Os vórtices se misturam em uma única esteira de vórtices que sai pela borda lateral (REICHENBERGER; HERR, 2013). A Fig. 2.28 mostra um esquemático deste mecanismo.

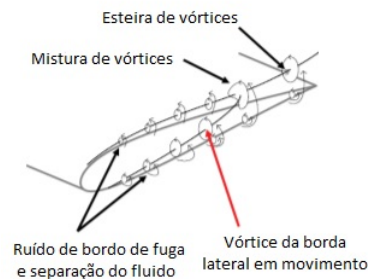


Figura 2.28 – Esquemático simplificado da borda lateral de um *flap* e fluido local. Retirado de (REICHENBERGER; HERR, 2013).

Estes casos podem ser interessantes quando se estuda a inserção de *thrust gates* no escoamento, devido ao bordo lateral do *thrust gate*. Um solução recente para este tipo de ruído, trata-se de uma geometria excêntrica, baseada no formato de asas de pássaros (desenvolvida e otimizada para $\alpha_{at} = 5^\circ$). A geometria mostrou uma redução de mais de 10 dB na região espectral do ruído tonal (REICHENBERGER, 2016). A Fig. 2.29 mostra a forma utilizada e os espectros medidos para uma borda lateral padrão e modificada.



Figura 2.29 – Geometria excêntrica de bordo lateral e redução de ruído proporcionada. Retirado de (REICHENBERGER, 2016).

Em termos de ruído global a geometria foi capaz de reduzir mais de 5 dB para o

ângulo de ataque para qual foi projetada, tendo seu desempenho diminuído para demais ângulos (REICHENBERGER, 2016).

2.3.1.2 MATERIAIS POROSOS NO BORDO DE FUGA

A inserção de materiais no bordo de fuga, para atenuação acústica do ruído gerado por geometrias imersas no escoamento é investigada desde a década de 1980 (BOHN, 1976). As atenuações proporcionadas pelos materiais são dependentes da frequência e da velocidade do escoamento, devido a parâmetros como: porosidade (Φ), espessura (t_s), comprimento dos poros (l_p), largura dos poros (w_p), diâmetro de fibra (d_f), etc. Entretanto, visando a aplicação nos bordos de fuga em casos imersos no escoamento, a principal característica que deve ser observada nos materiais é a resistividade ao fluxo (σ_U) (HERR; ROSSIGNOL; DELFS, 2014).

A resistividade ao fluxo é definida como sendo a queda de pressão medida anterior e após uma amostra de espessura (t_s) que está submetida a um fluxo com velocidade U , dada por

$$\sigma_U = \frac{\Delta P}{Ut_s}. \quad (2.17)$$

Atualmente, explica-se a redução do ruído provocada por um material poroso imerso no escoamento devido a sua estrutura, que permite a comunicação do fluido entre as partes superiores e inferiores, diminuindo assim a força do dipolo no bordo de fuga (CHONG; DUBOIS, 2016). A explicação do fenômeno físico foi confirmada através de uma observação experimental. Ao tampar os poros de um dos lados do material, na região de sucção ou pressão, o efeito benéfico da redução de ruído foi completamente eliminado. A absorção acústica neste caso não se apresenta como um parâmetro relevante.

Um estudo (HERR; ROSSIGNOL; DELFS, 2014) foi realizado envolvendo placas microperfuradas (MPP), feltro de fibras sintetizada (SFF), pó de bronze esférico sintetizado (SBP) e alumínio poroso (PA) com diferentes porosidades, espessuras e outros parâmetros, alterando dessa forma a resistividade ao fluxo. Os resultados para MPP mostraram que longas perfurações orientadas no sentido do fluxo foram capazes de aumentar o ruído emitido em altas frequências, em comparação com essas mesmas perfurações perpendiculares ao escoamento. Além disso, uma amostra de mesma porosidade (comparada com a amostra de longas perfurações) e com distribuição uniforme dos poros, evitou o aumento do conteúdo das mais altas frequências. No caso de as perfurações já estarem distribuídas em pequenos

volumes, uma porosidade maior é mais efetiva. Esses resultados podem ser conferidos na Fig. 2.30, que mostra os resultados medidos em bandas de $\frac{1}{3}$ de oitava.

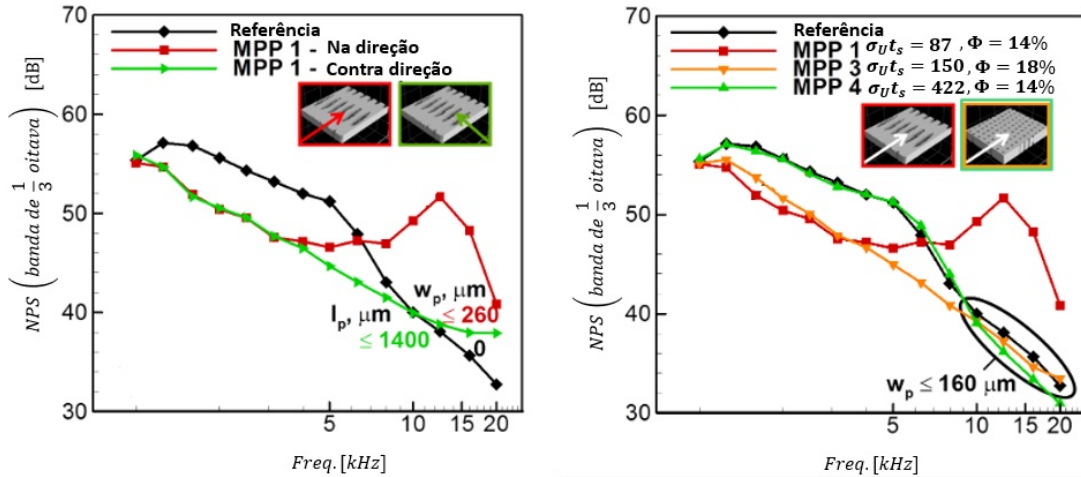


Figura 2.30 – Ruído produzido por bordos de fuga de placas perfuradas ensaiados a $\alpha_{at} = -0, 6^\circ$ e $U = 50$ m/s . Retirado de (HERR; ROSSIGNOL; DELFS, 2014).

O trabalho conclui que nem sempre as maiores ou menores resistividades ao fluxo estão associadas com os menores ruídos irradiados (consultar Fig. 2.30). Parece haver uma resistividade ao fluxo ótima; não suficientemente alta para que o bordo seja considerado um material não poroso e não tão baixa para que o fluxo não enxergue nenhuma resistência.

Em alguns dos testes, o decréscimo da resistividade ocasionou queda do ruído nas baixas e médias frequências ($f \leq 10$ kHz) e aumento nas frequências superiores, como exemplo, nos casos dos materiais SBP, PA e SFF. Estes últimos materiais tiveram poucas resistividades ao fluxo testadas no experimento. De forma geral a aplicação de materiais porosos mostram reduções na faixa de 5 dB para uma ampla faixa de frequência em baixos ângulos de ataque. Quando os bordos de fugas são ensaiados em ângulos de ataque mais altos, as reduções alcançadas se modificam e são drasticamente reduzidas. Os autores salientam que esse comportamento deve ser melhor investigado (HERR; ROSSIGNOL; DELFS, 2014).

Como desdobramento natural, visto que geometrias e materiais porosos já haviam sido estudados, T. P. Chong et al. (CHONG; DUBOIS, 2016) estudou o caso de um material poroso aplicado em bordos de fuga serrilhados (poroserrilhado). Testes foram realizados comparando um bordo de fuga sem tratamento com uma serrilha combinada a diversos materiais porosos. Utilizaram-se os últimos 21% da extensão da corda do aerofólio

NACA0012 para aplicação da serrilha juntamente com o material. A Fig. 2.31 mostra uma fotografia do caso ensaiado pelos pesquisadores.

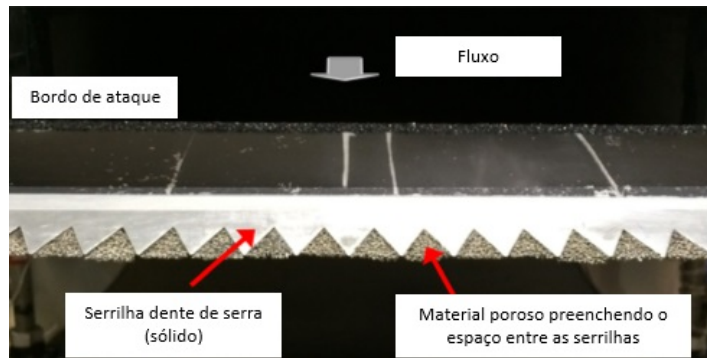


Figura 2.31 – Montagem para experimento de um bordo de fuga do tipo poroserrilhado. Retirado de (CHONG; DUBOIS, 2016).

Os resultados da composição serrilha e material poroso são animadores para a redução do ruído, mostrando que a inserção dos materiais porosos no espaço entre as serrilhas é capaz de reduzir o ruído tonal gerado nos vales das estruturas periódicas. Os resultados confirmam a hipótese que diz haver uma resistência ao fluxo ótima para a aplicação dos materiais. A Fig. 2.32 traz os resultados em ΔNPS (comparação com um bordo de fuga sem tratamento).

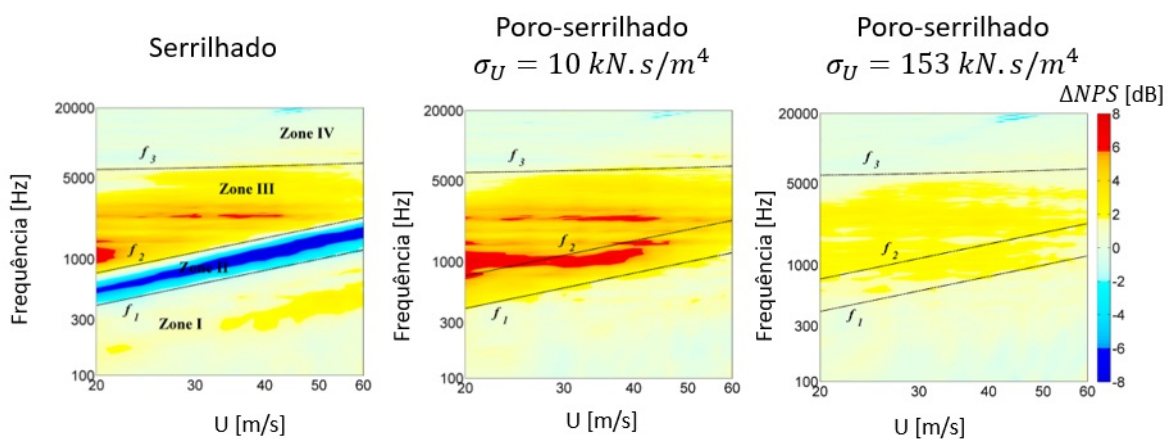


Figura 2.32 – Redução relativa devido a aplicação de bordos de fuga serrilhados e poroserrilhados. Retirado de (CHONG; DUBOIS, 2016).

Os resultados mostram que a serrilha gerou um ruído tonal em comparação a um bordo de fuga comum. O ruído foi associado pelos autores a uma esteira de vórtices que se inicia nos vales da geometria, concordando assim com estudos anteriores citados. Essa hipótese tem evidências em imagens da visualização do fluido, feitas pelos mesmos

pesquisadores (PEI CHONG et al., 2013). É válido salientar que o bordo de fuga utilizado pelos autores é feito com base na geometria do aerofólio, diferentemente de todos os outros testados que colocam bordos de fugas de placas planas para continuação do aerofólio. Nota-se também que as serrilhas causaram uma redução nas mais altas frequências (denominadas pelos autores de zona III). Quando os bordos de fuga poroserrilhados são utilizados, o preenchimento do espaço entre as serrilhas suprime o mecanismo de geração do ruído tonal e o material permite a comunicação entre ambos os lados do bordo de fuga, causando uma dissipação da pressão e diminuindo o ruído no bordo de fuga. Entretanto, à medida que a resistividade ao fluxo é aumentada, o caso tende a retornar a um caso rígido (CHONG; DUBOIS, 2016).

Algumas ideias para o tratamento em casos intrusivos foram levantadas nessa seção. Entretanto, muitos dos casos a serem avaliados neste documento envolvem apenas a interação de um campo acústico próximo com uma geometria, dessa forma, uma revisão de tratamentos acústicos em casos não intrusivos é realizada na próxima seção.

2.3.2 TÉCNICAS DE REDUÇÃO DE RUÍDO PARA CASOS NÃO-INTRUSIVOS

Os casos não intrusivos buscam a diminuição do ruído provocado pelo JSI. É válido ressaltar que técnicas de redução de ruído para estes casos não são tão comuns na literatura, já que, em geral, é necessária a validação das reduções utilizando um escoamento secundário. Por outro lado, casos não intrusivos estão ligados diretamente com a interação acústica, dessa forma, algumas alternativas conhecidas surgem como possibilidades de técnica de redução de ruído.

2.3.2.1 GEOMETRIAS NO BORDO DE FUGA

Para casos não intrusivos, geometrias do tipo fenda e serrilha não irão ser efetivas na redução do ruído de instalação, uma vez que essas afetam majoritariamente pequenas estruturas turbulentas da camada limite que se desenvolvem na geometria (PEI CHONG et al., 2013; LYU; AZARPEYVAND; SINAYOKO, 2016). A fonte principal de um jato está associada com estruturas turbulentas de grandes escalas (TAM et al., 2008; PIANTANIDA; JAUNET; HUBER et al., 2016) e, por consequência, a comprimentos de onda mais elevados. Por hipótese, considera-se que modificações no bordo de fuga da ordem dessas estruturas trariam modificações ao campo distante.

Um estudo (PIANTANIDA; JAUNET; HUBER et al., 2016; PIANTANIDA; JAUNET; JORDAN et al., 2015) modificou a geometria de bordo de fuga de uma placa plana através de cortes transversais a 15° , 30° e 45° , produzindo um enflechamento da superfície de teste. A Fig. 2.33 mostra um esquemático com as dimensões mais relevantes e uma fotografia do experimento. Testes em diferentes números de Mach e distâncias placa-jato foram realizados.

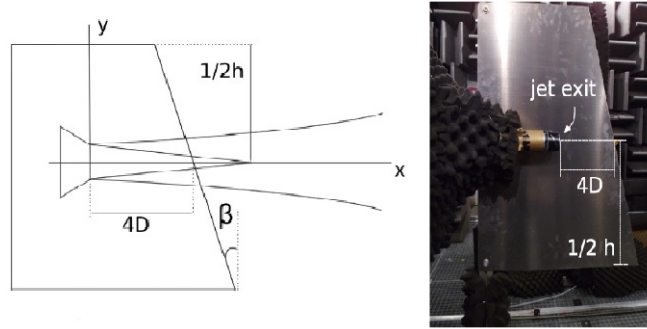


Figura 2.33 – Esquemático indicativo das dimensões da geometria utilizada e fotografia do arranjo experimental de uma placa plana com corte transversal de 15° . Retirado de (PIANTANIDA; JAUNET; JORDAN et al., 2015).

Uma comparação dos dados experimentais com uma simulação foi também realizada. Na simulação, utilizou-se de um modelo de pacote de onda cinemático e BEM para prever o ruído em campo distante (uma estratégia semelhante será utilizada neste documento). Para isto, os autores modelaram o jato como uma fonte sonora através do seguinte modelo

$$T_{ij} \approx T_{xx}(x, r, m, \omega) = 2\rho_\infty \bar{u}_x u_x e^{-ik_h x} e^{\frac{x^2}{L}}, \quad (2.18)$$

onde \bar{u}_x é o perfil de velocidade média em $\frac{x}{D_e} = 1$, u_x é a flutuação de velocidade e k_h o número de onda axial. A amplitude e o tamanho da escala L foram calibrados através de dados experimentais de campo distante. Os autores utilizaram um segundo modelo de baixo custo, referido como TGF, que é baseado em uma analogia acústica (E. FLOWCS WILLIAMS; H. HALL, 1970). Esta analogia também pode ser consultada no apêndice A.

No modelo TGF, o campo de pressão pode ser obtido através de uma função de Green modificada para o caso de uma placa semi-infinita (E. FLOWCS WILLIAMS; H. HALL, 1970), com base na equação

$$p(x, \omega) = \int_V \frac{\partial^2 T_{ij}(y, \omega)}{\partial y_i \partial y_j} G(x, y, \omega) dy, \quad (2.19)$$

sendo $G(x, y, \omega)$ dada por

$$G(x, y, \omega) = \frac{e^{\frac{i\pi}{4}} e^{\frac{-ikR}{4}}}{\sqrt{\pi} 4\pi R} \int_{-\infty}^{u_R} e^{-iu^2} du + \frac{e^{\frac{i\pi}{4}} e^{\frac{-ikR'}{4}}}{\sqrt{\pi} 4\pi R'} \int_{-\infty}^{u_{R'}} e^{-iu^2} du. \quad (2.20)$$

Todos esses parâmetros foram discutidos e denominados no apêndice A. Para este caso é importante notar que a rotação do eixo de coordenadas entre a placa semi-infinita e fonte sonora é a responsável por criar o efeito do corte transversal na placa.

Para o BEM, os autores utilizaram a mesma geometria do experimento. O campo foi calculado admitindo velocidade de partícula nula sobre toda a superfície (condição de impedância rígida). O modelo de BEM foi acelerado por um método de multipolos (WOLF; LELE, 2011). O leitor pode encontrar mais informações sobre as equações integrais do BEM no apêndice A.

O resultado experimental e numérico pode ser conferido na Fig. 2.34. Acusticamente, o corte transversal gerou três efeitos: (i) os lóbulos se tornaram menores azimuthalmente; (ii) o pico de radiação rotacionou; (iii) reduções consideráveis de ruído puderam ser observadas em torno do ângulo $\phi = 90^\circ$ e $\phi = 270^\circ$.

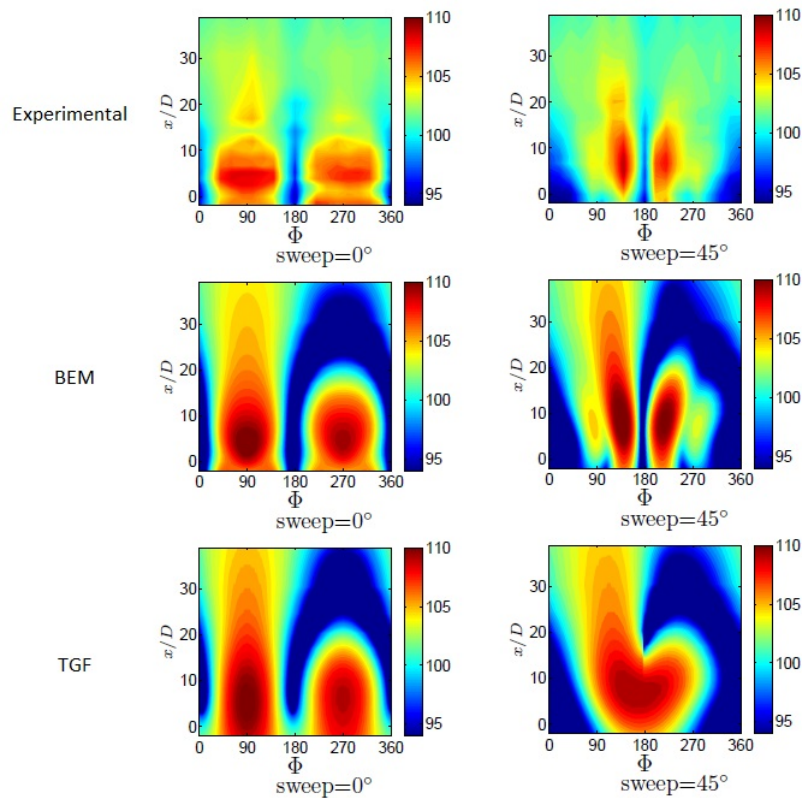


Figura 2.34 – Mapa azimuthal de comparação entre experimento, modelo TGF e BEM. Cálculo realizado para $St = 0, 2$, $M_a = 0, 6$ e distância jato-placa de $h/D_e = 1$, sem corte e com corte transversal a 45° . Retirado de (PIANTANIDA; JAUNET; JORDAN et al., 2015).

A comparação entre o experimento e os modelos numéricos (TGF e BEM) são animadoras. Para o número de Strouhal escolhido, os modelos mostraram concordância

na predição de níveis, através dos mapas de PSD, e conseguiram capturar a tendência fenomenológica vista nos dados experimentais.

Nota-se que para o caso base (placa plana sem corte), os dois modelos computacionais utilizados produzem resultados praticamente idênticos, recuperando de forma satisfatória o ruído experimental em tendência e nível. Dessa forma, para estes casos mais simples, como o de uma placa plana em diversas posições, um modelo computacional de baixo custo do tipo TGF já seria o suficiente para recuperar o fenômeno físico do espalhamento no bordo de fuga.

Para o caso de cortes transversais, como o caso de 45° apresentado na Fig. 2.34, o BEM se mostra uma alternativa melhor para capturar o fenômeno físico. Os autores justificam a discrepância entre os modelos devido à dimensão finita da placa, que no caso do modelo TGF é assumida como sendo semi-infinita. O BEM também foi capaz de reproduzir a criação de lóbulos secundários de ruído, que acontecem nas posições de 90° e 270° em torno de $x_L/D_e = 10$, se mostrando uma ferramenta bastante útil para a simulação de geometrias.

O BEM foi estendido para a aplicação em placas anisotrópicas compósitas (CAVALIERI; DONADON; WOLF, 2015). Neste novo modelo é possível contabilizar o acoplamento meio-estrutura, devido às ondas acústicas incidentes e ondas de flexão na estrutura. Este caso poderia ser aplicado em regiões específicas da placa, criando um bordo de fuga livre ou flexível.

Neste estudo, as placas compósitas foram formadas com base em oito lâminas de material, onde cada lâmina possuía uma orientação. A ordem de formação foi espelhada a partir da quarta lâmina, sendo assim, o problema era sempre simétrico. O intuito do estudo foi determinar como essas diferentes orientações de lâmina, que simulam a estrutura de um material, alteraria o espalhamento acústico em comparação com uma placa metálica isotrópica. A Fig. 2.35 mostra a orientação de uma lâmina de material, chamada de *cross-ply*, e uma lâmina rotacionada em um ângulo φ .

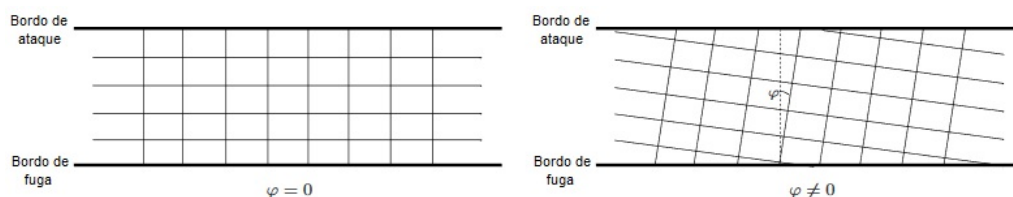


Figura 2.35 – Esquemático de um laminado *cross-ply* e rotação do arranjo de um ângulo φ . Retirado de (CAVALIERI; DONADON; WOLF, 2015).

Quatro diferentes casos foram considerados no estudo. Todo o estudo foi feito alocando um quadrupolo lateral nas imediações do bordo de fuga. O ruído foi captado a 50 cordas de distância do bordo de fuga, onde a intensidade sonora foi integrada e a potência sonora então calculada.

A condição de contorno para o caso foi obtida através da manipulação matemática da equação de Helmholtz juntamente com a equação de uma onda de flexão em uma placa. Para maiores detalhes, consultar (CAVALIERI; WOLF; JAWORSKI, 2014). A Fig. 2.36 traz uma comparação entre diversas placas. Todas as placas possuem relação espessura por comprimento da ordem de $\approx 10^{-3}$. As ressonâncias ocorrem quando a frequência de excitação coincide com as ressonâncias estruturais, argumentam os autores. Se a excitação está em fase com a resposta da estrutura, há uma amplificação da potência sonora, em caso contrário, ocorre um decaimento da potência sonora irradiada (CAVALIERI; DONADON; WOLF, 2015).

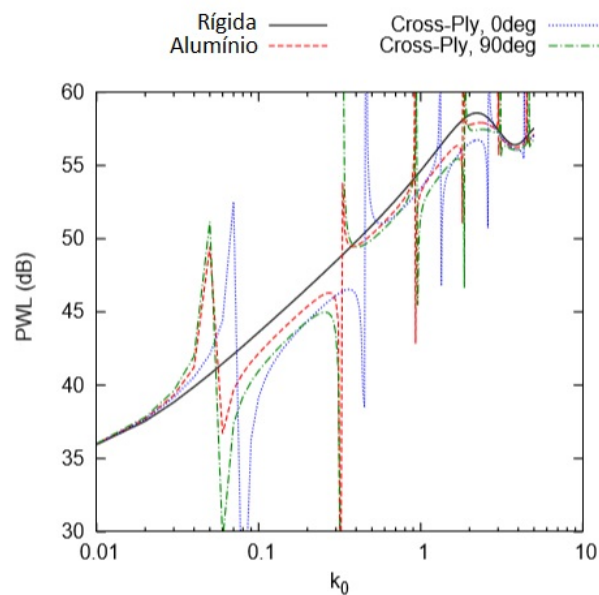


Figura 2.36 – Potência sonora espalhada por placas compósitas e comparativo com uma placa de alumínio e placa rígida. Retirado de (CAVALIERI; DONADON; WOLF, 2015).

Outros estudos na mesma linha, como o caso de placas poro-elásticas (AYTON, 2016; PIMENTA; WOLF; CAVALIERI, 2017) e até mesmo de placas elásticas perfuradas já foram realizados (CAVALIERI; WOLF; JAWORSKI, 2016). A junção de um bordo de fuga enflechado com poro-elasticidade também já foi estudada (PIMENTA; WOLF; CAVALIERI, 2017). Por trazerem conceitos parecidos com os trabalhos apresentados, estes

outros trabalhos não serão discutidos em maiores detalhes.

Como uma última consideração geométrica para redução do ruído aparecem os *thrust gates*. Estes dispositivos não foram projetados originalmente com intuito acústico, entretanto podem ser úteis para tal finalidade. Devido a proximidade entre *flaps* completos e o jato, é esperado que quanto maior a deflexão do *flap*, maior seja o ruído devido ao efeito da instalação. Nesse sentido, a inserção de um *thrust gate* pode aumentar a distância entre o jato e o bordo de fuga, conseqüentemente reduzindo o ruído. A Fig. 2.37 mostra um esquemático para melhor entendimento.

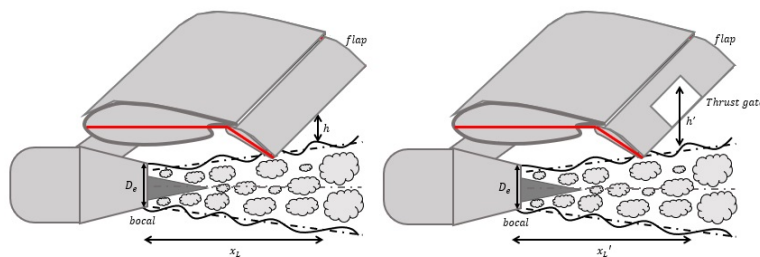


Figura 2.37 – Esquemático da distância de interação entre o jato e um *flap* completo e um *flap* com *thrust gate*.

Ao realizar uma abertura na região do *flap*, cria-se um novo bordo de fuga em posição afastada do jato (maior h/D_e e menor x/D_e) fazendo com que os níveis de pressão incidentes na região do bordo de fuga sejam menores. Entretanto, a depender da intrusão, os bordos laterais criados podem interferir diretamente na fluidodinâmica local e ruídos adicionais podem ser gerados devido às extremidades afiadas inseridas no escoamento.

Estudos preliminares com *thrust gates* feitos a partir de um perfil de aerofólio são realizados desde a década de 1980 (SHEARIN, 1983; BROWN; AHUJA, 1984) (em grande parte paramétricos) e mostram que essas estruturas conseguem reduzir o ruído do campo distante. Pouco sobre esse assunto é difundido na literatura. A NASA possui uma patente sobre *thrust gates* (número US8651429B2) (CZECH; THOMAS, 2014) voltada para a utilização de *thrust gates* na redução do ruído JFI, através do controle ativo da dimensão da região.

Pesquisas recentes mostram que mesmo pequenas aberturas diminuem a interação com a superfície, reduzindo por conseqüência o ruído. Além disso, a distância h/D_e mostra-se também como parâmetro crucial para redução de ruído (JENTE et al., 2018). Devido ao pouco conteúdo sobre o tema e a grande quantidade de ensaios paramétricos, decide-se pelo estudo dessa técnica de redução de ruído aplicada a um caso não intrusivo.

2.3.2.2 MATERIAIS POROSOS E CAVIDADES

Muitas das técnicas que serão apresentadas aqui não foram diretamente aplicadas para a redução do ruído de instalação, mas estão dentro das possibilidades de aplicação para o caso não intrusivo.

Materiais porosos, por exemplo, podem ser aplicados para a redução do ruído de campo próximo. Neste caso, seria interessante o teste com um material que oferecesse oportunidade de aplicação mais direta, como amostras sintetizadas de alumínio poroso (HERR; ROSSIGNOL; DELFS, 2014).

Amostras porosas geralmente possuem baixa absorção sonora em frequências mais baixas, limitados pelos seus próprios mecanismos de absorção sonora (GROBY; NENNIG et al., 2014). Os materiais dissipam a energia acústica através de dois mecanismos: (i) por perdas de atrito viscoso, dentro do próprio material, devido à tensão cisalhante na camada limite (OLIVEIRA; TEODORO, 2005) e (ii) por mecanismo térmico, onde o aumento de temperatura do fluido pela compressão favorece a troca de calor entre o fluido e a estrutura sólida.

Os materiais porosos possuem absorção sonora (α_{abs}) relevante a partir da banda de $\frac{1}{3}$ de oitava de 500 Hz, a depender da densidade e espessura. A exemplo, um Sonex (espuma flexível de poliuretano-poliéster) com densidade de 32 kg/m^3 e espessura de 75 mm possui na banda de oitava de 500 Hz um $\alpha_{abs} = 0,90$, entretanto esse mesmo material na espessura de 20 mm possui $\alpha_{abs} = 0,28$. Já uma lã de vidro de 25 mm possui alteração de $\alpha_{abs} = 0,68$ para 0,50 na banda de oitava de 500 Hz para uma mudança de densidade de 60 kg/m^3 para 30 kg/m^3 (BISTAFA, 2006; SONEX, 2018).

O ideal é que sempre houvesse espaço para grandes espessuras de material, garantindo assim a sua eficácia. Entretanto, o espaço é geralmente uma restrição de projeto. Dessa forma, o aumento da densidade se mostra como uma alternativa, a qual deve ser avaliada com cautela¹². Muitas vezes o material poroso precisa de uma proteção ou uma superfície para encaixe que o mantenha fixo na posição desejada. É comum a utilização de painéis perfurados ou membranas flexíveis sobre o material para esses fins, entretanto, essa tratativa pode modificar a curva de absorção sonora.

Nos casos dos painéis perfurados, quando a área das perfurações excede 20 % da área do painel, a absorção sonora do conjunto é controlada exclusivamente pelo material

¹² A depender da área a ser tratada, a preferência por um material de maior densidade pode adicionar muita massa a estrutura.

absorvente. Ao contrário, caso a área total das perfurações for menor que 20 %, a frequência de pico do conjunto será uma combinação entre a dimensão e espaçamento entre os furos. No caso de uma disposição de furos igualmente espaçadas, chamada de disposição reta, a frequência de pico do conjunto é dada por

$$f_{pico} = \frac{c_{\infty}}{2\pi} \sqrt{\frac{P/100}{L_c [\epsilon + 0,85d(0,22d/q)]}} \quad (2.21)$$

A Fig. 2.38 mostra a placa perfurada e as constantes apresentadas na Eq. 2.21. Sendo P a porcentagem de área aberta do painel, L_c a espessura do conjunto painel perfurado e material poroso, ϵ a espessura da abertura no painel perfurado, q o espaçamento regular entre os furos e d_F o diâmetro dos furos do painel.

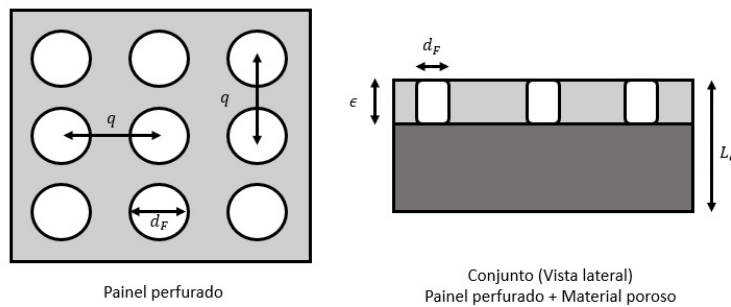


Figura 2.38 – Painel perfurado e dimensões características.

Dessa forma, pode-se utilizar o painel perfurado como ferramenta de projeto, deslocando a frequência de pico do conjunto à região desejada. Muito embora essa sintonização seja possível, a espessura do material poroso ainda é um parâmetro relevante no coeficiente de absorção sonora. Em menores espessuras seria muito desafiador conseguir uma boa absorção nas baixas frequências.

Em casos que se deseja atenuar ruído em uma faixa de frequência bastante específica, os ressonadores surgem como uma opção. Existem diversos tipos de ressonadores, os mais comuns são os ressonadores de $\frac{1}{4}$ de onda e os ressonadores de Helmholtz (CALTON; SOMMERFELDT, 2015).

Os ressonadores de Helmholtz são constituídos por um gargalo de espessura ϵ , área S e de uma cavidade de volume genérico V . Estes dispositivos conseguem atenuar o ruído através de dois mecanismos: (i) pela conversão de energia acústica em energia térmica, devido a fricção da massa de ar no gargalo e sua parede interna; (ii) através da transferência de energia acústica ao movimento oscilatório da massa de ar contida no gargalo. Para os

casos em que S é suficientemente grande, o efeito viscoso perde relevância e o ressonador pode ser interpretado como um oscilador harmônico amortecido forçado de um grau de liberdade (LUPEA, 2012; RAICHEL, 2006). A Fig. 2.39 mostra um ressonador e sua analogia mecânica.

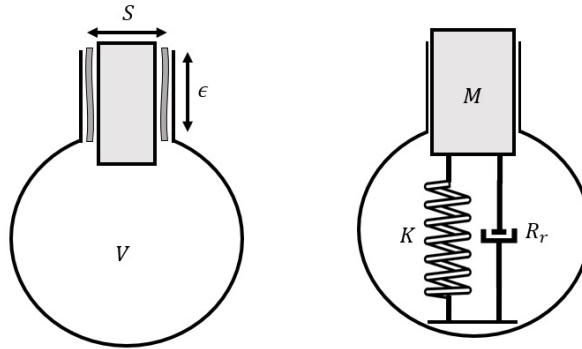


Figura 2.39 – Ressonador de Helmholtz e sua analogia mecânica.

Quando a massa de ar do gargalo é submetida a uma força periódica $\vec{f} = Ape^{i\omega t}$, o deslocamento da massa de ar deve obedecer a seguinte equação

$$M \frac{d^2 x}{dt^2} + R_r \frac{dx}{dt} + Kx = Ape^{i\omega t}, \quad (2.22)$$

sendo a resistência à radiação dada por $R_r = \rho_\infty c_\infty k^2 S^2 / 2\pi$ para um caso flangeado e $R_r = \rho_\infty c_\infty k^2 S^2 / 4\pi$ para não flangeado e a rigidez $K = \rho_\infty c_\infty^2 \frac{S^2}{V}$. Admitindo que o sistema seja linear, a equação diferencial tem solução da mesma forma que a excitação, tendo posição e velocidade expressas respectivamente por

$$x = \frac{Ape^{i\omega t}}{i\omega \left[R_r + i \left(M\omega - \frac{K}{\omega} \right) \right]}; \quad (2.23)$$

$$u = \frac{Ape^{i\omega t}}{R_r + i \left(M\omega - \frac{K}{\omega} \right)}, \quad (2.24)$$

lembrando que a impedância mecânica (Z_m) é definida como sendo $Z_m = \vec{f} / \vec{u} = R_m + iX_m$. A reatância mecânica (X_m) é escrita como

$$X_m = M\omega - \frac{K}{\omega}. \quad (2.25)$$

A ressonância ocorre quando a reatância vai a zero, fornecendo como frequência natural do sistema

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{K}{M}} = \sqrt{\frac{\rho_\infty c_\infty^2 S^2 / V}{\rho_\infty \epsilon' S}} = c_\infty \sqrt{\frac{S}{\epsilon' V}}, \quad (2.26)$$

onde $\epsilon' = \epsilon + 2(0,85d_F)$ quando a terminação é flangeada e $\epsilon' = \epsilon + (0,85 + 0,6)d_F$ para não flangeada. Deve-se atentar aqui que a frequência de ressonância não depende da forma da cavidade e sim de seu volume. Experimentos com diferentes formas de ressonadores, tendo a mesma razão $\frac{S}{\epsilon'V}$, mostram frequências de ressonâncias idênticas (RAICHEL, 2006).

Na prática, duas questões são importantes: (i) a frequência de ressonância calculada não é exatamente a frequência do ressonador, mas deve ser muito próxima para baixos amortecimentos; (ii) o amortecimento é o responsável por criar a diferença entre a frequência natural e a frequência de ressonância e tem como característica diminuir a amplitude da ressonância. Este distribui a energia para frequências adjacentes, aumentando a faixa de atenuação do ressonador e diminuindo a eficiência de atenuação sonora.

Iulian Lupea (LUPEA, 2012) realizou uma simulação em elementos finitos com quatro volumes diferentes de ressonadores ($115,8 \times 10^{-6} \text{ m}^3$ a $659 \times 10^{-6} \text{ m}^3$). Em suas simulações, foram observados os 3 primeiros modos acústicos de cada um dos ressonadores. Os primeiros modos acústicos dos quatro ressonadores de Helmholtz estavam associados a frequências muito próximas às calculadas com a Eq. 2.26 e posteriormente medidas experimentalmente. Os próximos modos acústicos encontravam-se em frequências muito acima dos primeiros modos, cerca de uma ordem de grandeza a mais.

Com o intuito de confeccionar um material (metamaterial) poroso com melhor absorção em faixas específicas de frequência, J. P. Groby *et al.* (GROBY; NENNIG *et al.*, 2014) realizou uma simulação, com posterior validação experimental, da inserção de geometrias metálicas em um material poroso. A simulação numérica envolveu a modelagem do material considerando-o um fluido equivalente macroscopicamente homogêneo, utilizando o modelo de Johnson-Champoux-Allard (JOHNSON; KOPLIK; DASHEN, 1987; CHAMPOUX; ALLARD, 1991). Um dos materiais simulados foi uma melanina de espessura 22,5 mm com porosidade $\Phi = 0,99$ e resistividade ao fluxo de 11500 N.m.s^{-4} .

No estudo também foi testado a inserção de diversas geometrias metálicas no interior do material poroso: cúbica, cilíndrica e esférica. As formas adicionadas melhoraram o coeficiente de absorção sonora do material em faixa limitada de frequência, independentemente da geometria. O parâmetro que apareceu como relevante foi a fração de preenchimento de uma célula do material. A Fig. 2.40 mostra uma das amostras ensaiadas e sua respectiva curva de absorção experimental e simulada. A espessura de melanina utilizada é relativamente baixa, apenas 22 mm, dessa forma o aumento da absorção sonora na região entre 1 a 4 kHz é um importante aspecto. Lembrando que a faixa de 500 Hz a 4 kHz é a faixa de

interesse para o tratamento do efeito de instalação, em modelos de escala reduzida.

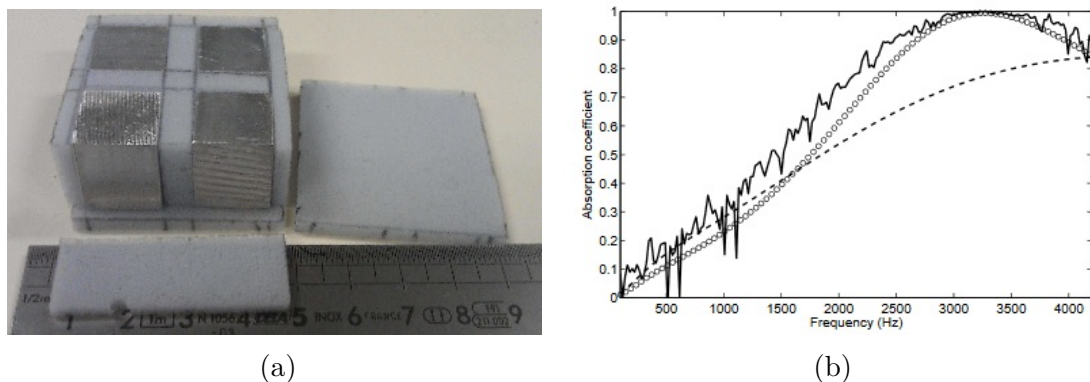


Figura 2.40 – Material desenvolvido e curva de absorção sonora de material poroso com inserções cúbicas metálicas. Medição experimental em linha sólida, simulada em pontos e tracejada para o caso sem inserção. Retirado de (GROBY; NENNIG et al., 2014).

Com o intuito de criar uma absorção nas mais baixas frequências, as estruturas metálicas foram substituídas por ressonadores de Helmholtz. A Fig. 2.41 exibe a amostra com ressonadores e a curva de absorção obtida.

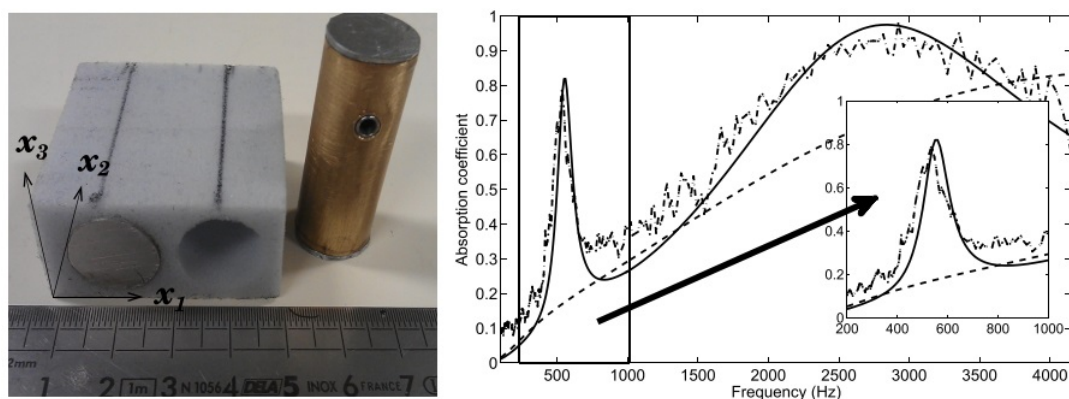


Figura 2.41 – Amostra de material poroso com inserção de ressonadores de Helmholtz e respectivo coeficiente de absorção sonora. Retirado de (GROBY; LAGARRIGUE et al., 2015).

A frequência de atenuação do ressonador foi projetada com base na Eq. 2.26 e atendeu as expectativas desejadas. Os autores salientam que a retirada de uma parcela pequena do material poroso, apenas na região do gargalo, aumentou o coeficiente de absorção na frequência de pico do ressonador de 0,6 a 0,8. É válido salientar que ambos os ressonadores, mostrados na Fig. 2.41, estavam projetados para a mesma frequência, aumentando assim a absorção na frequência sintonizada.

Os pesquisadores também fizeram testes utilizando dois ressonadores sintonizados em frequências diferentes, através da alteração do tamanho dos gargalos (7 mm e 11 mm). A Fig. 2.42 mostra este resultado.

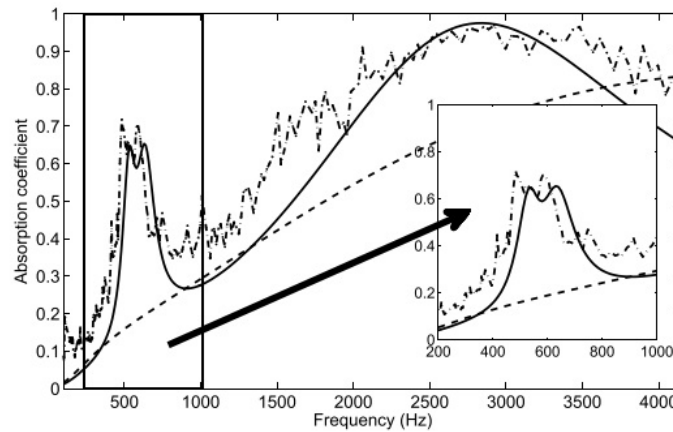


Figura 2.42 – Coeficiente de absorção sonora de um material poroso com dois ressonadores de Helmholtz sintonizados em frequências distintas. Retirado de (GROBY; LAGARRIGUE et al., 2015).

Assim, os autores concluem que havendo espaço disponível, seria possível construir um material absorvedor em ampla faixa de frequência. Além disso, é possível que se sintonize uma sequência de mesmos ressonadores de Helmholtz com o intuito de aumentar a amplitude do coeficiente de absorção sonora. Esta é uma técnica de redução de ruído bastante versátil, entretanto possui um problema relacionado com a incidência das ondas sonoras.

Os autores realizaram uma análise com respeito ao ângulo de incidência das ondas e demonstraram haver variação na amplitude do coeficiente de absorção, embora a tendência do coeficiente de absorção seja semelhante para diversos ângulos. Esta diferença foi atribuída ao material poroso.

É comum que materiais porosos não sejam considerados localmente reativos, ou seja, que sua impedância varie de acordo com o ângulo de incidência da onda incidente. Isto seria um problema para aplicação em jatos, onde a pressão sonora incide sobre o material em diversos ângulos devido à fonte ser distribuída. Uma alternativa a esse problema é trabalhar com materiais localmente reativos, como é o caso de uma sequência de ressonadores.

A utilização de ressonadores na indústria aeronáutica não é novidade, os *liners* vem sendo utilizados durante décadas em motores *turbofan* para o tratamento de ruídos tonais (SMITH, 2004). Por serem adicionados no interior do motor, o seu projeto é feito de

material leve, a fim de não adicionar peso ao motor, e deve possuir boa rigidez estrutural.

O princípio físico da redução de ruído de um *liner* é semelhante a de um ressonador de Helmholtz. É comum associar a parte resistiva da impedância com a placa perfurada e a parte reativa com o volume das cavidades, por esses componentes serem geralmente os principais contribuintes de cada uma dessas parcelas de impedância. Entretanto, existe influência de cada um desses componentes no outro e a impedância deve ser entendida como uma combinação de placa perfurada/cavidades e todos os seus parâmetros envolvidos. A Fig. 2.43 mostra um esquemático de um *liner* com seus mecanismos de atuação.

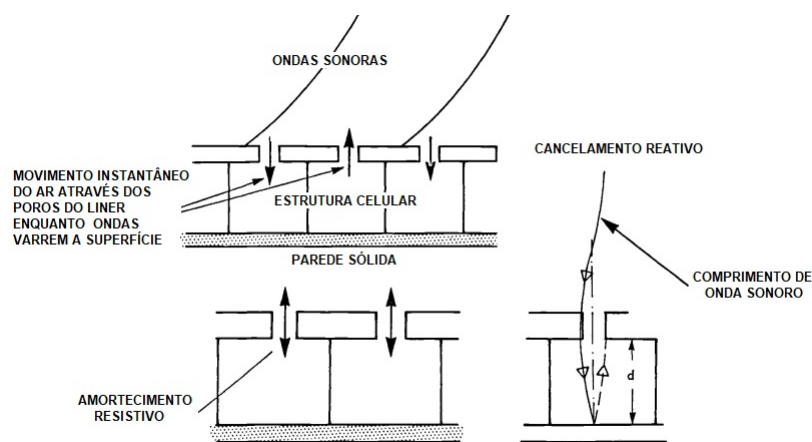


Figura 2.43 – Esquemático de um *liner* e mecanismo de absorção sonora. Retirado de (SMITH, 2004).

Nota-se que no caso de um *liner* de placa perfurada, de um grau de liberdade (SDOF) com um único furo por célula, pode ser entendido como uma sequência de ressonadores de Helmholtz. Entretanto, existem *liners* que possuem mais de um furo por cavidade, diversas camadas, ou que até mesmo utilizam materiais fibrosos em sua composição (SMITH, 2004).

Modelos semi-empíricos vem sendo criados para prever e projetar a impedância de *liners* (ELNADY; BODEN, 2003; MOTSINGER; KRAFT, 1991; KOOI; SARIN, 1981; GUESS, 1975; JONES; JONES, 1997; YU; RUIZ; KWAN, 2008). Estes modelos são capazes de estimar a parte resistiva e reativa da impedância, através de propriedades diversas como geometria, condição de operação e outros.

Dentre os modelos levantados durante revisão bibliográfica, decidiu-se pela implementação do modelo de Goodrich (YU; RUIZ; KWAN, 2008), devido a sua larga utilização e validação na literatura, além do modelo ZKTL (JONES; JONES, 1997; HOWERTON; PARROTT, 2009) que é um modelo mais versátil, permitindo uma melhor modelagem do *liner*.

O modelo semi-empírico de Goodrich foi utilizado pela NASA para estimativa de impedância de *liners* e trata-se de um modelo de um grau de liberdade. O modelo conta com a opção para adição do efeito de um escoamento rasante sobre a superfície do *liner*. A impedância pode ser obtida através do modelo por

$$Z = R_0 + R_{0f} + S_r u + R_{cm} + i[X_m + X_{em} + S_m u - \cot(kh_l)], \quad (2.27)$$

onde R_0 é a resistência acústica normalizada não dependente da frequência, R_{0f} a resistência acústica normalizada linearmente dependente da frequência, S_r o fator de forma da resistência não linear, R_{cm} a resistência acústica normalizada induzida pelo fluxo rasante, X_m a reatância de massa normalizada, X_{em} a reatância de massa normalizada com correção de terminação e efeito de fluxo, S_m a reatância não linear de massa e h_l é a altura da cavidade. Essas grandezas são calculadas através de

$$R_0 + R_{0f} = \text{Real}\{i\omega[(t_l + \epsilon_r d_l)/(c\sigma)]/F(k_s r_l)\}, \quad (2.28)$$

$$S_r V_p = \frac{1.336541}{\rho c} \left(\frac{\rho}{2C_{d_l}^2} \frac{1 - \sigma^2}{\sigma^2} \right) u, \quad (2.29)$$

$$R_{cm} = \frac{V_{cm}}{\sigma(2 + 1.256\delta^*)}, \quad (2.30)$$

$$X_m + X_{em} = \text{Imag}\{i\omega[(t_l + \epsilon_x d_l)/(c\sigma)]/F(k_s r_l)\}, \quad (2.31)$$

$$S_m V_p = -0,0000207 \frac{k}{\sigma^2} u, \quad (2.32)$$

onde σ é o percentual de área aberta, C_d é o coeficiente de descarga e $F(k_s r)$ é dada por

$$F(k_s r) = 1 - \frac{2J_1(k_s r_l)}{K_s r_l J_0(k_s r_l)}, \quad (2.33)$$

sendo J_0 e J_1 as funções de Bessel de ordem 0 e ordem 1. As dimensões r_l , d_l , t_l representam respectivamente o raio, diâmetro dos furos e espessura da placa perfurada. Para maiores detalhes sobre as variáveis, consultar a referência (YU; RUIZ; KWAN, 2008). Como nenhum escoamento rasante foi admitido, a parcela R_{cm} foi descartada dos cálculos. A equação é dependente da velocidade de partícula e todas as demais variáveis são conhecidas. Dessa forma, para cada pressão incidente sobre o material foi possível encontrar uma raiz para a equação, descobrindo a velocidade de partícula e por fim a impedância. Este método é

feito utilizando um algoritmo simplificado que busca por raízes de funções não lineares através de um valor arbitrário inicial da variável.

Já o modelo ZKTL é um método baseado em guias de ondas em tubos (HOWERTON; PARROTT, 2009) e permite o cálculo da impedância através de um sistema de multiplicação matricial. Por hipótese, admite-se uma superfície rígida no fim do caminho percorrido pela onda, de modo que a pressão seja máxima e a velocidade de partícula seja nula

$$\begin{bmatrix} p(x_f) \\ u(x_f) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (2.34)$$

A matriz de transmissão (M_t) é dada por

$$M_t = \begin{bmatrix} \cosh(k\Gamma h_l) & \zeta_c \sinh(k\Gamma h_l) \\ \zeta_c^{-1} \sinh(k\Gamma h_l) & \cosh(k\Gamma h_l) \end{bmatrix}, \quad (2.35)$$

onde Γ é a constante de propagação do canal e ζ_c é a impedância característica do canal. Os parâmetros podem ser calculados através de

$$\Gamma = \sqrt{\frac{J_0(i^{3/2}s)}{J_2(i^{3/2}s)}} \sqrt{\frac{\gamma}{n}}, \quad (2.36)$$

sendo

$$n = \left[1 + \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{J_2(i^{3/2}\xi s)}{J_0(i^{3/2}\xi s)} \right]^{-1}, \quad (2.37)$$

e

$$s = \frac{d_c}{2} \sqrt{\frac{\rho\omega}{\mu}}, \quad (2.38)$$

onde d_c é o diâmetro do canal, ξ é o número de Prandtl, γ é a razão de calor específico e μ a viscosidade do ar. E por fim

$$\zeta_c = \frac{-i J_0(i^{3/2}s)}{\Gamma J_2(i^{3/2}s)}. \quad (2.39)$$

O modelo ZKTL admite canais tubulares. Assim, para utilizar o modelo em canais retangulares, utiliza-se de uma adaptação (HOWERTON; PARROTT, 2009) que considera que

$$d_c = 4(S/P), \quad (2.40)$$

sendo S a área do canal e P o perímetro do canal de transmissão na cavidade do *liner*. Com isso, toda a parcela de cálculo da impedância associada ao caminho está calculada, restando apenas o cálculo para a placa perfurada.

A matriz correspondente a placa perfurada pode ser calculada através de (LIU, 2007)

$$M_{pf} = \begin{bmatrix} 1 & \zeta_{pf} \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (2.41)$$

onde ζ_{pf} é a impedância correspondente à placa perfurada. Para esta modelagem, utilizou-se o modelo clássico de (INGARD, 1953), onde a impedância de uma placa perfurada é dada por

$$\zeta_{pf} = \frac{1}{\sigma} \left[\frac{1}{\rho c} \left(\frac{2t_l}{d_l} \sqrt{2\mu\rho\omega} + 2\sqrt{2\mu\rho\omega} + \frac{(\rho\omega^2/2\pi c)\pi d_l^2}{2} + ik(t_l + 0,85d_l) \right) \right]. \quad (2.42)$$

A impedância total poder ser obtida através da multiplicação das matrizes correspondentes

$$\begin{bmatrix} p(x_0) \\ u(x_0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & \zeta_{pf} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cosh(k\Gamma h_l) & \zeta_c \sinh(k\Gamma h_l) \\ \zeta_c^{-1} \sinh(k\Gamma h_l) & \cosh(k\Gamma h_l) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (2.43)$$

É válido salientar que a região da placa perfurada poderia ser modelada como uma contração de área, um curto caminho (novamente calculado através do modelo ZKTL) e então uma expansão (LIU, 2007). Além disso, a metodologia permite que se aplique o cálculo para cavidades dobradas, considerando inclusive as quinas em cada mudança de direção, adicionando efeitos diversos através da composição de matrizes.

Nesta última sessão da revisão bibliográfica abordou-se uma série de tratativas para redução de ruído de instalação. Devido às brechas encontradas na literatura, optou-se pelo projeto de *thrust gates* e *liners* para a redução do ruído de instalação em situação não intrusiva. Para os projetos de *thrust gates* e impedância (requerida como parâmetro para o projeto dos *liners*), o BEM juntamente com o modelo de pacote de onda apresenta-se como uma ferramenta em potencial.

3 BANCADA EXPERIMENTAL E METODOLOGIA

Este capítulo descreve a bancada de geração de ruído de jato do LVA, apresentando seus componentes e descrevendo seu funcionamento. Na sequência, apresenta-se a metodologia utilizada nas campanhas de medição de ruído, especificando os sistemas de posicionamento e as geometrias utilizadas. Uma breve explicação sobre a metodologia do projeto de *liners*, através da manufatura aditiva, também será realizada neste capítulo.

3.1 BANCADA EXPERIMENTAL

A bancada de jato do LVA é constituída de uma linha de ar comprimido com controle automático de vazão, um ambiente anecoico e um sistema de aquisição de dados. Um esquema da linha de ar comprimido e seus componentes mais relevantes são apresentados na Fig. 3.1. A linha é constituída de um compressor, um filtro, um desumidificador de ar, válvulas de bloqueio, um vaso de pressão, uma válvula reguladora, um *plenum* e um bocal de despejo que estão alocados em diferentes ambientes.

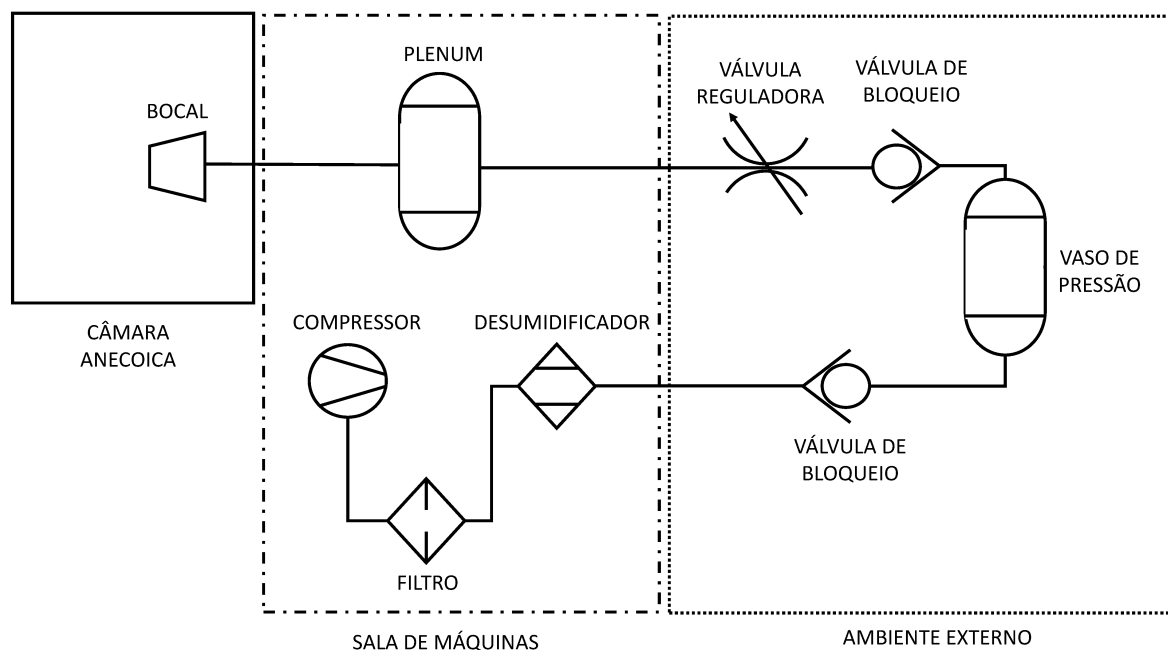


Figura 3.1 – Desenho esquemático da bancada para geração de ruído de jato do LVA.

O compressor industrial, modelo S-Energy 7500 da empresa Sullair, é o equipamento responsável por comprimir o ar presente na sala de máquinas e enviá-lo à linha de ar. O equipamento possui potência de 75 kW (100 hp) e é capaz de comprimir até 10,45 m³/min

de ar a 12 bar de pressão. O compressor possui potência sonora de 73 dB(A), segundo catálogo do fabricante. Em funcionamento, o compressor é capaz de medir indiretamente a pressão na linha, através do esforço necessário para comprimir o ar. O compressor é configurado para atuar de forma independente, mantendo a linha de ar comprimido em uma pressão estável. Para os testes deste documento, configurou-se o compressor para estabilizar a pressão da linha em 10 bar. Caso haja uma variação de pressão (configurada para este trabalho em 0,5 bar), o compressor volta a operar de modo a manter a pressão alvo.

Durante uma medição, o compressor está sempre em operação, uma vez que a queda de pressão na linha é bastante acentuada. O fluxo de saída do compressor não é suficiente para manter a linha em operação contínua, o que justifica a necessidade de um vaso de pressão para armazenamento de ar comprimido, o que torna possível medições mais longas. Após sair do compressor, o ar passa por filtros¹ para retirar particulados, garantindo que apenas ar seja capaz de entrar nos próximos componentes da linha. Depois de filtrado, o ar passa por um desumidificador de duas torres, DHL-400 Sullair, cujo objetivo é assegurar um ar seco dentro do vaso de pressão. Essa etapa serve para garantir a segurança da bancada.

O escoamento atravessa então a primeira válvula de bloqueio (BP TI 304 fabricada pela MGA), já externa à sala de máquinas, como pode ser visto na Fig. 3.1. Essa válvula atua bloqueando o retorno do ar à linha. Em sequência, armazena-se o ar em um vaso de pressão (volume de 15 m³ e dimensionado para pressões da ordem de 12,5 bar). Uma segunda válvula de bloqueio é posicionada na saída do vaso de pressão, operando de forma a impedir que o ar atue de forma direta na válvula reguladora em sequência.

A válvula reguladora é do tipo globo (fabricada pela Fischer) e é responsável por liberar ou obstruir a passagem do ar através de passos mecânicos. A válvula é acionada eletricamente, através de cálculos realizados pelo sistema supervisor de controle de fluxo. Ao passar pela válvula reguladora, o escoamento é descarregado em um segundo cilindro, chamado de *plenum*. Neste dispositivo é admitida a condição de estagnação do fluido. O interior do dispositivo é revestido por material acústico, que tem por finalidade eliminar os ruídos da linha de ar.

O escoamento deixa o *plenum* através de uma tubulação de 6” de diâmetro e comprimento aproximado de 1,5 m, até encontrar o bocal de despejo. Trata-se de um

¹ O filtro é composto por carvão ativado e borossilicato.

bocal SMC000 (BROWN; BRIDGES, 2004) convergente de 2” de diâmetro de exaustão. Este bocal foi escolhido para os testes de jato instalado por seus dados já terem sido comparados com a literatura de referência (SIROTTI, 2016).

Ao passar pelo bocal, o jato de ar é finalmente despejado na atmosfera quiescente no interior da câmara anecoica. A câmara possui um volume de aproximadamente 60 m³, com todas as paredes, piso e teto cobertas por cunhas acústicas OWA Sonex (0,3 m x 0,2 m x 0,2 m). A câmara conta com duas aberturas, uma para permitir o entranhamento de ar e outra para expulsão do ar por um atenuador de ruído.

As medidas feitas na bancada são dependentes de um sistema de aquisição de dados, um sistema supervisor que controla o fluxo de ar, sensores diversos e de um sistema de posicionamento. A Fig. 3.2 exibe os componentes eletrônicos utilizados na bancada para automatizar as medições e suas ligações.

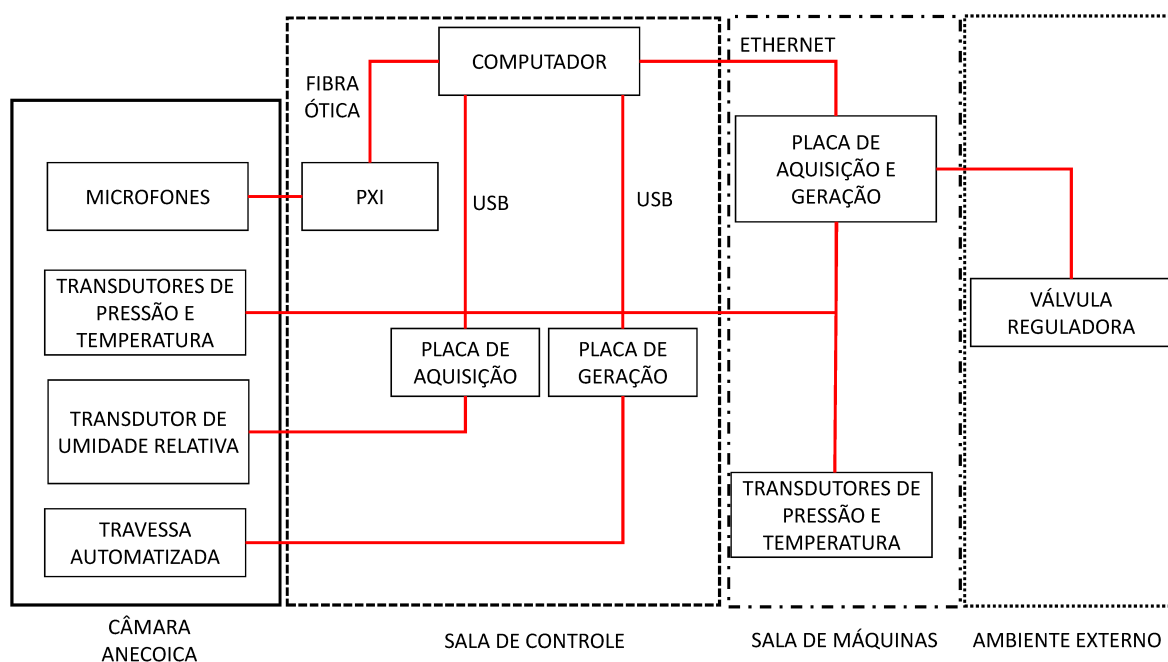


Figura 3.2 – Desenho esquemático da ligação dos componentes eletrônicos da bancada experimental.

O sistema supervisor que realiza o controle do fluxo, se baseia na temperatura (T_{∞}) e pressão atmosféricas (P_{∞}), medidas no interior da câmara anecoica, e na pressão (P_p) e temperatura (T_p) medidas no *plenum*. As medições desses parâmetros são realizadas através dos sensores CP-116 e TH-110 fabricados pela Kimo (câmara anecoica) e pelos sensores TP 8311 e TP 8400 da Burket (*plenum*).

Os dados de pressão e temperatura coletados são encaminhados ao chassi integrador

(NI cDAQ-9184), que é composto por dois módulos de aquisição de dados (NI-9203 de 8 canais, NI-9375 de 16 canais) e três de saída (NI-9265, NI-9482 de 4 canais cada e NI-9375 de 16 canais). O módulo de saída encaminha os sinais para um computador. Os parâmetros são combinados através de relações isentrópicas, e o número de Mach acústico é calculado através da relação

$$M_a = \sqrt{\left[\left(\frac{P_p + P_\infty}{P_\infty} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right] \left(\frac{2}{\gamma-1} \right) \frac{\frac{T_p}{T_\infty}}{\left(\frac{P_p + P_\infty}{P_\infty} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}}, \quad (3.1)$$

onde P_∞ e T_∞ representam a pressão e temperatura na câmara anecoica, P_p e T_p são a pressão e temperatura no *plenum* e γ é a razão de calores específicos em pressão e volume constantes.

O valor calculado de M_a , com base nos dados medidos, é então comparado com o valor alvo requerido (especificado pelo usuário) e, a depender da comparação, um comando é enviado para o chassi cDAQ-9184. Por sua vez, um módulo de geração de sinal aciona a válvula reguladora, diminuindo ou aumentando sua abertura em busca do valor alvo. Esse processo é realizado a uma taxa de amostragem de 10 Hz. O monitoramento é acompanhado através de uma tela com interface ao usuário, desenvolvida em LabView. O programa permite o monitoramento e exportação de dados de todas as variáveis envolvidas no controle, por exemplo, o M_a e a porcentagem de abertura da válvula. A umidade relativa também foi integrada nesse módulo supervisor, para que seu valor fosse aferido a cada medição e correções de atenuações atmosféricas pudessem ser feitas em etapas de pós-processamento.

As medições de ruído são realizadas através de dez microfones para campo livre de $\frac{1}{4}$ ", modelo 46BE-S1 (pré-amplificadores 26 CB-S4 acoplados) da G.R.A.S.. Os microfones possuem faixa espectral de 4 Hz a 100 kHz, com faixa dinâmica de 30 dB(A) a 160 dB. Os dez microfones são alocados em um arco de círculo que cobre os ângulos polares de 30° a 120° ou de 60° a 150° utilizando a referência comercial aeronáutica. O arco é um tubo de alumínio de 2" que foi calandrado para que seu centro de curvatura fosse alinhado com o bocal. O arco é coberto por material acústico e através de um sistema de encaixe os microfones são dispostos e apontam para o centro do bocal. A distância radial de posicionamento de $41D$ foi definida através de testes para campo distante (SIROTTI, 2016). A Fig. 3.3 mostra um desenho esquemático da posição dos microfones, juntamente

com a convenção de ângulos polares utilizados.

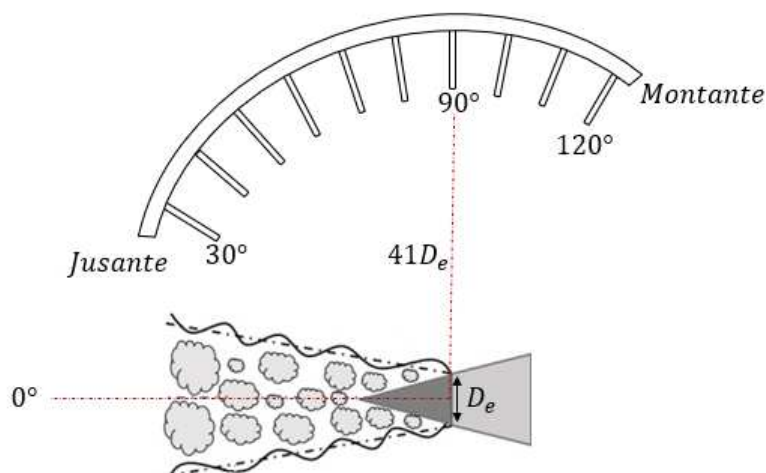


Figura 3.3 – Desenho esquemático do posicionamento dos microfones e distância radial.

Os sinais captados pelos transdutores de pressão são encaminhados até um chassi integrador. O chassi de integração é um PXIe-1082, que é um dispositivo com diversos módulos de aquisição e geração de sinais. Uma das entradas do PXIe é a placa de aquisição de sinais PXIe-4499, que é a responsável por adquirir os sinais dos dez microfones. A placa possui dezesseis entradas físicas, sendo que a máxima taxa de aquisição possível é de 204,8 mil amostras por segundo. Destas dezesseis entradas, dez são utilizadas para a captação de pressão sonora. Os sinais são por fim transferidos ao computador via fibra óptica (devido ao alto volume de dados e taxa de amostragem).

A aquisição dos dados acústicos é feita através do *software Signal Express*. Basicamente, o *software* funciona de forma modular, onde os processos podem ser desassociados entre si e as entradas não necessariamente são oriundas de um mesmo sinal. Por exemplo, as configurações utilizados em bandas de oitava não precisam ser necessariamente as mesmas do cálculo de espectro em banda estreita e os sinais de entrada para a primeira operação podem ser distintos dos sinais para a segunda. Nesse trabalho, aplicou-se um filtro passa banda de 400 Hz a 60 kHz no sinal temporal e o resultado serve como dados de entrada para os cálculos de bandas de $\frac{1}{3}$ de oitava, banda estreita e densidade espectral de potência (PSD).

Por fim, o último componente ligado à cadeia de medição é o sistema automatizado de posicionamento, que trata-se de uma travessa com quatro graus de liberdade (deslocamento axial, vertical, enflechamento e ângulo de ataque) que permite o posicionamento preciso de

superfícies próximas ao jato. O sistema é comandado através de uma placa de geração de sinais da NI, que se comunica com a plataforma NIMax, responsável por monitorar todos os componentes NI ligados ao computador. A placa oferece funcionalidade diretamente pelo NIMax, sendo possível informar o número de passos para cada um dos eixos do motor que se deseja movimentar.

3.2 METODOLOGIA EXPERIMENTAL

A metodologia experimental desse trabalho pode ser dividida em duas partes: (i) medições de ruído de jato isolado e instalado e (ii) projeto de *liners*, manufatura aditiva e medições de impedâncias.

3.2.1 MEDIÇÕES DE RUÍDO DE JATO ISOLADO E INSTALADO

As medições de ruído de jato isolado e instalado já encontram uma metodologia consolidada. O procedimento é baseado na experiência do grupo durante as etapas de validação da bancada (SIROTTI, 2016) e outros experimentos.

As medidas começam com o acionamento da linha de ar comprimido, comprimindo ar dentro do vaso de pressão até 10,5 bar, evitando assim que haja falta de suprimento de ar durante as medições. Na sequência, checa-se a angulação dos transdutores de pressão, que estão a uma distância fixa de 2,10 m do centro do bocal de exaustão. A checagem é realizada medindo a distância entre o centro do bocal e a ponta dos microfones. Nesta etapa também é feita uma checagem da posição angular dos microfones.

Realiza-se a calibração de cada um dos microfones com o auxílio de um calibrador *pistonfone*, que emite 114 dB em frequência de 1000 Hz, modelo 42 AB G.R.A.S. Sound and Vibration. Finalizada a etapa de calibração, realiza-se uma medida de ruído de fundo em bandas de $\frac{1}{3}$ de oitava. Compara-se a medida recém realizada com medidas anteriores de ruído de fundo para detecção de problemas experimentais. É comum que se realize uma medição de verificação de jato isolado para antes de seguir a campanha de medição. Testes envolvendo apenas jato isolado possuem um menor número de variáveis. Durante o processo de medição, é importante estar atento à porcentagem de abertura de válvula e ao fundo de escala do sensor de pressão do *plenum*, de modo a garantir medições mais estáveis.

No caso de medições de jato instalado, deve-se avaliar a utilização dos sistemas de

posicionamento disponíveis: sistema mecânico ou automatizado. O sistema mecânico foi projetado para possuir três graus de liberdades (deslocamento axial, vertical e ângulo de ataque) e é constituído de dois cavaletes que são alocados paralelamente. Esse sistema é útil para o caso de medições no campo protegido. Já que, através deste, é possível elevar a placa acima do bocal sem que haja interferência na região do escoamento. A Fig. 3.4 mostra o sistema de posicionamento no interior da câmara anecoica. Este sistema foi utilizado para evidenciar a diferença entre o ruído captado no campo protegido e desprotegido que será discutido no Cap. 5.

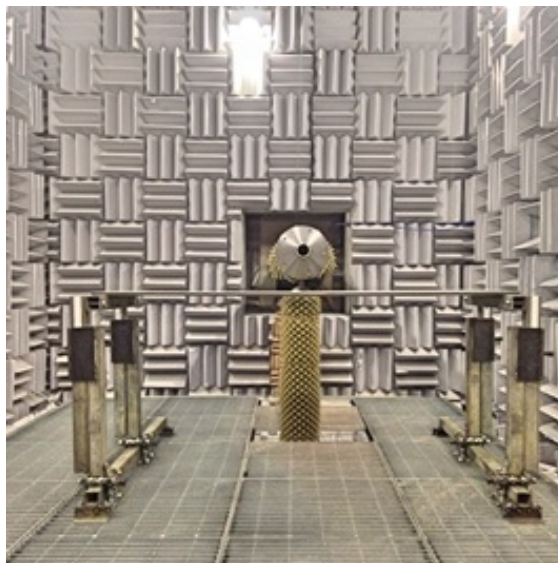


Figura 3.4 – Fotografia do sistema mecânico de posicionamento.

Nos testes utilizando o sistema de posicionamento mecânico, uma placa plana de alumínio com espessura de 13 mm ($\approx 0,25D_e$), comprimento de 400 mm ($\approx 8D_e$) e largura de 1500 mm ($\approx 30D_e$) foi utilizada. Esta é uma placa considerada longa, uma vez que seu bordo de fuga pode ocupar posições de até $x/D_e = 8$ sem a criação de frestas entre o bordo de ataque e o bocal, sendo uma ótima geometria para verificação de fenômenos físicos de espalhamento devido às mudanças de posições axiais e radiais. A placa é parafusada nos cavaletes por suas laterais.

O sistema mecânico, por ser manual, gera uma maior imprecisão no posicionamento da geometria de teste, o que dificulta uma sequência de testes paramétricos. Dessa forma, buscando aumentar a velocidade dos testes, precisão e repetibilidade nos posicionamentos, projetou-se um sistema automatizado. Este sistema não pode ser utilizado para a medição de campo protegido, utilizando o posicionamento atual de microfones, uma vez que parte da sustentação do sistema modificaria a fluidodinâmica do jato. A Fig. 3.5 traz uma

fotografia do sistema automatizado de posicionamento.



Figura 3.5 – Sistema de posicionamento automatizado.

A travessa possui no eixo central um sistema de encaixe baseado em treliças, que são parafusadas na parte inferior da superfície, garantindo fixação em diversos pontos. Verificações de posicionamento são realizadas frequentemente durante os testes, com o intuito de certificar que o deslocamento requerido está sendo realizado pelo sistema.

Para os testes realizados no sistema automatizado, utilizou-se uma placa de proporções mais próximas à aplicação (escalada com o diâmetro de exaustão do bocal). A geometria utilizada foi usinada para possuir 1500 mm de comprimento, 170 mm de largura e 13 mm de espessura. A largura total é dividida em uma parte articulada de aproximadamente 42 mm, que tem por intuito imitar o funcionamento de um *flap*.

O *flap* é articulado através de um sistema de rosca e aperto, que são independentes em cada lado da estrutura. Na região central, existe um espaço de aproximadamente 154 mm, que permite a alocação de peças diversas. Pode-se preencher o espaço tornando a peça inteira ou até colocando modificações geométricas nessa região. A Fig. 3.6 mostra um desenho esquemático da geometria.

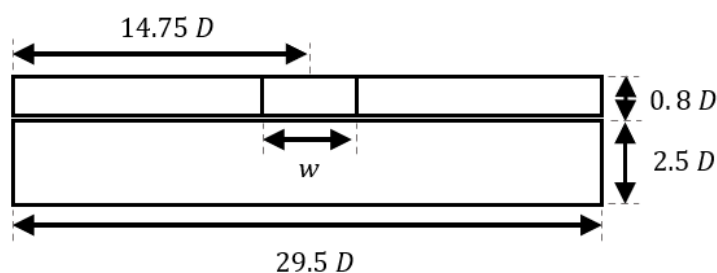


Figura 3.6 – Desenho esquemático das dimensões da placa utilizada na maioria dos experimentos.

Esta geometria é então parafusada no sistema de treliças e posicionada de acordo com o teste utilizando o sistema automatizado. Configura-se o número de Mach desejado no sistema supervisorio e ajusta-se o fundo de escala do sensor de pressão do *plenum*. Na sequência, a medição é disparada através do sistema supervisorio.

A velocidade do jato demora em torno de 10 s para se estabilizar, de forma que os primeiros segundos não são coletados. A medição acústica inicia-se quando a velocidade do jato se estabiliza, o que pode ser checado em tempo real através do sistema supervisorio. A medição acústica é acionada através do *Signal Express* e os dados são adquiridos durante 30 s até que a medição seja encerrada de forma automática. Os dados acústicos são salvos e, caso necessário, pós-processados por meio de algoritmos *MatLab*. Alguns dos pós-processamentos típicos são: a retirada da absorção atmosférica (através de procedimento estabelecido pela ARP 866) e fatores de escala para ajuste dos dados a novas distâncias.

As medições são feitas nos dez canais de forma simultânea, a uma frequência de amostragem de 120 kHz. Os espectros em bandas de $\frac{1}{3}$ de oitava são calculados para as bandas nominais de 500 Hz a 40 kHz e para banda estreita de 400 Hz a 50 kHz, para consultar o porque destes limites checar (SIROTTI, 2016). São realizadas médias lineares entre os espectros, com *overlapping* de 50 % e janelamento do tipo *Hanning*. Estas configurações permitem em torno de 300 médias em bandas de $\frac{1}{3}$ de oitava e 2000 médias em bandas estreita com espaçamento de 10 Hz, sendo o suficiente para garantir uma convergência das médias espectrais.

Os testes realizados irão se concentrar em números de Mach subsônicos, entre Mach 0,3 a Mach 0,9 (com número de Reynolds correspondentes de $\approx 4 \times 10^6$ a $\approx 12 \times 10^6$), considerando a viscosidade do ar de $\mu_{ar} = 17,2 \times 10^{-6}$ Pa.s e densidade igual a $\rho_{ar} = 1,29$ kg/m³. Os testes experimentais serão apresentados, em grande maioria, utilizando a frequência medida experimentalmente. Entretanto, caso o leitor tenha interesse na comparação utilizando o número de Strouhal a Tab. 3.1 traz o número de Strouhal correspondente para as frequências em que as simulações foram realizadas, considerando os diversos números de Mach apresentados no documento. Observa-se que o número de Strouhal varia de 0,08 a 1 dentro da faixa de frequência que compreende o efeito de instalação neste estudo.

Tabela 3.1 – Número de Strouhal para diversos números de Mach e frequências.

Número de Mach	Frequência [Hz]					
	500	750	1000	1250	1500	2000
0,3	0,25	0,37	0,49	0,62	0,74	0,99
0,5	0,18	0,22	0,30	0,37	0,44	0,59
0,7	0,11	0,16	0,21	0,26	0,32	0,42
0,9	0,08	0,12	0,16	0,21	0,25	0,33

3.2.2 PROJETO DE *LINERS*, MANUFATURA ADITIVA E MEDIÇÕES DE IMPEDÂNCIA

O projeto dos *liners* começa a partir dos dados da simulação de BEM que indicam uma região de impedância para redução do ruído. Com base nessa impedância, utiliza-se os modelos semi-empíricos de Goodrich e ZKTL para o projeto dos *liners*, ambos os modelos foram descritos na seção 2.3.2.2 e implementados em *MatLab*. Na sequência, através da alteração de parâmetros como diâmetro do furo, número de cavidades e espessura da placa perfurada, e a impedância predita pelos modelos busca-se uma impedância próxima à desejada.

É válido lembrar que a espessura da superfície limitou o projeto; a inclusão de materiais com espessura muito maiores que a espessura da placa poderiam causar variações nos resultados. Dessa forma, admitiu-se uma diferença em até 2 mm da espessura da placa como margem de projeto, de modo que o degrau entre superfície e material não fosse evidente. O degrau, caso existente, era sempre posicionado no lado protegido.

Ao encontrar uma impedância com características próximas as desejadas, o projeto dos *liners* era realizado em SolidWorks. Então, transformava-se o arquivo em um formato que poderia ser lido pela impressora 3D. A manufatura aditiva foi feita através da Raise3D modelo Pro2 Plus, com dimensões de impressão de 305 mm × 305 mm × 605 mm. O equipamento possui uma resolução máxima de 0,01 mm em altura de camadas, porém sua resolução padrão nos demais eixos é correspondente ao diâmetro do bocal de extrusão.

Neste trabalho, foi utilizado um bocal de 0,2 mm de diâmetro de extrusão. Durante a manufatura aditiva, surgiram uma série de complicações com respeito à estabilidade a temperatura, definição de material e espessuras. Após uma sequência de testes, definiu-se o PLA como material, a temperatura de extrusão em 210 °C e a temperatura da mesa em 60 °C.

A fabricação foi realizada primeiro em um elemento menor para ser testado na sonda

de impedância. Caso confirmada a impedância, a peça em dimensão maior era então confeccionada. Este processo foi implementado devido as discrepâncias encontradas nas medições de impedância, o que levou a diversas tentativas. Uma tentativa de impressões por partes foi efetuada; imprimindo apenas a placa perfurada e as cavidades separadamente separadamente, porém não obteve-se sucesso neste procedimento. Foi evidente que a colagem entre as partes impressas não era adequada e de difícil realização, o que acabou por levar a resultados longe do esperado. Dessa forma, as peças foram sempre manufaturadas de forma interiça.

Ao finalizar a impressão 3D, cobria-se toda a peça com um *primer* de modo a tampar imperfeições da impressão 3D. Na sequência, um verniz era aplicado com o intuito de tornar a peça menos absorciva. Entretanto, depois da aplicação destes produtos, verificou-se um entupimento dos canais das cavidades. Os canais foram desobstruídos através de um novo furo de mesmo diâmetro.

No final, as peças eram testadas em uma sonda de impedância da Brüel & Kjaer, modelo 9737. Este equipamento trata-se de um medidor de impedância portátil com um tubo de 29 mm de diâmetro interno, que contém dois microfones com centros espaçados de 20 mm e permite a utilização de ruído branco ou tons de até 155 dB para medição de impedância, sendo configurável através do sistema de aquisição *Pulse*.

A sonda realiza medições de impedância confiáveis na faixa de 500 Hz a 6400 Hz. A região a ser colocada sobre o material, para medição de impedância, possui uma borracha para evitar grandes vazamentos de ruído, embora isto exija do usuário certa prática para realizar medições confiáveis. As medidas de impedância efetuadas para este documento utilizaram ruído branco e uma amplitude de 130 dB. Ensaio foram feitos em uma faixa de 100 dB a 150 dB e nenhum efeito não-linear foi verificado. A medição de impedância era decisiva na seleção de peças que iriam ser posteriormente testadas na bancada. Caso a impedância estivesse dentro da faixa requerida pela simulação e próxima da impedância de projeto, considerava-se a peça válida para teste. Caso contrário, um novo projeto utilizando os modelos de predição era realizado para ajustar os parâmetros. Todas as medições que utilizaram projeto de *liners* foram executadas para posições não intrusivas, dessa forma nenhum efeito de escoamento sob a cavidade foi levado em consideração nos modelos utilizados.

4 FERRAMENTA COMPUTACIONAL

Este capítulo dedica-se a abordar os tópicos relacionados ao código computacional implementado. O capítulo está dividido em cinco seções, onde a primeira seção apresenta a estrutura do código e seu respectivo fluxograma. A segunda seção é destinada a validação computacional do código de BEM. A terceira discute o modelo de pacote de onda, sua implementação e os ajustes de parâmetros realizados para a calibração da fonte sonora. A quarta seção trata do refino de malha e seu impacto nos resultados. Por fim, a quinta seção explica como a otimização da impedância é feita numericamente.

4.1 COMPOSIÇÃO DO CÓDIGO COMPUTACIONAL

O código *inhouse* desenvolvido é baseado em BEM, com a implementação numérica de uma fonte sonora do tipo pacote de onda. Para detalhes mais técnicos da implementação do BEM consultar o apêndice A.4 deste documento. A Eq. 4.1 sintetiza o BEM

$$c(\vec{x})p(\vec{x}, \omega) = \int_S \frac{\partial p(\vec{y}, \omega)}{\partial \vec{n}} G_0(\vec{r}, \omega) - \frac{\partial G_0(\vec{r}, \omega)}{\partial \vec{n}} p(\vec{y}, \omega) dS_y + \int_V \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} G_0(\vec{r}, \omega) dV_y, \quad (4.1)$$

sendo \vec{x} as coordenadas do observador, \vec{y}_{obs} as coordenadas da fonte, $G_0(\vec{r}, \omega)$ a função de Green para o campo livre, com $\vec{r} = \vec{x}_f - \vec{y}_{obs}$. O parâmetro $c(x)$ é igual a 1/2 quando \vec{x} está sobre o contorno da superfície S e igual a 1 no campo acústico (WU, 2002; GAUL; KÖGL; WAGNER, 2013).

Também foram implementados no código algoritmos destinados à otimização da impedância (um algoritmo de varredura e um algoritmo genético). A sequência de cada etapa de atuação do código será descrita abaixo, chamando atenção para algumas particularidades implementadas. Para um fácil entendimento da estrutura do código, a Fig. 4.1 traz um fluxograma da arquitetura.

A primeira etapa do código é o "pré-processamento", esta etapa faz a leitura de um arquivo que contém dados referentes à geometria. As linhas deste arquivo associam os elementos aos nós que o compõem e uma respectiva indicação que faz referência a sua composição estrutural. Após a leitura do arquivo, são calculados os centroides de cada elemento e suas respectivas normais. As indicações de composição estrutural são substituídas por valores de impedância, definidos no interior do código. Foi implementado

uma checagem que garante que as normais de cada um dos elementos sempre apontem para dentro da estrutura da geometria. A etapa é finalizada com uma visualização da geometria, mostrando a divisão entre cada um dos elementos, suas normais e um sistema de coloração para elementos com impedâncias diferentes associadas. Este procedimento é feito para uma inspeção visual da importação.

Na sequência, o código inicia a propagação das ondas acústicas da fonte sonora até a superfície e aos pontos elencados como receptores de ruído. Para isso, é necessária a escolha da fonte sonora a ser utilizada. Se a fonte escolhida for do tipo monopolo, apenas uma indicação de posicionamento, amplitude e frequência são necessários para o cálculo da pressão incidente. A fonte do tipo do monopolo será utilizada para validar o código *inhouse* comparado-o com um código comercial, já que se trata de uma fonte simplificada e encontrada facilmente em *softwares* comerciais. Já no caso da fonte do tipo pacote de onda é preciso uma discretização axial e azimutal, já que esta é uma fonte distribuída espacialmente.

Uma série de parâmetros, como a extensão da fonte, amplitude, posição de centro do pacote de onda e parâmetros hidrodinâmicos são necessários nessa etapa. Esses parâmetros foram previamente adequados e salvos em uma matriz que contém as especificações para um determinado número de Mach e frequência. Maiores detalhes sobre a fonte do tipo pacote de onda serão discutidos na seção 4.3 deste capítulo.

Com a pressão sonora incidente calculada, o código passa para a etapa de cálculo da "matriz de espalhamento". São carregadas as informações da geometria e a frequência de cálculo para dar início ao processo, sendo esta a etapa do código que mais dispende custo computacional. Nesta etapa, é construída uma matriz cheia que mostra a contribuição de cada elemento ao elemento de referência. Cada elemento torna-se então um receptor de ruído, através de um método conhecido como método colocacional, onde a contribuição de todos os outros elementos a esse receptor é calculada.

Para o cálculo da contribuição da pressão sonora, de um elemento emissor a um elemento receptor, é utilizada uma integração por quadratura Gaussiana em duas dimensões. Nos casos onde as integrais são singulares, é necessário realizar um contorno de tais singularidade, e isso é feito através da transformação de Lachat-Watson (GAUL; KÖGL; WAGNER, 2013). A Eq. 4.2 sintetiza o cálculo da pressão de um painel a outro de forma

discretizada

$$\begin{aligned} \int_S f(x, y, z) dS &= \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 f(\xi_1, \xi_2) J d\xi_1 d\xi_2 \\ &\approx \sum_{m=1}^l \sum_{k=1}^l f(\xi_1, \xi_2) J w_m w_k, \end{aligned} \quad (4.2)$$

sendo w os pesos atribuídos pela quadratura Gaussiana e

$$f(x, y, z) = \frac{i\rho\omega G(\vec{x}_f, \vec{y}_{obs}, k)}{Z} + \frac{\partial G(\vec{x}_f, \vec{y}_{obs}, k)}{\partial \vec{n}}. \quad (4.3)$$

Na Eq. 4.3 a condição de contorno de Robin (CROCKER, 2007) já foi aplicada, fazendo a substituição de

$$\frac{\partial p}{\partial n} = -i\omega \frac{1}{Z} p. \quad (4.4)$$

Com a pressão incidente e a matriz de espalhamento calculada na etapa anterior, é possível passar para o estágio do "cálculo da pressão na superfície". A pressão sobre a superfície pode ser calculada através da resolução do sistema linear formado por essas matrizes. Esta etapa é fundamental, em especial na fase de implementação do código, pois erros nas etapas anteriores são facilmente detectáveis nessa parte. A Eq. 4.5 mostra o sistema linear formado, onde a_{nn} é calculado com base nas Eqs. 4.2 e 4.3 e p_{i_n} é a pressão incidente no elemento 'n'

$$\begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & \dots & a_{1n} \\ a_{21} & a_{22} & \dots & a_{2n} \\ \vdots & \vdots & \dots & \vdots \\ a_{n1} & a_{n2} & \dots & a_{nn} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_{s1} \\ p_{s2} \\ \vdots \\ p_{sn} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} p_{i1} \\ p_{i2} \\ \dots \\ p_{in} \end{bmatrix}. \quad (4.5)$$

Se o cálculo da matriz de espalhamento contém erros ou a pressão incidente for erroneamente calculada, um sistema linear com parâmetros diferentes é solucionado. Nestes casos, o equacionamento geralmente não apresenta solução, mas em algumas situações específicas ainda é solucionável, apresentando uma solução aleatória que é facilmente detectada na visualização da pressão sobre a geometria. O dado de saída dessa etapa é a pressão sonora no centroide de cada elemento da geometria. Os dados de pressão podem ser utilizados para calcular a pressão em cada nó através de uma média entre os centroides adjacentes ao nó.

Com a pressão em cada centroide, calcula-se a pressão sonora nos observadores. Utiliza-se novamente a formulação de BEM para essa propagação da pressão da superfície ao observadores, através da Eq. 4.1. Nesta etapa, soma-se a pressão espalhada pela geometria com a pressão advinda da fonte. No fluxograma da Fig. 4.1, este estágio é chamada de "Cálculo da pressão nos observadores", sendo a última etapa de um caso típico. Durante esta etapa, decide-se salvar separadamente a pressão espalhada pela geometria e a pressão sonora incidente da fonte, além da combinação de ambas, chamada de pressão sonora total. Isso é feito pois em alguns casos tem-se o interesse de avaliar apenas a pressão espalhada ou somar a pressão sonora espalhada em combinação com um dado experimental de jato isolado.

Neste trabalho, por vezes buscou-se uma impedância ótima adequada à posição padrão de teste. Para isso, foram implementadas no código tratativas para adequar a impedância com base na redução do ruído de campo distante. Dessa forma, determina-se uma função objetivo (redução de um receptor sonoro em determinada posição angular ou uma métrica de redução global) e, enquanto o valor alvo não é alcançado, o código altera o parâmetro da impedância para um novo valor. A partir disso, uma nova matriz de espalhamento e um novo cálculo da pressão na superfície e nos observadores são realizados. O processo é repetido até que o alvo seja atingido ou um número de interações seja alcançado. Esse processo será melhor detalhado na seção 4.5.

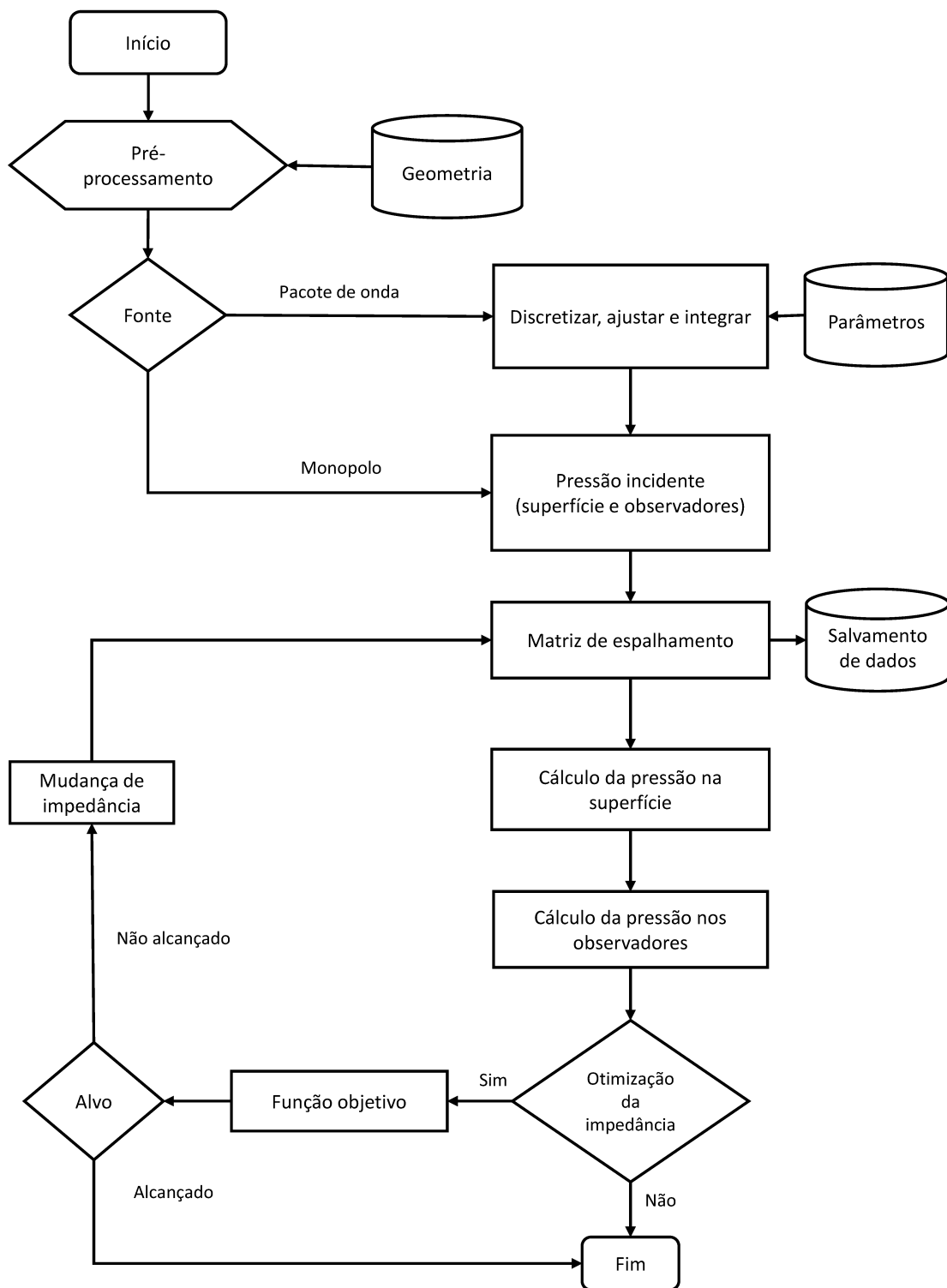


Figura 4.1 – Fluxograma do código numérico implementado.

4.2 VALIDAÇÃO DO CÓDIGO DE BEM

Para validação do código de BEM, escolheram-se quatro casos para comparação com um *software* comercial. Estes *benchmarks* buscam mostrar a atuação do código *inhouse* em dois grupos importantes de características: (i) dimensão, já que a relação entre comprimento de onda e comprimento característico da geometria tem papel importante no espalhamento acústico. Além disso, avaliar se há necessidade de implementação específica no método de BEM para corpos finos (WU, 2002); (ii) impedância acústica, uma vez que no decorrer deste trabalho a impedância de área será amplamente utilizada.

O *software* escolhido para validação do código foi o VaONE (ESI-GROUP, 2006), produzido pela empresa ESI Group. Este *software* comercial conta com mais de uma centena de casos validados em sua biblioteca, sendo que estes casos podem ser acessados pelo usuário para verificação, contando inclusive, com comparações analíticas. Em termos de comparação, não serão apenas avaliados os níveis de pressão sonora nos receptores escolhidos, mas também a pressão acústica sobre a superfície uma vez que as análises subsequentes serão bastante sensíveis a pressão na superfície.

4.2.1 CUBO RÍGIDO E CUBO TRATADO

O primeiro caso a ser avaliado é o da difração do campo acústico gerado por um monopolo incidindo na superfície de um cubo. Este caso foi escolhido para que todas as dimensões da geometria tivessem o mesmo tamanho (da ordem do comprimento de onda emitido pela fonte), não apresentando eventuais problemas decorrentes do corpo ser considerado fino. Na sequência, um segundo caso com mesma dimensão de geometria e posicionamento de fonte é testado com uma condição de impedância não rígida na lateral mais próxima à fonte sonora.

O cubo de teste possui lado de 0,5 m e a geometria está centrada no eixo. Um arco polar de receptores é alocado no plano yz, onde os pontos receptores estão espaçados de 10 em 10 graus em sentido horário, sendo as coordenadas do primeiro receptor dadas por $(x, y, z) = (0, 0, 1,5 \text{ m})$. O monopolo em frequência de 500 Hz é alocado em $(x, y, z) = (0, 0, 0,5 \text{ m})$, o que implica que a distância entre a fonte e o centro da face mais próxima do cubo é de 0,25 m. A amplitude do monopolo é configurada para 94 dB a 1 m de distância da fonte.

A mesma estrutura de malha utilizada no *software* comercial foi também utilizada

no código *inhouse*, fazendo com que não haja divergências com respeito ao número de nós utilizados no cálculo final da pressão sonora. A discretização de malha utilizada foi do tipo quadrangular, com elementos de aresta média de 0,03 m, resultando em vinte e quatro elementos quadrangulares por comprimento de onda. Uma quadratura Gaussiana utilizando 9 pontos foi utilizada para a integração.

Para este primeiro caso, uma impedância de 10^9 Rayl ($Z/Z_0 \approx 2,5 \times 10^6$) foi prescrita em todas as laterais do cubo. Este valor, por ser muitas ordens de grandeza maior que a impedância do ar, é capaz de fazer com que o termo integral relacionado à velocidade de partícula possa ser desprezado. Fisicamente, seria análogo a dizer que a velocidade de partícula tende a zero no contorno, ou seja, uma geometria com laterais rígidas e sem nenhuma absorção acústica. Dessa forma, este caso é o representante para validação de um corpo rígido com dimensão característica da ordem do comprimento de onda emitido pela fonte sonora. A Fig. 4.2 mostra a pressão sonora total e a fase no arco de receptores causadas pela difração do campo acústico na superfície.

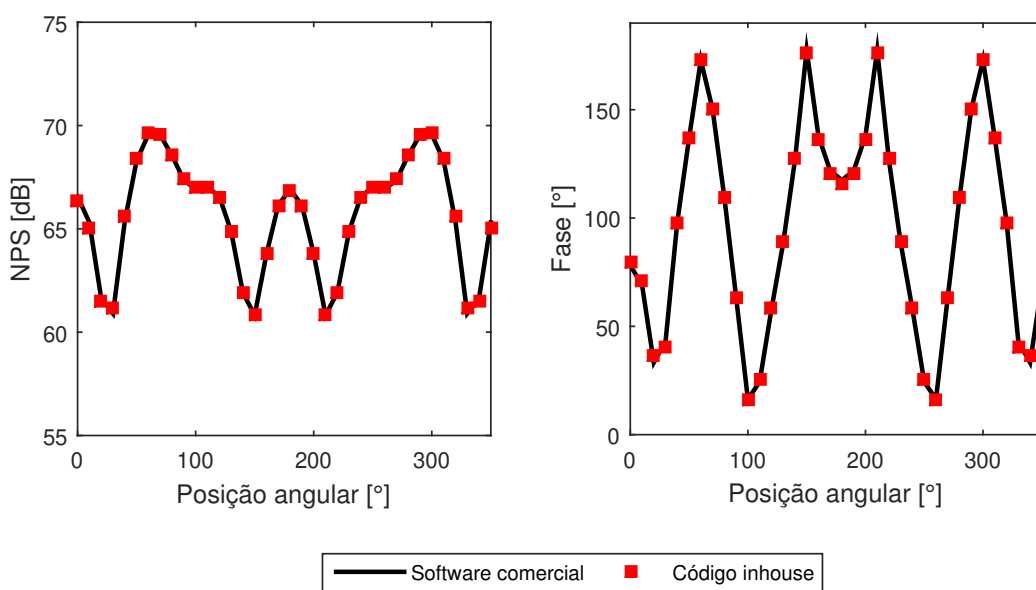


Figura 4.2 – Comparativo da pressão sonora e fase entre um *software* comercial e o código desenvolvido para o caso de cubo com faces rígidas.

Tanto no *software* comercial, quanto no código *inhouse*, foi utilizada a mesma discretização angular nos receptores, de modo que a linha contínua apresentada na Fig. 4.2 foi obtida via interpolação linear entre dois pontos. Optou-se por uma discretização dos pontos para evitar que as linhas se confundissem em algumas regiões, com o intuito

de deixar clara a diferença entre o código desenvolvido e o *software*. Nota-se que as discrepâncias encontradas entre o *software* comercial e o código *inhouse* são relativamente pequenas em valores absolutos e as curvas são praticamente iguais em tendência. A região de maior discrepância encontra-se na faixa angular onde os menores níveis de ruído são encontrados. Em termos de pressão acústica, a diferença entre os valores obtidos pelo código *inhouse* e pelo *software* comercial é sempre menor que 0,25 dB, sendo que na maioria dos pontos a diferença não ultrapassa o valor de 0,1 dB. Em relação à fase, a diferença entre o código e o *software* não chega a ultrapassar o valor de 3°, sendo na maior parte inferior a 2°.

Para averiguar a conformidade entre o código e o *software*, a Fig. 4.3 compara os padrões de pressão acústica no contorno da geometria, mostrando a face mais próxima ao monopolo, uma visão isométrica e a face oposta ao monopolo. A escala de cores utilizadas tenta reproduzir a escala de cores do *software*. De forma geral, a distribuição de pressão na superfície é muito semelhante, especialmente na face mais próxima ao monopolo e nas laterais. O nível máximo e mínimo de pressão encontrados na superfície são de aproximadamente 92 dB e 60 dB em ambos os códigos. Na face oposta a de maior incidência nota-se um padrão de interferência concentrando mais pressão no centro da face, seguida de uma região circular de menor nível, que na sequência retorna a maiores níveis. Nesse padrão, foi possível notar que o código *inhouse* apresentou níveis levemente menores em comparação ao código comercial, entretanto o padrão de interferência é claramente o mesmo para ambos os códigos e a discrepância em níveis é baixa.

Seguindo a validação, mantiveram-se as configurações geométricas e de fonte do caso anterior, mas com a prescrição de uma condição de contorno de impedância na face mais próxima ao monopolo. Utilizou-se uma impedância acústica de área com parte real de 207,5 Rayl e imaginária de -103,75 Rayl, que normalizada pela impedância do ar é o equivalente a $Z/Z_0 = 0,5 - 0,25i$. Os valores escolhidos foram arbitrários, entretanto exigiu-se que a impedância absoluta fosse da ordem da impedância do ar, além de conter sinais opostos entre parte resistiva e reativa, colocando assim mais características para testar o código.

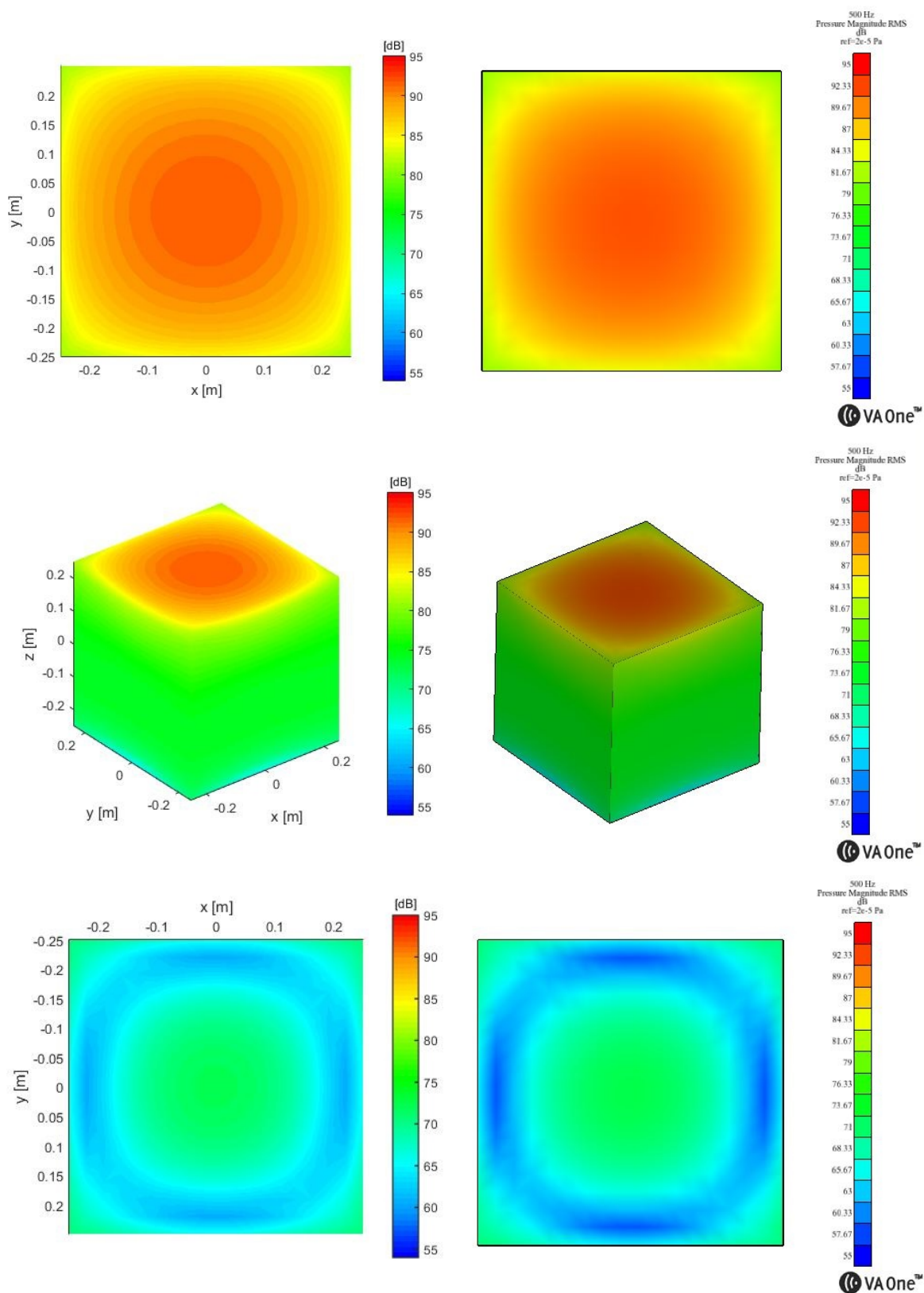


Figura 4.3 – Pressão acústica na superfície de um cubo rígido devido à incidência do campo acústico de um monopolo emitindo em frequência de 500 Hz.

A face mais próxima ao monopolo foi tratada de forma completa com a impedância mencionada, enquanto que para as demais faces manteve-se o valor 10^9 Rayl. A Fig. 4.4 mostra a pressão sonora total e fase captadas nos receptores do *software* comercial e do código *inhouse* para este segundo caso.

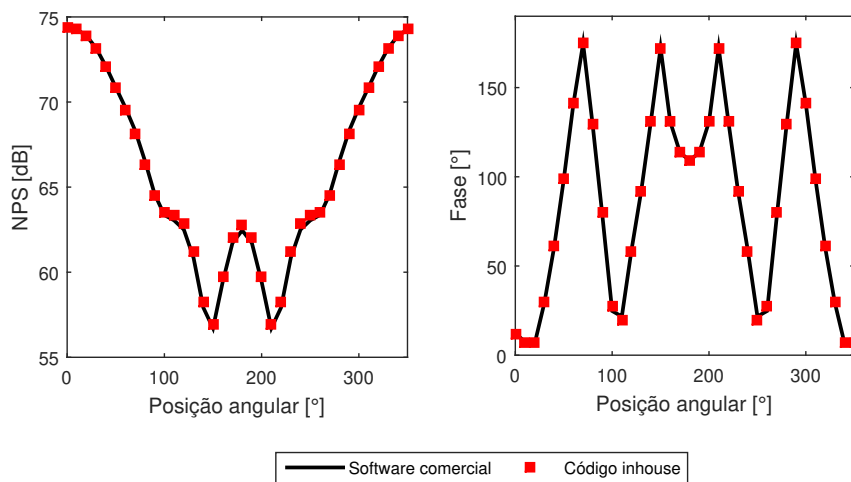


Figura 4.4 – Comparativo da pressão sonora e fase entre um *software* comercial e o código desenvolvido para o caso de um cubo com uma das faces com impedância prescrita de $Z/Z_0 = 0,5 - 0,25i$.

As discrepância entre os *softwares*, em termos de pressão, não ultrapassou o valor de 0,35 dB e, em fase, a variação não chegou a atingir $2,5^\circ$. As maiores diferenças encontradas para a pressão acústica localizam-se na região de menor nível de pressão sonora, face oposta à fonte, e em posições angulares alinhadas a lateral do cubo em torno de 90° .

A comparação entre os padrões de pressão sonora apresentadas pelas Fig. 4.2 e Fig. 4.4 mostra que a impedância alocada, que não foi otimizada ao caso, produziu um aumento do ruído nos receptores na faixa angular de 0° a 50° . A fase resultante da onda nestes ângulos é próxima de 0° , indicando uma interferência construtiva no ponto entre a pressão espalhada pela superfície e a pressão emitida pelo monopolo. Também é possível notar um decréscimo dos níveis na região da face oposta ao monopolo em relação ao caso rígido. Este resultado foi salientado para mostrar que a impedância prescrita, mesmo que em baixo valor, pode não ser capaz de reduzir o ruído no observador, deixando clara a necessidade de sua adequação caso a caso. Com o intuito de exemplificar as diferenças entre o código desenvolvido e o *software* comercial, a Fig. 4.5 mostra a pressão sonora sobre a superfície do cubo com face tratada.

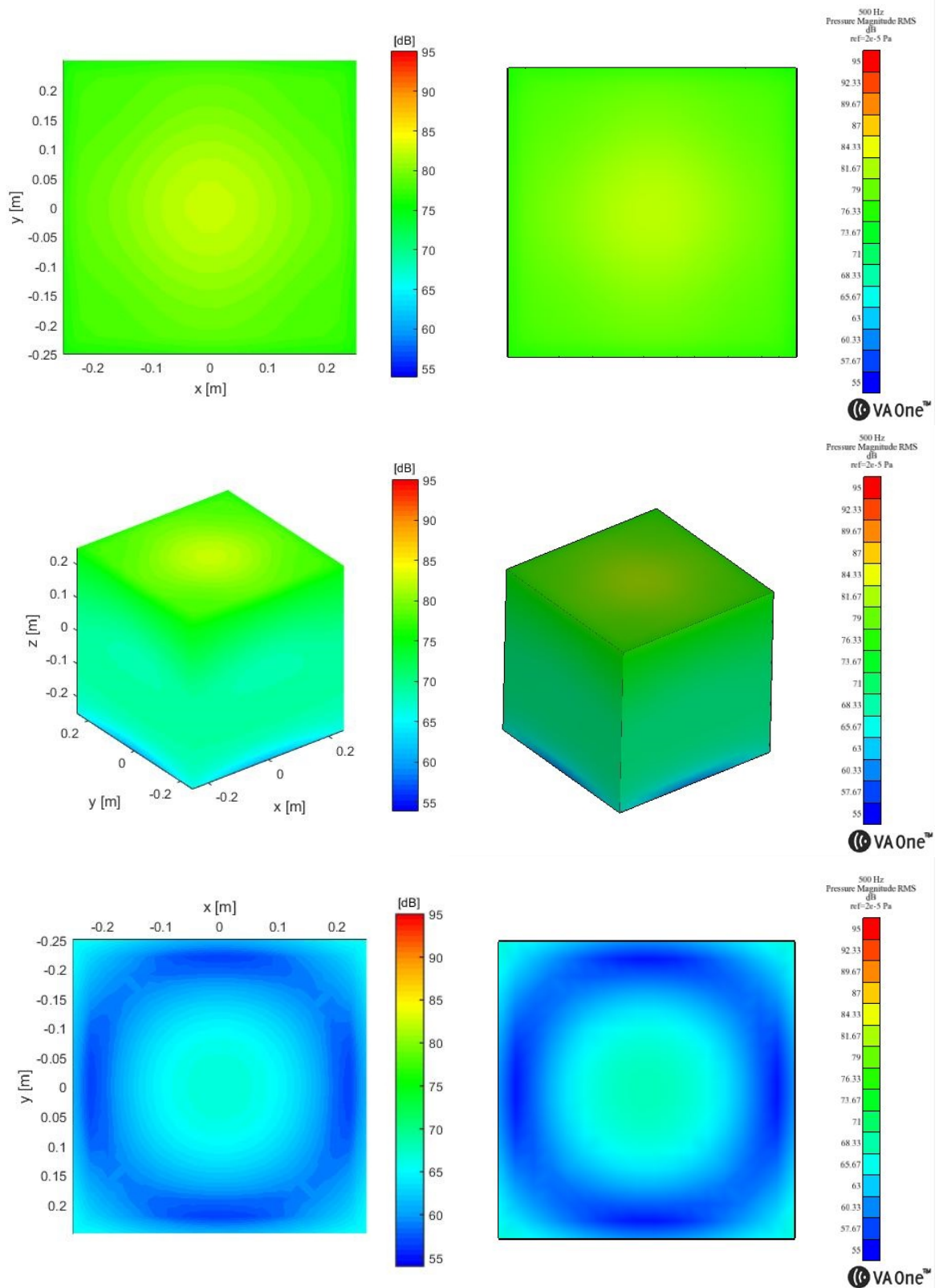


Figura 4.5 – Pressão acústica na superfície de um cubo, que possui uma das faces com impedância acústica prescrita de $Z/Z_0 = 0,5 - 0,25i$, devido à incidência do campo acústico de um monopolo emitindo em frequência de 500 Hz.

Na Fig. 4.5, nota-se que os padrões de pressão sonora encontrados na superfície do cubo através do código desenvolvido e do *software* comercial são semelhantes, com pequenas discrepâncias que serão discutidas na sequência. Na lateral do cubo, nota-se uma interferência destrutiva que é mais evidente no código desenvolvido do que no *software* comercial. Esta interferência está localizada mais ao centro da lateral, que seria correspondente a aproximadamente 90° no arco polar de receptores, explicando assim a diferença de pressão nos receptores nessa região angular mostrada na Fig. 4.4.

Novamente, a face mais distante ao monopolo possui um padrão de interferência peculiar que é encontrado tanto através do *software* comercial, quanto do código *inhouse*. Contudo, nesta interferência destrutiva pode-se notar que os níveis de ruído são levemente menores no *software* comercial quando comparado com o código desenvolvido, justificando novamente as pequenas variações encontradas nos receptores na faixa angular em torno de 180° .

Comparando as Fig. 4.3 e Fig. 4.5, constata-se que embora a impedância alocada na lateral fosse capaz de reduzir significativamente os níveis de ruído na superfície, tal configuração não foi o suficiente para garantir uma menor pressão sonora no receptor naquela direção. Isso ocorre, pois a composição de fase entre a pressão acústica espalhada e a fonte tem um papel importante no ruído final captado nos receptores. Já para a face oposta, os níveis foram reduzidos tanto em pressão sonora sobre a superfície, quanto nos receptores.

De forma geral, o código desenvolvido foi capaz de prever, com baixas discrepâncias, os mesmos padrões de pressão sonora e fase quando comparado ao *software* comercial, para o caso de uma geometria que possui dimensão da ordem do comprimento de onda (com e sem impedância alocada). Acredita-se que os resultados poderiam ser melhorados se na implementação do código *inhouse* cada elemento da malha quadrilateral fosse dividido em dois triângulos, dobrando o número total de centroides para cálculo. Esta forma é a utilizada pelo *software* comercial, que, embora faça uma estrutura de malha quadrangular, irá trabalhar em seus cálculos com elementos triangulares. Tal tratativa não foi realizada para facilitar a implementação e também poupar tempo de processamento.

4.2.2 PLACA RÍGIDA E PLACA TRATADA

Na sequência, fechando os últimos dois casos de comparação para validação do código, simulou-se uma placa de dimensão 1500 mm x 170 mm x 13 mm com o intuito de avaliar o caso de corpos finos (rígido e com tratamento). A geometria utilizada tem as mesmas dimensões da placa utilizada nos ensaios experimentais. Nota-se que nos casos anteriores, do cubo de lado 0,5 m, a relação λ/lado era ≈ 1 . Já para o caso da placa a ser simulada, o comprimento de onda foi cerca de 50 vezes a espessura da placa. Dessa forma, considera-se que o corpo seja fino com respeito ao comprimento de onda a ser analisado.

Com o intuito de deixar estes casos de validação mais semelhantes aos casos que serão simulados e ensaiados experimentalmente, opta-se por colocar o centro do bordo de fuga da placa na posição de (0,17 m, 0, 0) e os receptores em um arco centrado no eixo de coordenadas em distância de 2,11 m. Estes são novamente espaçados de dez em dez graus, com o primeiro receptor em (0, 0, 2,11 m). O monopolo é alocado no centro da placa, sendo suas coordenadas dadas por (0,085 m, 0, 0,5 m). A malha utilizada para esses casos também é quadrangular com elementos de lado de aproximadamente 3 cm x 3 cm, o que resulta em vinte e quatro elementos por comprimento de onda. Neste primeiro caso, todas as faces possuem alta impedância (10^9 Rayl), de modo que a superfície possa ser considerada rígida. A Fig. 4.6 mostra o resultado da pressão total captada nos receptores e fase para o caso da placa rígida.

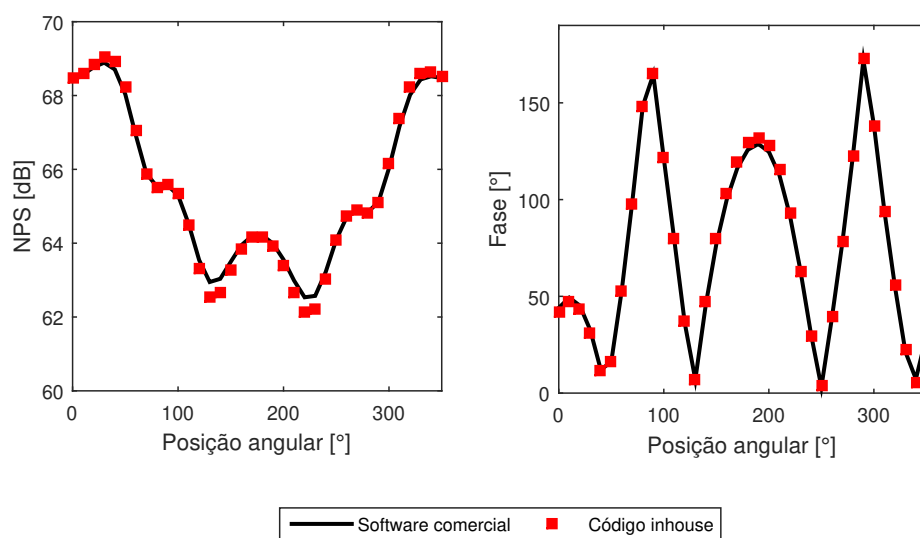


Figura 4.6 – Comparativo da pressão sonora e fase em diversas posições angulares entre um *software* comercial e o código desenvolvido para o caso de uma placa e monopolo emitindo em frequência de 500 Hz.

Analisando a Fig. 4.6, fica perceptível que as tendências das curvas para ambos os códigos são similares. Chama-se a atenção para a assimetria nos dois vales de pressão que podem ser percebidos entre a faixa angular de 90° a 270° , sendo o segundo vale na posição angular de 220° menos ruidoso que o de 120° . Esse comportamento foi observado tanto pelo código comercial quanto pelo código desenvolvido. Nota-se ainda que nestas mesmas posições são encontradas as maiores discrepâncias entre o *software* comercial e o código desenvolvido. As diferenças para essas posições é menor que 0,5 dB, sendo que na maioria dos pontos não chega a ultrapassar o valor de 0,2 dB. Em relação à fase, a divergência se apresenta menor que 2° para todos os ângulos avaliados. É válido lembrar que a implementação feita no código *inhouse* não leva em consideração a implementação sugerida para corpos finos (WU, 2002).

A fim de verificar uma correspondência entre os códigos, a Fig. 4.7 apresenta a pressão sonora sobre o contorno da geometria, mostrando a região de maior incidência e a face oposta. Mais uma vez, buscou-se reproduzir a escala de cores utilizada no *software* comercial para uma melhor comparação entre os padrões. Através da Fig. 4.7, percebe-se que, de forma geral, os mesmos padrões de pressão são encontrados no código comercial e no código desenvolvido, com pequenas variações no que diz respeito à pressão sobre a superfície.

Na região central da placa, os maiores níveis de ruídos aparentam ser levemente mais alongados do que no *software* comercial. Na face oposta, há uma constância do nível de pressão em valores em torno de 75 dB, com um incremento dos níveis na região central, elevando os níveis de pressão sonora para aproximadamente 78 dB. É válido notar que os níveis na face oposta ao monopolo são menores do que os encontrados na face de incidência direta e, apesar dessa ser uma expectativa esperada, isto mostra que mesmo em baixas espessuras e numa alta relação comprimento de onda por espessura, o código consegue prever um comportamento físico relevante. Em ambos os casos, os valores máximos e mínimos sobre a superfície são aproximadamente iguais, com diferenças inferiores a 1 dB.

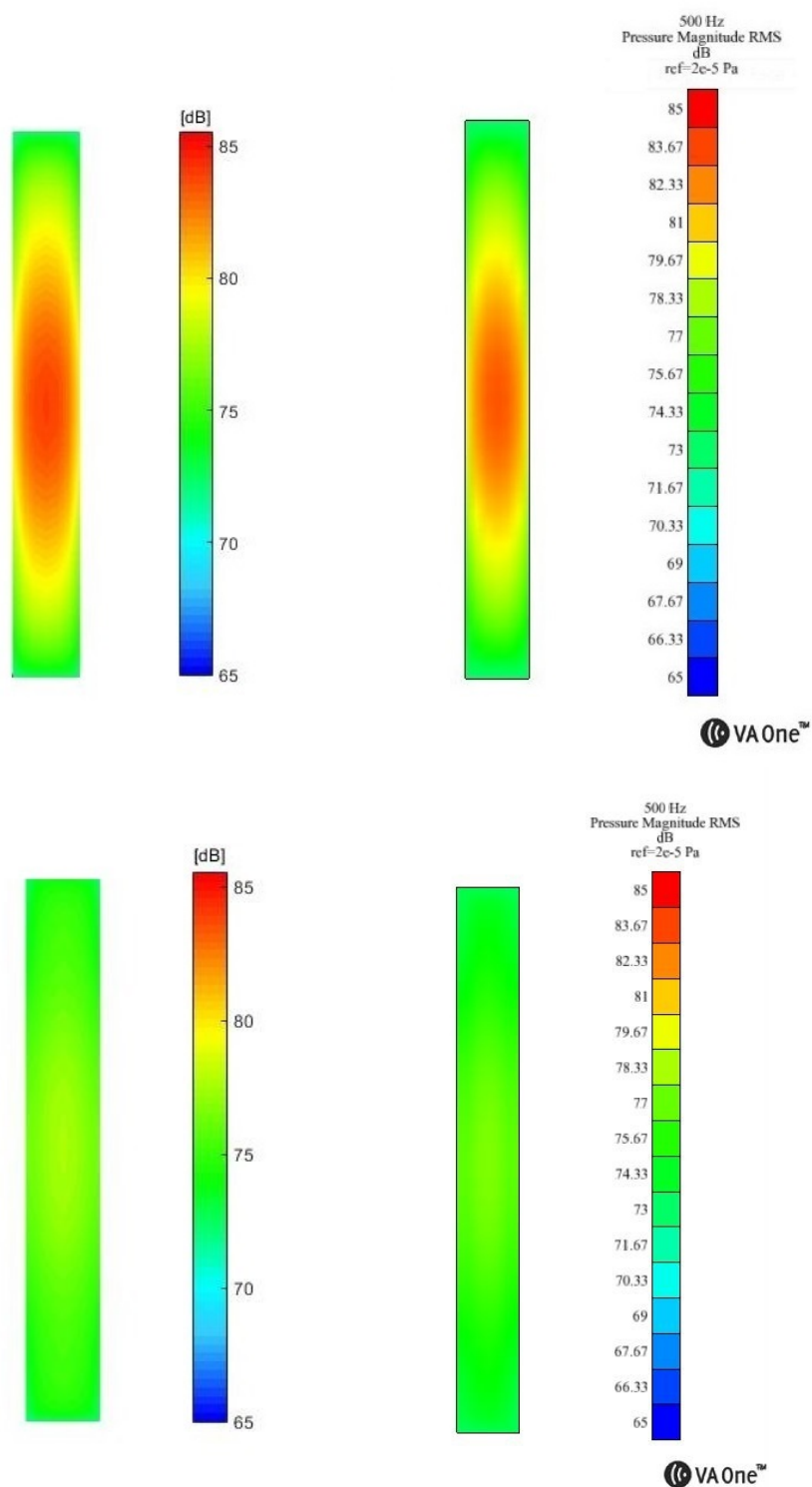


Figura 4.7 – Pressão acústica na superfície de uma placa fina devido à incidência de um monopolo emitindo em frequência de 500 Hz.

Para o último caso a ser avaliado com o intuito de validação do código, aloca-se novamente uma impedância aleatória. O valor utilizado desta vez foi de 311,25 Rayl de parte real e 51,875 Rayl de parte imaginária, que normalizada pela impedância do ar corresponde a $Z/Z_0 = 0,75 - 0,125i$. A impedância de área é prescrita como condição de

contorno para toda a extensão da face mais próxima ao monopolo. Todas as outras faces continuam com uma impedância de 10^9 Rayl. A Fig. 4.8 mostra o resultado de pressão sonora total e fase captadas nos receptores, tanto no código *inhouse*, quanto no *software* comercial.

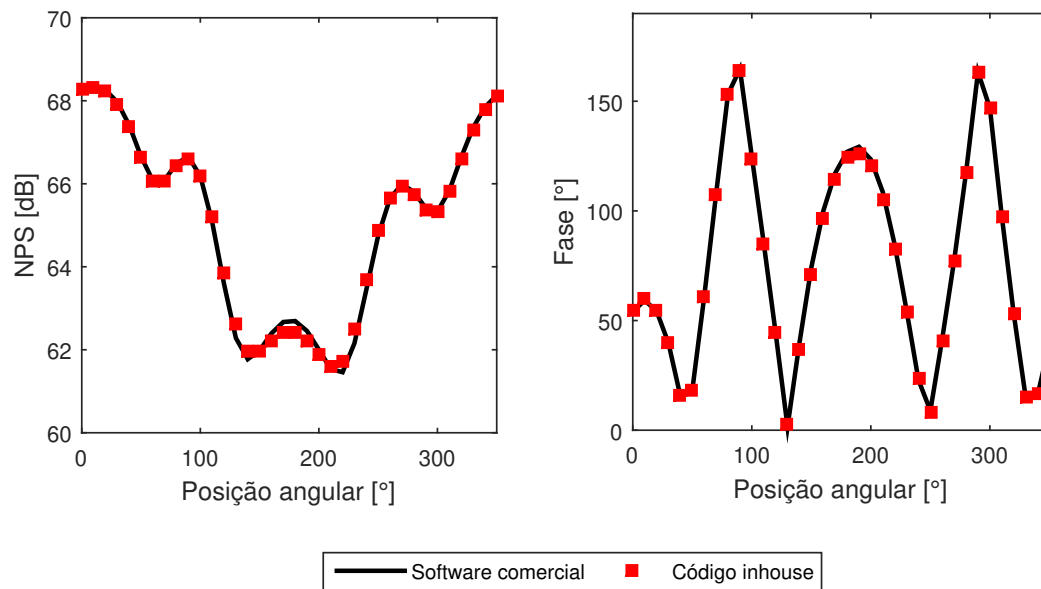


Figura 4.8 – Comparativo da pressão sonora e fase em diversas posições angulares entre um *software* comercial e o código desenvolvido para o caso de uma placa com uma face de impedância prescrita de $Z/Z_0 = 0,75 - 0,125i$ devido ao campo acústico emitido por um monopolo em frequência de 500 Hz.

A impedância alocada diminuiu os níveis de ruído, quando comparada ao caso completamente rígido da Fig. 4.7, nas primeiras posições angulares. Na sequência, houve um aumento dos níveis na faixa angular em torno de 90° e uma diminuição nos níveis na região entre 120° a 200° . A diferença entre os níveis de pressão sonora nos receptores é sempre menor que 0,3 dB e em fase menor que 2° . Na maioria dos pontos a diferença na pressão sonora é menor que 0,10 dB. A tendência das curvas é semelhante, com nova captura de assimetria nos padrões de pressão e fase entre os receptores de posição angular 120° e 240° .

Para completar a análise, a pressão sonora sobre a superfície da placa tratada é apresentada na Fig. 4.9. Nota-se que a impedância escolhida foi capaz de reduzir a pressão na geometria em mais de 7 dB e ambos os códigos capturaram essa redução. Na Fig. 4.9, ainda é possível ver uma região de maior ruído no centro da face mais próxima ao monopolo, com as bordas decaindo em nível de pressão sonora. Na face oposta à região

central, concentram-se maiores níveis de ruído, enquanto as bordas possuem níveis mais baixos. Os padrões relatados podem ser verificados tanto no código *inhouse* desenvolvido quanto no *software* comercial.

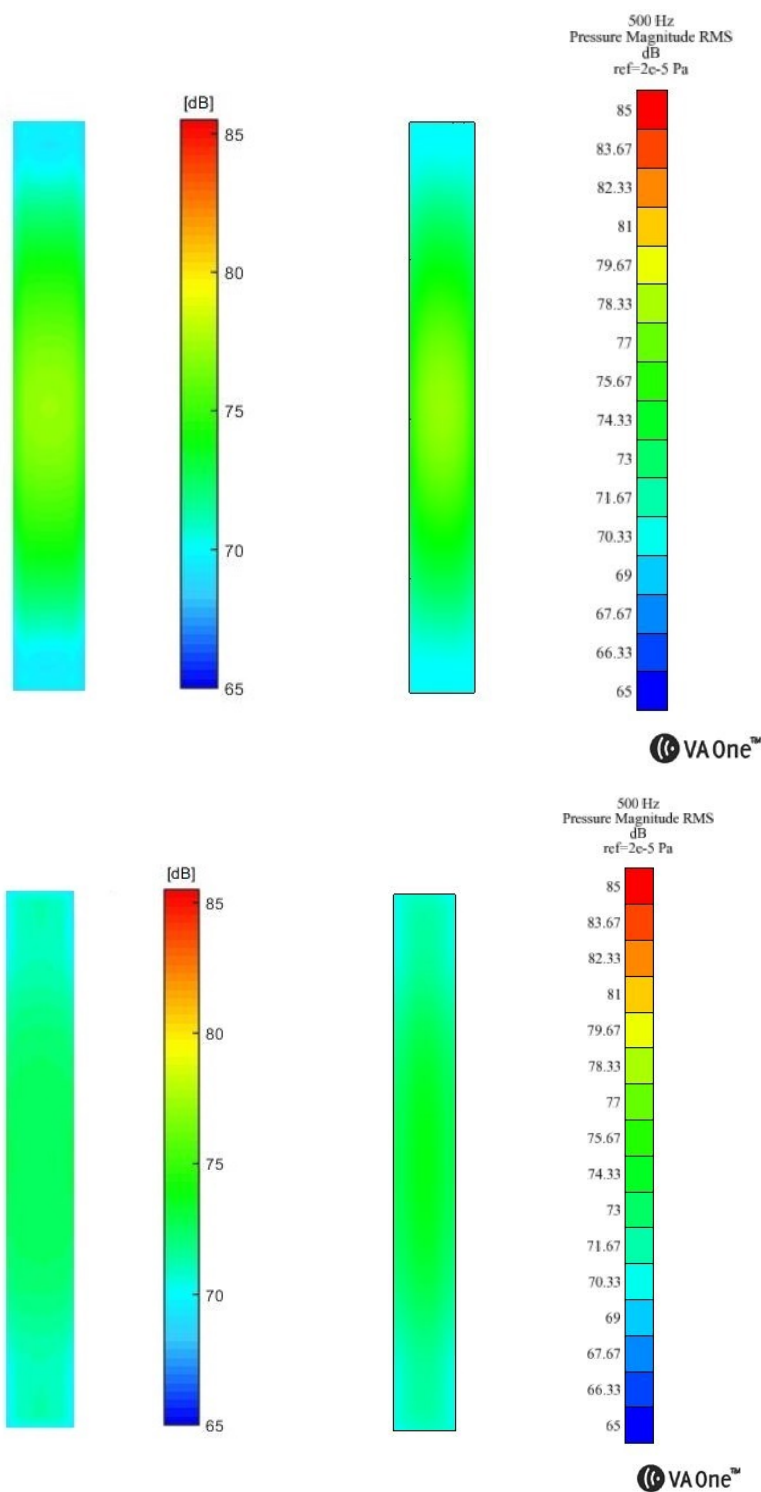


Figura 4.9 – Pressão acústica na superfície de uma placa fina com face tratada devido a incidência de um monopolo emitindo em frequência de 500 Hz.

Os casos chaves escolhidos para essa validação concentraram-se em avaliar possíveis diferenças, que poderiam ocorrer em situações de corpos que possuem comprimentos característicos da ordem do comprimento de onda ou corpos finos (ambos para os casos rígidos ou com baixa impedância alocada). Diante do que foi apresentado, não observou-se nenhuma discrepância acentuada em níveis ou tendência de curvas entre o código *inhouse* e o *software* comercial, considerando assim que código desenvolvido está em acordo com um *software* referência na área para os casos testados.

É válido salientar que, além dos casos de validação apresentados neste documento, uma série de casos foram testados no decorrer do trabalho, com fonte e geometrias em diversas posições e, em nenhuma dessas configurações foram encontradas diferenças significativas quando comparadas ao *software* comercial. As diferenças tanto em receptores, quanto sobre a superfície, nunca ultrapassaram valores da ordem de 1 dB.

Nota-se que, por se tratar de um código comercial, não há acesso às implementações de processos chaves no BEM, como por exemplo, o exato equacionamento utilizado nos cálculos ou o contorno de singularidades das integrais, etc., sendo essas possíveis fontes de discrepâncias entre os códigos. Entende-se também que a validação de um código para uso diverso deve passar por muito mais processos e casos de validação do que os poucos casos avaliados aqui. Por isso salienta-se que o uso do código será restrito neste documento aos casos de placas de geometria similares aos comparados com o *software* comercial.

4.3 MODELO E IMPLEMENTAÇÃO DA FONTE SONORA

Para a representação da fonte sonora nas simulações, optou-se pela utilização de um modelo de pacote de onda do tipo cinemático, concentrado em uma casca cilíndrica (NOGUEIRA; SIROTTI et al., 2019). Este modelo se destaca por possuir um equacionamento relativamente simples, com necessidade de poucos dados experimentais para sua calibração e um baixo custo computacional associado. Em suma, o modelo decompõe o jato em modos azimutais, cada qual com uma amplitude, onde a soma de todos esses modos é capaz de reconstituir a pressão acústica próxima ao jato. O modelo propõe que a fonte acústica pode ser matematicamente escrita como

$$S(\omega, m) = A(\omega, m)r_c e^{-ik_h(x-x_c)} e^{-\left(\frac{x-x_c}{L}\right)^2} e^{-im\phi}, \quad (4.6)$$

onde A é amplitude do pacote de onda, r_c é o raio da superfície cilíndrica, k_h é o número de onda hidrodinâmico, x_c é a posição de pico de amplitude do pacote de onda e L é a escala

de comprimento do envelope gaussiano (pode ser relacionada com o comprimento total através de $L_t \approx 3\sqrt{2}L$), m é o modo azimutal e ϕ marca o ângulo azimutal. O número de onda hidrodinâmico pode ser obtido através de

$$k_h = \frac{\omega}{U_c}, \quad (4.7)$$

onde U_c é velocidade convectiva. Neste trabalho, assumiu-se uma velocidade convectiva de 90% da velocidade de exaustão no plano de saída do bocal. O valor de L é definido com base na relação $K_h L$, que foi mantida constante e igual a 5. Tais parâmetros hidrodinâmicos foram escolhidos com base em trabalhos anteriores (NOGUEIRA; SIROTTA et al., 2019; NOGUEIRA; SIROTTA et al., 2018).

É possível a inclusão de diversos modos azimutais para geração mais completa possível da fonte, entretanto sabe-se que apenas os três primeiros modos azimutais ($m = 0, m = \pm 1$ & $m = \pm 2$) dominam o campo acústico de um jato turbulento (JORDAN; COLONIUS, 2013), sendo considerados também como modos dominantes na fonte geradora de ruído.

Além disso, estudos recentes mostram que o modo zero é o modo mais eficientemente espalhado por uma superfície quando é feita uma comparação mantendo todos os demais parâmetros constantes (NOGUEIRA; CAVALIERI; JORDAN, 2017). Isso faz com que este seja o principal modo a ser considerado para estudos de casos onde o efeito de instalação é predominante. Sendo assim, nesse trabalho utiliza-se apenas o modo zero para a geração da fonte. O modo zero é um modo super diretivo que é diretamente relacionado com a componente axial do tensor de Lighthill (CAVALIERI; JORDAN; COLONIUS et al., 2011), ou seja

$$T_{xx} = S(\omega, m = 0) = Ar_c e^{-ik_h(x-x_c)} e^{-\left(\frac{x-x_c}{L}\right)^2}. \quad (4.8)$$

Com base na Equação 4.8 e utilizando a função de Green para campo livre, podemos calcular a pressão acústica incidente, decorrente do modo zero, em qualquer ponto do espaço através de

$$p(\omega, \vec{x}) = - \int_V G_0(\vec{x}, \vec{y}) \frac{\partial^2 T_{xx}}{\partial x \partial x} dV, \quad (4.9)$$

onde

$$\frac{\partial^2 T_{xx}}{\partial x \partial x} = S \frac{(L^4 k_h^2 + 4L^2 k_h^2 x_c i - 4L^2 k_h^2 x i + 2L^2 - 4x_c + 8x_c x - 4x^2)}{L^4}. \quad (4.10)$$

Para implementação no código numérico, a Equação 4.9 é discretizada em elementos de área, transformando a integral de volume em uma integral de superfície (NOGUEIRA; SIROTTA et al., 2018). Essa discretização é feita utilizando uma casca cilíndrica de mesmo raio que a exaustão do bocal. Azimultaneamente, a discretização utilizada foi de 1° e axialmente optou-se por uma discretização fixa de 0,014 m, o que corresponde em torno de 50 elementos por comprimento de onda para a frequência de 500 Hz (frequência mínima de estudo neste trabalho) e 12 elementos por comprimento de onda para a frequência de 2000 Hz (frequência máxima a ser simulada).

Em termos de distribuição axial da fonte, optou-se por um comprimento total de 40 diâmetros da exaustão do bocal, com simetria em relação ao centro do pacote de onda. Diversos testes foram realizados com respeito ao alongamento axial da fonte e poucas discrepâncias foram encontradas no ruído a campo distante para o receptor em posição angular de 30° , desde que não houvesse mudanças próximas à região central da fonte.

Para calibração do modelo cinemático sem decaimento de coerência, ainda existem três variáveis a ser definidas: (i) o número $k_h L$ (ii) a amplitude da fonte sonora (iii) a posição do centro do pacote de onda.

O número $k_h L$ foi mantido fixo em um valor de 5, conforme trabalhos anteriores (NOGUEIRA; SIROTTA et al., 2019). É frequente a utilização deste valor entre 5 a 6 (CAVALIERI; WOLF; JORDAN et al., 2013; NOGUEIRA; CAVALIERI; JORDAN, 2017), muito embora pesquisas recentes tem mostrado valores da ordem de 9 para este número (MAIA et al., 2019).

Para calibração da amplitude do pacote de onda, foram utilizados dados experimentais de um jato isolado em campo distante para o número de Mach 0,5. Sabe-se que para os ângulos mais a jusante do jato (20° a 30°) o modo zero é o dominante no campo acústico distante (JORDAN; COLONIUS, 2013), sendo assim utiliza-se o microfone posicionado em $\theta = 30^\circ$ para uma calibração da amplitude do modelo. Apenas o valor absoluto da pressão foi calibrada, nenhuma fase foi envolvida no processo de calibração.

Já para a adequação do parâmetro x_c , utilizou-se de dados da literatura (MAIA et al., 2019) para uma primeira estimativa das posições e na sequência um dado experimental de jato instalado ($x/D_e = 3,3$ e $h/D_e = 1$) para o ajuste fino dessas posições. Essa segunda etapa de calibração foi implementada devido ao fato de que variações de x_c causavam pequenas mudanças de amplitude no campo distante do jato isolado (dentro da faixa de erro experimental), mas tinham grande impacto na pressão sonora espalhada a campo

distante. Para averiguação do que foi descrito, a Fig. 4.10 apresenta os resultados da pressão sonora para campo distante, mantendo a mesma amplitude da fonte, com variação da posição do centro do pacote de onda.

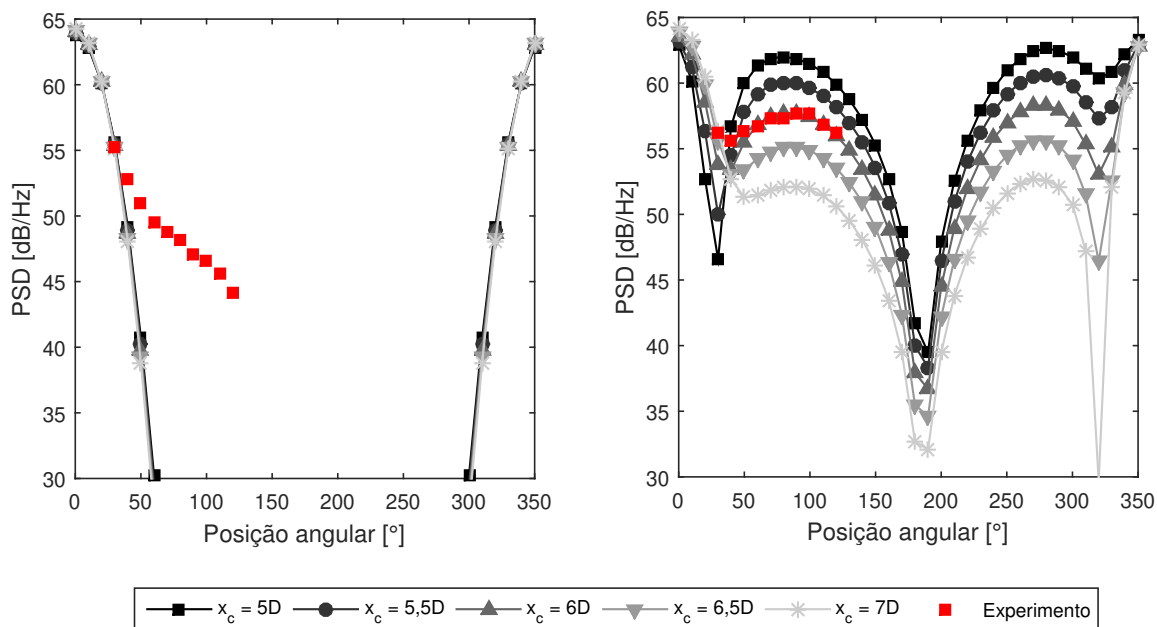


Figura 4.10 – Impacto sonoro devido a variação de posição do centro do pacote de onda (x_c) para um jato isolado e instalado ($x/D_e = 3,3$ & $h/D_e = 1$), ambos a Mach 0,5 para frequência de 750 Hz.

Conforme apresentado na Fig. 4.10, a variação de $2D$ da posição do centro de pacote de onda provoca pouca diferença em níveis para o jato isolado. A discrepância em amplitude entre os casos $x_c = 5D$ e $x_c = 7D$ se mostra inferior a 0,5 dB/Hz. A averiguação foi feita apenas na posição angular de 30°, que é a única posição utilizada para calibração de amplitude da fonte sonora. O erro experimental associado à medição é da ordem de 1dB/Hz, ou seja, todas as curvas poderiam ser consideradas válidas caso o erro experimental fosse levado em consideração e apenas a amplitude do jato isolado fosse utilizada para a calibração de x_c . Entretanto, ao analisar a pressão sonora total, que leva em consideração o espalhamento acústico devido à superfície, nota-se clara divergência entre as curvas para diferentes posições de x_c .

A diferença entre os casos $x_c = 5D$ e $x_c = 7D$ chega a 10 dB/Hz entre 50° e 100° e discrepâncias ainda maiores podem ser encontrados no lado protegido ou em posições angulares onde interferências destrutivas acontecem. Dessa forma, decide-se pela utilização

de um dado experimental de jato instalado para a calibração do parâmetro x_c . Salienta-se que após essa calibração, qualquer alteração feita na geometria (cortes ou impedâncias alocadas) ou até mesmo mudanças de posição da geometria não implicarão em uma nova calibração, ou seja, essa calibração dos parâmetros do modelo de pacote de onda é feita apenas uma vez durante todo o trabalho.

Na Fig. 4.10, constata-se também algumas regiões de vale de pressão sonora entre as posições angulares mais a jusante (20° a 50° e 310° a 340°). Esses vales de pressão acontecem devido a interferências destrutivas, uma vez que nessas posições angulares a pressão espalhada e a pressão advinda da fonte sonora possuem magnitudes de mesma ordem, sendo assim altamente dependentes da combinação da fase entre ambas para formação da pressão sonora total. Dessa forma, evita-se utilizar tais posições angulares (30° a 50°) em comparações modelo-experimento, realizando a calibração do parâmetro x_c com base no dado experimental de jato instalado para os ângulos de 60° a 120° . A calibração é feita para as frequências de 500 Hz, 750 Hz, 1000 Hz, 1250 Hz, 1500 Hz e 2000 Hz, através de uma varredura computacional (ver Fig. 4.10) em torno das posições sugeridas pela literatura (MAIA et al., 2019). As posições encontradas, para os ângulos considerados, são explicitadas na Fig. 4.11. O resultado final desse processo pode ser consultado no apêndice Fig. A.5 e o erro relativo na Fig. A.6.

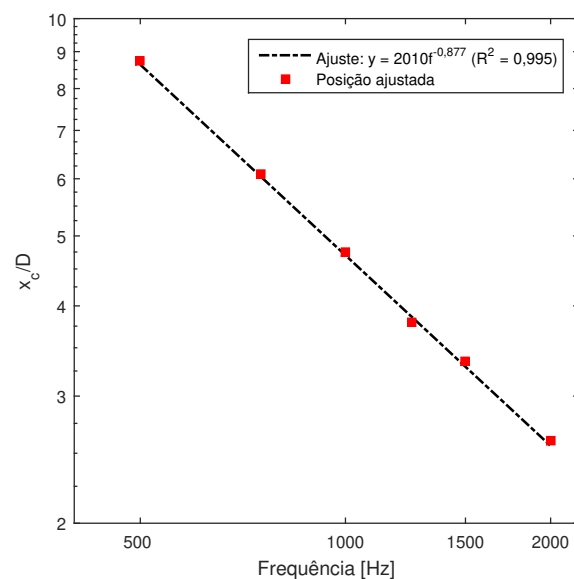


Figura 4.11 – Dependência da posição do centro do pacote de onda com a frequência inferida através do processo de calibração.

As posições do centro do pacote de onda que melhor se adequaram aos dados experi-

mentais mostraram um decaimento exponencial com a frequência, observado através da tendência linear no gráfico log-log mostrado na Fig. 4.11. Essa mesma tendência já foi encontrada através da análise de dados em simulações de alta fidelidade (ANTONIALI; NOGUEIRA; CAVALIERI, 2019), além de apresentar congruência com o que já foi amplamente discutido na literatura: uma maior predominância de altas frequências próximas à exaustão do bocal e uma concentração de baixas frequências a jusante (TAM et al., 2008; LEE; BRIDGES, 2005). Para cada frequência, esses valores de amplitude e x_c são fixados e utilizados no código para as simulações de BEM.

Diante do que foi discutido, sobre o ajuste dos parâmetros do modelo de pacote, é válido ainda algumas ressalvas; É notável, através da Fig. 4.10, que os dados experimentais ajudaram na calibração dos parâmetros do modelo de pacote onda, entretanto em torno do ângulo de 30° vê-se uma interferência, que não é encontrada experimentalmente. Isto indica que os parâmetros encontrados são suficiente para predizer o ruído em campo distante do ruído de instalação ($> 50^\circ$), mas na região próxima ao jato isolado a fase não encontra-se ajustada.

A fonte implementada não possui decaimento de coerência, sendo uma fonte completamente determinística. Experimentalmente sabe-se que há um decaimento de coerência espacial da fonte, devido a intermitências no jato (*jittering*) que são capazes de alterar o comportamento do ruído irradiado a campo distante (consultar (CAVALIERI; JORDAN; LESSHAFFT, 2019)). A interferência próxima a região da fonte, é em geral documentada no lado protegido (CAVALIERI; WOLF; JORDAN et al., 2013; NOGUEIRA; CAVALIERI; JORDAN, 2017) quando o centro do pacote de onda é posicionado no bordo da geometria.

Testes realizados na simulação mostram que a alocação do centro do pacote de onda no bordo de fuga da geometria garantiria também este comportamento, contudo neste trabalho o estudo concentra-se em uma placa de 3,3D e sabe-se que o centro do pacote de onda para números de Strouhal mais baixos se concentram mais a jusante dessa posição (MAIA et al., 2019). Uma alternativa para contornar a situação da interferência, sem interferir nos resultados em campo distante para as posições montantes (interesse deste estudo) será discutida no Cap. 5.

Para validar a implementação da fonte sonora combinada com o BEM, utilizou-se de um caso publicado onde a posição da fonte, geometria e níveis são conhecidos (NOGUEIRA; SIROTTA et al., 2019). Para este caso, foi utilizada uma geometria extensa de 1500 mm x 400 mm x 13 mm, em posição de $x/D_e = 6$ e $h/D_e = 1$, com o centro do pacote de onda

posicionado no bordo de fuga da geometria, um valor de $k_h L = 5$ e uma amplitude de um jato isolado para a frequência de 940 Hz.

Os dados foram extraídos do artigo para as posições de inclinação da geometria de 10° e 40° . Para a simulação no código *inhouse*, utilizaram-se as mesmas configurações descritas na referência e, para a discretização da estrutura, empregou-se uma malha quadrangular de 30 mm x 30 mm, o que garantiu em torno de 1500 elementos para a simulação. Os resultados são apresentados na Fig. 4.12, onde é possível observar a pressão total obtida pelo código *inhouse* e a comparação com os dados extraídos do artigo de referência.

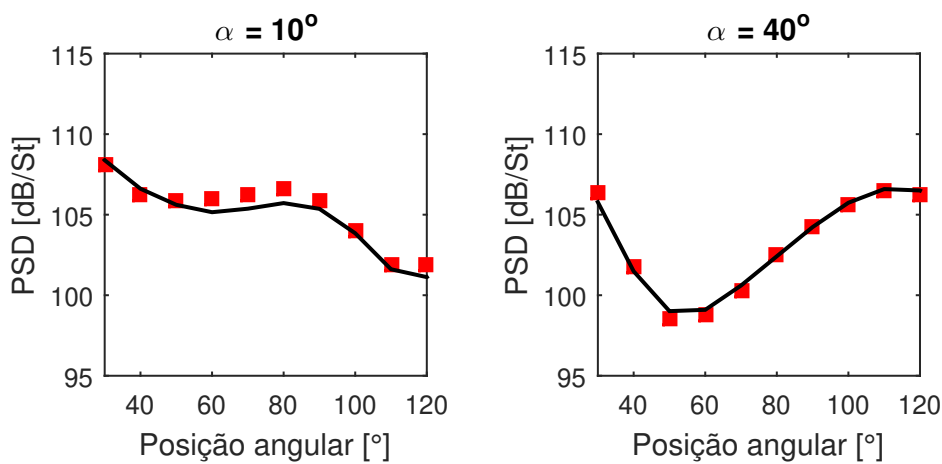


Figura 4.12 – Comparação da pressão sonora total entre referência (NOGUEIRA; SIROTTI et al., 2019) (pontos em vermelho) e código *inhouse* (linha preta).

Através dos resultados apresentados da Fig. 4.12, nota-se uma concordância entre o código utilizado como referência e o código desenvolvido. A discrepância entre ambos os códigos não chega a 1 dB/St. Uma hipótese para esta pequena diferença é o número de elementos utilizados no cálculo. O código de referência é acelerado pelo método de multipolos rápidos (WOLF; LELE, 2011), o que permite trabalhar com um número de elementos muito maior com um baixo custo computacional. Contudo, o código desenvolvido mostrou-se condizente com o esperado, tanto em nível, quanto em tendência de curvas, conseguindo reproduzir os padrões de espalhamento da composição da fonte de pacote de onda com a geometria.

4.4 ANÁLISE DE REFINO DE MALHA

Com o intuito de analisar o refino de malha necessário para realizar as simulações nesse trabalho, foram feitas oito diferentes discretizações da geometria. A Tab. 4.1 apresenta o

tamanho dos elementos quadrangulares testados e a relação de elementos por comprimento de onda para as frequências de análise. É importante ressaltar que a discretização da fonte foi mantida constante nesse processo, com o propósito de avaliar apenas a influência do refino de malha da geometria nos resultados.

Tabela 4.1 – Elementos quadrangulares testados para análise do refino de malha.

Comprimento do elemento quadrangular [mm]	Número total de elementos	Frequência [Hz]					
		500	750	1000	1250	1500	2000
85,0	106	8	5	4	3	3	2
55,0	206	12	8	6	5	4	3
42,5	348	16	11	8	6	5	4
35,0	526	20	13	10	8	7	5
28,0	712	25	16	12	10	8	6
15,0	2624	46	30	23	18	15	11
12,5	3888	55	37	27	22	18	14
10,0	5768	69	46	34	27	23	17

A Fig. 4.13 mostra as oito malhas testadas em ordem crescente de refinamento, de 85 mm a 10 mm de comprimento lateral. Devido às dimensões da placa, é possível alocar diversos elementos no comprimento da geometria, mesmo nas malhas com os maiores elementos quadrangulares. Entretanto, na largura, a discretização é bastante grosseira para as primeiras malhas testadas.

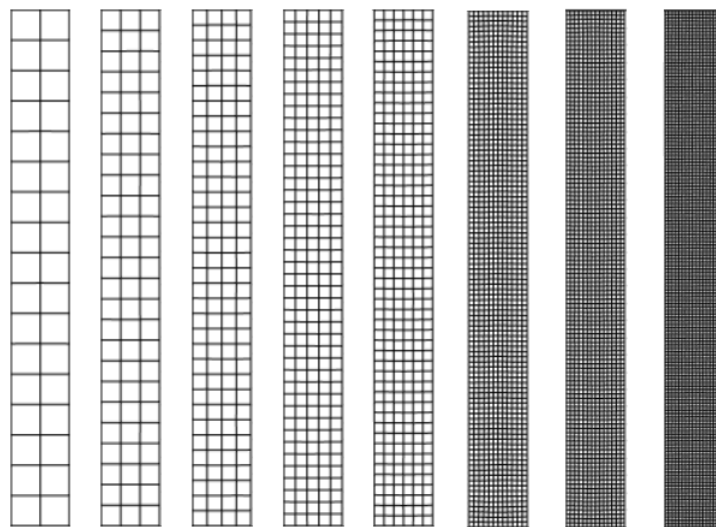


Figura 4.13 – Visualização das malhas testadas para análise do refino de malha.

Para todas as malhas apresentadas, o BEM foi utilizado juntamente com o modelo de pacote de onda (com A e x_c ajustados a cada frequência) e a pressão foi calculada

em um arco polar completo, com discretização angular de 10° . O arco é posicionado em mesma posição radial que o arco experimental. Essa análise foi feita com a malha baseada na geometria experimental, de modo a avaliar o impacto do refino de malha na predição de ruído pela simulação. Dessa forma, ficam conhecidos os erros associados com a utilização de cada malha, tendo em mente que o melhor dos casos é aquele em que o refino é elevado a um ponto de forma que pouca ou nenhuma mudança seja notada nos resultados de campo distante. Para facilitar a visualização dos resultados, apenas as malhas de elementos quadrangulares de lado 55 mm, 42,5 mm, 29 mm, 15 mm e 10 mm foram apresentadas na Fig. 4.14.

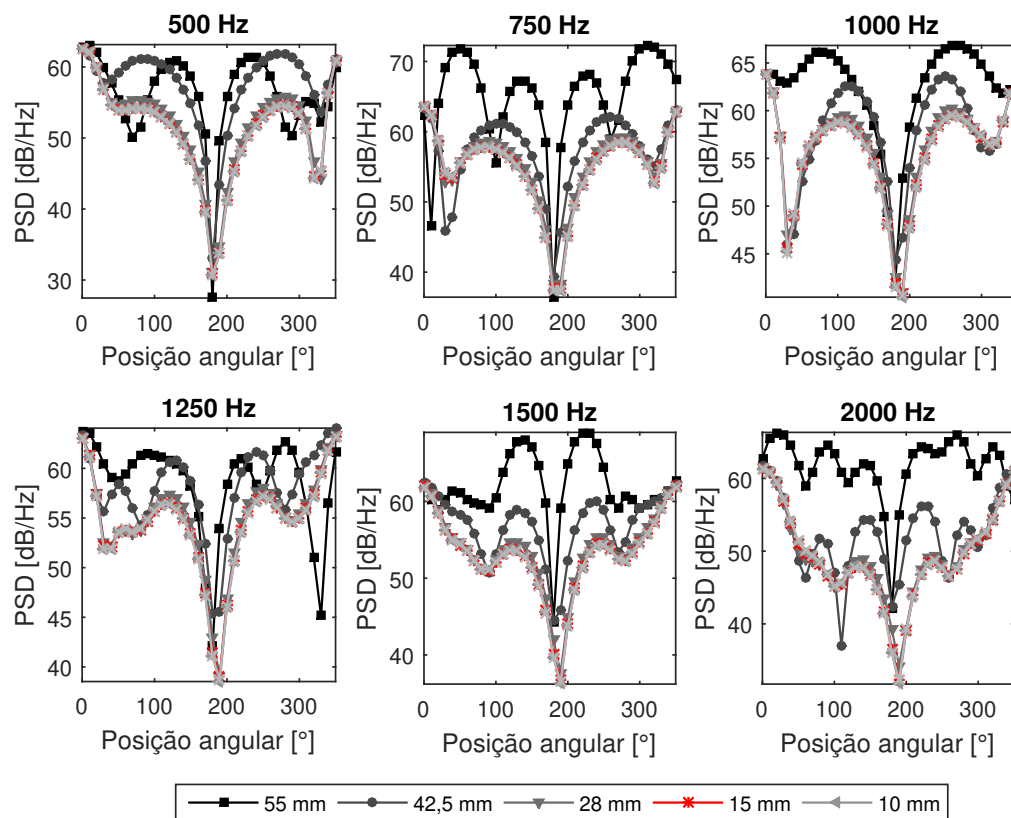


Figura 4.14 – Impacto sonoro no campo distante devido à discretização da geometria.

É notável através dos resultados apresentados na Fig. 4.14 que, com o refino da malha, a pressão sonora converge para tamanhos de elementos menores do que 28 mm. As primeiras malhas testadas, como por exemplo as malhas de 55 mm e 42,5 mm, apresentam tendências de curvas muito variadas entre si e níveis muito discrepantes. Com o refino em 28 mm, 15 mm e 10 mm os resultados exibem formas de curva e níveis de pressão no campo distante similares. A malha de 15 mm é apresentada em vermelho na Fig. 4.14, pois

é a malha utilizada na maior parte desse trabalho. Com o intuito de verificar a diferença na pressão sonora entre a malha de 15 mm (2624 elementos) e a malha de 10 mm (5768 elementos), que é a malha mais refinada testada, a Fig. 4.15 traz a subtração entre os dois casos.

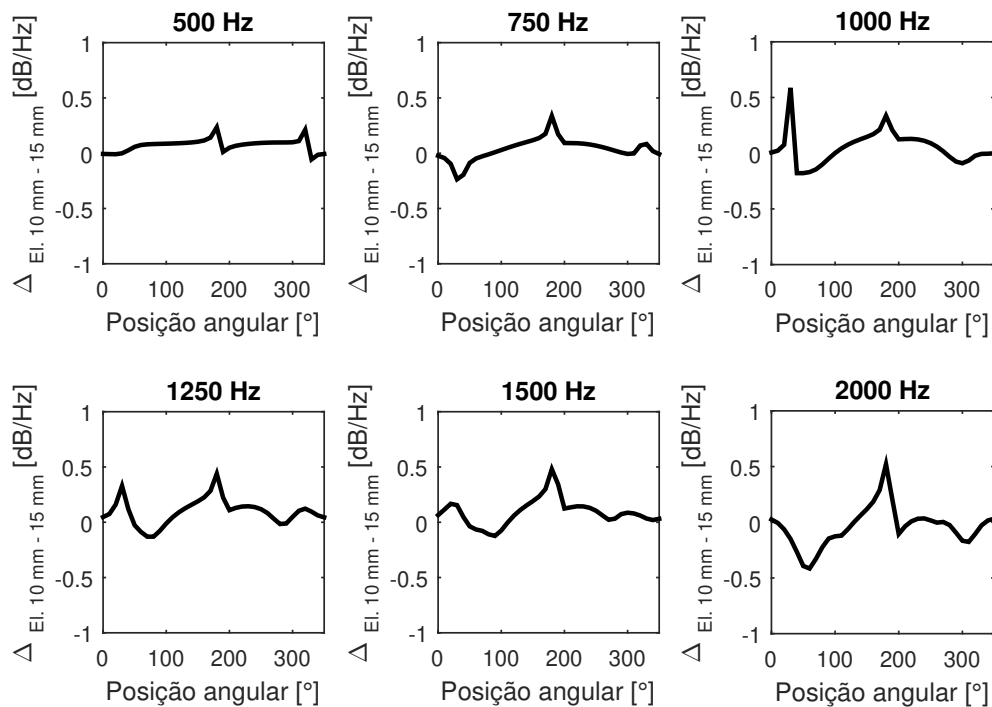


Figura 4.15 – Diferença de pressão sonora nos receptores entre os casos que utilizaram malha quadrangular de 10 mm de lado e 15 mm.

Através da Fig. 4.15 e Fig. 4.14, percebe-se que as principais discrepâncias entre as malhas se concentram principalmente nos pontos de vale de pressão sonora, sendo que mesmo nesses pontos a diferença não ultrapassa 0,5 dB/Hz. Em termos médios, a divergência entre as malhas é sempre menor que 0,125 dB/Hz para nenhuma das frequências. Entretanto, o custo computacional associado à malha de 15 mm é muito menor do que o associado à malha de 10 mm, uma vez que a malha de 15 mm possui menos da metade do número de elementos que a de 10 mm.

Durante o processo de cálculo, armazenou-se o tempo gasto em cada etapa do código, bem como o tempo total de cálculo para cada um dos casos apresentados na Tab. 4.1. A Fig. 4.16 mostra os tempos dispendidos para cada caso (nas etapas do cálculo da matriz de espalhamento, cálculo da pressão incidente, solução do sistema linear e em outros processos do código).

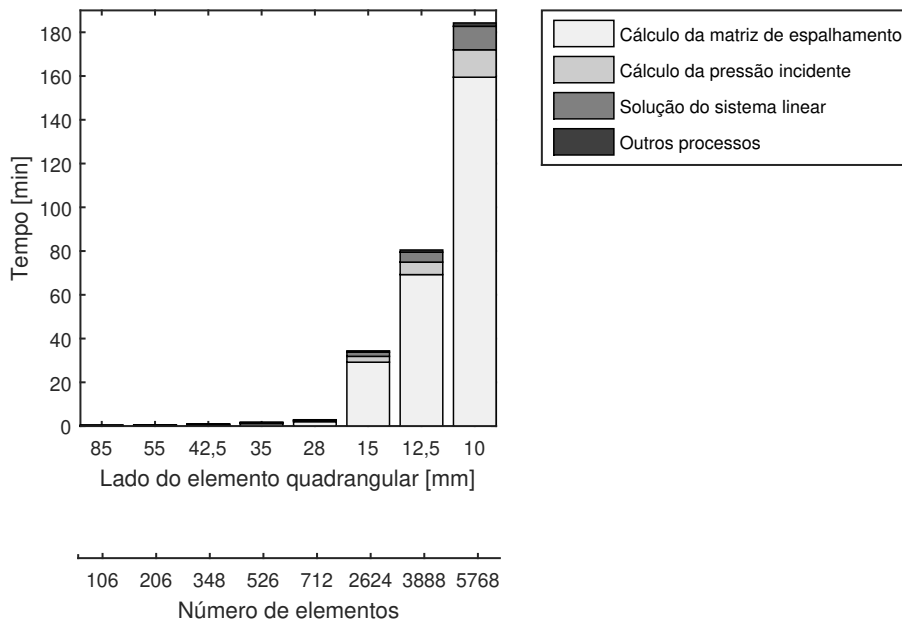


Figura 4.16 – Tempo dispendido em cada caso utilizando um computador com processador i7 de 3,2 GHz, com 16 GB de RAM e sistema operacional de 64 bits.

O tempo total de cálculo aumenta de forma algébrica com o número de elementos, devido ao aumento do tempo gasto com o cálculo da matriz de espalhamento. A malha quadrangular de lado 10 mm dispende em torno de 3 horas para resolver um caso, em contraponto com a malha de 15 mm em que o tempo gasto é pouco mais de 30 minutos. Para situações em que se necessita resolver um grande número de casos em sequência, como por exemplo, na varredura da parte real e imaginária da impedância, ou trabalhar com uma otimização via algoritmo genético, a malha de 28 mm se mostra uma alternativa, por possuir um tempo associado de aproximadamente 3 minutos e seus resultados não serem tão discrepantes em comparação às malhas de 10 mm e 15 mm. Numa relação de custo benefício, decidiu-se por utilizar a malha de 15 mm na maior parte do trabalho.

4.5 OTIMIZAÇÃO DA IMPEDÂNCIA

A otimização da impedância foi implementada no código para duas condições estruturais diferentes: (i) área de tratamento homogênea e (ii) área de tratamento heterogênea. A área de tratamento acústico da geometria foi definida com base em simulações (apre-

sentadas no Cap. 5) e possui comprimento de $3D$, largura de $0,82D$ e espessura padrão da superfície de $0,25D$ (152,4 mm x 41,65 mm x 13 mm). Esta área total foi dividida em quatro áreas menores, que mantiveram o comprimento e espessura, porém com largura da ordem de 10 mm (ver Fig. 4.17). O objetivo da divisão é obter um *liner* que possua impedância variável com a pressão incidente relevante na região. Todo o restante da superfície é configurado para ter uma alta impedância associada, correspondente à impedância acústica do alumínio.

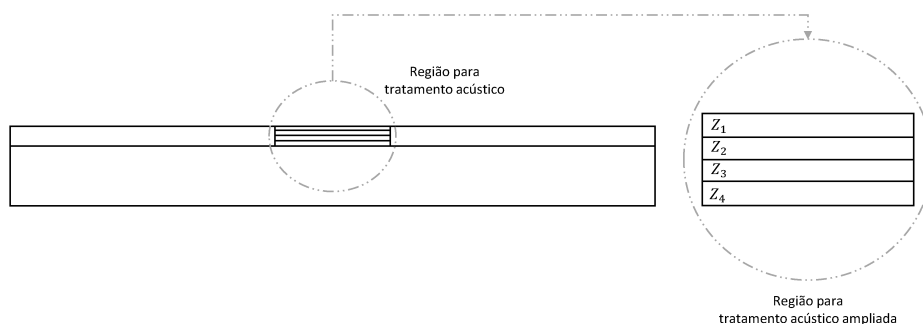


Figura 4.17 – Esquemático mostrando a região designada para tratamento acústico e suas áreas de impedância.

Na primeira condição de tratamento, todas as pequenas áreas designadas para tratamento acústico recebem o mesmo valor de impedância ($Z_1 = Z_2 = Z_3 = Z_4$). Este valor é então alterado através do procedimento de varredura da parte real e imaginária da impedância acústica, dentro de valores pré-fixados. Os valores utilizados foram de 0 a 5 para a parte resistiva da impedância e de -5 a 5 para a parte reativa, ambas as faixas foram normalizadas pela impedância do ar. O ponto $Z = 0$ não é calculado, pois a integral diverge neste ponto. Para cada novo valor de impedância acústica alocada na região de tratamento, a pressão sonora no campo distante é recalculada e posteriormente armazenada.

Para comparação com os casos de diferentes impedâncias, um caso padrão rígido sem nenhum tratamento foi escolhido (geometria em $x/D_e = 3,33$, $h/D_e = 1$ e $\alpha = 0^\circ$). Dessa forma, a diferença entre o caso com tratamento e sem tratamento indica uma redução ou um aumento do ruído para cada impedância testada. Com base nestes pontos, cria-se uma superfície interpolada de resposta. Essa superfície pode ser utilizada para definir novos pontos de cálculo, caso seja necessária uma melhor discretização em determinadas áreas.

A Fig. 4.18 é exemplo do resultado do procedimento de varredura, mostrando os

pontos de impedância em que a pressão acústica foi calculada e uma superfície de resposta foi gerada por interpolação. Com base no mapa gerado, tem-se um guia de como será o comportamento da pressão acústica no campo distante no ponto de análise. Através da superfície gerada, tem-se uma região alvo para confecção experimental de impedâncias, e dentro dessa região é possível observar a resposta ótima local ao caso (maiores reduções de ruído encontradas). As superfícies de resposta serão melhor abordadas e detalhadas quando os resultados de varredura forem apresentados no Cap. 5 deste documento.

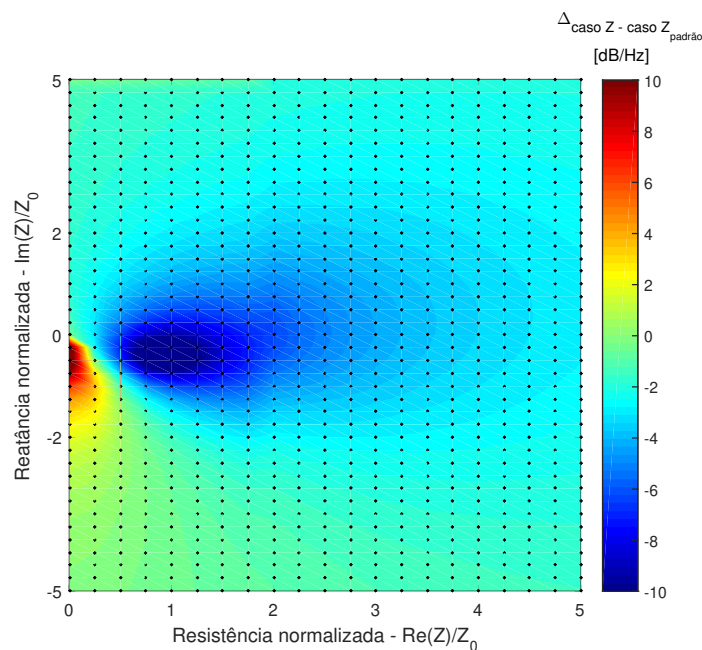


Figura 4.18 – Esquemático da geometria com detalhe para a região designada para tratamento acústico e suas subáreas.

Para o segundo caso, aumentou-se os graus de liberdade do problema, fazendo com que cada região tratada pudesse receber uma impedância diferente. Como o número de combinações possíveis para utilização do método de varredura resultaria em uma grande quantidade de casos, utilizou-se um algoritmo genético para a otimização da impedância. A função objetivo nesse caso é uma redução global do ruído no arco polar de microfones.

O algoritmo genético implementado possui as etapas de geração da população, seleção, *crossover*, mutação e elitismo (HERMAWANTO, 2013). A população inicial é randomicamente gerada, onde são considerados quatro indivíduos com oito características cada (parte real e imaginária para cada região mostrada na Fig. 4.18). Os primeiros indivíduos são avaliados através da função objetivo e, na sequência, cria-se uma função

de probabilidade acumulada baseada em quão bem avaliado foi o indivíduo através dessa função. Os melhores indivíduos possuem maior chance de serem selecionados para formar uma nova população, uma vez que sua faixa de probabilidade acumulada é maior. Os marcadores de seleção são gerados randomicamente e estes valores ditam a nova população, selecionando os indivíduos que possuem faixa de probabilidade acumulada dentro dos números gerados.

Uma taxa de *crossover* é definida (75%) (HERMAWANTO, 2013; GOLDBERG, 2006) e novamente uma sequência de números aleatórios são gerados e associados a cada um dos indivíduos. Os indivíduos com valores abaixo da taxa de *crossover* definida são selecionados para a troca de características. Se nenhum ou apenas um indivíduo possuir valor abaixo da taxa de *crossover*, a etapa não é realizada. Caso o número de indivíduos seja ímpar, o último indivíduo é retirado do processo para obtenção de um número par. No processo do *crossover* um valor inteiro entre 1 até o número de características definidas menos um é gerado. Este valor indica o ponto de troca de característica entre os indivíduos. A troca dá origem a uma nova população, que contém os indivíduos com características trocadas e os demais indivíduos.

Na sequência, uma taxa de mutação é prescrita (10%) (HERMAWANTO, 2013) e, com base nessa taxa, um número de características a sofrer mutação é definido. A mutação é realizada escolhendo aleatoriamente¹ uma característica de qualquer um dos indivíduos e trocando seu valor para um número aleatório (dentro das restrições impostas), dando origem à população dessa geração, que é novamente avaliada através da função objetivo.

A etapa de elitismo se concretiza comparando a avaliação dos indivíduos da geração anterior com os indivíduos recém-gerados, substituindo os indivíduos que foram mal avaliados pelos melhores avaliados (mantendo fixo o número da população inicial). Todo o processo é repetido até que haja uma convergência dos resultados, encontrando o indivíduo "mais apto" para o problema. A Tab. 4.2 sumariza os parâmetros utilizados para o algoritmo genético neste trabalho.

Tabela 4.2 – Síntese dos parâmetros utilizados para o algoritmo genético.

Número de indivíduos	Número de características	Restrições	Taxa de crossover	Taxa de mutação	Número máximo de gerações
4	8	$0 \leq Re\{Z/Z_0\} \leq 5$ $-5 \leq Im\{Z/Z_0\} \leq 5$	75%	10%	100

¹ Um marcador aleatório de posição é gerado para este procedimento (HERMAWANTO, 2013).

5 RESULTADOS

Este capítulo apresenta os resultados obtidos através dos ensaios experimentais e das simulações computacionais. A maior parte dos resultados se concentram em uma velocidade de exaustão com número de Mach igual a 0,5. Este valor foi escolhido por dois motivos: (i) o efeito de instalação é mais proeminente em números de Mach mais baixos ($< 0,7$) (LAWRENCE, 2014) e (ii) trata-se de um valor próximo ao encontrado em decolagens de aeronaves com alta razão de passagem. Ainda neste capítulo, uma comparação entre uma estrutura simplificada e um aerofólio, ensaiado no TsAGI (Instituto Hidro e Aerodinâmico Central, sede de Moscou) será apresentada para Mach 0,7. Medidas em outros números de Mach foram pontualmente realizadas, com intuito de encontrar a relação entre o ruído nos receptores e a velocidade do escoamento para os casos de jato isolado e instalado.

5.1 JATO ISOLADO

Uma boa prática antes do início de campanhas experimentais mais complexas é a inspeção do funcionamento das instalações para condições simplificadas. A validação completa de toda a bancada experimental e sua cadeia de medição já foi realizada anteriormente (SIROTTI, 2016). Dessa forma, os dados apresentados aqui possuem o intuito de demonstrar que a bancada continua a operar de maneira adequada. Além disso, os resultados de jato isolado contribuem para a discussão do jato instalado.

Para avaliação da conformidade atual da bancada, utilizou-se o estudo de (BRIDGES; A. BROWN, 2005) definido como *benchmarking* para a averiguação de níveis da bancada desde a sua primeira testagem. Em todos os testes realizados neste estudo utilizou-se um bocal convergente (sem chevrons) de diâmetro de 2" (50,8 mm), que é uma réplica em escala do bocal SMC000. Para confirmação da adequação da bancada experimental utilizou-se os números de Mach 0,5 e 0,7 como referência. Os níveis coletados na bancada em banda de $\frac{1}{3}$ de oitava foram corrigidos para a distância (AT_r) de 100D assumindo propagação esférica dada por:

$$AT_r = 10 \log_{10} (r_{atual} / r_{desejado})^2. \quad (5.1)$$

Os dados foram também pós-processados aplicando uma correção de atenuação atmosférica (AT_{atm})¹. Estes pós-processamentos foram feitos para a comparação direta

¹ Procedimento estabelecido pela ARP 866 com impacto relevante em frequências acima de 10 kHz.

dos dados, uma vez que as medidas de referência (BRIDGES; A. BROWN, 2005) possuem tais correções.

A Tab. 5.1 traz os parâmetros associados aos testes com número de Mach 0,5 e 0,7 para ambos os laboratórios. A relação de temperatura informadas para as medições no LVA é baseada em uma medição direta de temperatura no interior da câmara anecoica e outra calculada, via relação isentrópica, para o escoamento.

Tabela 5.1 – Parâmetros para comparação das medições realizadas no NASA Glenn e LVA.

Pontos	P_{amb}/P	T/T_{amb}	$HR(\%)$	M_a
NASA Glenn - <i>Set point 3</i>	-	0,95	-	0,50
NASA Glenn - <i>Set point 5</i>	-	0,91	-	0,70
LVA	0,83	0,93	63,49	0,50
LVA	0,70	0,87	61,66	0,71

A Fig. 5.1 traz a comparação espectral em bandas de $\frac{1}{3}$ de oitava do ruído nos receptores para as posições angulares polares de 30° e 120° .

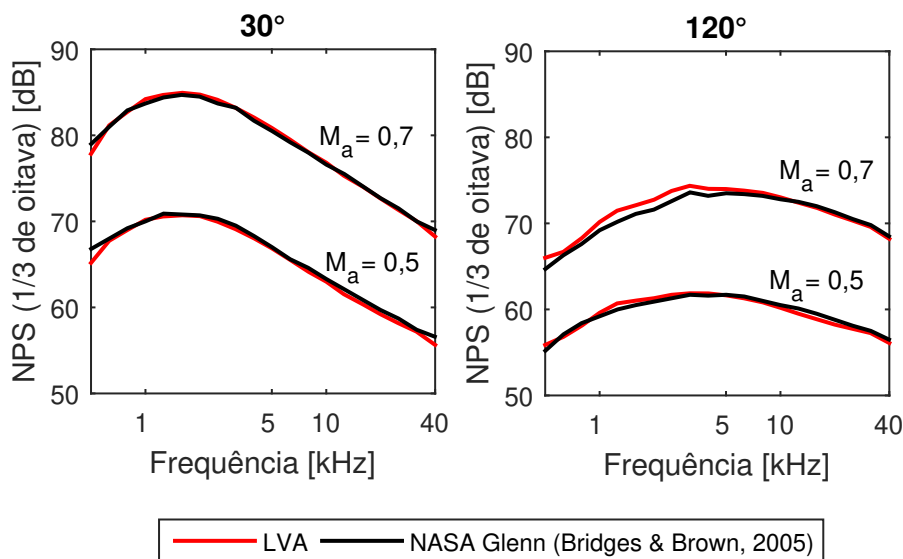


Figura 5.1 – Comparação em bandas de $\frac{1}{3}$ de oitava entre os dados do LVA e NASA Glenn (BRIDGES; A. BROWN, 2005) a 100D para $M_a = 0,5$ e $0,7$.

Através dos resultados apresentados na Fig. 5.1, notam-se apenas pequenas divergências entre os níveis de pressão sonora captados entre as duas bancadas. A tendência e forma espectral são também bastante semelhantes. As posições angulares de 30° e 120° foram escolhidas, por serem as posições mais a jusante e montante disponíveis na bancada,

deixando claro as diferenças espectrais encontradas no ruído para cada região. Nos pontos a jusante concentram-se os maiores níveis de pressão sonora e há uma predominância maior do ruído em baixas frequências. Já a montante, notam-se níveis de pressão sonora mais baixos e o espectro sonoro em bandas de $\frac{1}{3}$ de oitava possui uma maior concentração de ruído nas mais altas frequências.

Em valores, a discrepância entre as curvas não ultrapassa 1,5 dB. As diferenças mais relevantes acontecem pontualmente, como por exemplo nas primeiras bandas de $\frac{1}{3}$ de oitava para o ângulo de 30° a $M_a = 0,5$. Na maior parte dos espectros sonoros, a diferença entre as curvas é inferior a 0,75 dB. Para resultados em diferentes ângulos consultar a Fig. A.8 no apêndice deste documento. Diversos fatores podem estar envolvidos nas discrepâncias, como a não utilização de lixas no interior do bocal, o tamanho do duto que antecede a exaustão, a taxa de atualização do sistema de controle do escoamento, o não aquecimento, etc. Para mensurar a diferença entre as curvas, em cada posição angular, calcula-se a diferença entre as bancadas utilizando a métrica NPS_{Total} , definida através da Eq. 2.5.

Para garantir congruência na comparação, o cálculo é feito considerando a mesma faixa de frequência para os dados do NASA Glenn e da bancada do LVA (bandas de 500 Hz à 40kHz). O resultado para cada uma das bancadas é então subtraído de forma direta e a Fig. 5.2 traz esta diferença. Este procedimento foi feito para ambos os números de Mach utilizados nesta etapa de avaliação da conformidade da bancada. Em termos de ruído global, a diferença entre as bancadas não ultrapassa 1 dB para nenhuma das posições angulares medidas.

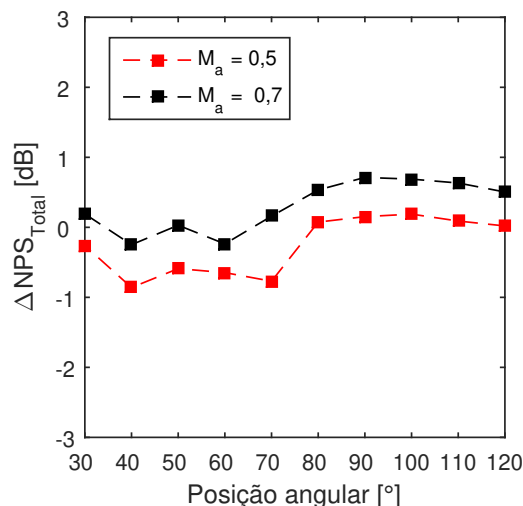


Figura 5.2 – ΔNPS_{Total} por posição angular entre as bancadas do LVA e NASA Glenn.

A dependência do NPS com a velocidade do escoamento foi também verificada. O esperado é obter um coeficiente angular da ordem da oitava potência² (LIGHTHILL, 1952). Este parâmetro é importante, pois confirma a característica de ruído de jato puro e serve como referência para comparação futura com os padrões obtidos por um jato instalado. A Fig. 5.3 traz os resultados deste experimento, mostrando a relação do aumento do NPS_{Total} com a velocidade do escoamento para o ângulo de 90° na Fig. 5.3a e a Fig. 5.3b mostra o coeficiente angular ajustado para cada posição angular.

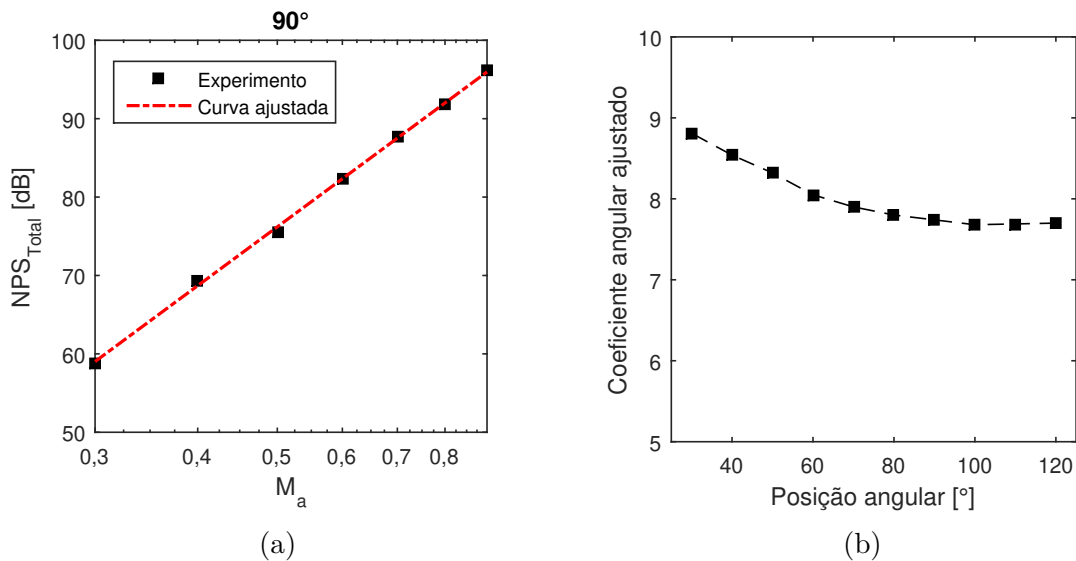


Figura 5.3 – Dependência do NPS_{TOTAL} com o número de Mach acústico para a posição angular de 90° e o coeficiente angular ajustado para todas as posições angulares medidas.

A dependência de U^8 aparece de forma clara para os ângulos a montante, em especial entre os ângulos de 60° a 120° , onde o coeficiente encontra-se entre 7,7 a 8,0. Entretanto, para ângulos mais a jusante, onde os efeitos convectivos e refrativos são maiores, o coeficiente angular chega próximo ao valor de 9. Esta característica de dependência do ruído com a posição angular, devido ao efeito de direcionalidade, está descrita na literatura e foi posteriormente contabilizada por Lighthill (LIGHTHILL, 1954) e (MACGREGOR; RIBNER; LAM, 1973).

Os padrões obtidos através do experimento para jato isolado encontram-se em acordo com os dados da bancada de referência e com os padrões esperados pela literatura. Dessa forma, conclui-se que a bancada está em conformidade com o esperado.

² A pressão sonora possui uma dependência com a quarta potência, entretanto ao se realizar o cálculo com o NPS este coeficiente é dobrado. A lei da oitava potência de Lighthill se refere à potência sonora irradiada.

Os dados utilizados como entrada de amplitude para simulações ou comparação entre experimentos, são do tipo PSD (densidade espectral de potência) em banda estreita. Esse tipo de espectro sonoro é utilizado em todo o trabalho, uma vez que permite uma melhor discretização das frequências em comparação com as bandas de $\frac{1}{3}$ de oitava, além de facilitar a comparação de dados. A Fig. 5.4 mostra os espectros sonoros, utilizando PSD (dato bruto com $\Delta f = 10$ Hz e dado pós-processado através de média com $\Delta f = 250$ Hz), captados nas posições angulares de 30° e 120° para os números de Mach 0,5 e 0,7. Para outras posições angulares consultar o apêndice deste documento na Fig. A.9.

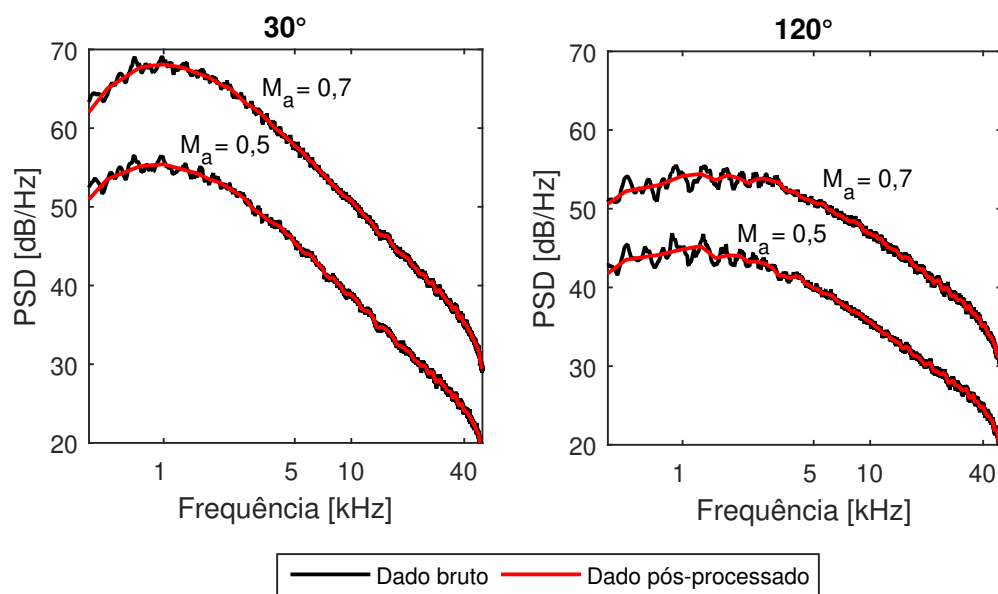


Figura 5.4 – Espectro sonoro de um jato isolado a $M_a = 0,5$ e $0,7$ para as posições angulares de 30° e 120° medido a uma distância radial de $41D$. Dado bruto com $\Delta f = 10$ Hz e pós-processado com $\Delta f = 250$ Hz.

É notável, através da Fig. 5.4, que o espectro sonoro dos dados brutos apresenta pequenas oscilações de amplitude. Estas oscilações podem ser: (i) naturais do espectro sonoro da fonte, (ii) devido a um baixo número de médias realizados para o cálculo do espectro, (iii) devido a reflexões (como por exemplo, em superfícies não cobertas no interior da câmara anecoica). Estas hipóteses são discutidas a seguir.

No caso das oscilações advindas do número de médias espectrais a solução adequada é aumentar a quantidade de médias; entretanto, este processo pode ser inviável devido ao tempo necessário para a medição. Por exemplo, no caso da bancada de jato, o ar é estocado em um vaso de pressão para garantir uma maior janela de medição, pois caso opte-se por medidas muito longas o reservatório não consegue suprir a demanda. As medições foram

realizadas com duração de 10 s, 20 s e 30 s e poucas mudanças espectrais em termos de oscilação de amplitude do espectro foram detectadas. Entretanto, decidiu-se por manter as medições no mais alto valor de duração testado.

Percebeu-se, após testes experimentais, que as oscilações espectrais advinham de reflexões do arco de microfones e seus extensores. Cobriu-se essas regiões com material acústico, o que melhorou de forma relevante as oscilações, em especial para médias e altas frequências. Nem todas as superfícies da sala puderam ser cobertas por espumas acústicas, como o bocal de exaustão, piso flutuante etc, restando ainda algumas oscilações especialmente nas mais baixas frequências. Tais oscilações podem ou não ser advindas das superfícies não cobertas. Entretanto, como as amplitudes por frequência são um parâmetro de entrada para o modelo de pacote de onda, decide-se por pós-processar os dados alargando a banda estreita de 10 Hz a 250 Hz. Isto é feito a partir da medida de PSD original, através de uma média; este pós-processamento torna o espectro sonoro mais suave com respeito às oscilações, mas garantindo o formato principal das curvas (ver Fig. 5.4). Todos os dados apresentados neste trabalho são pós processados deste modo, a fim de garantir uma melhor visualização das tendências experimentais (exceções são diretamente indicadas).

Realizou-se uma sequência de testes para avaliar o desvio padrão das medidas de jato isolado. Ao todo foram realizadas cinco medições para cada número de Mach e calculou-se o desvio padrão por frequência. É válido ressaltar que cada espectro utilizado já contém em sua composição final uma série de médias, que é realizada durante a etapa de aquisição dos sinais, feito através do método de Welch (SHIN; HAMMOND, 2008).

O intuito do teste, além de conhecer o desvio padrão das medidas, é comparar o desvio padrão obtido nas medições de um jato isolado e jato instalado, demonstrando se mais incertezas de medição foram adicionadas no processo. Por exemplo, uma trepidação na geometria de teste, devido a mal engaste, poderia aumentar o desvio padrão das medidas com vibrações aleatórias. A Fig. 5.5 mostra os resultados para os números de Mach 0,5 e 0,7 e apenas para os microfones de 30°, 60°, 90° e 120°. Outras posições angulares foram omitidas para melhor visualização dos dados (consultar Fig. A.10 para conferir outros ângulos).

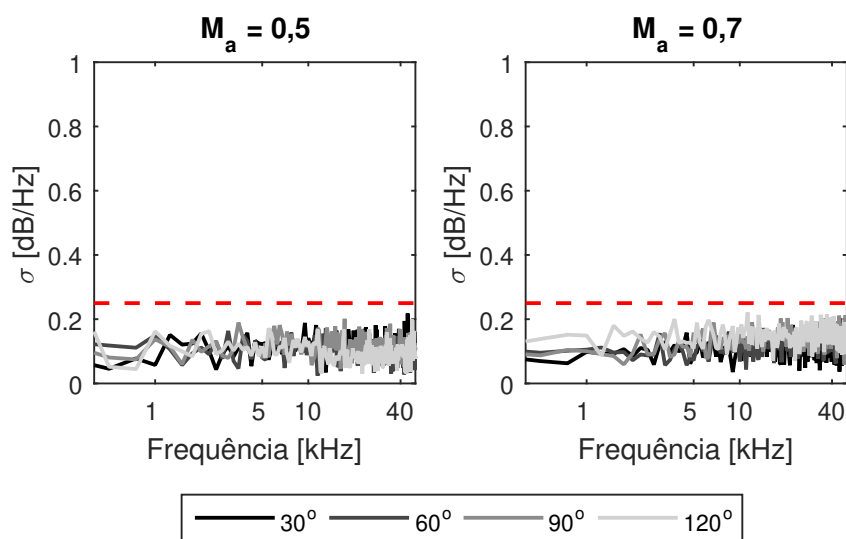


Figura 5.5 – Desvio padrão para jato isolado calculado com base em 5 de testes para os números de Mach 0,5 e 0,7. Linha hachurada marca o limiar de 0,25 dB.

O desvio padrão mantém-se abaixo de 0,25 dB/Hz para todas as frequências analisadas, como mostrado através do limiar traçado em vermelho na Fig. 5.5. Considerando uma distribuição normal para os dados, pode-se ter como estimativa simplificada, que uma faixa da ordem $\pm 0,5$ dB/Hz seria suficiente para separar duas curvas de jato isolado (SAKAI, 2018). Uma análise mais detalhada dos desvios associados à bancada experimental já foi realizada (SIROTTI, 2016), tendo como base derivações que levavam em consideração o erro associado aos instrumentos de medição, mas os valores encontrados analiticamente foram maiores do que os desvios encontrados na prática.

5.2 JATO INSTALADO

O entendimento dos mecanismos de geração de ruído de um jato instalado é um dos pontos principais deste trabalho, uma vez que permite o dimensionamento mais específico de técnicas de redução de ruído ao problema do ruído de instalação. Dessa forma, essa seção é dividida em algumas subseções que exemplificam os efeitos de instalação, os padrões de ruído captados em campo distante devido ao posicionamento radial e axial de uma placa, bem como no caso de uma rotação total da superfície ou parte dela. Por último, uma comparação entre um aerofólio e uma superfície simplificada é realizada.

5.2.1 DEMONSTRAÇÃO DOS EFEITOS DE INSTALAÇÃO

A instalação, conforme discutido no Cap. 2, aumenta o NPS no campo distante através de interações entre superfície e escoamento ou superfície e campo acústico (LAWRENCE, 2014). Dentro da interação com o campo acústico, pode acontecer o espalhamento do campo próximo ou reflexões das ondas sonoras. Isso depende das relações entre os comprimentos de onda contidos no campo acústico, e as dimensões da geometria, conforme discutido no Cap. 2.

Uma forma de demonstrar a faixa do efeito de instalação é realizar medições de ruído no campo protegido e desprotegido. Para este ensaio, uma placa extensa de $\approx 8D_e$ foi utilizada e alocada em $x/D_e = 8$, através do sistema mecânico de posicionamento. Para que o efeito de instalação fique claro, posiciona-se a placa em duas alturas diferentes, mas que mantêm a mesma distância absoluta $|h/D_e| = 0,5$. No caso de $h/D_e = -0,5$, a superfície fica posicionada entre o jato e os receptores criando assim uma região "protegida", o que não acontece para $h/D_e = 0,5$. A Fig. 5.6 apresenta os resultados obtidos. Resultados para outros ângulos podem ser conferidos apêndice na Fig A.7.

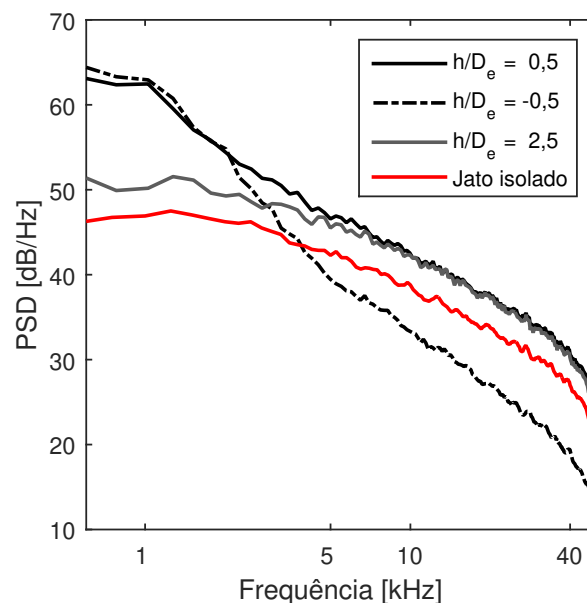


Figura 5.6 – Comparação entre ruído de instalação para as condições protegido, desprotegido ($x/D_e = 8$) e jato isolado, ambos para $M_a = 0,5$ a 90° .

Analisando a Fig. 5.6, observa-se que a curva correspondente a $h/D_e = -0,5$ (em campo protegido) apresenta níveis muito semelhantes à curva de $h/D_e = 0,5$ nas primeiras faixas de frequência. Já para frequências mais altas, percebe-se que o ruído associado a essa

medida decai de forma relevante, chegando a ficar abaixo dos níveis encontrados para o jato isolado. Isto acontece pois, nas frequências mais baixas, o efeito de instalação do tipo JSI ocorre, ou seja, o campo acústico está sendo espalhado em mesma intensidade para ambos os lados da superfície. Nas frequências mais altas (comprimentos de onda pequenos), o efeito vai se tornando menor. À medida que os comprimentos de onda tornam-se pequenos em relação a superfície, a geometria age como um escudo protegendo os receptores do ruído, através de reflexões acústicas. Pode-se notar que os níveis para $h/D_e = -0,5$ são levemente mais altos, na faixa de baixas frequências, quando comparados à posição $h/D_e = 0,5$. Isso se deve ao fato de que o bordo de fuga da geometria encontra-se mais próximo dos receptores para essa posição.

Percebe-se que em distâncias radiais maiores como $h/D_e = 2,5$ (em mesma posição axial) indicada na Fig. 5.6, o ruído espalhado tende a decair, uma vez que a amplitude incidente do campo acústico próximo é menor em posições mais afastadas do jato (VERA et al., 2016). O efeito de reflexão não é diminuído devido ao afastamento da geometria em relação ao jato, como pode ser observado comparando as posições de $h/D_e = 0,5$ e $h/D_e = 2,5$ (ambas em campo desprotegido) na Fig. 5.6. As reflexões nessa região são da ordem de 3 dB acima do jato isolado, conforme obtido experimentalmente e reportado na literatura (PIANTANIDA; JAUNET; HUBER et al., 2016; LAWRENCE, 2014; SHEARIN, 1983).

Este teste foi realizado com uma geometria extensa para exemplificar os fenômenos de forma objetiva. Superfícies de grandes dimensões apresentam maiores faixas de reflexão e tornam possível alocar o bordo de fuga da superfície mais a jusante, sem expor o bordo de ataque a altas amplitudes do campo acústico. Os resultados para superfícies menores seriam semelhantes ao mostrado na Fig. 5.6, porém com os efeitos JSI e JSR acontecendo em faixas diferentes de frequência. Entretanto, fica evidente que a amplitude do efeito de instalação está relacionado com o posicionamento da superfície em relação ao jato e que esse efeito pode ser de alta magnitude, tanto no campo protegido, quanto no campo desprotegido. A próxima subseção investiga os efeitos de posicionamento da geometria em diversas posições.

5.2.2 EFEITOS DE POSICIONAMENTO E ADEQUAÇÃO DA SIMULAÇÃO

Um questionamento natural que surge ao observar o conjunto jato-geometria é: que mudanças acontecerão no ruído se o posicionamento da geometria for alterado? Essa pergunta tem relevâncias práticas, pois sabe-se que a possibilidade de mudança do posicionamento do motor aeronáutico é baixa em projetos já avançados, assim, caso haja a possibilidade de explorar o posicionamento da estrutura, deve-se realizar de forma adequada. Pequenas mudanças de posição podem impactar significativamente o ruído de instalação.

Com o intuito de discutir os efeitos de posicionamento, duas varreduras foram realizadas utilizando os parâmetros x/D_e e h/D_e . Para separar os efeitos axiais e radiais, sempre que um parâmetro foi alterado, o outro foi mantido constante, formando a matriz apresentada na Fig. 5.7. Os testes foram realizados utilizando a placa de $3,3D_e$ de extensão, que possui um sistema de pivotamento que permite a realização de dobras na placa, imitando um *flap*. Entretanto, para estes testes o ângulo de dobra foi mantido em zero (placa plana, $\alpha = 0$). Isto foi feito para não introduzir efeitos de rotação nas medidas. Todos os pontos da matriz foram testados para os números de Mach 0,3, 0,5, 0,7 e 0,9 com a finalidade de discutir o efeito de instalação e sua relação com a velocidade do escoamento.

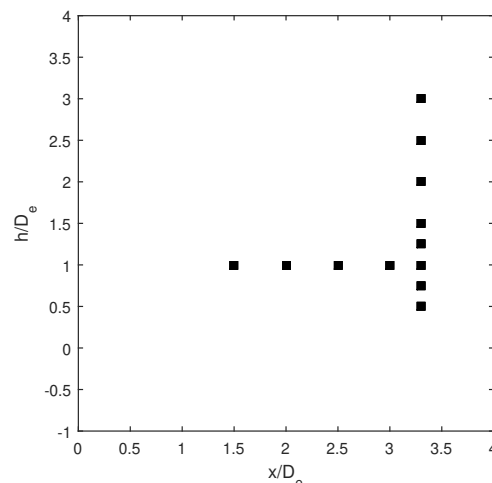


Figura 5.7 – Matriz de testes para verificação dos efeitos de posicionamento.

A linha vertical da matriz de testes da Fig. 5.7, em $x/D_e = 3,3$, tem por intuito demonstrar modificações no campo acústico distante devido ao comportamento radial, percorrendo os valores de $h/D_e = 0,5$ a $h/D_e = 3$. A posição do bordo de fuga em

$x/D_e = 3,3$ permite que a placa fique totalmente exposta ao jato, ou seja, com seu bordo de ataque alinhado à saída do bocal. A Fig. 5.8 mostra fotografias das diversas alturas testadas, sendo também possível ver o bocal de exaustão.

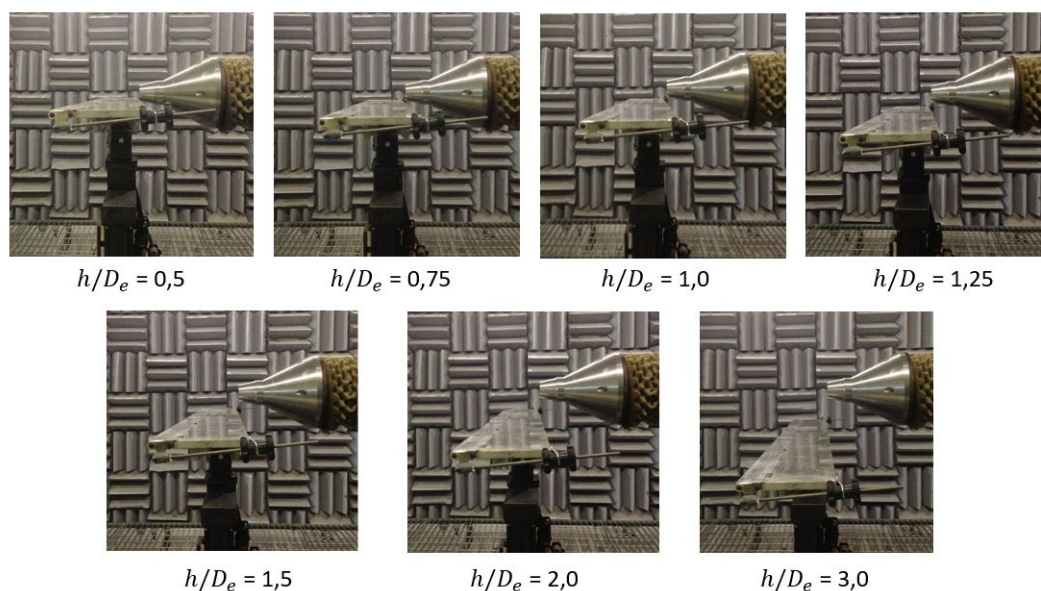


Figura 5.8 – Fotografias do experimento para $x/D_e = 3,3$ e diversos h/D_e .

Para exemplificar o comportamento do ruído com respeito às alturas testadas, utiliza-se o número de Mach 0,5 como referência, uma vez que os demais testes são realizados nessa velocidade de exaustão. A Fig. 5.9 apresenta os resultados obtidos para cada uma das posições testadas para os ângulos de 30° e 120° , que são representativos dos ângulos a jusante e montante, respectivamente. Demais ângulos consultar a Fig. A.12 no apêndice deste documento.

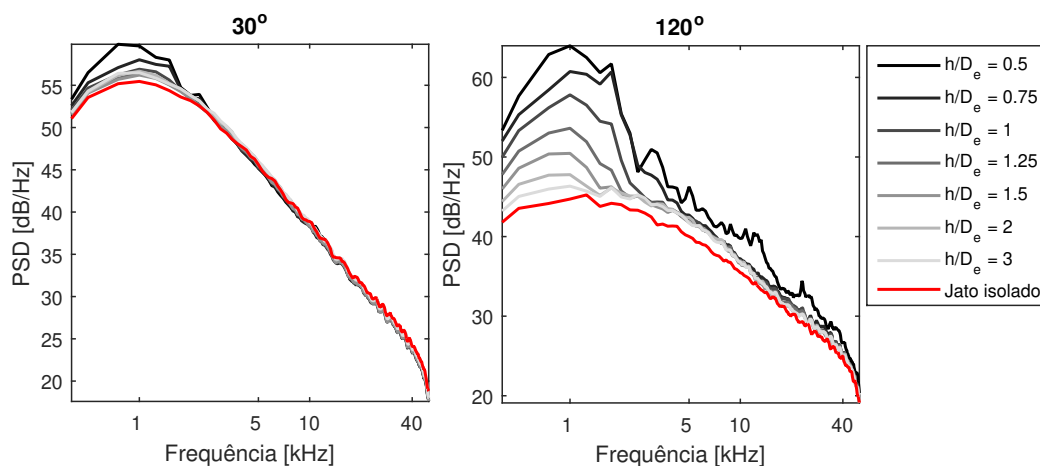


Figura 5.9 – Ruído de jato instalado com placa plana em $x_L/D_e = 3,3$ em diferentes h/D_e e comparação com jato isolado, ambos medidos a $M_a = 0,5$.

Ao analisar os dados, percebe-se que pequenas mudanças de posicionamento na altura são suficientes para alterar de forma significativa os níveis de pressão sonora à montante, especialmente em baixos valores de h/D_e e em frequências menores. As diferenças entre a instalação no ponto de $h/D_e = 0,5$ e um jato isolado chegam a mais de 20 dB/Hz, caindo para aproximadamente 15 dB/Hz quando essa distância é dobrada ($h/D_e = 1$) e chegando a um valor próximo de um jato isolado a uma distância de $h/D_e = 3$. Isso indica que o efeito de instalação perde intensidade conforme a distância jato-superfície é aumentada (E. FLOWCS WILLIAMS; H. HALL, 1970).

Por outro lado, as mudanças em nível de pressão sonora para o ângulo a jusante são mais discretas e acontecem de forma perceptível apenas nas primeiras alturas testadas. Nota-se que para as posições de $h/D_e = 0,5$ e $h/D_e = 0,75$, os níveis sofrem maiores alterações e tem-se alguns picos no espectro sonoro a montante. Nestas posições, a geometria encontra-se intrusiva, o que dá origem a interações do tipo JFI (JTEI) (LAWRENCE, 2014).

A geometria intrusiva modifica os campos de velocidade média e as flutuações de velocidade (PROENÇA; LAWRENCE; SELF, 2017). Dessa forma, evita-se trabalhar nessa região para que a fonte sonora não seja significativamente modificada, levando a inconsistências nos resultados de simulação, uma vez que os fenômenos físicos dentro dessa região precisam ser melhor esclarecidos e posteriormente modelados em termos de fonte sonora. Se utilizarmos uma abertura típica de 7° (ALBUQUERQUE MAIA, 2015; CÂMARA et al., 2019) para cálculo da região de entranhamento do jato, pode-se estimar que a partir da posição de altura $h/D_e = 1$ a geometria estaria fora da região de entranhamento, considerando como posição do bordo de fuga $x/D_e = 3,3$. Dados de anemometria medidos na bancada do LVA mostram que a velocidade média é aproximadamente nula nesta posição (CÂMARA et al., 2019). Diante do discutido, escolhe-se a posição de $h/D_e = 1$ para avaliar o efeito axial, já que esta possui maiores níveis de pressão sonora associados e se trata de uma posição não intrusiva, não adicionando fenômenos além da interação do tipo JSI.

Para estudar o comportamento axial, percorrem-se então as posições entre $x/D_e = 1,5$ a $x/D_e = 3$, em $h/D_e = 1$, representadas pela linha horizontal na matriz de teste da Fig. 5.7. Medições com menores parâmetros x/D_e não foram realizadas, uma vez que a superfície encontra limitações de deslocamento devido à geometria do bocal. A posição de $x/D_e = 3,3$, por já ter sido apresentada na Fig. 5.9, é descartada da comparação; posições

mais a montante são também descartadas por serem intrusivas, não sendo o foco deste estudo. A Fig. 5.10 traz fotografias das posições testadas para a avaliação axial.

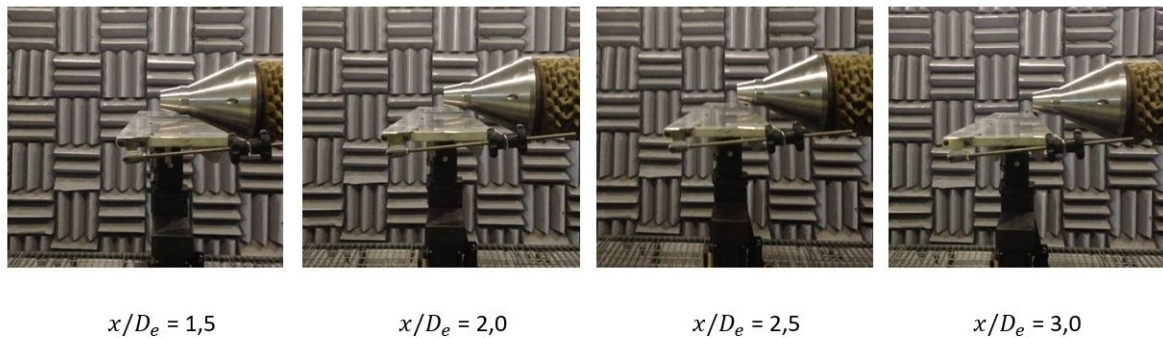


Figura 5.10 – Fotografias do experimento para $h/D_e = 1$ e diversos x/D_e .

Os resultados medidos para as posições axiais testadas podem ser vistos na Fig. 5.11 através dos ângulos de 30° e 120° em $M_a = 0,5$, fechando assim a matriz de teste voltada à discussão do posicionamento da geometria e seu impacto no ruído. Demais posições podem ser consultadas na Fig. A.13 no apêndice deste documento.

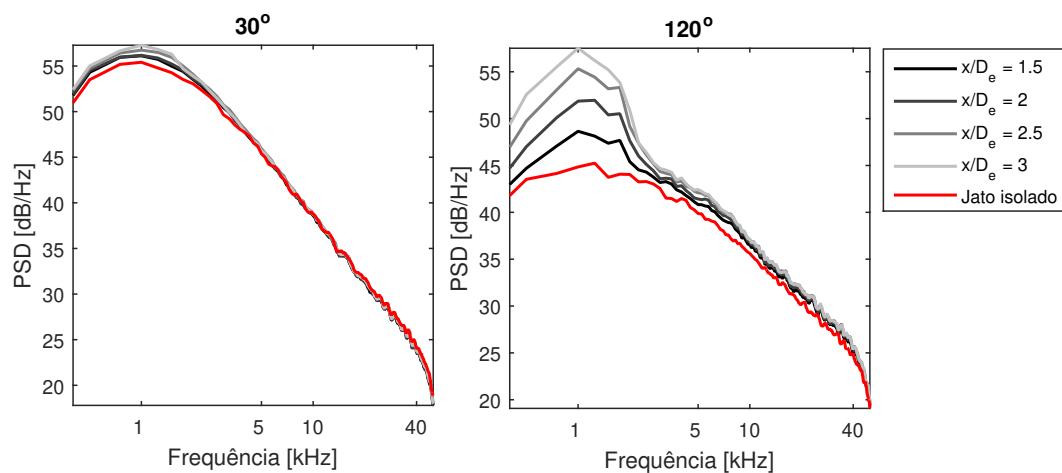


Figura 5.11 – Ruído de jato instalado com placa plana para $h/D_e = 1$ em diferentes x/D_e e comparação com jato isolado, ambos medidos a $M_a = 0,5$.

Comportamentos semelhantes aos observados nos testes de posicionamento radial, mostrados na Fig. 5.9, são percebidos com respeito ao ruído em diferentes posições axiais. Os níveis no ângulo a montante são mais alterados com a proximidade entre a placa e o jato, enquanto o ângulo a jusante exibe menos sensibilidade a essa interação. Os níveis aumentam à medida que a geometria é colocada mais a jusante, chegando a mais de 10 dB/Hz em relação a um jato isolado na frequência de pico. Nota-se pouca mudança na região associada ao JSR.

Para observar o comportamento angular em outras posições e a relação entre efeito de instalação e velocidade do escoamento, reúnem-se os testes feitos para $M_a = 0,5, 0,7$ e $0,9$ utilizando a métrica do NPS_{Total} . Para evidenciar o efeito de instalação, subtraiu-se o ruído de jato isolado correspondente de cada teste, formando um ΔNPS_{Total} . A Fig. 5.12 mostra esse resultado.

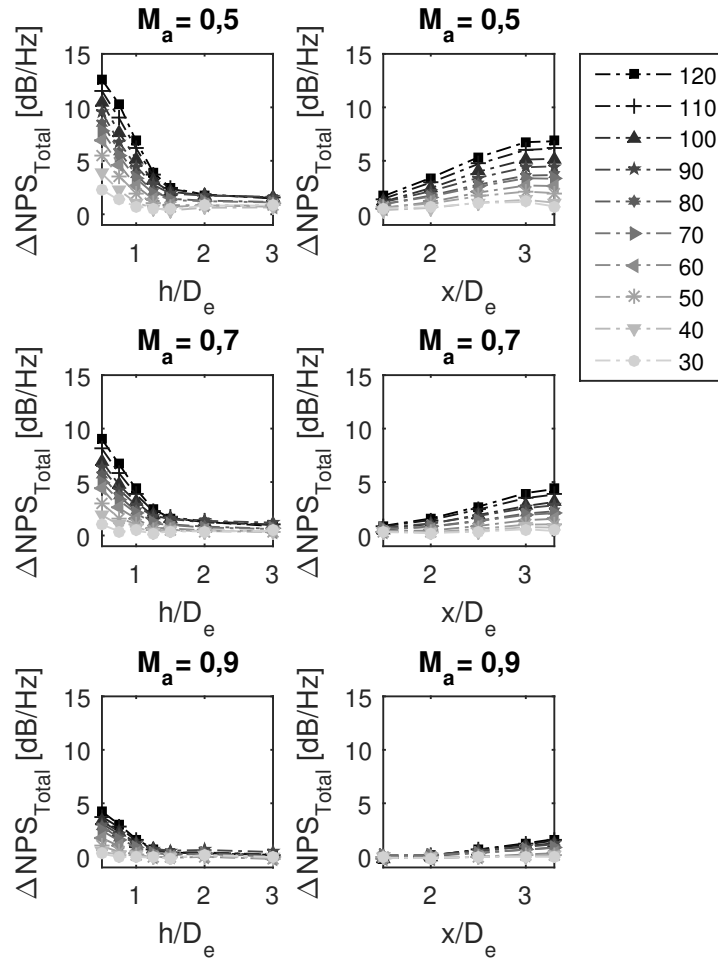


Figura 5.12 – Efeito de instalação em diferentes posições angulares e diferentes posições x/D_e e h/D_e para $M_a = 0,5, 0,7$ e $0,9$ através da métrica de ΔNPS_{Total} .

Através da Fig. 5.12 é possível observar que a diferença entre a instalação e o jato isolado decai à medida que a velocidade do escoamento aumenta. Isso indica uma predominância do ruído de jato puro em números de Mach mais altos, mascarando o efeito de instalação. De fato, os efeitos de instalação possuem dependência com a velocidade do escoamento entre U^5 a U^6 (CURLE, 1955; E. FLOWCS WILLIAMS; H. HALL, 1970) enquanto o ruído de jato tem dependência da ordem de U^8 (LIGHTHILL, 1952).

Na Fig. 5.12 também é possível perceber que há um decaimento gradual dos níveis com a posição angular, sendo os maiores níveis coletados nos ângulos mais a montante (120°), decaindo sistematicamente até a posição mais a jusante (30°). Observa-se ainda que o ΔNPS_{total} tende a diminuir com o aumento do parâmetro h/D_e e que, por outro lado, há um aumento do ΔNPS_{total} com o aumento de x/D_e . Os dois comportamentos têm a mesma causa; à medida que a geometria se aproxima do jato, o ruído tende a aumentar, pois a amplitude do campo próximo incidente é maior.

De acordo com os testes de posicionamento, apresentados nas Fig. 5.9, 5.11 e 5.12, fica evidente que o ruído de instalação é melhor espalhado para os ângulos a montante, em especial para baixas e médias frequências. Para investigar a causa disso, utiliza-se a simulação em BEM para a posição $x/D_e = 3,3$ e $h/D_e = 1$ (ver Cap. 4). Apenas a pressão espalhada pela superfície até os receptores é coletada, de modo que se possa observar seus padrões diretivos. A simulação foi realizada entre as frequências de 500 Hz a 2000 Hz, já que os efeitos de instalação relevantes encontram-se nessa faixa de frequência para a geometria testada (ver Fig. 5.9 e 5.11). A Fig. 5.13 mostra os padrões criados em um arco polar completo com mesma distância radial que o arco experimental.

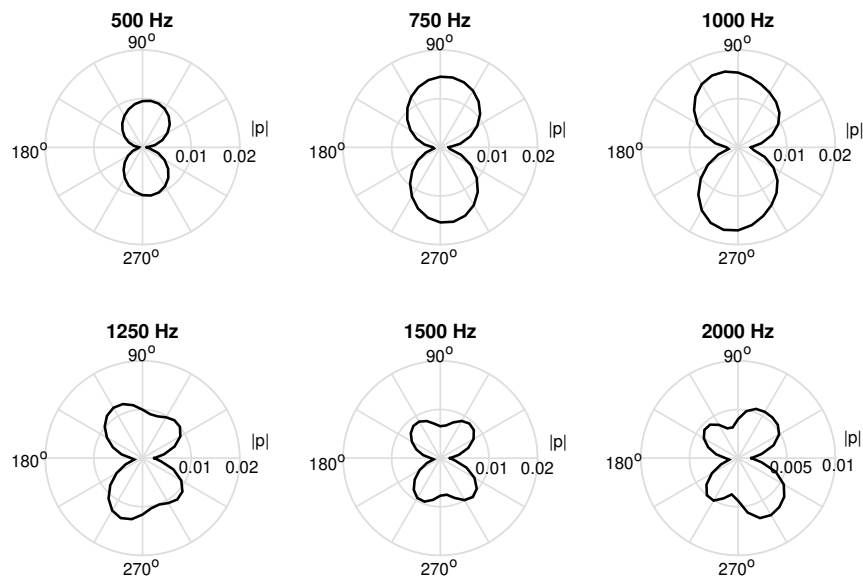


Figura 5.13 – Ruído espalhado por uma placa plana em $x/D_e = 3,3$, $h/D_e = 1$ e $M_a = 0,5$. Simulada através do BEM e modelo de pacote de onda. Centro do diagrama polar nas coordenadas de exaustão do bocal.

Através da simulação, é possível perceber que a pressão sonora é espalhada diferentemente por faixa de frequência, tanto em nível, quanto em direcionalidade. Nas frequências

mais baixas, uma direcionalidade semelhante a um dipolo é encontrada, havendo uma transição para uma direcionalidade com mais lóbulos à medida que a frequência aumenta. Estes comportamentos direcionais eram esperados (CURLE, 1955; E. FLOWCS WILLIAMS; H. HALL, 1970).

A pressão espalhada concentra seus maiores níveis acima de 30° e abaixo 150° , entre a região de silêncio delimitada pela posição do bordo de fuga da geometria (GIBSON; KEYS, 2019; NOGUEIRA; SIROTTO et al., 2019). Em valores a pressão espalhada cresce e depois decai, explicando assim o comportamento obtido via espectros sonoros, mostrando que o pico da pressão espalhada está em torno da frequência de 1000 Hz (também em acordo com os resultados mostrados na Fig. 5.9). Os lóbulos no campo desprotegido são levemente menores que os lóbulos no campo protegido devido a posição do arco polar, que encontra-se centrado no bocal do jato e não no bordo de fuga da superfície. Isso foi feito para facilitar a comparação com os dados experimentais.

Para o entendimento da maior mudança de níveis a montante e maior estabilidade dos níveis a jusante, é necessária a adição da direcionalidade do jato isolado. A Fig. 5.14 apresenta a pressão espalhada pela superfície, o modelo de pacote de onda que foi utilizado como fonte sonora e uma medida experimental de jato isolado.

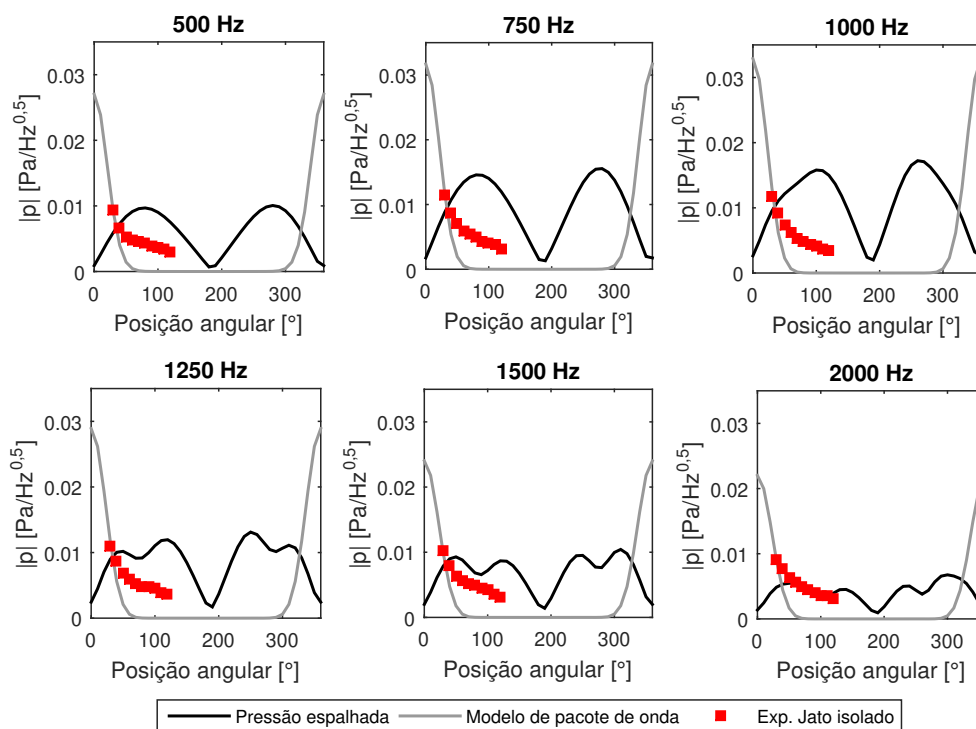


Figura 5.14 – Ruído proveniente do modelo de pacote de onda, pressão espalhada pelo BEM e dado experimental de jato isolado para diversas frequências.

Com base na Fig. 5.14, é possível perceber a causa do aumento do ruído de instalação para ângulos a montante. O ruído de jato tem maiores níveis de pressão sonora associados às posições angulares a jusante entre 30° e 60° (ver Fig 5.4). A partir desses ângulos, o ruído de jato isolado é significativamente menor que o ruído espalhado pela geometria e, dessa forma, o comportamento direcional é dominado pelo ruído de instalação para as posições angulares a montante.

No ângulo de 30°, o ruído de jato é predominante, mas a geometria ainda possui certa contribuição, aumentando levemente os níveis para este ângulo, como pode ser observado na Fig. 5.9. Em casos de números de Mach mais altos, onde o ruído de jato é maior, esse efeito seria ainda menor, fazendo com que o ruído de jato isolado fosse o contribuinte majoritário ao ruído nessa posição angular. É importante salientar, em termos de simulação, que entre os ângulos de 30° a 60° o ruído de jato é comparável com o ruído da instalação e, nesse casos, podem ocorrer interferências relevantes. Isso é justificado pelo fato de que as amplitudes são semelhantes e a fase entre as ondas tem um papel importante na soma da pressão total.

O modelo de pacote de onda, utilizando apenas o modo $m = 0$, é calibrado apenas com amplitude na posição de 30° (nenhuma fase e decaimento de coerência são utilizadas na calibração), conforme feito em outros trabalhos (NOGUEIRA; SIROTTI et al., 2018; PIANTANIDA; JAUNET; HUBER et al., 2016). A partir desse ângulo, o modelo de fonte não é mais condizente com os dados experimentais de jato isolado, como pode ser visto na Fig. 5.14. Este comportamento era esperado, uma vez que há necessidade de inclusão de mais modos para prever o ruído em outros ângulos (JORDAN; COLONIUS, 2013). Entretanto, apenas o modo zero é suficiente para obter a parte mais significativa do ruído de instalação (NOGUEIRA; CAVALIERI; JORDAN, 2017).

Para discutir de forma aplicada a predição do modelo de pacote de onda combinado com o BEM, propõem-se duas simulações para as alturas de $h/D_e = 1$ e 1,5 em $x/D_e = 3,3$. A pressão sonora total é calculada através da soma da pressão espalhada e incidente. Esta soma deve ser feita através de uma soma coerente, onde amplitude e fase são levadas em consideração, tal que

$$NPS_{coerente} = 10 \log_{10} \left(\frac{|\tilde{p}_{espalhada} + \tilde{p}_{fonte}|}{p_{ref}} \right)^2, \quad (5.2)$$

ou apenas somando as amplitudes sonoras da pressão espalhada e pressão incidente

separadamente, em uma soma chamada de incoerente, dada por

$$NPS_{incoerente} = 10 \log_{10} \left(\frac{|\tilde{p}_{espalhada}| + |\tilde{p}_{fonte}|}{p_{ref}} \right)^2. \quad (5.3)$$

Ambos os resultados são mostrados na Fig. 5.15 abaixo. Para resultados nos demais ângulos consultar Fig. A.14

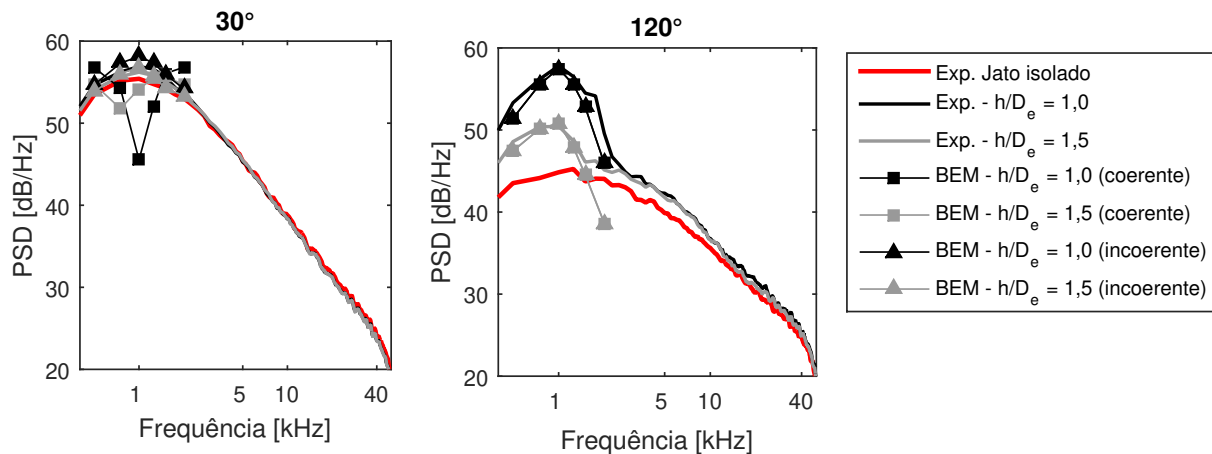


Figura 5.15 – Simulação utilizando BEM com soma coerente, incoerente e comparação com experimento para $x/D_e = 3,3$ e $M_a = 0,5$.

Na Fig. 5.15, os resultados da soma coerente mostram-se idênticos aos de soma incoerente para os ângulos mais a montante, não possuindo impacto nos resultados. Isto ocorre devido à discrepância de amplitude entre as pressões sonoras espalhadas e a pressão sonora da fonte de pacote de onda (ver Fig. 5.14). Neste ângulo os níveis previstos pela simulação são semelhantes aos obtidos experimentalmente, especialmente para as mais baixas frequências. Ocorrem discrepâncias maiores nas frequências de 1500 Hz e 2000 Hz para a posição $h/D_e = 1,5$. Este caso será discutido na sequência. No caso dos ângulos a jusante, as amplitudes de jato isolado e da pressão espalhada são próximas, permitindo que interferências relevantes entre os sinais ocorram. Como por exemplo, na frequência de 1000 Hz em ângulo de 30° uma interferência destrutiva é notada, levando os níveis abaixo dos níveis de um jato isolado.

Durante o processo de calibração da simulação padrão, foram realizados uma série de testes para a verificação dessas interferências e concluiu-se que a posição angular das interferências dependem da frequência, posição do centro do pacote de onda e posição da superfície (ver Fig. 4.10). No caso de placas extensas, que em geral têm seus bordos de fuga

colocados em posições mais a jusante, essas interferências se apresentam comumente no lado protegido do campo e que essas interferências se apresentam em mais de uma posição para placas finitas (CAVALIERI; WOLF; JORDAN et al., 2013). Durante o processo de calibração (ver Fig. 4.10), percebeu-se que a interferência destrutiva foi alternada das posições angulares protegidas para as desprotegidas à medida que o bordo de fuga foi sendo trazido a montante. Essa interferência não é observada experimentalmente.

Deve-se salientar que as interferências, que aparecem na simulação, ficam restritas aos ângulos de 30° a 50° e não foram notadas em nenhuma outra posição angular. Assim, trata-se de uma discrepância em poucos ângulos e em ângulos que não são o foco desse estudo, cujo interesse é o ruído de instalação. A soma incoerente demonstra uma melhor concordância com os dados experimentais para a posição de 30° , indicando que a fase não está devidamente adequada para a posição angular. Resultados semelhantes, mostrando uma interferências na posição angular de 30° em torno do mesmo número de Strouhal, já foram documentados também utilizando um modelo cinemático de pacote de onda admitindo $k_h L$ constante (ANTONIALLI; NOGUEIRA; CAVALIERI, 2019).

Ao testar a posição com $h/D_e = 1,5$, uma nova divergência aparece entre a simulação e o experimento para as frequências de 1,5 kHz e 2 kHz. O ruído total, tanto de soma coerente, quanto da soma incoerente, apresenta-se abaixo do ruído de jato isolado. Isso se deve ao fato de que para essas frequências o efeito de instalação já possui níveis relativamente baixos (ver Fig. 5.14) e o modelo de fonte sonora produz níveis próximos de zero nessa posição.

Experimentalmente sabe-se que o ruído de jato isolado é bastante relevante nessa frequência e posição, conforme pode ser observado através da Fig. 5.14. Diante do apresentado, propõe-se então a utilização da fonte sonora do tipo pacote de onda para geração do ruído espalhado juntamente com o código de BEM, sendo este ruído somado diretamente com o dado experimental de jato isolado, o que leva aos resultados mostrados na Fig. 5.16. Essa alternativa evita as interferências que não são vistas experimentalmente e garante níveis de fonte relevante em mais posições angulares. Para resultados nos demais ângulos consultar a Fig. A.15

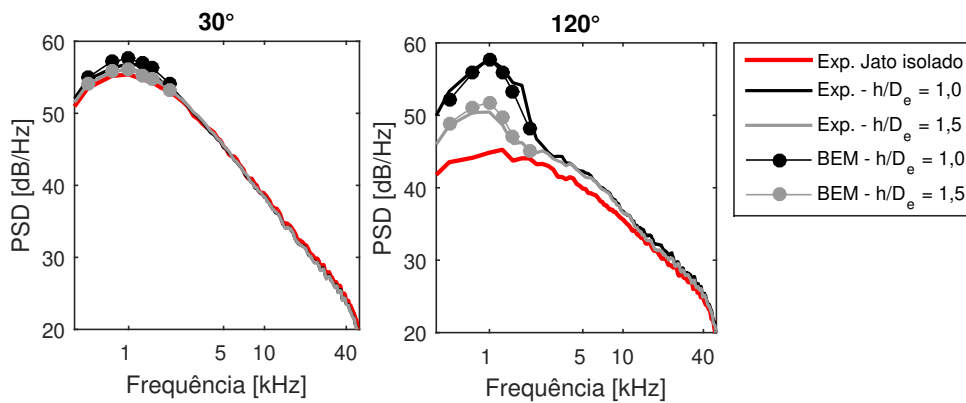


Figura 5.16 – Simulação utilizando BEM e comparação com experimento para $x/D_e = 3,3$ e $M_a = 0,5$.

O dado experimental de jato isolado já era requerido para calibração da amplitude do modelo de pacote de onda, dessa forma nenhuma informação adicional foi requisitada no processo. A fonte na simulação continua tendo um papel fundamental no código, pois é com o modelo de pacote de onda que se calcula a pressão incidente na superfície, que através do BEM será espalhada a campo distante.

Com o intuito de comparar a simulação com outros ângulos e posições de teste com o experimento, construiu-se um mapa de pressão sonora que indica a amplitude do ruído por frequência e posição angular. Para comparação com o experimento, o mapa construído se estende até a frequência de 2 kHz (faixa de frequência relevante para o ruído de instalação) entre as posições angulares de 30° a 120° , possuindo uma interpolação linear de valores entre os pontos não medidos para construção do gradiente de cores do mapa. Os três mapas de pressão para as posições de $x/D_e = 3,3$ e $h/D_e = 1, 1,5$ e 2 são apresentados nas Fig. 5.17, 5.18 e 5.19.

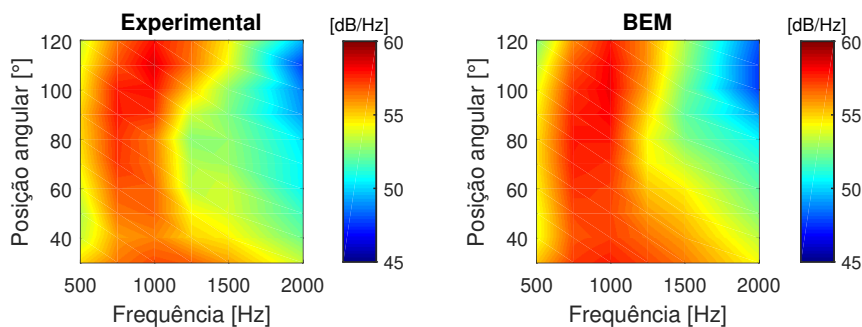


Figura 5.17 – Mapa de ruído experimental e simulado para um jato instalado em $x/D_e = 3,3$ e $h/D_e = 1$ a $M_a = 0,5$.

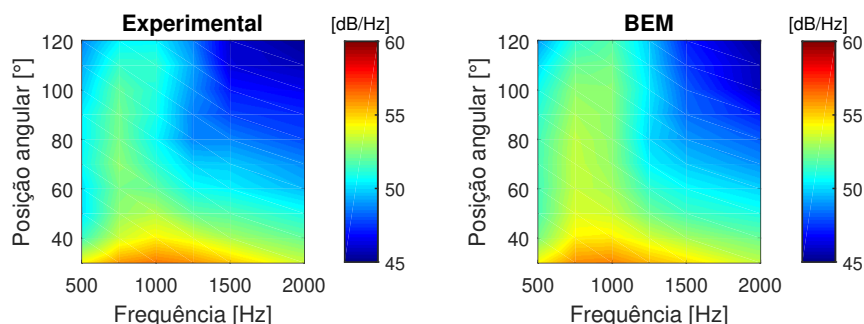


Figura 5.18 – Mapa de ruído experimental e simulado para um jato instalado em $x/D_e = 3,3$ e $h/D_e = 1,5$ a $M_a = 0,5$.

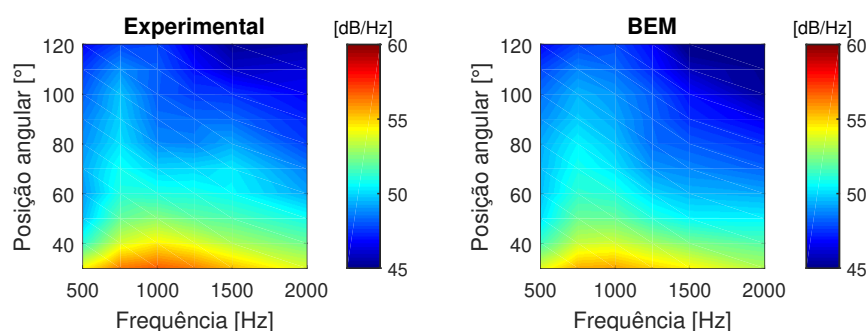


Figura 5.19 – Mapa de ruído experimental e simulado para um jato instalado em $x/D_e = 3,3$ e $h/D_e = 2,0$ a $M_a = 0,5$.

Através dos mapas, pode-se observar a concordância entre o experimento e a simulação para diversas alturas, concluindo que a simulação é capaz de resgatar as tendências de decaimento do ruído com relativa precisão. Os erros entre a simulação e o experimento não ultrapassam o valor de 2 dB/Hz, sendo que na maior parte dos pontos a divergência é igual ou inferior a 1 dB/Hz. O objetivo principal da simulação é prever com relativa precisão o ruído de jato instalado dentro da faixa de frequência do ruído de instalação, que neste caso concentra-se entre 500 Hz a 2000 Hz, de modo que se possa utilizar a simulação como ferramenta para confirmar e/ou traçar tendências experimentais e também como uma ferramenta de projeto, através de modificações da geometria ou impedância associada. De acordo com o apresentado nas Fig. 5.17, Fig. 5.18 e Fig. 5.19, considera-se que a simulação encontra-se adequada para projetos e testes diversos, que serão apresentados no decorrer deste documento.

Na posição de $x/D_e = 3,3$ e $h/D_e = 1$, realizaram-se cinco testes com o intuito de observar o desvio padrão dos dados para o jato instalado. Esta posição será referência nos próximos testes, uma vez que o bordo de fuga irá se manter fixo nesta posição (por motivos já discutidos nesta seção), mesmo em casos de rotação total ou parcial da superfície ou quando implementadas mudanças de impedância. Caso observado um aumento significativo do desvio padrão, pode-se entender que mais variabilidades foram introduzidas no teste devido a instalação, uma vez que a geometria possa estar mal presa ou até mesmo que partes, como a região do pivotamento, estejam trepidando. A Fig. 5.20 mostra os resultados para os números de Mach 0,5 e 0,7, apenas para as posições angulares de 30°, 60°, 90° e 120°. Os demais receptores foram novamente omitidos para melhor visualização dos dados (consultar Fig. A.11)

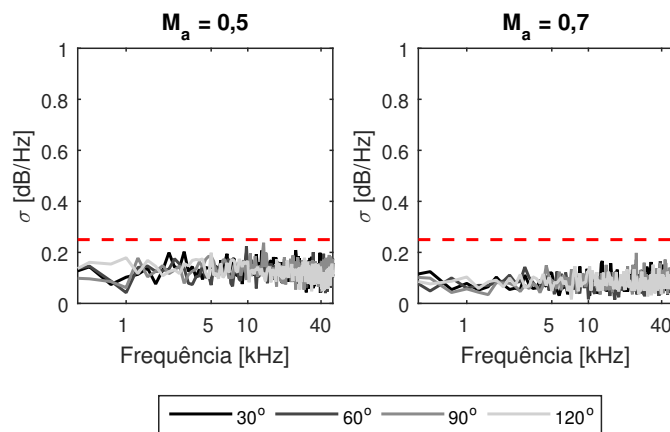


Figura 5.20 – Desvio padrão para jato instalado ($x/D_e = 3,3$ e $h/D_e = 1$) calculado com base em 5 testes para os números de Mach 0,5 e 0,7.

Quando compara-se o resultado apresentado na Fig. 5.5 com a Fig. 5.20, percebem-se poucas diferenças com respeito ao desvio padrão são encontradas. O desvio padrão mantém-se abaixo de 0,25 dB para todas as frequências analisadas, o que pode ser percebido através do limiar traçado em vermelho. Este valor é semelhante ao encontrado para o caso do jato isolado, portanto entende-se que pouca ou nenhuma variabilidade foi colocada no processo de medição para a posição testada.

5.2.3 EFEITO DE ROTAÇÃO

Com o entendimento do espalhamento acústico e seus padrões de direcionalidade formados em campo distante, discutidos na subseção 5.2.2, um experimento de rotação

da superfície foi efetuado para analisar como tais padrões diretivos seriam alterados. Um estudo semelhante já foi realizado utilizando uma placa de grande dimensão em posição axial mais a jusante (NOGUEIRA; SIROTTI et al., 2019). Entretanto, neste estudo o teste é realizado com uma placa de extensão de $3,3D$ e tem por intuito fornecer informações sobre a diferença entre uma rotação completa da superfície e sua rotação parcial.

Para este experimento, posicionou-se o bordo de fuga da geometria na posição padrão ($x/D_e = 3,3$ e $h/D_e = 1$), rotacionando a superfície em torno desse ponto. Experimentalmente, para realizar essa rotação foi necessário corrigir a posição da travessa automatizada, compensando a posição do bordo de fuga com base na rotação realizada, uma vez que a rotação feita pelo sistema de movimentação é centrada no meio da superfície. Foram testados dois ângulos de rotação (15° e 30°) que foram comparados com a posição padrão. Fotografias do experimento podem ser conferidas na Fig. 5.21.

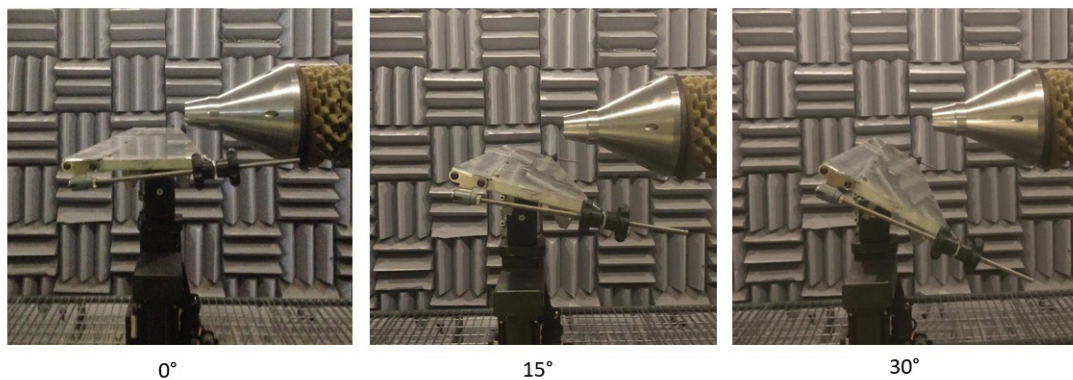


Figura 5.21 – Fotografias do experimento de rotação da geometria com bordo de fuga fixo em $x/D_e = 3,3$ e $h/D_e = 1$.

Para cada rotação, uma simulação em BEM foi realizada para as frequências de 500 Hz, 750 Hz, 1000 Hz, 1250 Hz, 1500 Hz e 2000 Hz, com o intuito de comparar o resultado experimental com o previsto pelo modelo e explicar as tendências obtidas. Para iniciar as análises, os padrões diretivos formados pela pressão espalhada a campo distante são calculados.

Conforme exemplificado anteriormente na Fig. 5.13, que corresponde a um ângulo de rotação igual a 0° , os padrões diretivos se dividem basicamente em um formato dipolar, para frequências abaixo de 1000 Hz, e um formato com mais lóbulos acima dessa frequência. Dessa forma, apresenta-se o resultado da rotação da pressão espalhada apenas para as frequências de 750 Hz e 1500 Hz, que são representativos para cada um desses formatos de direcionalidade. A Fig. 5.22 mostra este resultado.

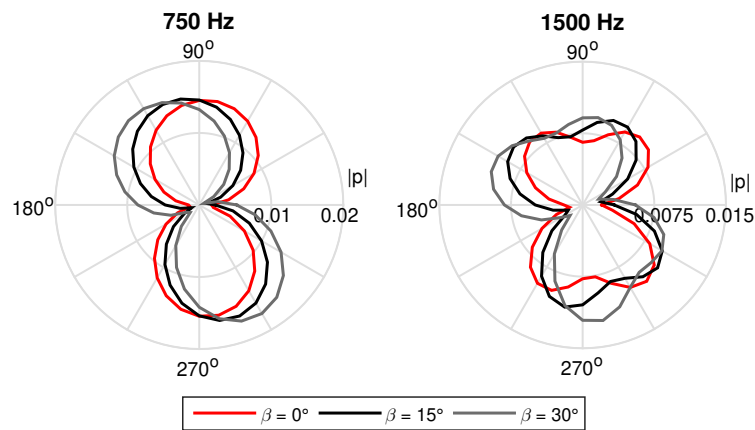


Figura 5.22 – Pressão espalhada a campo distante em caso de rotação ($\beta = 0^\circ, 15^\circ$ e 30°) obtida via BEM.

Ao analisar a Fig. 5.22, nota-se uma rotação do padrão diretivo em campo distante acompanhando a rotação da superfície. O cone de silêncio, marcado pela posição do bordo de fuga da geometria, é também rotacionado diminuindo os níveis captados em campo distante devido ao espalhamento. Por outro lado, os lóbulos de maiores intensidades também são deslocados, resultando em maiores níveis nas posição angulares a montante. Dessa forma, espera-se experimentalmente a criação de uma região de menor ruído a jusante e um aumento dos níveis a montante, devido à rotação da geometria no campo desprotegido. Para melhor entender como essas rotações acontecem, a pressão na superfície é mostrada na Fig. 5.23.

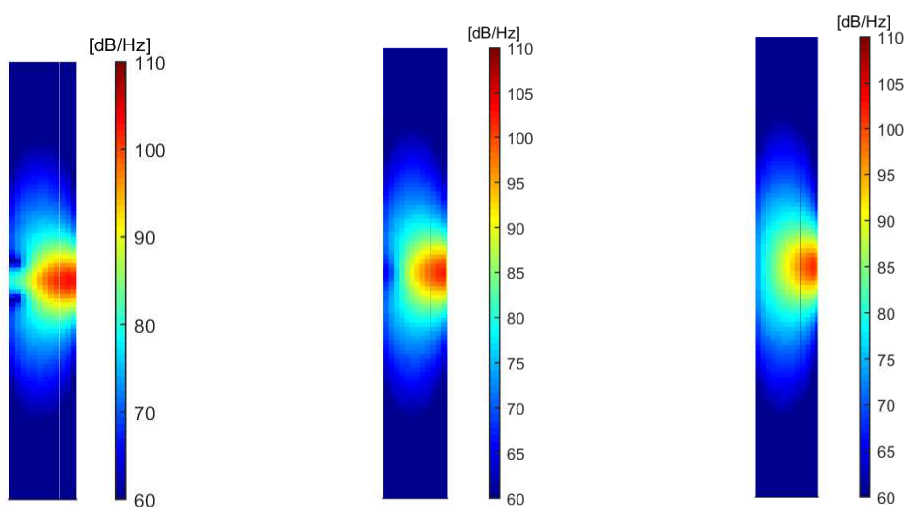


Figura 5.23 – Pressão na superfície de uma placa plana para a frequência de 750 Hz para $\beta = 0^\circ, 15^\circ$ e 30° , respectivamente. Obtida via BEM.

Ao rotacionarmos a geometria, a ponta do bordo de fuga é mantida na mesma posição. Este bordo continua a concentrar os maiores níveis de ruído, mas agora inclinado e espalhando o ruído a posições angulares mais a montante. O bordo de ataque é afastado do jato, isso faz com que os níveis de ruído na região do bordo de ataque diminuam de forma gradativa com as rotações, como pode ser percebido através da Fig. 5.23.

Compara-se então o dado experimental com a pressão sonora total obtida via BEM para as posições de $\beta = 0^\circ$, 15° e 30° e, para observar o comportamento de rotação, utilizam-se todas as posições angulares medidas. O resultado para a frequência de 750 Hz é mostrado na Fig. 5.24.

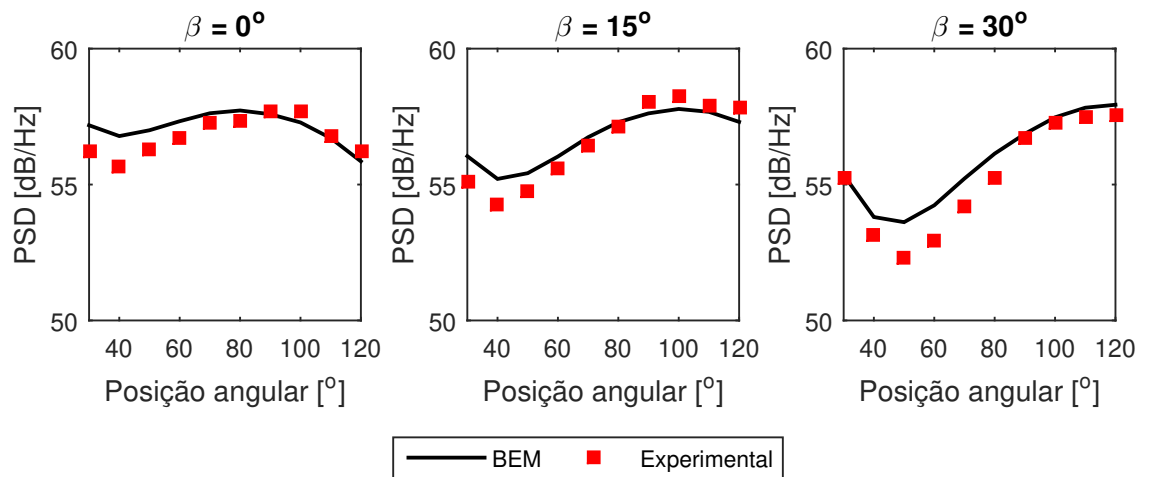


Figura 5.24 – Comparação entre dado experimental e simulação para $x/D_e = 3,3$ e $h/D_e = 1$ e ângulos de rotação $\beta = 0^\circ$, 15° e 30° a $M_a = 0,5$.

Conforme observado na Fig. 5.24, o experimento e a simulação apresentam divergências inferiores a 1,5 dB/Hz nas posições angulares que marcam o vale de pressão total. De acordo com o que foi previsto, a rotação causou uma diminuição dos níveis mais a jusante entre 40° a 60° (devido a rotação do cone de silêncio) e um aumento dos níveis para as posições a montante. A rotação do padrão diretivo pode ser utilizado em projetos para espalhar o ruído em direções preferenciais.

Para visualizar o efeito de rotação, construiu-se um mapa de ruído para as rotações de $\beta = 15^\circ$ e 30° , apresentado na Fig. 5.25. O mapa de ruído para $\beta = 0^\circ$ é o apresentado na Fig. 5.17 e serve como referência para comparação das mudanças ocorridas devido a rotação. A comparação entre os mapas de ruído obtidos via experimento e via simulação de BEM mostram consonância de tendência e níveis. Discrepâncias maiores são encontradas para frequências superiores a 1500 Hz em ambas as rotações simuladas. De forma geral,

pode-se dizer que o efeito de rotação concentra os níveis de pressão sonora cada vez mais a montante conforme a rotação.

É notável a criação de uma região de baixo ruído entre as posições angulares de 40° a 80° quando comparamos a Fig. 5.17 com a Fig. 5.25. Essa região acontece devido ao padrão de direcionalidade que é rotacionado, fazendo com que menores níveis atinjam tais posições angulares. Os maiores níveis de ruído se concentram entre as faixas de frequência de 750 Hz a 1250 Hz, onde encontram-se os maiores níveis de pressão espalhada, e depois decaem rapidamente, devido a sua característica de direcionalidade.

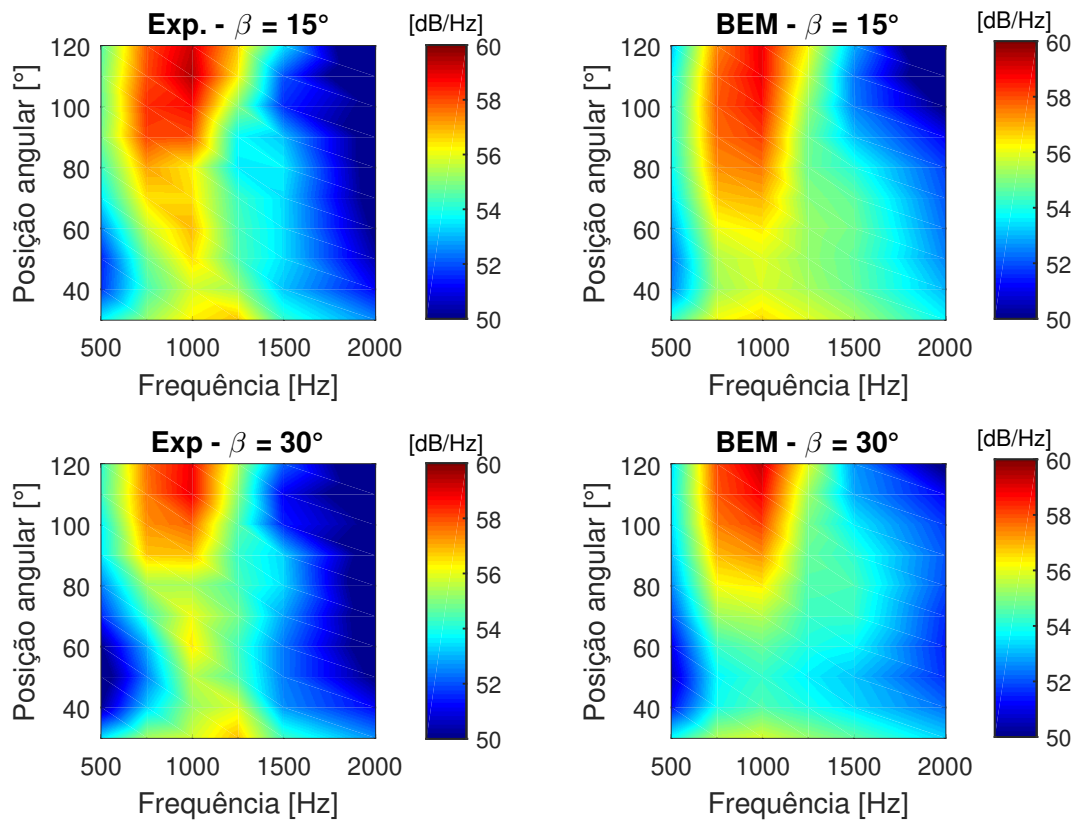


Figura 5.25 – Comparação entre mapas de ruído experimental e simulação para $x/D_e = 3,3$ e $h/D_e = 1$ para os ângulos de rotação $\beta = 15^\circ$ e 30° a $M_a = 0,5$.

Para mensurar a diferença entre os resultados obtidos via experimento e simulação um mapa da diferença absoluta é mostrado na Fig. 5.26. O erro não ultrapassa o valor de 1,5 dB/Hz até a frequência de 1,5 kHz. Para frequências mais altas, a diferença atinge 3 dB/Hz na frequência de 2 kHz, onde o efeito de instalação já não é tão relevante (ver Fig 5.15).

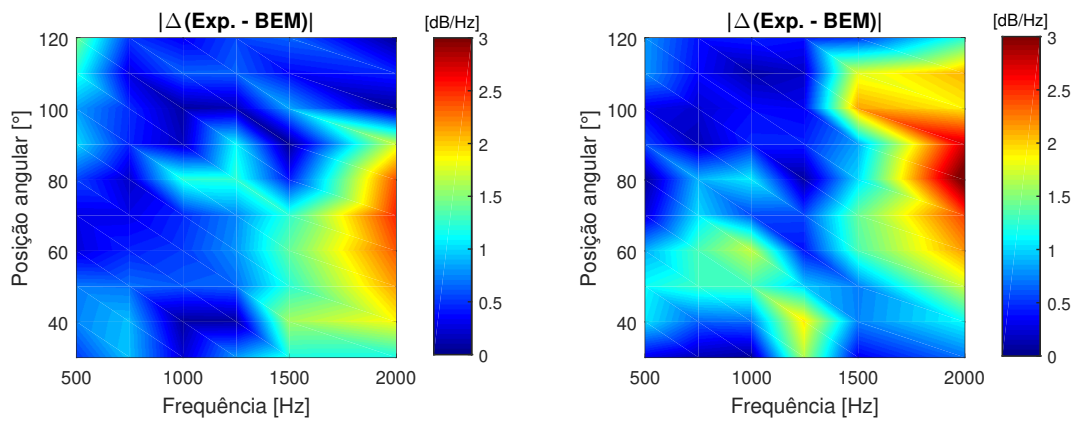


Figura 5.26 – Erro absoluto entre ruído experimental e simulação para $x/D_e = 3,3$ e $h/D_e = 1$ para os ângulos de rotação $\beta = 15^\circ$ e 30° a $M_a = 0,5$.

5.2.4 EFEITO DA ROTAÇÃO DO *FLAP*

Na subseção 5.2.3 foi discutida a rotação completa de uma superfície, fornecendo indícios do que poderia ocorrer no caso da rotação parcial da geometria (*flaps* em diferentes ângulos). Rotações completas de superfícies dificilmente ocorrem em situações reais no produto aeronáutico; dessa forma, um teste de rotação parcial da geometria, que tem o intuito de imitar um perfil de aerofólio com *flap*, foi feito. Para esses ensaios, assim como no caso da rotação total da geometria, realizam-se os experimentos para os ângulos de *flaps* igual a 15° e 30° , com o propósito de comparar o efeito de rotação total com o de rotação parcial. A Fig. 5.27 mostra o experimento e os ângulos testados.

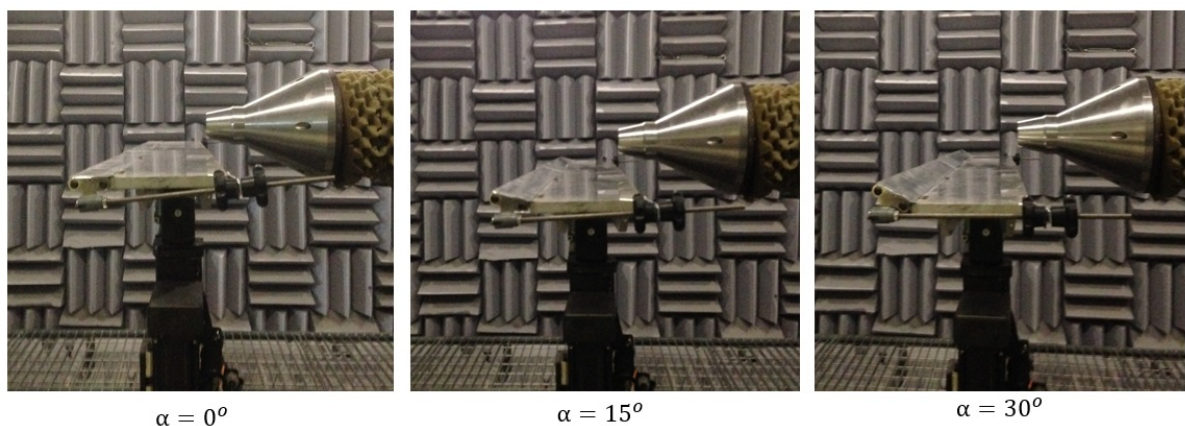


Figura 5.27 – Fotografias do experimento para $h/D_e = 1$ e diversos x/D_e .

A posição do bordo de fuga da geometria é novamente mantida em $x/D_e = 3,3$ e $h/D_e = 1$. Para que isso fosse possível, a geometria foi reposicionada, sendo trazida mais a jusante e posicionada mais distante radialmente do jato para compensar a nova posição

do *flap*. Com a superfície sendo colocada mais a jusante, abre-se um pequeno espaço entre o bordo de ataque e o bocal. Para cada teste, uma simulação de BEM foi realizada em toda a faixa do efeito de instalação, com a finalidade de mensurar o ruído espalhado pela geometria e sua diretividade. Para ilustrar esse comportamento, os resultados das frequências de 750 Hz e 1500 Hz são mostrados na Fig. 5.28.

Com base nas Fig. 5.22 e 5.28 nota-se alguns aspectos relevantes na comparação entre uma rotação completa da superfície e a rotação do *flap*: (i) as rotações dos padrões diretivos não acompanham a rotação da geometria, como no caso da placa rotacionada; (ii) os padrões obtidos no campo protegido e desprotegido são diferentes; (iii) a rotação apresenta-se mais significativa em frequências mais altas.

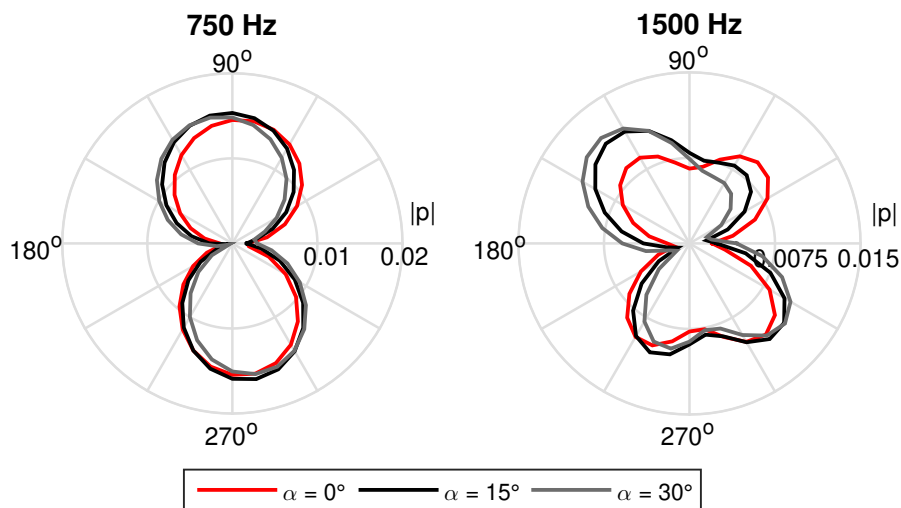


Figura 5.28 – Pressão espalhada a campo distante em situação de *flap* angulado ($\alpha = 0^\circ$, 15° e 30°). Obtida via BEM.

As maiores diferenças no ruído em campo distante, segundo a simulação da pressão espalhada, se concentram na faixa angular acima de 120° , que está fora do arco de medições experimentais. Os ângulos entre 30° e 60° possuem contribuição significativa de jato isolado, entretanto, a simulação do ruído espalhado indica uma diminuição da pressão em relação ao caso padrão ($\alpha = 0^\circ$); a partir do ângulo de 90° espera-se uma inversão de níveis de pressão sonora, onde os casos com *flap* possuiriam maiores níveis em relação ao caso padrão. Ambos os ângulos de rotação do *flap* devem produzir níveis semelhantes de ruído no campo distante. A Fig. 5.29 mostra a comparação entre a simulação e o experimento. Outros ângulos podem ser conferidos no apêndice deste documento na Fig. A.16.

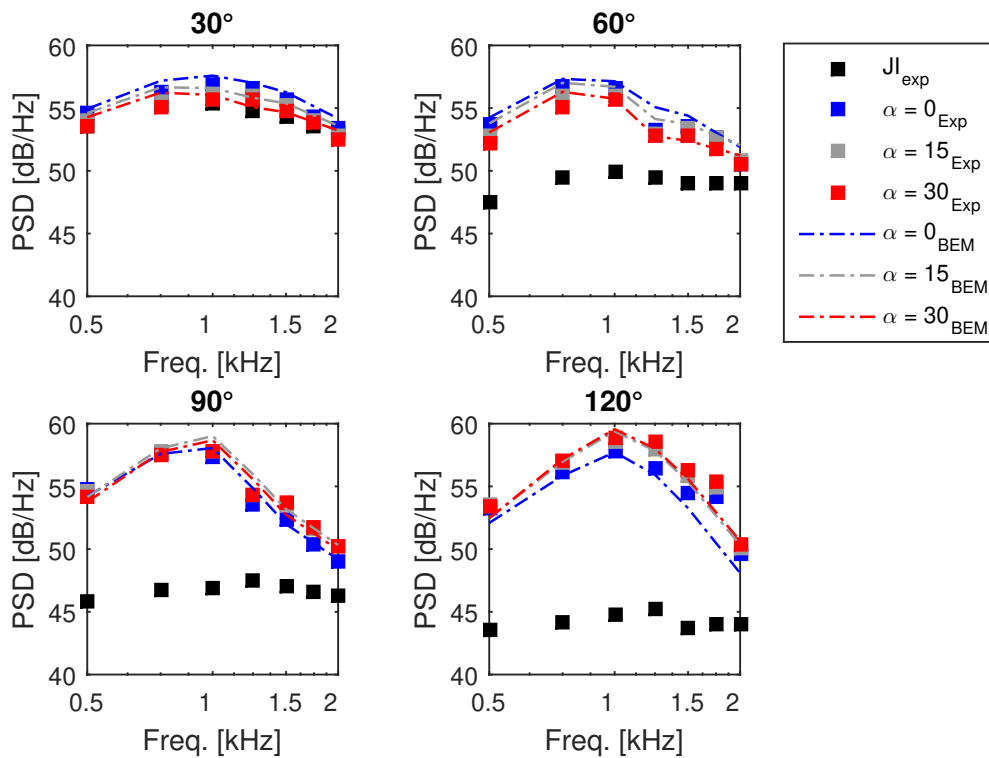


Figura 5.29 – Espectro sonoro em campo distante devido a rotação do *flap* para $M_a = 0,5$. Comparação entre experimento e simulação para os ângulos de 30° , 90° e 120° .

Os padrões previstos pela simulação, através da análise da pressão espalhada, foram verificados experimentalmente. Nota-se pouca diferença entre os casos, o que torna difícil a análise, mas também corrobora com os resultados da simulação. O entendimento de que o fenômeno se concentra apenas no bordo de fuga e que uma mudança nesse bordo seria capaz de rotacionar o padrão diretivo como um todo, semelhante ao que acontece em uma rotação completa da geometria, não foi verificado experimentalmente para *flaps* de pequenas extensões. Uma discussão a respeito disto será realizada mais adiante.

É válido salientar que à medida que a angulação do *flap* é realizada, os elementos que compõem essa estrutura tornam-se mais próximos de outros elementos centrais, exercendo assim uma contribuição maior nessa região. Isso é diferente do que acontece na rotação total, uma vez que a influência de um elemento ao outro é a mesma, já que as distâncias entre os elementos são mantidas constantes. Para confirmar a pouca mudança no ruído devido a mudança de angulação do *flap* de 15° a 30° , a Fig. 5.30 traz o mapa de ruído para todos os ângulos e frequências da faixa de instalação e sua comparação com a simulação. Um mapa da diferença entre o experimento e a simulação é mostrado na Fig. 5.31.

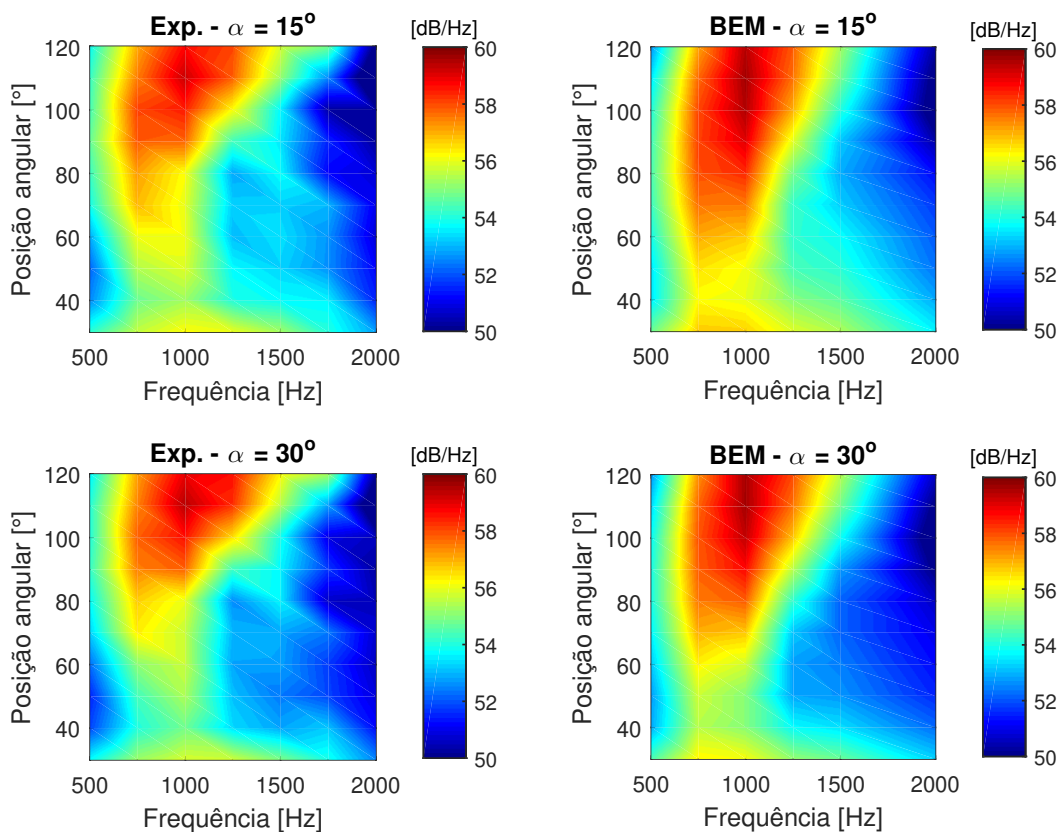


Figura 5.30 – Comparação entre mapas de ruído experimental e simulação para $x/D_e = 3,3$ e $h/D_e = 1$ para os ângulos de rotação $\beta = 15^\circ$ e 30° a $M_a = 0,5$.

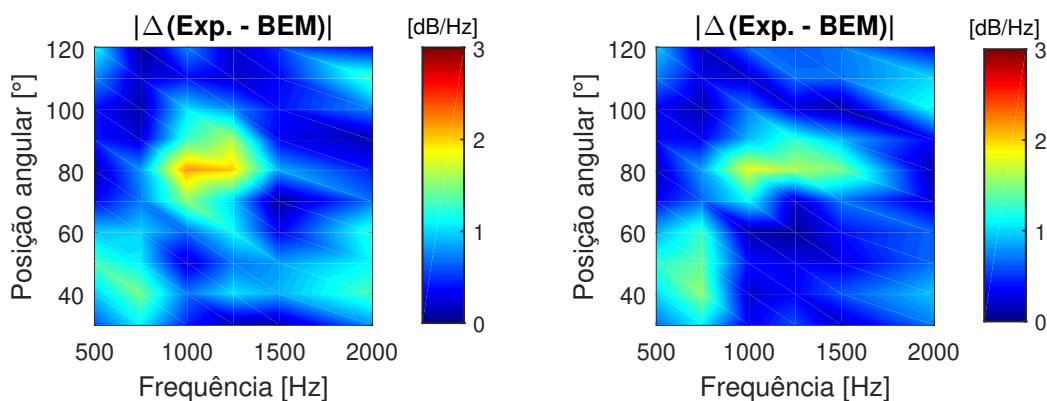


Figura 5.31 – Erro absoluto entre ruído experimental e simulação para $x/D_e = 3,3$ e $h/D_e = 1$ para os ângulos de rotação $\beta = 15^\circ$ e 30° a $M_a = 0,5$.

De acordo com a Fig. 5.30, o experimento confirma a tendência simulada para todos os ângulos. As mudanças de ruído que acontecem ao realizar-se uma mudança angular

do *flap* de 15° a 30° não ultrapassam o valor de 1,5 dB/Hz. As maiores diferenças se concentram em torno da frequência de 1000 Hz entre os ângulos de 40° a 80° , tanto para experimento quanto para simulação. Os desvios encontrados, mostrados na Fig. 5.31, atinge 2 dB/Hz na faixa angular de 60° a 90° , entre as frequências de 750 Hz a 1250 Hz, sendo inferior a 1 dB/Hz na maioria dos pontos.

Uma hipótese para rotação não ter sido tão efetiva como no caso de uma placa rotacionada por completo está relacionada ao tamanho do *flap* e o comprimento de onda. A região de dobra, por ser de pequena dimensão (cerca de 4 cm) concentra parte relevante do ruído, mas em suas imediações existem grandes contribuições de pressão para frequências mais baixas, como pode ser visto na Fig. 5.32. Parte dessa pressão que será espalhada pela superfície irá ser redirecionada da mesma maneira que uma placa plana, explicando assim a pequena mudança do padrão diretivo devido a rotação do *flap* para esta frequência.

Para frequências mais altas, a região com maiores níveis de pressão concentra-se principalmente no *flap*, como pode ser visto na Fig. 5.33; sendo assim, ao redirecionar o *flap* nesta frequência, redireciona-se a maior parte do ruído. Isto explica o porquê de frequências mais altas serem melhor redirecionadas em comparação a frequências mais baixas (ver Fig. 5.28). No caso de uma placa rotacionada toda a superfície aponta para uma determinada direção, tornando o fenômeno mais efetivo, diferentemente do que acontece no caso de *flaps*, em especial se forem de pequenas dimensões como é o caso do utilizado no experimento.

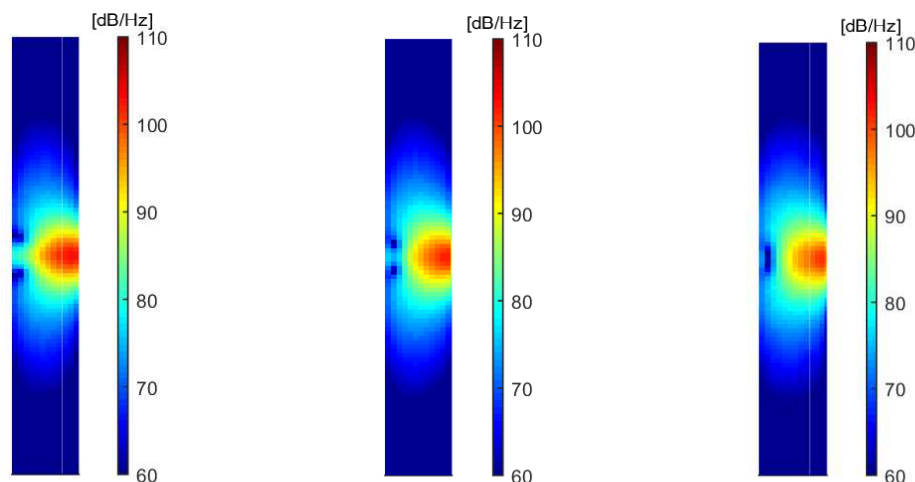


Figura 5.32 – Pressão na superfície de uma placa plana para a frequência de 750 Hz para $\alpha = 0^\circ$, 15° e 30° . Obtida via BEM.

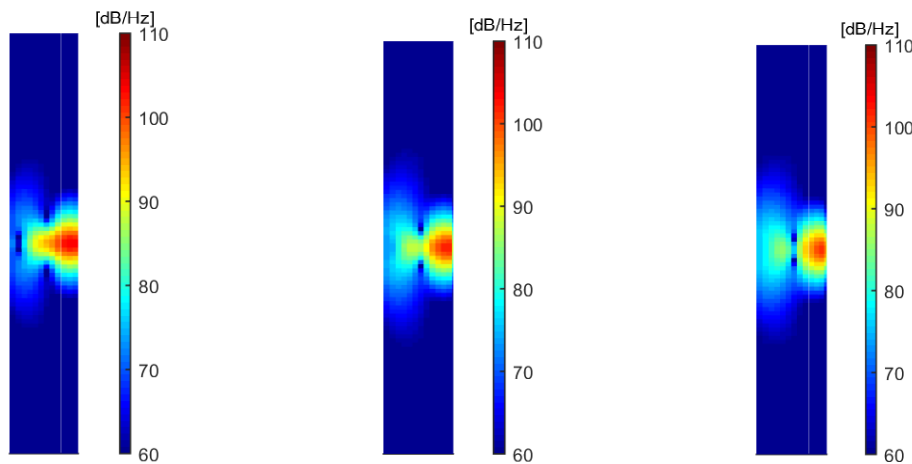


Figura 5.33 – Pressão na superfície de uma placa plana para a frequência de 1500 Hz para $\alpha = 0^\circ$, 15° e 30° . Obtida via BEM.

5.2.5 COMPARAÇÃO ENTRE ESTRUTURA SIMPLIFICADA E AEROFÓLIO

Durante o período deste trabalho, uma oportunidade de realizar medidas em uma bancada com jato coaxial, utilizando uma geometria mais realista (um perfil de aerofólio extrudado com adição de *flap* afiado) surgiu durante uma campanha de medição realizada na Rússia pela EMBRAER, no Instituto Central Aero-Hidrodinâmico (TsAGI). Alguns dos testes realizados nessa campanha de medição tiveram como intuito a comparação direta entre as bancadas do LVA e do TsAGI, através de uma matriz de teste simplificada. A publicação de alguns testes foi permitida para este documento.

Para comparação entre os testes de ruído instalado, é necessário primeiro realizar a verificação do ruído de jato isolado gerado pelas duas bancadas. A comparação entre o jato isolado simples da bancada do LVA com o jato isolado coaxial do TsAGI é importante para avaliar duas questões: (i) se jatos coaxiais podem ser reescalados através de seu diâmetro de forma a serem comparados com bocais simples; (ii) se há uma concordância entre os jatos isolados das diferentes bancadas (fornecendo indícios do que esperar sobre espalhamento acústico em casos instalados). Se há discrepâncias entre os jatos isolados, na etapa posterior de comparação entre jatos instalados, restarão dúvidas se as discrepâncias emergem da diferença entre os jatos isolados ou devido à forma diferente das geometrias testadas.

Para comparação do jato isolado, utilizam-se as medidas realizadas em campo distante

na bancada do LVA e do TsAGI. No caso de jato isolado medido no TsAGI, apenas o bocal primário e secundário foram alimentados (nenhum *coflow* foi utilizado). Buscou-se um número de Mach próximo para ambas as saídas do bocal coaxial, de forma a diminuir a interação entre as camadas cisalhantes formadas entre os jatos (SMITH, 2004). O bocal primário foi configurado para $M_a = 0,73$ e o secundário para $M_a = 0,70$.

O diâmetro de exaustão a ser utilizado para reescalar os dados foi calculado considerando os diâmetros internos de cada segmento do bocal coaxial, obtendo-se um diâmetro hidráulico equivalente (D_H) correspondente à área efetiva de descarga, através de

$$D_H = \sqrt{\frac{4(A_1 + A_2)}{\pi}}, \quad (5.4)$$

onde A_1 é área do bocal primário, calculada utilizando o diâmetro externo do *plug* até o diâmetro interno do bocal primário, estando ambos no plano de saída do bocal primário. A_2 é área compreendida entre o diâmetro externo do bocal primário e o diâmetro interno do bocal secundário, também medidos no plano de saída.

O diâmetro hidráulico calculado para o bocal utilizado no TsAGI, cuja razão de áreas é 2,5, foi de 0,0557 m. Este valor é semelhante ao diâmetro do bocal de exaustão utilizado na bancada do LVA que é de 0,0508 m. Com base nesse diâmetro, calculou-se o número de Strouhal correspondente. Para esse cálculo, foi admitido um número de Mach constante igual a 0,7, já que a velocidade de exaustão do bocal primário e secundário são próximas a este valor.

O posicionamento dos transdutores de pressão nas bancadas foi realizado de forma diferente e, com isso, a amplitude precisou ser corrigida devido à distância do centro do bocal até esses pontos. Com base nas distâncias de cada microfone da bancada do LVA e do TsAGI, um fator corretivo foi aplicado utilizando a Eq. 5.1. A discrepância entre o diâmetro do bocal equivalente e do bocal utilizado no LVA também leva a uma diferença na amplitude, que pode ser estimada pela lei de Lighthill para a pressão sonora

$$p \approx \frac{\rho_\infty D_e U_j^4}{rc_\infty^2}. \quad (5.5)$$

Dessa forma, para uma mesma posição e velocidade do escoamento, a correção em nível de pressão sonora é dada por

$$AT_D = 10 \log_{10}(D_{desejado}/D_{atual})^2. \quad (5.6)$$

Como o diâmetro hidráulico equivalente calculado para o TsAGI é semelhante ao diâmetro de exaustão do bocal utilizado no LVA, a correção de amplitude possui um valor

baixo, da ordem de 0,8 dB/Hz, sendo então desconsiderada. Os dados medidos no TsAGI possuem espaçamento de banda diferente dos dados medidos no LVA, dessa forma optou-se por converter os dados para PSD e nenhum pós-processamento de suavização foi aplicado nos dados. A Fig. 5.34 mostra a comparação entre um jato isolado medido no LVA a $M_a = 0,7$ e o jato isolado medido no TsAGI para todos os ângulos em que a comparação foi possível.

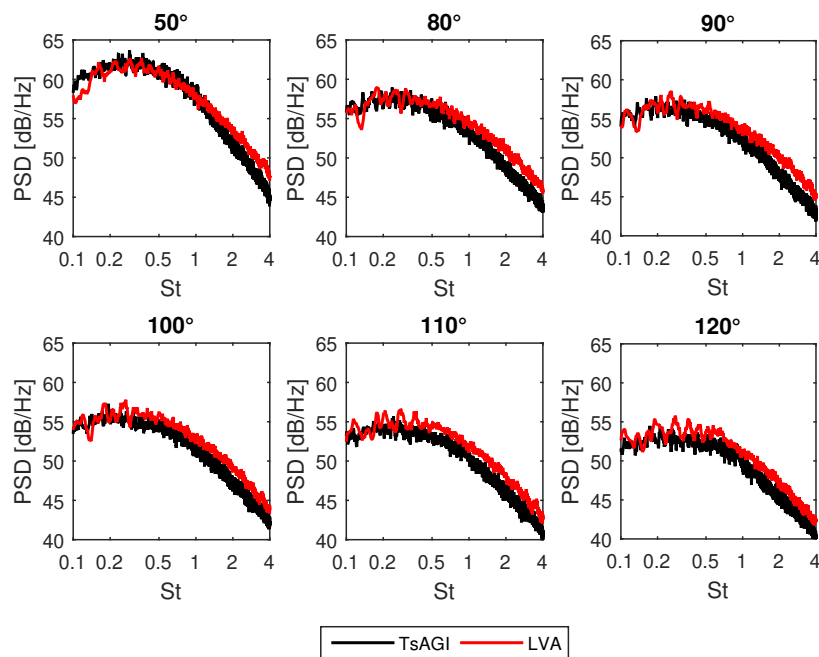


Figura 5.34 – Comparação entre jato isolado para bocal coaxial com razão de áreas de 2,5 medido na bancada do TsAGI ($M_a = 0,73$ e $M_a = 0,7$) e bocal simples a $M_a = 0,7$ medido na bancada do LVA.

Analisando a Fig. 5.34, percebem-se algumas discrepâncias em termos de níveis entre os dados retirados no TsAGI e no LVA, especialmente para números de Strouhal maior que 1. Entretanto, de forma geral, as curvas possuem tendências semelhantes ao encontrado para o caso de um jato simples. Nos ângulos a jusante, devido a direcionalidade típica de jatos, o ruído possui níveis maiores, sendo que à medida que se passa aos ângulos a montante os níveis tendem a diminuir. O número de Strouhal calculado com o diâmetro hidráulico equivalente mostrou-se um bom parâmetro para escalar os dados em termos de frequência. Estes mesmos parâmetros utilizados são aplicados para o caso do jato instalado.

Para o jato instalado, a geometria de teste do LVA já havia sido projetada para possuir as mesmas dimensões escaladas que a utilizada no TsAGI. Para essa relação, foi utilizado o diâmetro do bocal secundário e as dimensões características da corda da asa e

do *flap* foram divididas pelo diâmetro do bocal. No caso da placa utilizada no LVA, essas relações foram mantidas, mas considerou-se o bocal de exaustão de 2" para o cálculo das dimensões da geometria. Com respeito a forma, a superfície ensaiada no TsAGI trata-se de um aerofólio baseado em um perfil 30P30N com *slat* recolhido (0P30N). A Fig. 5.35 mostra um esquemático do perfil ensaiado e uma fotografia.



Figura 5.35 – Desenho esquemático de um perfil de aerofólio 0P30N e fotografia do perfil ensaiado.

O *flap* é adicionado à superfície através de apoios, criando uma região vazia entre a asa e o *flap*. Essa região foi então preenchida e uma fita metálica foi utilizada para vedação. Isso foi feito para simplificar ao máximo a geometria, permitindo a comparação mais direta com geometria do LVA. O *flap* foi angulado em 15° e a superfície foi alocada na posição $x/D_e = 2,75$ e $h/D_e = 1$ (posição não intrusiva). A Fig. 5.36 traz duas fotografias mostrando o posicionamento axial e radial da geometria, onde é possível observar o bocal coaxial com *plug* e a região para exaustão do *coflow*.



Figura 5.36 – Fotografia do teste realizado no TsAGI com perfil de aerofólio extrudado e *flap* afiado angulado em 15° e todas as cavidades fechadas.

Para os experimentos, o número de Mach do bocal primário foi alterado para 0,67, entretanto a exaustão do secundário foi mantida em $M_a = 0,7$. Nenhuma velocidade de

coflow foi utilizada no teste. É válido salientar que a posição do bordo de fuga possui referência no centro do bocal secundário.

Para o experimento no LVA, utilizou-se a placa padrão em mesma posição ($x/D_e = 2,75$ e $h/D_e = 1$), com relação a exaustão do bocal SMC000. O *flap* foi também angulado em 15° , contudo, nesse caso o *flap* possui espessura de 13 mm e nenhum chanfro em sua ponta, diferindo do *flap* utilizado no TsAGI tanto em formato quanto em espessura. Para esse teste no LVA utilizou-se o número de Mach 0,7. Para comparar os dados, novamente converteu-se os dados do TsAGI para uma PSD, aplicando uma correção de atenuação com a distância para cada microfone, a mesma utilizada no caso do jato isolado, e nenhum pós-processamento de suavização de curva foi realizado. A Fig. 5.37 mostra a placa utilizada no experimento para comparação com o TsAGI.

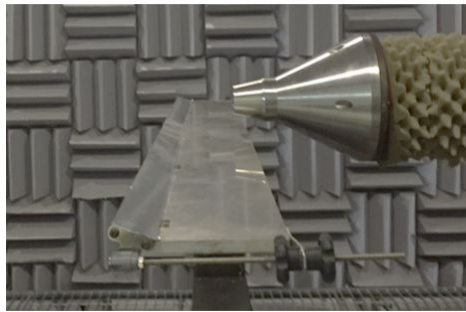


Figura 5.37 – Fotografia do teste realizado no LVA para comparação com o experimento realizado no TsAGI. Posição de teste $x/D_e = 2,75$ e $h/D_e = 1$ com $\alpha = 15^\circ$.

A Fig. 5.38 traz os resultados da comparação entre os experimentos, mostrando todos os ângulos medidos no TsAGI que possuem correspondência aos medidos na UFSC. As variações encontradas para o caso instalado são maiores do que as encontradas para o caso isolado, mas ainda possuem consonância em nível e principalmente em tendência de curvas. Nota-se a formação do ruído de instalação, em mesma faixa de número de Strouhal, perceptível nos ângulos a montante.

A geometria utilizada nos experimentos no LVA é uma versão simplificada da geometria ensaiada no TsAGI, mantendo apenas características de dimensões principais. Entretanto, tal superfície foi capaz de prever de forma satisfatória o ruído produzido devido ao espalhamento por uma superfície mais complexa utilizando um bocal coaxial. Este resultado mostra que superfícies simplificadas são suficientes para resgatar tendências de ruído de jato instalado em condições não intrusivas.

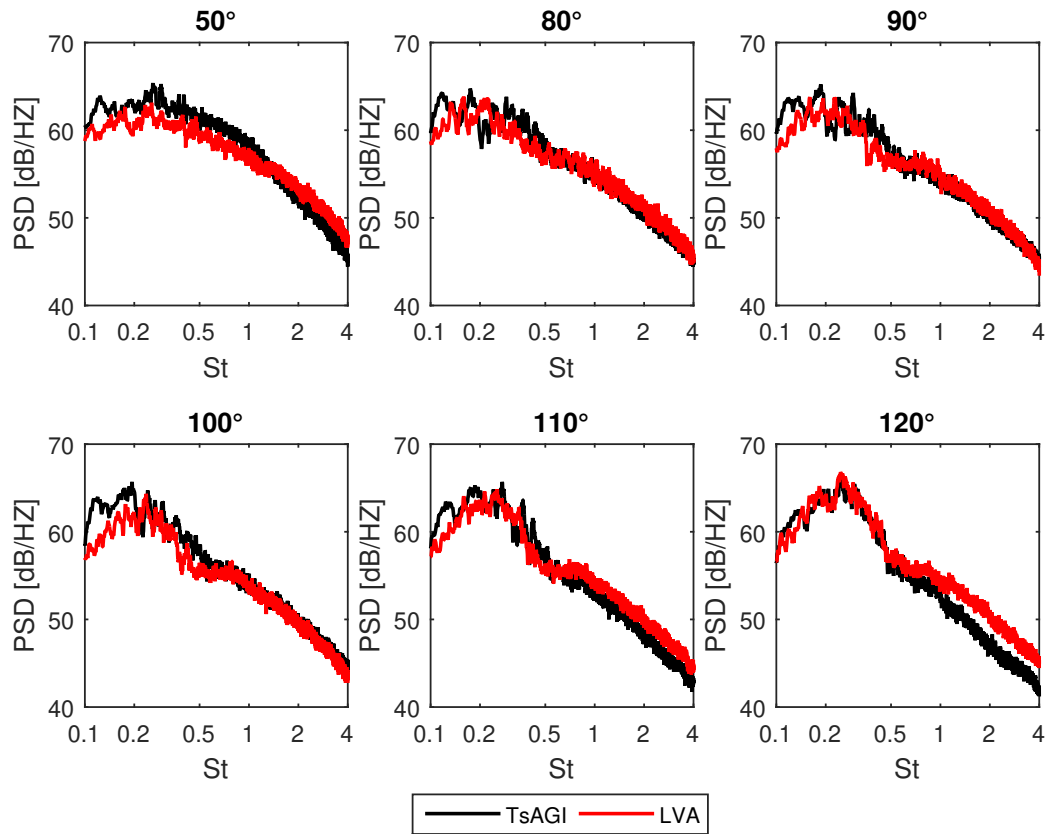


Figura 5.38 – Comparação de medição acústica entre jatos instalados ($x/D_e = 2,75$ e $h/D_e = 1$) ensaiados no TsAGI e no LVA. Instalação no TsAGI: bocal coaxial ($BPR = 2,5$ e $M1_a = 0,67$ e $M2_a = 0,7$) com perfil de aerofólio e *flap* afiado. Instalação no LVA: placa dobrada e bocal SMC000 a $M_a = 0,7$.

5.3 TÉCNICAS DE REDUÇÃO DE RUÍDO

Na revisão bibliográfica foram discutidas uma série de técnicas para redução do ruído de instalação, entretanto, deve-se ter em mente que algumas dessas alternativas não funcionariam de forma efetiva para um caso não intrusivo ou sem *coflow*. Aparecem como opções relevantes para redução do ruído de instalação em casos não intrusivos o estudo de *thrust gates* e um projeto de impedância específica ao caso ensaiado (levando em consideração a posição da instalação, frequência de maior impacto e região relevante de ruído sobre a superfície). Estas alternativas são exploradas computacionalmente e experimentalmente nas próximas subseções. **Devido a restrições impostas pela EM-BRAER, por questões de sigilo de dados, apenas um indicativo de escala ou valores relativos serão indicado nos resultados desta seção.**

5.3.1 THRUST GATES

Os *thrust gates* podem auxiliar na redução de ruído, uma vez que aumentam a distância entre a fonte e a superfície, permitindo que o campo próximo decaia e chegue em menor intensidade até a geometria, resultando em um menor ruído espalhado. A ferramenta de BEM combinada com o modelo de pacote de onda oferece uma oportunidade de projeto de *thrust gates*.

É comum que *thrust gates* sejam projetados para que não haja interação do escoamento com partes do *flap* quando estes encontram-se distendidos (SMITH, 2004). Assim, para considerar um modelo mais próximo à aplicação, decidiu-se por estudar a inserção de *thrust gates* em situações de *flaps* com ângulo de rotação. Para definir o ângulo de dobra, recorreu-se aos resultados experimentais já apresentados (ver Fig. 5.30), que demonstraram que o ângulo de 30° é mais efetivo no redirecionamento do ruído a montante.

O objetivo deste projeto foi a criação de um *thrust gate* que conseguisse reduzir o ruído em campo distante de forma considerável para uma validação experimental. Para que a metodologia pudesse ter sua validade comprovada, apenas a faixa angular experimental foi considerada no cálculo, dessa forma o resultado poderia ser medido experimentalmente e comparado de forma direta.

Apenas *thrust gates* de geometria retangulares foram considerados como formas possíveis de projeto³. O bordo de fuga do *flap* foi mantido na posição padrão de $x/D_e = 3,3$ e $h/D_e = 1$, o que levou a criação de um novo bordo de em $x/D_e = 2,64$ e $h/D_e = 1,42$, devido ao ângulo $\alpha = 30^\circ$ do *flap*. Ao todo, seis geometrias diferentes foram estudadas (0,5D, 1D, 1,5, 2D, 2,5D e 3D) para as frequências de 500 Hz, 750 Hz, 1000 Hz, 1250 Hz, 1500 Hz e 2000 Hz (faixa do efeito de instalação previamente definida na subseção 5.2.2: Fig. 5.15), totalizando 36 simulações; uma comparação espectral com o experimento será mostrada na sequência. O ruído em campo distante para cada um dos casos, obtidos pela simulação, foi então sintetizado através do NPS_{Global} .

A Fig. 5.39 traz o resultado das simulações, mostrando que uma abertura em torno de 1D de abertura já seria capaz de reduzir em 3dB/Hz o ruído global em campo distante. A simulação também indicou a possibilidade de alcançar maiores reduções globais de ruído com uma abertura de 3D, produzindo uma redução global de 4 dB/Hz. Também chama a

³ Não foram consideradas como formas possíveis enflechamentos, torções ou combinações de ambos. Estes outros tipos de geometria poderiam ser úteis em projetos de redirecionamento de ruído para posições específicas.

atenção o fato de que uma abertura de $0,5D$ consiga uma redução de quase 2 dB/Hz global, já próxima da redução de 3 dB/Hz produzida por uma abertura de $1D$.

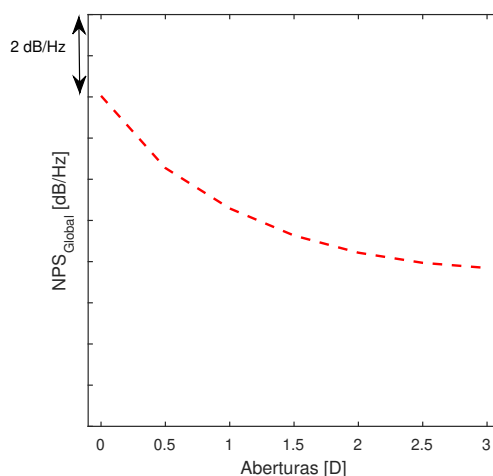


Figura 5.39 – Decaimento global de ruído previsto pela simulação a partir de um condição de *flap* completo em posição $x/D_e = 3,3$ e $h/D_e = 1$ a $M_a = 0,5$.

Um estudo dos padrões direcionais de cada um dos casos a ser ensaiado nos experimentos foi realizado. A Fig. 5.40 mostra o ruído espalhado a campo distante para o caso completo (sem *thrust gate*) e sua mudança com os *thrust gates*.

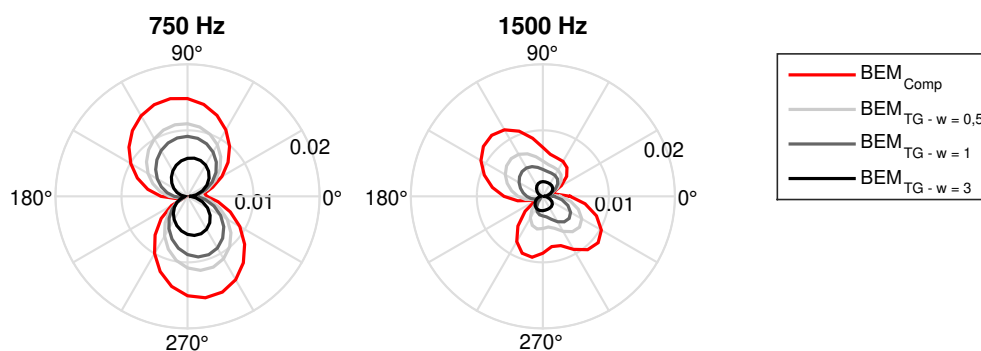


Figura 5.40 – Pressão espalhada a campo distante para um caso completo e casos com *thrust gates* diversos para as frequências de 750 Hz e 1500 Hz . Obtida via BEM.

A simulação indica uma redução considerável do ruído espalhado a campo distante, à medida que maiores aberturas são feitas, o que já era esperado. O decaimento da fonte é exponencial com a distância (CAVALIERI; JORDAN; COLONIUS et al., 2011), dessa

forma a pressão incidente na região dos *thrust gates* tende a diminuir à medida que aberturas maiores são utilizadas. Ao realizar grandes aberturas de *thrust gates* a distância entre a fonte e as laterais dos *thrust gates* e *flaps* torna-se maior do que a distância entre a fonte e o novo bordo de fuga criado. Essa configuração geométrica torna o bordo de fuga secundário a região com os maiores níveis de pressão incidente, justificando assim a mudança de diretividade observada na Fig. 5.40 e a mudança para um padrão dipolar para algumas frequências. A pressão sobre a geometria pode ser visualizada nas Figs. 5.41 e 5.42, que mostram as regiões de maior concentração de pressão sonora.

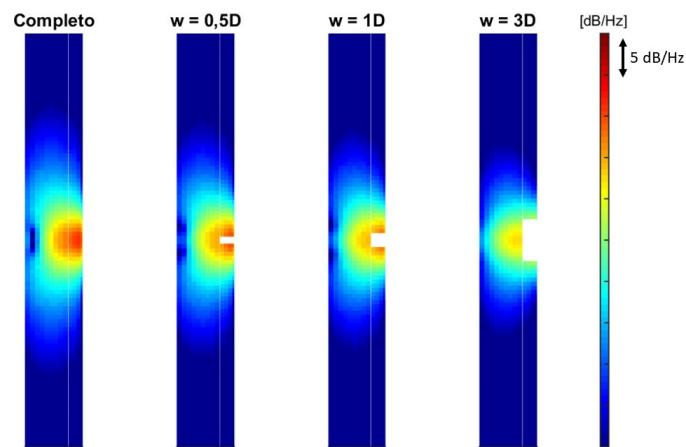


Figura 5.41 – Pressão na superfície de uma placa com *thrust gate* ($f = 750$ Hz). Obtida via BEM.

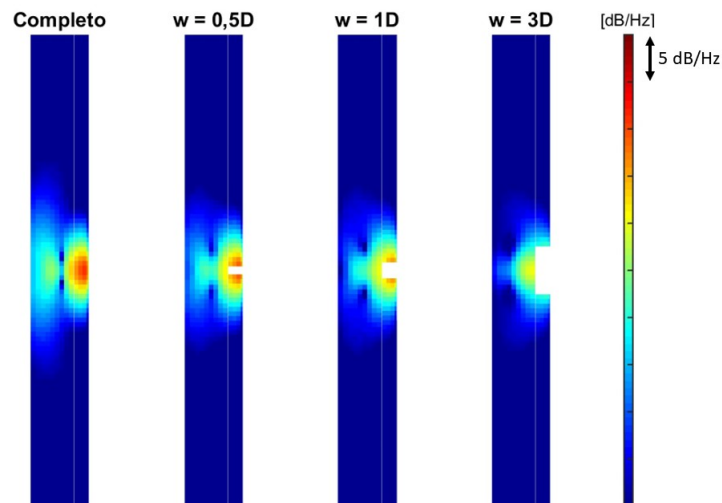


Figura 5.42 – Pressão na superfície de uma placa com *thrust gate* ($f = 1500$ Hz). Obtida via BEM.

Diante do apresentado, o experimento foi realizado com as aberturas de 0,5D, 1D e 3D. Para ensaiar o *thrust gate* de 0,5D, foi necessária a confecção de uma peça em manufatura aditiva, uma vez que o projeto de usinagem já havia sido finalizado. Uma discussão sobre a impedância da peça alocada, tratamento realizado para garantir que nenhuma absorção fosse associada a peça e checagem de impedância que poderiam impactar no ruído a campo distante podem ser conferidas no apêndice A.5 deste documento.

A Tab. 5.2 especifica os principais parâmetros dos *thrust gates* que foram ensaiados, mostrando seu comprimento e área aberta, bem como o material utilizado na formação dos *thrust gates*. É válido salientar que a espessura na região não foi alterada, nem mesmo par ao caso da peça manufatura em PLA. Toda a região dos *thrust gates* mantiveram espessura de 13 mm.

Tabela 5.2 – Descrição dos principais parâmetros dos *thrust gates* ensaiados.

Nomeclatura	Abertura [mm]	Área aberta [cm ²]	Material
$TG_{0,5D}$	25,4	10,58	PLA esmaltado
TG_{1D}	50,8	21,16	Alumínio
TG_{3D}	152,4	63,48	Alumínio

Para uma visualização dos *thrust gates* ensaiados a Fig. 5.43 traz uma fotografia dos experimentos, com detalhe para as aberturas em relação ao bocal SMC000.



Figura 5.43 – Fotografia mostrando os diferentes *thrust gates* ensaiados.

Todos os testes foram realizados para $M_a = 0,5$ e como critério para comparação utilizou-se a placa dobrada sem nenhuma abertura, cujos resultados já foram apresentados na subseção 5.2.4. Os resultados do experimento e da simulação são mostrados na Fig. 5.44, onde é possível ver o espectro sonoro para as posições angulares de 30°, 90° e 120°. As demais posições podem ser consultadas no apêndice na Fig. A.17.

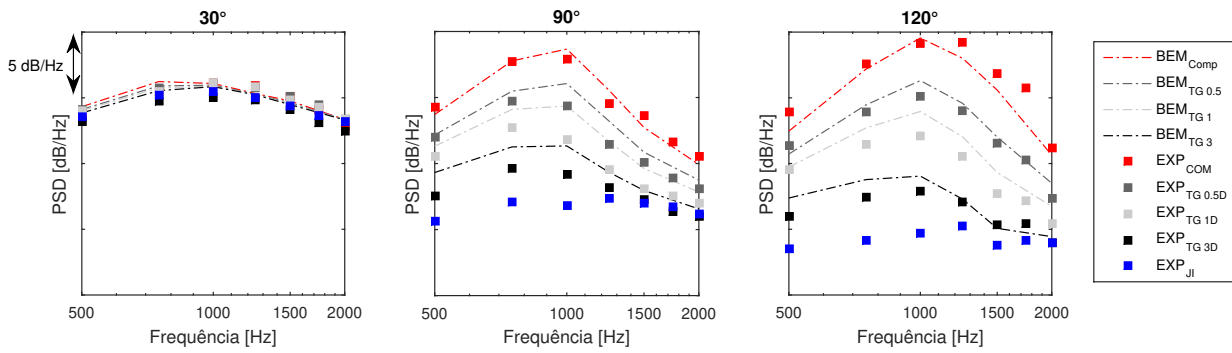


Figura 5.44 – Comparação entre simulação e experimento para caso completo e com *thrust gates* de diversas aberturas a $M_a = 0,5$.

Onde o ruído de instalação é dominante, o efeito dos *thrust gates* fica evidente. A simulação possui tendência semelhante aos dados obtidos experimentalmente e, em níveis, algumas discrepâncias podem ser percebidas. A simulação subestima a redução que acontece devido às aberturas, e para frequências e ângulos específicos, a discrepância chega a valores de cerca de 2 a 3 dB/Hz. Entretanto, divergências menores são também encontradas e dessa forma consegue-se obter uma boa predição do ruído em campo distante utilizando a simulação. Reduções de cerca de 15 dB/Hz, previstas pela simulação, foram alcançadas experimentalmente no ângulo de 120° para a frequência de 1000 Hz. Os *thrust gates* se mostram como uma técnica efetiva de redução do ruído de instalação em posições específicas; deve-se então avaliar se essas reduções são capazes de impactar o ruído global.

Para mensurar a redução de ruído que um *thrust gate* proporciona em um determinado ângulo, utilizou-se a métrica de NPS_{Total} . Neste caso, apenas as frequências consideradas na simulação são levadas em conta para o cálculo. O resultado é mostrado na Fig. 5.45.

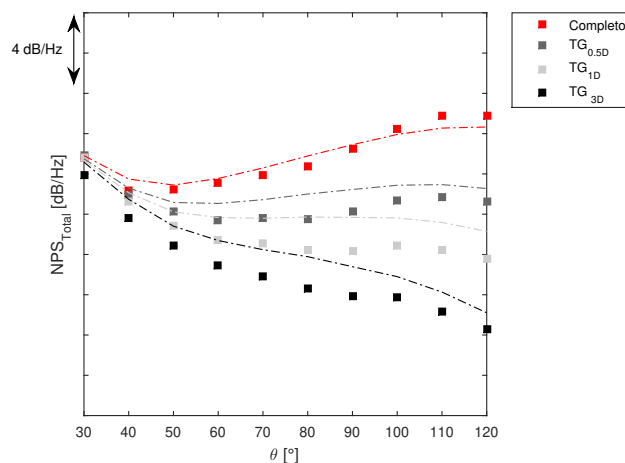


Figura 5.45 – Redução do ruído por posição angular devido a utilização de *thrust gates*.

Através da Fig. 5.45 fica claro que os ângulos jusante são os menos sensíveis às aberturas, uma vez que tal região não possui ruído de instalação tão significativos como os ângulos montante. Nota-se, através da simulação, que a predição de redução de aproximadamente 10 dB/Hz para o ângulo de 120° é confirmada experimentalmente (caso completo a caso de *thrust gate* com 3D de abertura). Assim como no espectro sonoro mostrado na Fig. 5.44, a simulação subestima em níveis as reduções, mas indica tendências semelhantes. Por fim, comparam-se as tendências simuladas para o NPS_{global} com os dados experimentais. Esse resultado é apresentado na Fig. 5.46.

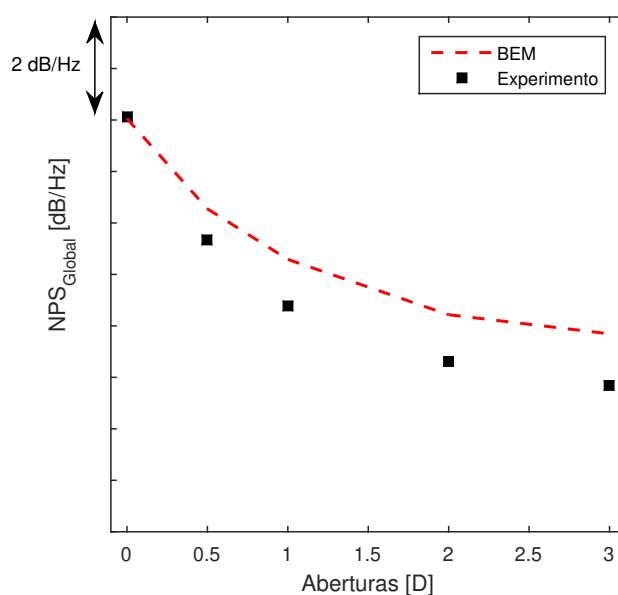


Figura 5.46 – Relação entre redução de ruído global proporcionado pelos *thrust gates* e suas respectivas aberturas.

As divergências máximas entre o ruído predito pela simulação e o experimento são inferiores a 1 dB/Hz. Em tendência, os ruídos possuem decaimento similares, com a simulação indicando um decaimento menor que o encontrado experimentalmente (o que também foi percebido em outras métricas). O ruído de jato nas posições montantes contribuíram de forma significativa para métrica, mascarando algumas divergências encontradas em comparação com o espectro sonoro e NPS_{total} .

Através dos valores experimentais, pode-se observar que é necessário triplicar o tamanho da abertura de 1D para 3D para se obter uma queda de ruído de valor semelhante à obtida passando-se de um *thrust gates* com aberturas de 0,5D a 1D. Esse comportamento indica que as primeiras aberturas tendem a reduzir o ruído de forma mais efetiva e que aberturas muito maiores são necessárias para obter quedas semelhantes. Por isso, deve-

se avaliar cuidadosamente a relação entre perdas aerodinâmicas proporcionadas pelas aberturas e a relação com o ruído. Projetos mais específicos podem ser baseados na metodologia apresentada neste seção.

5.3.2 APLICAÇÃO DE IMPEDÂNCIA À SUPERFÍCIE

Uma alternativa de redução de ruído que não envolve mudanças geométricas é a aplicação de uma impedância adequada à superfície. O código computacional desenvolvido permite a alocação de uma impedância específica à superfície e foi utilizado como ferramenta de projeto nesta parte do trabalho. Para verificar a extensão da área com os maiores níveis de pressão sobre a superfície, utilizou-se a simulação para a posição de $x/D_e = 3,3$ e $h/D_e = 1$, mostrada na Fig. 5.47. Nesta figura foram marcadas as regiões significativas de pressão sobre a superfície, tendo como base uma queda de 20 dB/Hz do nível máximo captado na superfície para todas as situações simuladas como referência.

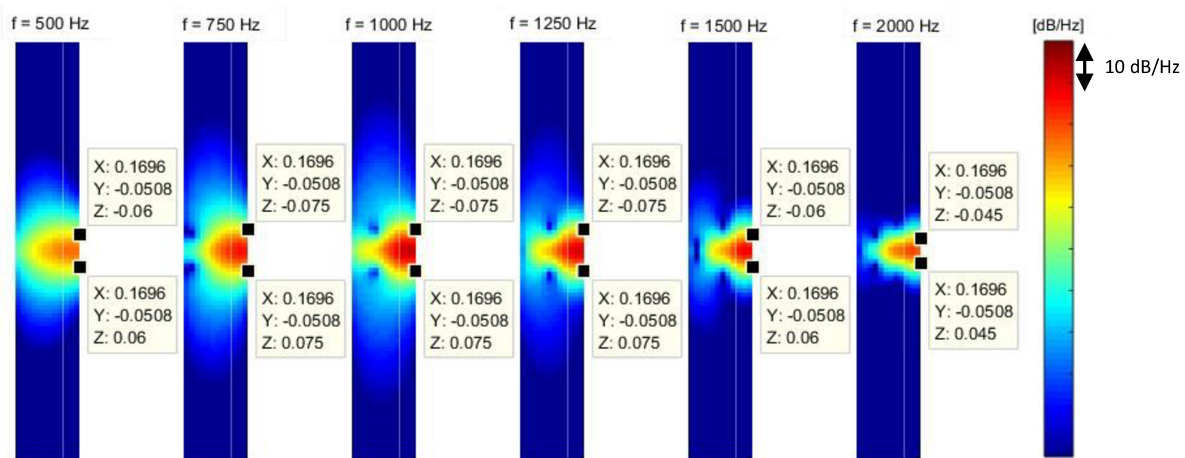


Figura 5.47 – Pressão na superfície para diversas frequências em posição $x/D_e = 3,3$ e $h/D_e = 1$. Obtida via BEM.

O nível máximo de pressão sobre a superfície foi obtido na frequência de 1000 Hz, dessa forma decidiu-se por utilizar essa frequência para o projeto da impedância. A área disponível para tratamento, que foi utilizada como recorte para o caso dos *thrust gates* de 3D, possui dimensões de 154,2 mm × 41,6 mm × 13 mm, sendo semelhante à extensão obtida via inspeção dos maiores níveis. Dessa forma, o projeto foi realizado considerando toda a área disponível para um *thrust gate* de 3D. É válido ressaltar que não necessariamente as regiões de maiores níveis de pressão são as melhores regiões para

alocação da impedância, esta é uma hipótese que pode ser melhor averiguada em outros trabalhos.

É importante salientar que apenas a região delimitada dentro da dobra (que imita um *flap*) foi tratada com uma impedância. Como pode ser visto na Fig. 5.47, embora os maiores níveis se concentrem nessa parte, ainda há uma região adjacente a esta que possui altos níveis de pressão. Essa região tende a ser diminuída à medida que a região for efetivamente tratada.

Para a simulação, em um primeiro momento, toda a área recebeu uma mesma impedância. Somente os elementos superiores da superfície receberam valores de impedâncias típicos (a ser discutido); a lateral e parte inferior têm impedância semelhante ao restante da superfície. Como a impedância alocada é a mesma em toda área, utilizou-se um método de varredura para avaliar o impacto de diferentes valores de impedância (parte real e parte imaginária) sobre o ruído em campo distante. Para tanto, variou-se a parte resistiva da impedância ($\text{Re}\{Z\}$) de 0 a 5 e a parte reativa ($\text{Im}\{Z\}$) de -5 a 5 (valores em relação à impedância do ar).

O impacto de cada configuração será avaliado através da diferença entre o nível de pressão sonora da placa sem nenhum tratamento (referido como caso padrão ou caso rígido) e a placa tratada pela impedância. O propósito foi diminuir a pressão espalhada, ou seja, diminuir o ruído associado à instalação. A Fig. 5.48 ilustra um resultado para algumas condições de impedância na frequência de 1000 Hz.

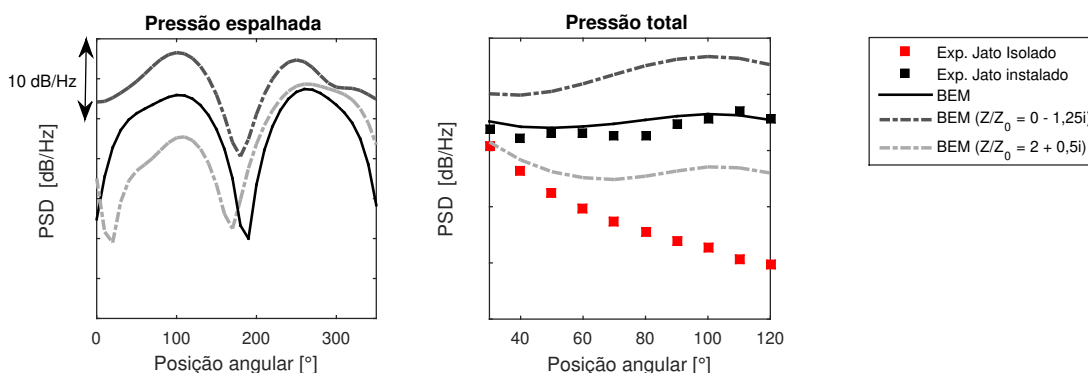


Figura 5.48 – Pressão espalhada e pressão total para o caso rígido e para os casos com impedâncias associadas para a frequência de 1000 Hz e $M_a = 0,5$.

Na Fig. 5.48, a linha cheia representa a simulação de BEM, considerando uma alta impedância, para a posição $x/D_e = 3,3$ e $h/D_e = 1$ (caso padrão). À esquerda, é

possível ver apenas a pressão espalhada pela superfície, enquanto à direita, vê-se a soma da pressão espalhada com o jato isolado experimental (pontos em vermelho), dando origem à pressão total que é comparada com o experimento para a mesma posição. As linhas descontínuas mostram a pressão espalhada pela superfície com as impedâncias associadas de $Z/Z_0 = 0 - 1,25i$ e $Z/Z_0 = 2 + 0,5i$.

De acordo com a simulação mostrada na Fig. 5.48 para $Z/Z_0 = 0 - 1,25i$, nota-se que a impedância levar ao aumento do ruído; dessa forma. Para mensurar a diferença que uma impedância alocada causa, a curva para a impedância padrão é subtraída das demais curvas indicando um aumento ou diminuição do ruído por posição angular. Para exemplificar o procedimento por varredura, apenas as posições angulares de 30° , 90° e 120° são mostradas na Fig. 5.49. O mapeamento para todas as posições angulares pode ser consultado no apêndice na Fig. A.18.

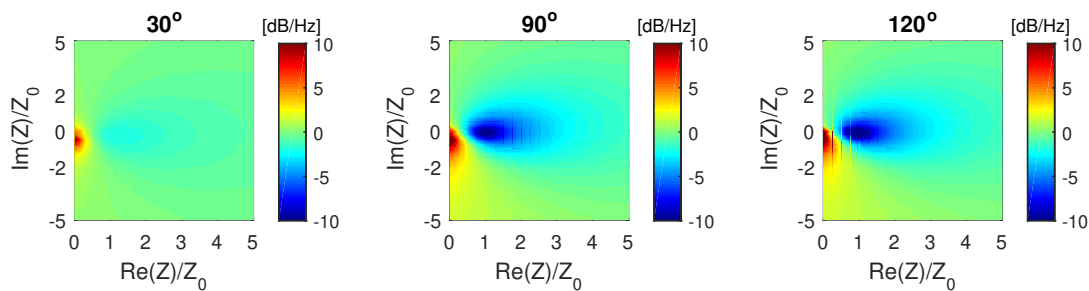


Figura 5.49 – Ganho relativo de ruído para impedância alocada, com placa plana em posição $x/D_e = 3,3$ e $h/D_e = 1$ em $M_a = 0,5$ para frequência de 1000 Hz e posições angulares de 30° , 90° e 120° .

Através do mapeamento, é possível encontrar uma impedância ótima local para a faixa delimitada de resistência e reatância. Uma superfície de resposta foi criada com base nos pontos da simulação e, através dessa superfície, calculou-se o mínimo local via interpolação. A impedância de $Z/Z_0 = 1 - 0,25i$ apresentou a melhor resposta, com a simulação indicando mais de 10 dB/Hz de redução para a posição angular de 120° e pouco mais de 2 dB/Hz para a posição de 30° . As reduções são maiores para os ângulos a montante, o que era esperado, dado que a diferença entre a instalação e o jato isolado é maior nessas posições.

Uma simulação de otimização utilizando o algoritmo genético com soma coerente foi também realizada, utilizando os parâmetros mostrados na Tab. 4.2, e indicou resultado semelhante para uma função objetivo na mesma faixa angular de 30° a 120° com valor de $Z/Z_0 = 1 + 0,5i$. Para checar este resultado consultar o apêndice deste documento nas Fig.

A.19 e A.20.

Com base na superfície de resposta, traçou-se uma região alvo para projetar a impedância de modo que fosse possível medir e separar experimentalmente tal curva, uma vez que diminuições pequenas poderiam levar a resultados inconclusivos. A região de redução de pelo menos 2 dB/Hz (transição dentro do mapa das cores de verde para azul) foi delimitada e buscou-se experimentalmente confeccionar uma impedância dentro dessa faixa.

Um material do tipo *liner*, composto de uma placa perfurada sobre cavidades, será utilizado para obter uma impedância de superfície similar aquela indicada pelo procedimento de varredura. Para auxiliar na confecção deste material, utilizou-se os modelos ZKTL e de Goodrich (discutidos no Cap. 2) para a previsão das partes reativa e resistiva da impedância. As peças foram fabricadas inicialmente em tamanhos menores, para poupar tempo de fabricação, e caracterizadas através de uma sonda de impedância. A Fig. 5.50 mostra o exemplo de um *liner* em diferentes etapas da manufatura aditiva (placa perfurada, estrutura interna formada e peça finalizada).

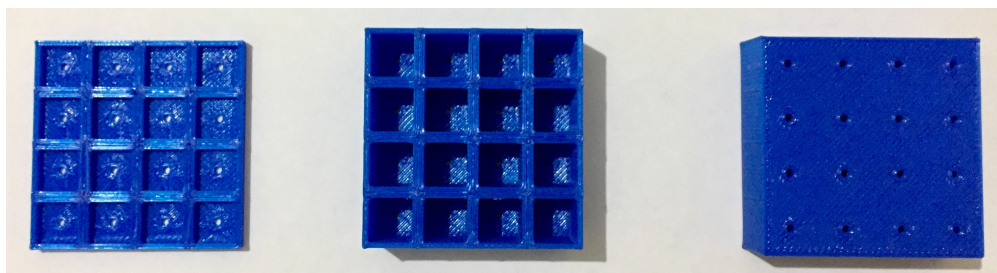


Figura 5.50 – Diferentes etapas de fabricação, por manufatura aditiva, de um *liner*.

Após a fabricação, as peças receberam a aplicação de um *primer* para suavizar imperfeições e na sequência foram esmaltadas com um verniz. Por conta desses processos, pôde-se observar uma certa obstrução dos furos, o que foi resolvido através de uma nova furação com o diâmetro igual ao do furo projetado. A Fig. 5.51 mostra a diferença na impedância de uma peça antes e depois de receber o verniz, sendo esta a etapa de tratamento que se mostrou mais relevante na mudança da impedância após a fabricação.

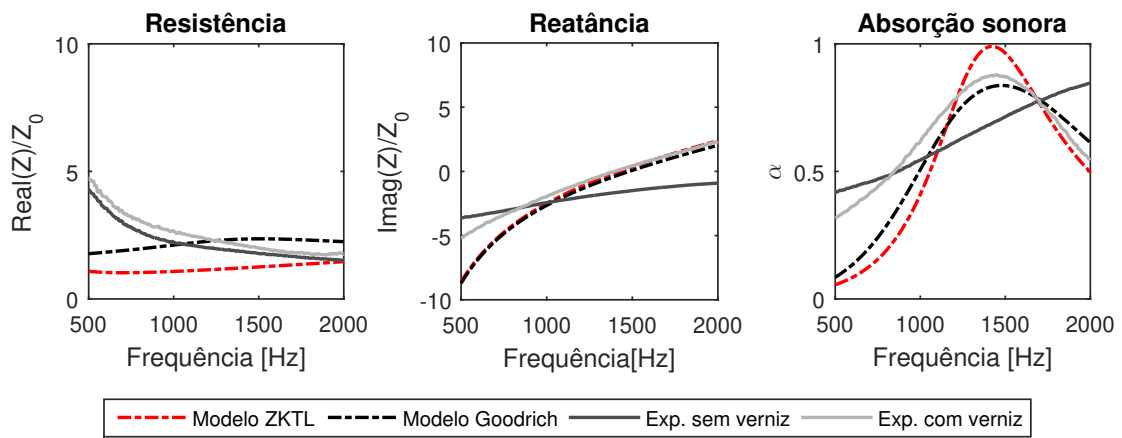


Figura 5.51 – Mudança na impedância devido à etapa de verniz e comparação com modelos de predição. *Liner* sintonizado para 1500 Hz.

É possível notar uma mudança substancial na reatância após a aplicação do verniz, com valores mais próximos ao indicado pelo modelo. Nas mais baixas frequências há uma diferença significativa entre a reatância predita e os modelos semi-empíricos, o que também acontece para a resistência. A mudança advinda da aplicação do verniz fica mais evidente ao observarmos o pico da absorção sonora. Ao envernizar as peças, dificulta-se a passagem da onda por caminhos que não sejam o projetado, melhorando assim a concordância com os modelos.

Na sequência, ao mensurar a impedância de diferentes *liners* constatou-se que, em baixas espessuras, os modelos de predição falhavam para baixas frequências, sempre subestimando o resultado obtido experimentalmente. Para maiores espessuras um melhor acordo entre o modelo e experimentos foi encontrado. Em baixas espessuras não foi possível alcançar resistências em torno de $(Z/Z_0 = 1 - 0,25i)$, embora os modelos semi-empíricos indicassem essa possibilidade.

Uma alternativa para diminuição da resistência seria aumentar o tamanho dos furos, aumentando o percentual de área aberta. Ao realizar esta mudança, a reatância foi significativamente alterada, dessintonizando a amostra com respeito à reatância. Para contornar esse problema, tentou-se um projeto com cavidades dobradas aumentando o caminho, mas o projeto não foi bem sucedido, devido ao pequeno tamanho das cavidades e, por consequência, aumento da resistência. Após diversos testes, fazendo um balanço entre os ganhos de resistência e deslocamento dos valores da reatância na frequência, foram

obtidas duas amostras com potencial de redução, com parâmetros dentro da região alvo de tratamento. As características principais destas amostras estão descritas na Tab. 5.3.

Tabela 5.3 – Principais parâmetros das peças projetadas para redução do ruído de instalação.

Nomenclatura	Espessura da placa perfurada [mm]	Diâmetro do furo [mm]	Altura da cavidade [mm]	Área aberta [%]	Espessura da <i>backplate</i> [mm]
<i>Liner 1</i>	3	1,25	11	1,25	1
<i>Liner 2</i>	4	1	11	1,57	1

O projeto desses *liners* foi baseado na varredura para a frequência de 1 kHz (ver Fig. 5.49). Em termos de espessura total, o *liner 1* conta com 15 mm e o *liner 2* com 16 mm, sendo ambos os valores semelhantes à espessura da placa, de 13 mm. A espessura da geometria foi uma restrição importante no projeto, pois dificultou a confecção de cavidades com valores mais baixos de resistência. A Fig. 5.52 mostra as amostra confeccionadas em manufatura aditiva, conforme especificação da Tab. 5.3. A amostra menor foi utilizada para medição de impedância com a sonda e as peças maiores foram ensaiadas na abertura de $3D_e$.

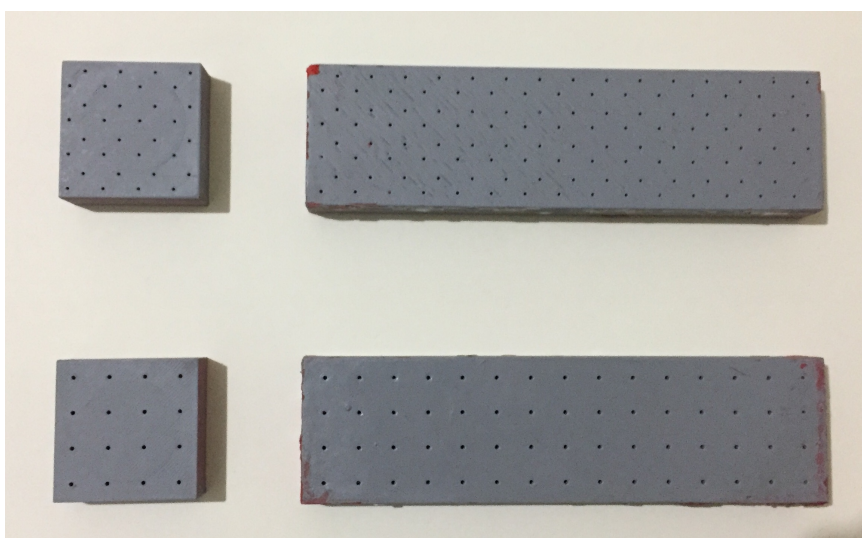


Figura 5.52 – *Liners* projetados para redução do ruído de instalação. Peça inferior *liner 1* e peça superior *liner 2*.

A impedância esperada para cada modelo (Goodrich e ZKTL) e *liner* para a frequência de 1 kHz é mostrada na Tab. 5.4.

Tabela 5.4 – Valores de impedância esperados para a frequência de 1 kHz segundo os modelos semi-empíricos.

	Modelo de Goodrich	Modelo ZKTL com placa perfurada
<i>Liner 1</i>	2,82 - 0,05i	2,76 + 1,21i
<i>Liner 2</i>	2,22 + 0,57i	3,12 + 0,80i

Os resultados experimentais de impedância obtidos com as amostras de *liner* são apresentados nas Fig. 5.53 e Fig. 5.54, juntamente com a predição realizada pelos modelos semi-empíricos.

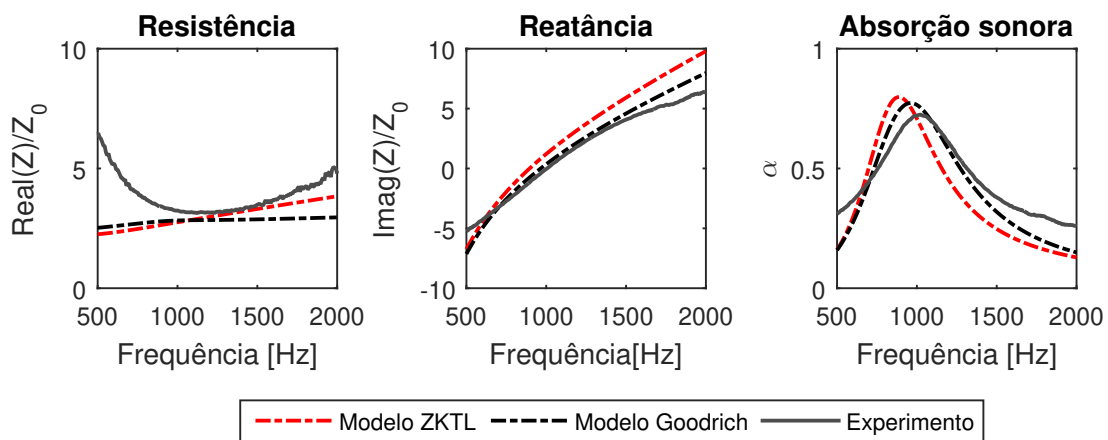


Figura 5.53 – Comparação entre modelos de predição de impedância para o *liner 1* e respectiva medição experimental.

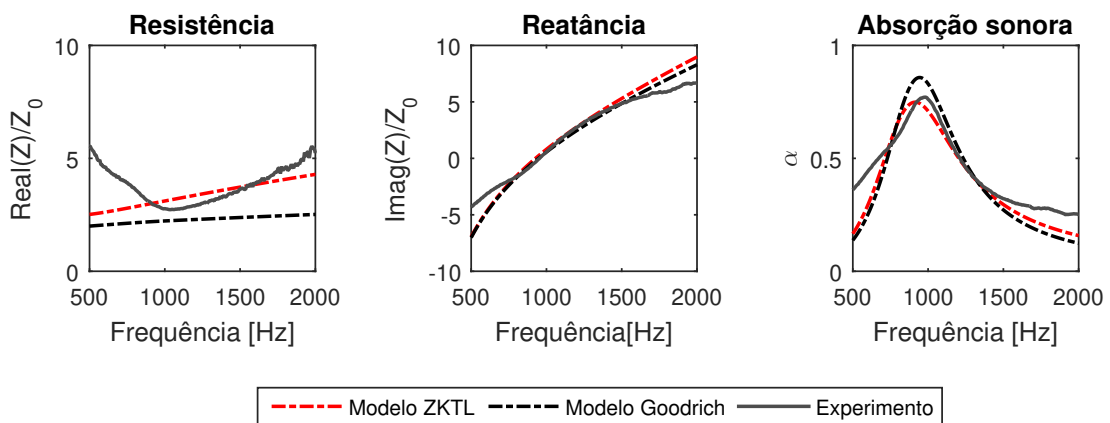


Figura 5.54 – Comparação entre modelos de predição de impedância para o *liner 2* e respectiva medição experimental.

Os valores de impedância experimentalmente medidos (resistência e reatância) foram utilizados na simulação. Dessa forma, através da impedância obtida, pode-se tentar

predizer a redução e compará-la com o experimento. A Tab. 5.5 indica os valores medidos de impedância para as frequências da simulação. Comparando os valores obtidos via modelo semi-empírico (ver Tab. 5.4) e os medidos experimentalmente, constata-se diferenças entre o projeto e a confecção, mas que ambos os *liners* ainda encontram-se dentro da região de atenuação (consultar Fig. 5.49).

Tabela 5.5 – Impedância medida para os *liners* 1 e 2.

Frequência [Hz]	<i>Liner</i> 1 [Z/Z_0]	<i>Liner</i> 2 [Z/Z_0]
500	6,5 - 5,2i	5,5 - 4,3i
750	4,0 - 2,7i	3,9 - 2,0i
1000	3,2 - 0,1i	2,8 + 0,6i
1250	3,2 + 2,3i	3,0 + 3,2i
1500	3,5 + 4,1i	3,6 + 4,8i
2000	4,8 + 6,3i	5,2 + 6,7i

Inicialmente, apenas a condição para 1000 Hz foi comparada com o experimento. As demais frequências são analisadas na sequência. De acordo com os valores medidos de impedância e com base na varredura apresentada na Fig. 5.49, espera-se uma redução em torno de 3 a 4 dB/Hz experimentalmente, uma vez que os valores medidos de resistência encontram-se próximos a $3Z_0$, com reatância próxima de 0 a $0,5Z_0$. A Fig. 5.55 mostra como os *liners* projetados foram colocadas para teste.

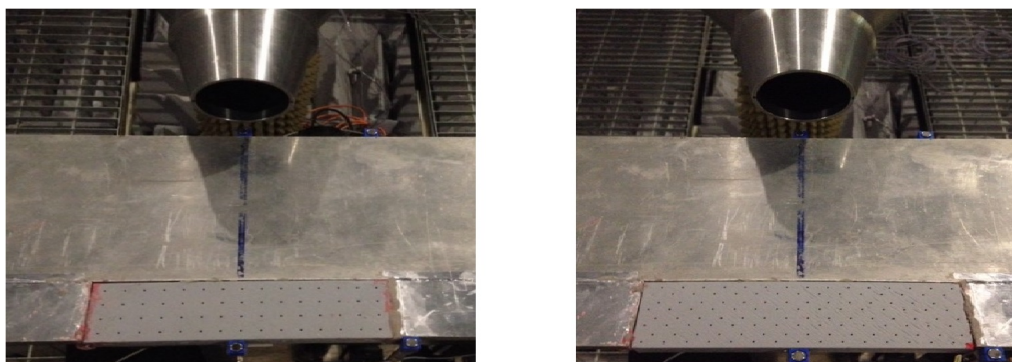


Figura 5.55 – *Liners* alocados na região do *thrust gate*, de modo semelhante ao realizado no experimento.

As Fig. 5.56 e Fig. 5.57 apresentam a comparação entre a simulação em BEM, utilizando a impedância medida para a frequência de 1000 Hz, e o resultado experimental.

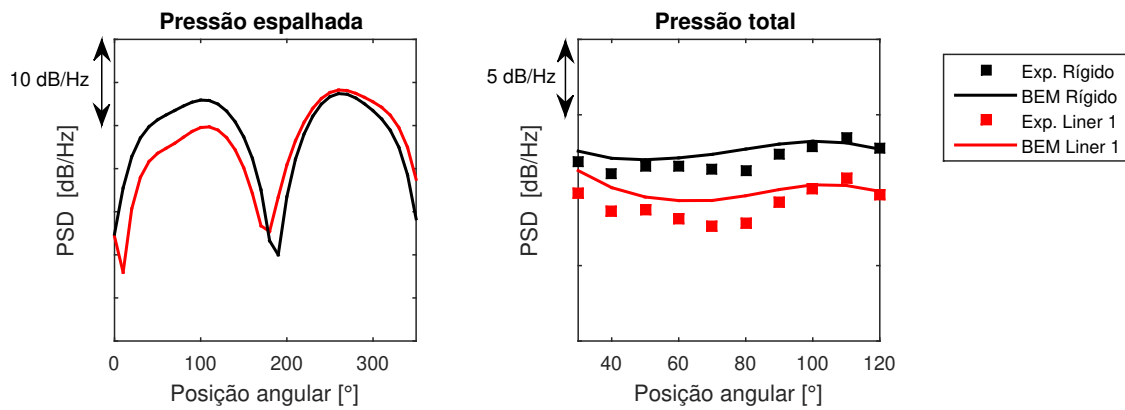


Figura 5.56 – Pressão espalhada e total para os casos rígido e *liner* 1. Comparação com resultado experimental ($f = 1000$ Hz e $Ma = 0,5$).

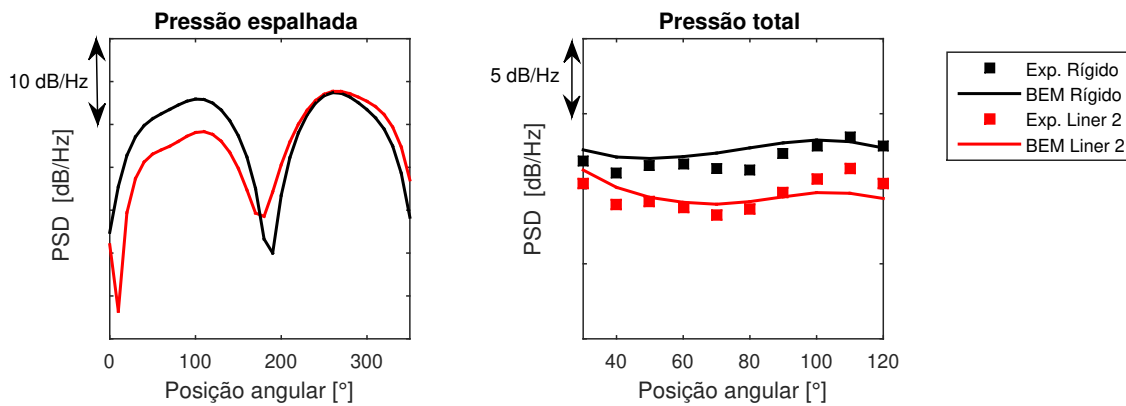


Figura 5.57 – Pressão espalhada e total para os casos rígido e *liner* 2. Comparação com resultado experimental ($f = 1000$ Hz e $Ma = 0,5$).

Para ambos os casos, a simulação conseguiu prever com discrepância máxima de 2 dB/Hz o resultado experimental. Para o *liner* 1 a simulação subestimou a redução nos ângulos a montante, onde as maiores discrepâncias entre simulação e experimento foram encontradas, com erro médio inferior a 1 dB/Hz. Já no *liner* 2 os resultados encontram-se em melhor acordo com as posições angulares a montante, tendo um erro médio associado ainda menor. Reduções da ordem de 3 dB/Hz foram alcançadas para ambas as amostras.

Para mensurar de forma mais clara a atuação da impedância no ruído em campo distante, simulou-se a redução para toda a faixa de frequência do efeito de instalação, utilizando a impedância medida experimentalmente (ver Tab. 5.5). Os resultados obtidos são apresentados nas Fig. 5.58 e Fig. 5.59. Para mostrar diretamente a redução, foi utilizada uma medição experimental para um caso rígido. Os dados foram subtraídos, mostrando o ganho em relação a este caso. O mesmo procedimento foi feito para a simulação. Decidiu-se

por também apresentar o dado bruto, sem nenhum pós-processamento, para deixar clara a redução. Os demais ângulos podem ser conferidos nas Fig. A.21 e Fig. A.22 no apêndice desse documento.

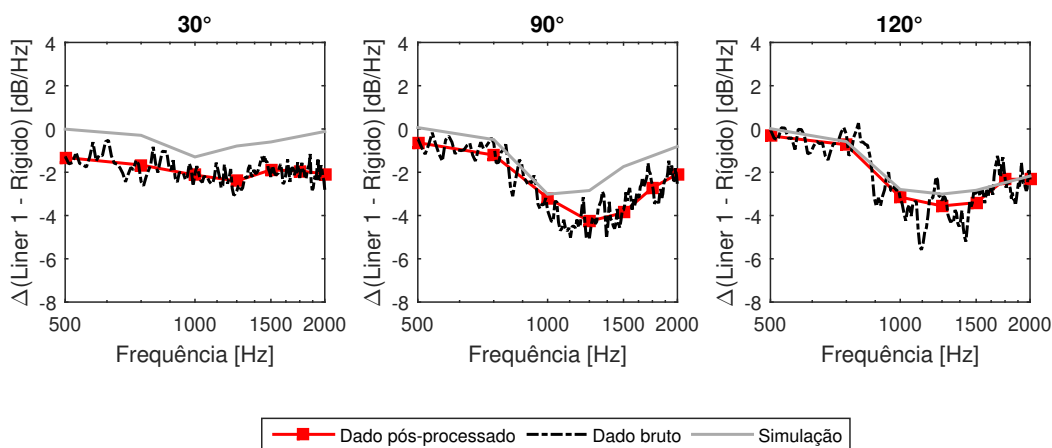


Figura 5.58 – Redução do ruído utilizando o *liner* 1 em relação a um caso rígido. Comparação entre simulação e experimento.

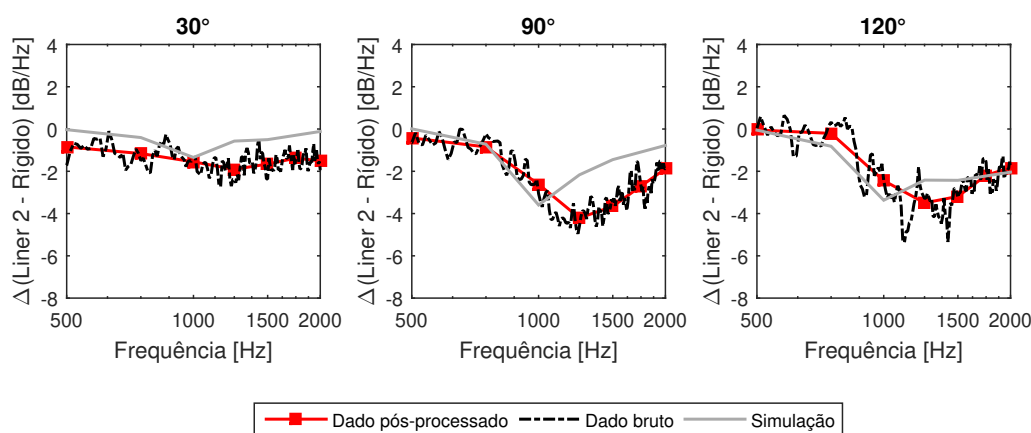


Figura 5.59 – Redução do ruído utilizando o *liner* 2 em relação a um caso rígido. Comparação entre simulação e experimento.

Como esperado, a simulação subestimou os níveis de redução para os ângulos à jusante. Esse comportamento se deve à forma que se esquematizou a simulação, somando o ruído espalhado diretamente com o ruído de jato isolado, não permitindo redução da fonte primária através da alocação da impedância.

Percebe-se também que as reduções tendem a aumentar até a frequência de 1250 Hz (chegando em torno de 4 dB/Hz) e depois diminuem, mostrando que a impedância foi efetiva em reduções superiores a 2 dB/Hz para uma faixa de 1000 Hz até 2000 Hz. A

simulação, que utilizou apenas a pressão espalhada pelo modo $m = 0$ do modelo de pacote de onda, possui tendência semelhante ao observado experimentalmente. A inclusão de mais modos, com uma respectiva calibração de fase, parâmetros $k_h L$ e x_c advindos de simulações fluidodinâmicas e adição de um modelo de fonte com queda de coerência, poderia resultar em uma melhor concordância entre a simulação e o experimento, pois permitiria uma predição mais condizente com os fenômenos físicos envolvidos no experimento.

Os resultados mostram que a metodologia utilizada, baseando a confecção da impedância na pressão espalhada para obter reduções do ruído de jato instalado, foi efetiva. Tal processo pode ser repetido, com base no que foi apresentado, focando na redução específica de ruído em determinada posição angular ou faixa de frequência através da mudança de impedância. Se a área de tratamento puder ser aumentada, o resultado tenderia a ser melhor e, inclusive, poderiam ser utilizadas diferentes impedâncias sobre a superfície, objetivando a diminuição do ruído de instalação.

Com o propósito de demonstrar esse processo de otimização, com diferentes impedâncias alocadas e utilizando a fonte sonora com soma coerente, realizou-se uma simulação para a frequência de 1000 Hz. A função objetivo foi focada em minimizar o ruído de jato instalado entre os ângulos de 30° a 330° (ângulos em que o ruído de instalação é preponderante).

Definiu-se quatro diferentes regiões de tratamento, conforme a Fig. 4.18, onde cada região poderia assumir um valor qualquer de impedância a fim de responder à função objetivo. Seria muito custoso computacionalmente utilizar uma varredura para conseguir otimizar esse caso, devido ao grande número de variáveis, dessa forma utiliza-se um algoritmo genético para realizar o processo de otimização.

Dentro do código de algoritmo genético foram implementadas algumas condições para evitar que a impedância assumisse valores não físicos, como por exemplo, uma parte resistiva negativa. Além disso fixou-se uma faixa máxima de reatância de -5 a 5 e resistência 0 a 5. Isso foi realizado para evitar que valores fora de uma faixa típica de projeto fossem obtidos. A taxa de mutação foi definida como 10 % e a taxa de *crossover* foi definida em 75 %. Todos os parâmetros utilizados no algoritmo são especificados na Tab. 4.2.

O algoritmo foi programado para ser executado até um número de 100 gerações. Para este caso utilizou-se uma malha menos refinada de elementos quadrangulares de 28 mm, uma vez que o intuito não é gerar uma simulação para comparação com os experimentos e sim demonstrar a metodologia a ser utilizada. A Fig. 5.60 apresenta o resultado dessa

simulação, mostrando a evolução em gerações da melhor resposta de impedância com respeito à função objetivo. A Fig. 5.61 mostra a evolução do valor global entre os ângulos 30° a 330° .

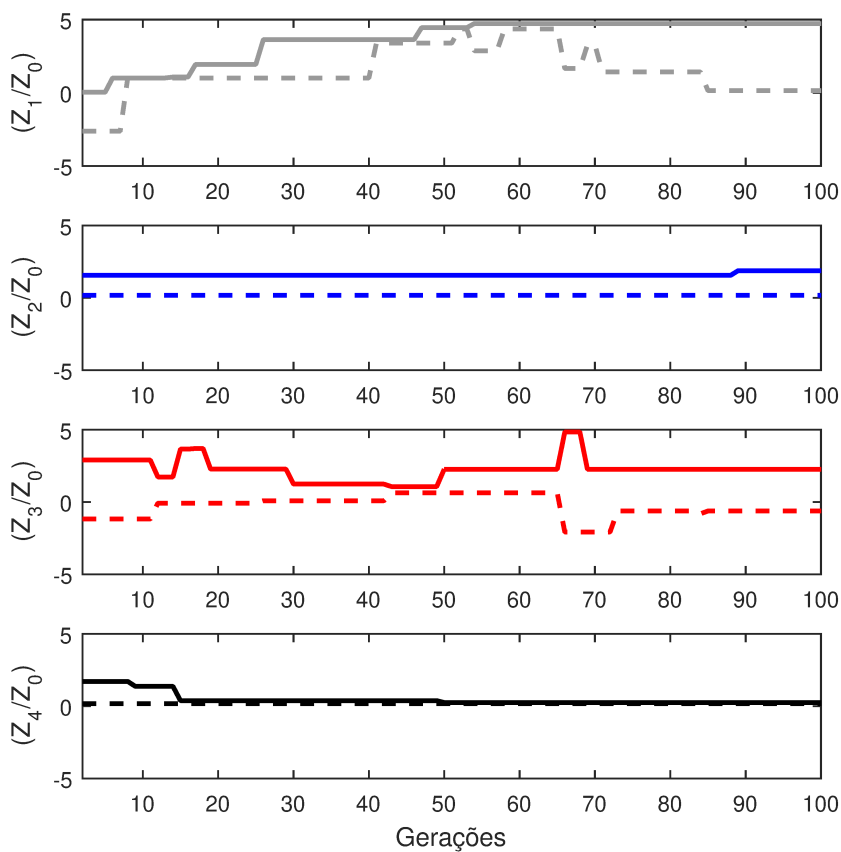


Figura 5.60 – Evolução das impedâncias em gerações para responder a função objetivo.

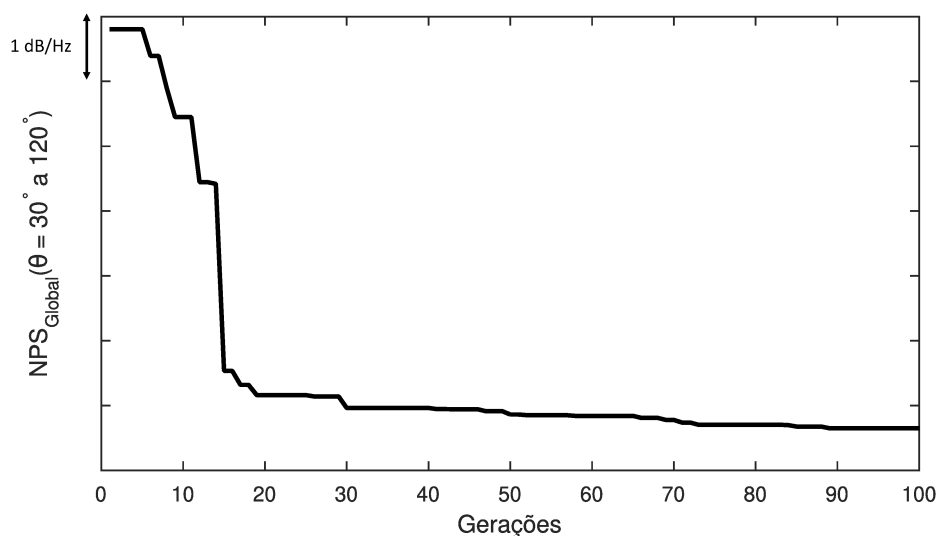


Figura 5.61 – Evolução da resposta da função objetivo com o número de gerações.

O algoritmo encontrou uma redução da ordem de 6 dB/Hz em torno da geração 40, e então pequenos avanços foram feitos até alcançar o valor de 6,5 dB/Hz na geração de número 100. Os valores finais de resistência e reatância encontrados para cada região do *liner* são mostrados na Tab. 5.6.

Tabela 5.6 – Solução encontrada pelo algoritmo genético na minimização do ruído total entre as posições angulares de 30° a 120°.

Localização	$\text{Re}(Z/Z_0)$	$\text{Im}(Z/Z_0)$
Linha 1	4,73	0,14
Linha 2	1,87	0,17
Linha 3	2,26	-0,62
Linha 4	0,25	0,2

Para finalizar, a Fig. 5.62 apresenta o resultado da pressão espalhada para os valores descritos de impedância na Tab. 5.6 e a respectiva pressão total.

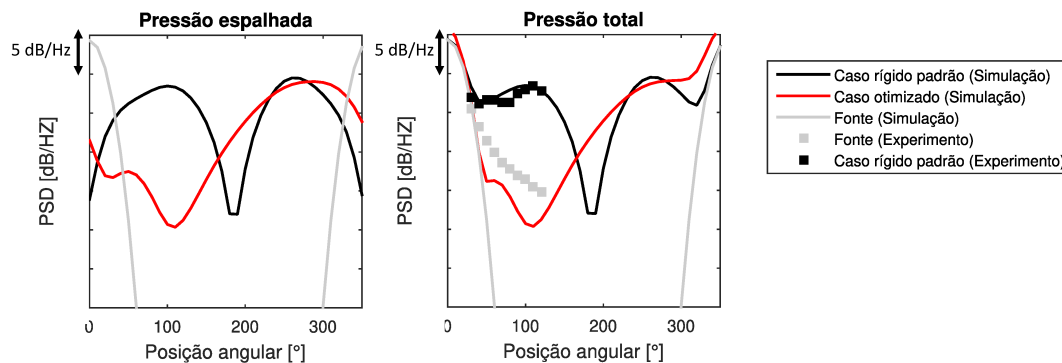


Figura 5.62 – Pressão espalhada e total utilizando impedância encontrada via algoritmo genético.

Reduções da ordem de 6 dB/Hz, em relação ao caso padrão ($x/D_e = 3,3$ e $h/D_e = 1$) foram encontradas para a faixa angular 30° a 120°, o valor da métrica está atrelado ao valor da fonte na posição de 30°, que não teve seus níveis reduzidos. Entretanto, aplicando a métrica a região de 40° a 120° observa-se reduções globais simuladas da ordem de 10 dB/Hz. Na Fig. 5.62 também foi apresentado o ruído de jato isolado experimental e então é possível perceber que a simulação indicou níveis de redução abaixo deste níveis. Sabe-se que a fonte sonora, apenas com o modo $m = 0$, não possui níveis de ruído relevante para ângulos maiores que 30°, como também pode ser visto na Fig. 5.62. A inclusão de mais modos na fonte sonora, faria com que a região tivesse níveis relevantes, sendo um componente importante para quando o ruído de instalação possui níveis baixos. Durante o

decorrer desse documento, a soma total foi obtida através do ruído espalhado com o jato isolado experimental, salvo casos indicados, o que impedia que isso acontecesse.

Através do que foi apresentado, nota-se que a ferramenta de BEM em conjunto com o modelo de pacote de onda e algoritmos de otimização podem ser de grande utilidade para projetos de redução do ruído de instalação. Com a metodologia descrita foi possível reduzir o ruído de instalação em torno de 4 dB/Hz com o *liner* projetado, mesmo colocando limitações para as faixas de impedância (ligadas às restrições de projeto). No final desta seção foi demonstrado como projetos extremamente específicos podem ser feitos voltados a redução do ruído de instalação, utilizando impedâncias variáveis. O desafio final fica por conta da produção dessas impedâncias em baixas espessuras. Além disso, a metodologia descrita serve como base para a alocação de impedâncias e estudo de seus efeitos em diversas partes da geometria, ou seja, não só alocadas na região central do bordo de fuga ou em pequenas regiões, como se limitou este estudo.

6 CONCLUSÃO

O trabalho realizou um levantamento da faixa de frequência do ruído de instalação, utilizando uma placa dobrada em escala com dimensões realistas e em posição de bordo de fuga semelhante ao encontrado em aeronaves comerciais. Comparou-se o ruído de instalação dessa superfície simplificada com um perfil de aerofólio, também em escala reduzida, que foi medido no TsAGI. Os resultados, após aplicação de fatores de escala, se mostraram similares em tendência e níveis. Esse teste mostrou que geometrias simplificadas conseguem reproduzir ensaios acústicos realizados com geometrias mais complexas, justificando assim o seu uso.

O ruído de instalação foi então investigado com relação a diferentes possíveis alterações da geometria ou de uma impedância superficial com o objetivo de reduzir o ruído em campo distante. Para acompanhar estes testes, um código de BEM foi desenvolvido. Implementou-se neste código uma condição de contorno de impedância. Em termo de fontes sonoras, um monopolo e um modelo de pacote de onda para representar a fonte sonora jato foram também implementados. O código desenvolvido foi comparado com um *software* comercial, tanto para casos rígidos, quanto para casos com impedância, validando sua implementação para casos simplificados. Posteriormente, o código de BEM, juntamente com o modelo de fonte do tipo pacote de onda, foi comparado com uma referência, utilizando os mesmos parâmetros e geometria; esta comparação apresentou poucas divergências, mostrando que o código pode ser utilizado como modelo de predição de ruído de jatos instalados.

O BEM com o modelo de pacote de onda foi então utilizado para predição dos padrões diretivos obtidos experimentalmente para diferentes configurações e apresentou-se como uma ferramenta útil para predição de nível e tendência do ruído espalhado, especialmente para posições angulares a montante, onde o ruído de instalação é proeminente. Em particular, um teste de rotação do *flap* mostrou que a rotação dos padrões diretivos da geometria, como acontece em caso de rotação da superfície como um todo, não ocorre do mesmo modo considerando um *flap* de pequenas dimensões. Tanto experimento, quanto simulação apontaram para esse padrão.

Como propostas de redução de ruído, este trabalho apresentou modificações geométricas (*thrust gates*) na região do bordo de fuga e a aplicação de uma impedância à superfície. Constatou-se experimentalmente que é possível reduzir o ruído de instalação em mais de 10 dB/Hz em posições a montante, utilizando *thrust gates*. O trabalho mostrou

que há um decaimento exponencial da abertura com o ruído global irradiado a campo distante, indicando a necessidade de aberturas cada vez maiores para conseguir reduções semelhantes às primeiras. Pequenas aberturas na região central já são capazes de surtir efeito relevante para a posição não intrusiva testada.

O estudo referente a aplicação de uma impedância baseou-se em um procedimento de varredura de possíveis valores de impedância e seu impacto na pressão sonora em campo distante. Definiu-se uma região de impedância alvo e, através de modelos semi-empíricos, projetaram-se dois *liners* que foram confeccionados através de manufatura aditiva. As peças foram testadas e uma redução de 3 a 4 dB/Hz em torno da frequência de 1000 Hz foi obtida, semelhante ao resultado esperado via simulação. Durante a confecção dos *liners*, tomou-se o cuidado de respeitar restrições de projeto, como a espessura da superfície, em torno de 13 mm, o que tornou o projeto mais complexo e real. Um algoritmo genético foi implementando e uma impedância variável sobre a região foi otimizada, buscando-se reduzir o ruído em campo distante na região a montante proveniente da instalação. O algoritmo mostrou que impedâncias variáveis sobre a superfície podem ser também aplicadas resultando em reduções significativas do ruído de jato instalado, embora sua confecção seja mais complexa.

6.1 TRABALHOS FUTUROS

Para trabalhos futuros sugere-se algumas ideias de melhoria do trabalho atual como:

- Averiguação dos efeitos de posição do pacote de onda em relação a instalação e suas consequências em termos de interferências
- Implementação de um modelo de fonte que leve em conta o decaimento de coerência
- Implementação de mais modos azimutais na fonte sonora e desenvolvimento de metodologia para calibração
- Implementação de condições de contorno que levem em consideração um baixo escoamento rasante sobre a geometria
- Confecção de *liners* em materiais metálicos

E alguns desdobramentos do trabalho atual:

- Utilização de cavidades dobradas buscando reduções em frequências mais baixas
- Combinação de cavidades dobradas com materiais poroso comuns (metamateriais)
- Confecção de amostras com regiões de impedâncias diferentes
- Estudo de casos utilizando *coflow* e seu impacto na impedância
- Estudo da redução do efeito de instalação utilizando impedâncias em casos intrusivos
- Decomposição azimutal para casos intrusivo, de modo a nortear quando o modelo de fonte sonora é descaracterizado

BIBLIOGRAFIA

- AHUJA, K.; TESTER, B.; TANNA, H. Calculation of far field jet noise spectra from near field measurements with true source location. **Journal of Sound and Vibration**, v. 116, n. 3, p. 415–426, 1987.
- ALBUQUERQUE MAIA, I. **Caracterização Experimental do Efeito de um Bocal com Chevron sobre o Campo Turbulento de um Jato Subsônico**. 2015. Diss. (Mestrado) – Universidade Federal de Santa Catarina.
- ALLEN, C. S. et al. **Aeroacoustic measurements**. Springer Science & Business Media, 2002.
- ANAC. **Relatório de atividades**. 2018.
- ANGLAND, D.; ZHANG, X.; MOLIN, N. Measurements of Flow Around a Flap Side Edge with Porous Edge Treatment. v. 47, p. 1660–1671, jul. 2009.
- ANTONIALLI, L. A.; NOGUEIRA, P. A. S.; CAVALIERI, A. V. Calibration of the Kinematic Model for jet noise with Large Eddy Simulation data and semantics of final code. In: INTERNAL EMBRAER report N 3.9.00.0. 2019.
- AYTON, L. J. Acoustic scattering by a finite rigid plate with a poroelastic extension. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge University Press, v. 791, p. 414–438, 2016.
- BALL, C.; FELLOUAH, H.; POLLARD, A. The flow field in turbulent round free jets. 50:1–26, 2012.
- BAMBERGER, A.; RONNEBERGER, D. A revised dependence of the edge tone frequency for the first hydrodynamic mode. **ISMA, Le Mans, France**, 2014.
- BASTOS, L. P. Desenvolvimento e emprego de uma bancada para análise de efeitos de instalação sobre jatos de bocais serrilhados, 2016.
- BELYAEV, I. V. et al. A parametric experimental study of jet-flap interaction noise for a realistic small-scale swept wing model, p. 275–302, 2015.
- BISTAFA, S. R. **Acústica aplicada ao controle do ruído**. São Paulo, Brasil: Editora Edgard Blücher, 2006. P. 5–6.
- BLEVINS, R. D. **Applied Fluid Dynamics Handbook**. Van Nostrand Reinhold Co., 1984.

- BODONY, D.; LELE, S. Jet noise prediction of cold and hot subsonic jets using large-eddy simulation. In: 10TH AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. 2004. P. 3022.
- BOERSMA, B.; LELE, S. Large eddy simulation of a Mach 0.9 turbulent jet. In: 5TH AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit. 1999. P. 1874.
- BOGEY, C.; BAILLY, C. Investigation of subsonic jet noise using LES: Mach and Reynolds number effects. In: 10TH AIAA/CEAS aeroacoustics conference. 2004. P. 3023.
- BOGEY, C.; BARRÉ, S. et al. Experimental study of the spectral properties of near-field and far-field jet noise. **International Journal of Aeroacoustics**, v. 6, n. 2, p. 73–92, 2007.
- BOHN, A. J. Edge Noise Attenuation by Porou-Edge Extensions, 1976.
- BRÈS, G. A. et al. Large eddy simulation for jet noise: azimuthal decomposition and intermittency of the radiated sound. In: 22ND AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. 2016. P. 3050.
- BRIDGES, J.; A. BROWN, C. Validation of the Small Hot Jet Acoustic Rig for Jet Noise Research. v. 1, 2005.
- BRIDGES, J.; WERNET, M. P. The NASA Subsonic Jet Particle Image Velocimetry (PIV) Dataset. NASA/TM—2011-216807, 2011.
- BROOKS, L. A.; MORGANS, R. C.; HANSEN, C. H. Learning acoustics through the boundary element method: an inexpensive graphical interface and associated tutorials. **Acoustics Australia**, v. 33, n. 3, p. 89, 2005.
- BROWN, C.; BRIDGES, J. Parametric testing of chevrons on single flow hot jets, 2004.
- BROWN, C. A. Jet-surface interaction Test: far-field noise results. v. 135, 2013.
- BROWN, W.; AHUJA, K. Jet and wing/flap interaction noise. In: 9TH Aeroacoustics Conference. 1984. P. 2362.
- CALTON, M. F.; SOMMERFELDT, S. D. Modeling acoustic resonators: From theory to application. In: INSTITUTE OF NOISE CONTROL ENGINEERING, 4. INTER-NOISE and NOISE-CON Congress and Conference Proceedings. 2015. v. 250, p. 3184–3191.
- CÂMARA, F. A. F. et al. Análise experimental de um bocal com anel gerador de vórtices para redução do ruído de jatos subsônicos, 2019.

- CASALINO, D.; LELE, S. Lattice-boltzmann simulation of coaxial jet noise generation. In: CTR, Proceedings of the Summer Program. 2014. P. 231.
- CAVALIERI, A. V. G. **Wavepackets as sound-source mechanisms in subsonic jets**. 2006. Tese (Doutorado) – UNIVERSITÉ DE POITIER.
- CAVALIERI, A.; JORDAN, P.; COLONIUS, T. et al. Axisymmetric superdirectivity in subsonic jets. In: 17TH AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (32nd AIAA Aeroacoustics Conference). 2011. P. 2743.
- CAVALIERI, A. V.; DONADON, M. V.; WOLF, W. Acoustic scattering by finite composite plates. In: 21ST AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. 2015. P. 3262.
- CAVALIERI, A. V.; WOLF, W. R.; JAWORSKI, J. Acoustic scattering by finite poroelastic plates. In: 20TH AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. 2014. P. 2459.
- CAVALIERI, A. V.; JORDAN, P.; LESSHAFFT, L. Wave-packet models for jet dynamics and sound radiation. **Applied Mechanics Reviews**, American Society of Mechanical Engineers Digital Collection, v. 71, n. 2, 2019.
- CAVALIERI, A. V.; WOLF, W. R.; JORDAN, P. et al. Diffraction effects of finite and semi-infinite flat plates in the vicinity of a turbulent subsonic jet. In: 22ND International Congress of Mechanical Engineering (COBEM 2013). 2013.
- CAVALIERI, A.; WOLF, W.; JAWORSKI, J. Numerical solution of acoustic scattering by finite perforated elastic plates. **Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences**, The Royal Society Publishing, v. 472, n. 2188, p. 20150767, 2016.
- CHAMPOUX, Y.; ALLARD, J.-F. Dynamic tortuosity and bulk modulus in air-saturated porous media. **Journal of applied physics**, AIP, v. 70, n. 4, p. 1975–1979, 1991.
- CHONG, T. P.; DUBOIS, E. Optimization of the poro-serrated trailing edges for airfoil broadband noise reduction. **The Journal of the Acoustical Society of America**, v. 140, n. 2, p. 1361–1373, 2016.
- CROCKER, M. J. **Handbook of noise and vibration control**. John Wiley & Sons, 2007.
- CROW, S. C.; CHAMPAGNE, F. **Orderly structure in jet turbulence**. 1970.

CURLE, N. The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound. **Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences**, The Royal Society, v. 231, n. 1187, p. 505–514, 1955.

CURLE, N. The mechanics of edge-tones. **Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences**, The Royal Society, v. 216, n. 1126, p. 412–424, 1953.

CZECH, M. J.; THOMAS, R. H. **Blended cutout flap for reduction of jet-flap interaction noise**. Google Patents, fev. 2014. US Patent 8,651,429.

DHAMANEKAR, A.; SRINIVASAN, K. Effect of impingement surface roughness on the noise from impinging jets. **Physics of Fluids**, v. 26, n. 3, p. 036101, 2014.

DICKSON, N. **ICAO Noise Standards**. 2013.

DOUGHERTY, N. S.; LIU, B.; OFARRELL, J. Numerical simulation of the edge tone phenomenon. **NASA Contractor Report 4851**, 1994.

DOUGHERTY, R.; PODBOY, G. Improved phased array imaging of a model jet. In: 15TH AIAA/CEAS aeroacoustics conference (30th AIAA aeroacoustics conference). 2009. P. 3186.

E. FLOWCS WILLIAMS, J.; H. HALL, L. Aerodynamic sound generation by turbulent flow in the vicinity of a scattering half plane. v. 40, p. 657–670, 1970.

ELNADY, T.; BODEN, H. On semi-empirical liner impedance modeling with grazing flow. In: 9TH AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit. 2003. P. 3304.

ESI-GROUP. RAYON 2006 for I-deas™ 12 NX - User's Manual, 2006.

EVERTZ, E. et al. Noise generated by interaction between subsonic jets and blown flaps. **Relatório técnico, Institut für Luft und Raumfahrt**, 1976.

FIEDLER, H. Coherent structures in turbulent flows. **Progress in Aerospace Sciences**, Elsevier, v. 25, n. 3, p. 231–269, 1988.

FOX, R. W.; PRITCHARD, P. J.; MCDONALD, A. T. **Fox and McDonald's INTRODUCTION TO FLUID MECHANICS**. John Wiley & Sons, Inc., 2011.

FREUND, J.; LELE, S.; MOIN, P. Numerical simulation of a Mach 1.92 turbulent jet and its sound field. **AIAA journal**, v. 38, n. 11, p. 2023–2031, 2000.

- GAUL, L.; KÖGL, M.; WAGNER, M. **Boundary element methods for engineers and scientists: an introductory course with advanced topics**. Springer Science & Business Media, 2013.
- GIBBS-SMITH, C. H. **Aviation: An Historical Survey from Its Origins to the End of World War II**. London: Science Museum, 2003.
- GIBSON, R.; KEYS, N. *The Cone of Silence*, 2019.
- GOLDBERG, D. E. **Genetic algorithms**. Pearson Education India, 2006.
- GROBY, J.-P.; LAGARRIGUE, C. et al. Enhancing the absorption properties of acoustic porous plates by periodically embedding Helmholtz resonators. **The Journal of the Acoustical Society of America**, ASA, v. 137, n. 1, p. 273–280, 2015.
- GROBY, J.-P.; NENNIG, B. et al. Design of sound absorbing metamaterials by periodically embedding three-dimensional resonant or non-resonant inclusions in rigidly backed porous plate. **The Journal of the Acoustical Society of America**, v. 136, n. 4, p. 2077–2077, 2014.
- GROSCHE, F.-R.; JONES, J.; WILHOLD, G. Measurements of the distribution of sound source intensities in turbulent jets. In: **AEROACOUSTICS Conference**. 1973. P. 989.
- GRUBER, M.; AZARPEYVAND, M.; JOSEPH, P. F. Airfoil trailing edge noise reduction by the introduction of sawtooth and slitted trailing edge geometries. **20th International Congress on Acoustics**, ago. 2010.
- GRUBER, M.; JOSEPH, P.; AZARPEYVAND, M. An experimental investigation of novel trailing edge geometries on airfoil trailing edge noise reduction, mai. 2013.
- GUESS, A. Calculation of perforated plate liner parameters from specified acoustic resistance and reactance. **Journal of Sound and Vibration**, Elsevier, v. 40, n. 1, p. 119–137, 1975.
- HAHN, C. **Design and Validation of the New Jet Facility and Anechoic Chamber**. 2011. Diss. (Mestrado) – The Ohio State University.
- HARPER-BOURNE, M. Jet Noise Measurements: Past and Present. **International Journal of Aeroacoustics**, v. 9, n. 4-5, p. 559–588, 2010.
- HEAD, R.; FISHER, M. Jet/surface interaction noise - Analysis of farfield low frequency augmentations of jet noise due to the presence of a solid shield, p. 275–302, 1976.

HERMAWANTO, D. Genetic algorithm for solving simple mathematical equality problem. **arXiv preprint arXiv:1308.4675**, 2013.

HERR, M.; ROSSIGNOL, K.; DELFS, J. Specification of Porous Materials for Low-Noise Trailing-Edge Applications, 2014.

HIRSCHBERG, A.; RIENSTRA, S. W. **An introduction to aeroacoustic**. Eindhoven University of Technology, 2004.

HOWE, M. S. Noise produced by a sawtooth trailing edge. **The Journal of the Acoustical Society of America**, v. 90, n. 1, p. 482–487, 1991.

HOWE, M. S. **Theory of Vortex Sound**. Cambridge University Press, 2002. (Cambridge Texts in Applied Mathematics).

HOWE, M. A review of the theory of trailing edge noise. **Journal of Sound and Vibration**, v. 61, n. 3, p. 437–465, 1978.

HOWE, M. Aerodynamic noise of a serrated trailing edge. **Journal of Fluids and Structures**, v. 5, n. 1, p. 33–45, 1991.

HOWERTON, B.; PARROTT, T. Validation of an acoustic impedance prediction model for skewed resonators. In: 15TH AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (30th AIAA Aeroacoustics Conference). 2009. P. 3143.

ICAO. **Environmental Technical Manual: Procedures for the Noise Certification of Aircraft**. Montreal, Canada: Committee on Aviation Environmental Protection, 2002.

INGARD, U. On the theory and design of acoustic resonators. **The Journal of the acoustical society of America**, Acoustical Society of America, v. 25, n. 6, p. 1037–1061, 1953.

JENTE, C. et al. Experimental Investigation of Jet-Flap-Interaction Noise Sensitivity due to varying flap parameters at a UHBR Engine/High-Lift-Wing installation. In: 2018 AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. 2018. P. 3788.

JOHNSON, D. L.; KOPLIK, J.; DASHEN, R. Theory of dynamic permeability and tortuosity in fluid-saturated porous media. **Journal of fluid mechanics**, Cambridge University Press, v. 176, p. 379–402, 1987.

- JONES, M.; JONES, M. An improved model for parallel-element liner impedance prediction. In: 3RD AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. 1997. P. 1649.
- JORDAN, P.; COLONIUS, T. Wave packets and turbulent jet noise. **Annual review of fluid mechanics**, Annual Reviews, v. 45, p. 173–195, 2013.
- KANDULA, M. On the scaling laws and similarity spectra for jet noise in subsonic and supersonic flow. **Arctic Slope Regional Coportation**, 2008.
- KOOI, J.; SARIN, S. An experimental study of the acoustic impedance of Helmholtz resonator arrays under a turbulent boundary layer. In: 7TH Aeroacoustics Conference. 1981. P. 1998.
- LAWRENCE, J. **Aeroacoustic Interactions of Installed Subsonic Round Jets**. 2014. Tese (Doutorado) – University of Southampton, United Kingdom.
- LAWRENCE, J.; AZARPEYVAND, M. Interaction between a Flat Plate and a Circular Subsonic Jet. **17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (32nd AIAA Aeroacoustics Conference)**, 2011.
- LAWRENCE, J.; SELF, R. H. Installed jet-flap impingement tonal noise. In: 21ST AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. 2015. P. 3118.
- LEE, S. S.; BRIDGES, J. Phased-array measurements of single flow hot jets. In: 11TH AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. 2005. P. 2842.
- LIGHTHILL, M. J. On sound generated aerodynamically I. General theory. **Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences**, The Royal Society, v. 211, n. 1107, p. 564–587, 1952.
- LIGHTHILL, M. J. On sound generated aerodynamically II. Turbulence as a source of sound. **Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences**, The Royal Society, v. 222, n. 1148, p. 1–32, 1954.
- LIU, F. A tunable electromechanical Helmholtz resonator. Ph.D Thesis University of FLorida, jan. 2007.
- LIU, Y. **Fast multipole boundary element method: theory and applications in engineering**. Cambridge university press, 2009.
- LUPEA, I. Considerations on the Helmholtz resonator simulation and experiment. **Proceedings of the Romanian academy, Volume13, Pg**, p. 118–124, 2012.

LYU, B.; AZARPEYVAND, M.; SINAYOKO, S. Prediction of noise from serrated trailing edges. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge University Press, v. 793, p. 556–588, 2016.

LYUBIMOV, D. et al. Experimental and numerical investigation of jet flap interaction effects. v. 13, p. 275–302, jun. 2014.

MACDONALD, H. M. A class of diffraction problems. v. 14, p. 410–427, 1915.

MACGREGOR, G.; RIBNER, H.; LAM, H. “Basic” jet noise patterns after deletion of convection and refraction effects: Experiments vs. Theory. **Journal of Sound and Vibration**, v. 27, n. 4, p. 437–454, 1973.

MAIA, I. A. et al. Two-point wavepacket modelling of jet noise. **Proceedings of the Royal Society A**, The Royal Society Publishing, v. 475, n. 2227, p. 20190199, 2019.

MCINERNEY, S. A. et al. Diffraction of a baffled dipole: Frequency dependence. **The Journal of the Acoustical Society of America**, v. 77, n. 5, p. 1713–1715, 1985.

MCKINZIE, D. J.; BURNS, R. J. Jet/surface interaction noise - Analysis of farfield low frequency augmentations of jet noise due to the presence of a solid shield, p. 275–302, 1975.

MEAD, C. et al. An Experimental Study of Co-Axial Jets Using Acoustic, PIV and LDA Methods (CoJeN), 2015.

MEECHAM, W. C.; BUI, T. D.; MILLER, W. R. Diffraction of dipole sound by the edge of a rigid baffle. **The Journal of the Acoustical Society of America**, v. 70, n. 5, p. 1531–1533, 1981.

MICHALKE, A.; FUCHS, H. On turbulence and noise of an axisymmetric shear flow. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge University Press, v. 70, n. 1, p. 179–205, 1975.

MOLLO-CHRISTENSEN, E. Jet noise and shear flow instability seen from an experimenter’s viewpoint, 1967.

MOTSINGER, R.; KRAFT, R. Design and performance of duct acoustic treatment, 1991.

MUSAFIR, R. E. **Geração de ruído por jatos turbulentos**. 1984. Diss. (Mestrado) – Universidade Federal do Rio de Janeiro.

NEW, T. H.; TSIOLI, E. Effects of area-ratio on the near-field flow characteristics and deflection of circular inclined coaxial jets. v. 54, p. 225–236, abr. 2014.

- NOGUEIRA, P. A.; SIROTTI, J. R. et al. Acoustic Radiation of Subsonic Jets at the Vicinity of an Inclined Flat Plate. **AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference**, 2018.
- NOGUEIRA, P. A. S.; SIROTTI, J. R. L. N. et al. Acoustic radiation of subsonic jets in the vicinity of an inclined flat plate. **The Journal of the Acoustical Society of America**, Acoustical Society of America, v. 146, n. 1, p. 50–59, 2019.
- NOGUEIRA, P. A.; CAVALIERI, A. V.; JORDAN, P. A model problem for sound radiation by an installed jet. **Journal of Sound and Vibration**, Elsevier, v. 391, p. 95–115, 2017.
- OERLEMANS, S. et al. Reduction Of Wind Turbine Noise Using Optimized Airfoils And Trailing-Edge Serrations. v. 47, mai. 2008.
- OLIVEIRA, E. C. de; TEODORO, E. B. Métodos para medição do coeficiente de absorção sonora. **15 Simpósio do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica**, 2005.
- PAPAMOSCHOU, D.; DADVAR, A. Localization of multiple types of jet noise sources. In: 12TH AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (27th AIAA Aeroacoustics Conference). 2006. P. 2644.
- PEI CHONG, T. et al. Self-Noise Produced by an Airfoil with Nonflat Plate Trailing-Edge Serrations. v. 51, p. 2665–2677, nov. 2013.
- PERUMAL, D. A.; DASS, A. K. A Review on the development of lattice Boltzmann computation of macro fluid flows and heat transfer. **Alexandria Engineering Journal**, Elsevier, v. 54, n. 4, p. 955–971, 2015.
- PIANTANIDA, S.; JAUNET, V.; HUBER, J. et al. Scattering of turbulent-jet wavepackets by a swept trailing edge. **The Journal of the Acoustical Society of America**, ASA, v. 140, n. 6, p. 4350–4359, 2016.
- PIANTANIDA, S.; JAUNET, V.; JORDAN, P. et al. Scattering of turbulent-jet wavepackets by a swept trailing edge. **American Institute of Aeronautics and Astronautics**, 21st AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2015.
- PIERCE, A. **Acoustics: An Introduction to Its Physical Principles and Applications**. McGraw-Hill Book Company, 1981. (McGraw-Hill series in mechanical engineering).

PIMENTA, C.; WOLF, W.; CAVALIERI, A. V. Acoustic scattering by 3D poroelastic plates with swept trailing edges. In: 23RD AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. 2017. P. 3498.

PODBOY, G. G. Jet-surface interaction Test: phased array noise source localization results, 2012.

POWELL, A. A Survey of Experiments on Jet Noise: A Study of the Mechanism of Noise Production of Jet Engines, with Brief Notes on its Reduction. **Aircraft Engineering and Aerospace Technology**, v. 26, n. 1, p. 2–8, 1954.

PROENCA, A.; LAWRENCE, J.; SELF, R. A Survey of the Turbulence Statistics of a Model-Scale Installed Jet at Low and Moderate Mach Numbers. In: 23RD AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. 2017. P. 3705.

RAICHEL, D. R. **THE SCIENCE AND APPLICATIONS OF ACOUSTICS**. SPRINGER VERLAG GERM, 2006.

REICHENBERGER, J. Noise control on flap side edge, 2016.

REICHENBERGER, J.; HERR, M. Noise Control on Flap Side Edge, p. 1908–1909, 2013.

ROBINSON, S. K. Coherent motions in the turbulent boundary layer. **Annual Review of Fluid Mechanics**, Annual Reviews 4139 El Camino Way, PO Box 10139, Palo Alto, CA 94303-0139, USA, v. 23, n. 1, p. 601–639, 1991.

SAAD, M. **Compressible Fluid Flow**. Prentice Hall, 1993.

SAKAI, T. **Laboratory experiments in information retrieval**. Springer, 2018.

SANDBERG, R. DNS of turbulent round jets using acoustically lined canonical nozzles. **Simulation**, v. 2, n. 33, p. 49, 2014.

SAVELL, C. Precision and accuracy of jet noise measurements. **American Institute of Aeronautics and Astronautics**, Paper No. 77-1302, set. 1977.

SHEARIN, J. G. Investigation of jet-installation noise sources under static conditions, 1983.

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

SIROTTA, J. R. L. N. **Validação Experimental de bancada para medição de ruído de jatos**. 2016. Diss. (Mestrado) – Universidade Federal de Santa Catarina.

- SMITH, M. J. T. **Aircraft Noise**. Cambridge, United Kingdom: Cambridge University Press, 2004. P. 23–24.
- SONEX, O. Disponível em: <<http://www.owa.com.br/produtos/placas-acusticas-sonex-illtec/duplicata-de-perfilado.html>>, 2018.
- STRATTON, J. A. **Electromagnetic theory**. New York: McGraw Hill, 1941.
- STRYKOWSKI, P. J.; NICCUM, D. L. The stability of countercurrent mixing layers in circular jets. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge University Press, v. 227, p. 309–343, 1991.
- TAM, C. K. et al. The sources of jet noise: experimental evidence. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge University Press, v. 615, p. 253–292, 2008.
- TINNEY, C.; JORDAN, P. The near pressure field of co-axial subsonic jets. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge University Press, v. 611, p. 175, 2008.
- UMEDA, Y.; MAEDA, H.; ISHII, R. Discrete tones generated by the impingement of a high speed jet on a circular cylinder. **The Physics of Fluids**, v. 30, n. 8, p. 2380–2388, 1987.
- VERA, J. V. et al. Hydrodynamic pressure field propagation model for the prediction of the far-field sound produced by jet-wing interaction. In: 22ND AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. 2016. P. 2859.
- VISWANATH, K. B. S. N.; GANESAN, V. Experimental and numerical investigation of an axisymmetric free jet. v. 8, p. 189–197, 2001.
- VISWANATHAN, K. Does a model-scale nozzle emit the same jet noise as a jet engine? **AIAA journal**, v. 46, n. 2, p. 336–355, 2008.
- WOLF, W.; LELE, S. Wideband fast multipole boundary element method: Application to acoustic scattering from aerodynamic bodies. **International journal for numerical methods in fluids**, Wiley Online Library, v. 67, n. 12, p. 2108–2129, 2011.
- WU, T. **Boundary element acoustics fundamentals and computer codes**. Acoustical Society of America, 2002.

YU, J.; RUIZ, M.; KWAN, H.-W. Validation of Goodrich perforate liner impedance model using NASA Langley test data. In: 14TH AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (29th AIAA Aeroacoustics Conference). 2008. P. 2930.

ZAMAN, K. Q. et al. Investigating the feedback path in a jet-surface resonant interaction. In: 21ST AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. 2015. P. 2999.

ZHIYIN, Y. Large-eddy simulation: past, present and the future. **Chinese Journal of Aeronautics**, Elsevier, v. 28, n. 1, p. 11–24, 2015.

APPENDIX A – ANALOGIAS, BEM E MEDIÇÕES

A.1 ANALOGIA ACÚSTICA DE Lighthill

Lighthill publicou sua teoria sobre jatos isolados (Lighthill, 1952), proporcionando uma verdadeira revolução no entendimento da geração do ruído de escoamentos turbulentos. O termo analogia acústica se deve ao fato de que o ruído irradiado por uma parcela do escoamento livre turbulento em um meio quiescente seria idêntico a geração do ruído produzido por um volume preenchido por quadrupolos nesse mesmo meio. Essa modelagem de equivalência é o grande feito de Lighthill, que trabalhou reorganizando as equações de Navier-Stokes.

Algumas premissas para validade de sua analogia devem ser consideradas: (i) a energia do som produzido deve ser inferior em comparação com a energia de movimento do fluido, de modo que não existam reações do fluido ao som produzido; (ii) o som é irradiado em espaço livre; (iii) a estimativa de potência sonora se refere apenas a parcela de energia que escapa do escoamento como som; (iv) a teoria só é válida para velocidade subsônicas; (v) a região de fluido modelado deve ocupar um espaço muito menor dentro do volume que simboliza o ambiente de propagação.

A analogia acústica faz a comparação entre um meio ideal¹ e um meio real. O meio real é aquele onde existe uma pequena região turbulenta contida em meio quiescente maior. As equações da conservação da massa² e quantidade de movimento aplicadas ao meio ideal nos levam a equação de onda típica, através de

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho v_i) = 0, \quad (\text{A.1})$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_i) + c_\infty^2 \frac{\partial \rho}{\partial x_i} = 0, \quad (\text{A.2})$$

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_\infty^2 \nabla^2 \rho = 0, \quad (\text{A.3})$$

onde a primeira é a equação da conservação da massa, em que ρ é a densidade do fluido, v_i a velocidade e i marca a direção do fluido. A segunda equação é uma forma já aproximada da equação da conservação de quantidade de movimento (desconsiderou-se termos de

¹ Meio anisotrópico que encontra-se em repouso.

² A equação também recebe o nome de equação da continuidade.

gradientes de velocidade, através de análise da ordem de grandeza dos valores contribuintes a equação) onde c_∞ é a velocidade do som no ambiente de propagação. Por fim, temos a conhecida equação da onda que é obtida eliminando a densidade de quantidade de movimento (ρv_i). Esta eliminação pode ser feita derivando a equação da quantidade de movimento e subtraindo a equação da conservação da massa após aplicação do gradiente.

No caso de um meio real, que possui uma pequena região de rápida movimentação de fluido (valores significativos de gradientes de velocidade), a equação da quantidade de movimento para essa pequena região não pode ser simplificada e deve ser considerada em sua forma mais geral

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_i) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho v_i v_j + p_{ij}) = 0, \quad (\text{A.4})$$

onde p_{ij} é tensor de tensões, que são aplicadas na direção x_i diretamente na superfície do fluido as quais possuem componente normal na direção x_j . A diferença entre as equações de quantidade de movimento revela um tensor de cisalhamento. Este tensor, que sintetiza as flutuações do meio real, se aplicado a um meio ideal causaria as mesmas flutuações de pressão. A este tensor dá-se o nome de tensor de Lighthill, que é escrito como sendo

$$T_{ij} = (\rho v_i v_j + p_{ij})_{real} - (c_\infty^2 \rho \delta_{ij})_{ideal}, \quad (\text{A.5})$$

sendo assim a equação da quantidade de movimento pode ser escrita da seguinte maneira

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_i) + c_\infty^2 \frac{\partial \rho}{\partial x_i} = -\frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j}. \quad (\text{A.6})$$

O tensor de Lighthill pode ser simplificado admitindo que o fluido não possua diferenças significativas de temperatura com o ambiente e que esteja em um alto número de Reynolds. Isso simplifica o tensor a $T_{ij} \approx \rho v_i v_j$. Ao considerar a equação da quantidade de movimento (Eq. A.6) e utilizar a conservação da massa (Eq. A.1) tem-se, após eliminação do termo explícito ρv_i , a seguinte equação

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_\infty^2 \nabla^2 \rho = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}, \quad (\text{A.7})$$

que nada mais é que uma equação de onda não homogênea cujo o termo fonte envolve a derivada de segunda ordem do tensor de Lighthill. A analogia mostra que a propagação do som devido a um escoamento turbulento em um fluido real (meio quiescente com escoamento) é análoga à propagação do som em um meio quiescente com termo fonte dado por $\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}$.

Uma equação de onda não homogênea cuja a fonte seja pontual, impulsiva e unitária, as quais podem ser representadas por funções do tipo delta de Dirac, tem solução bem conhecida dada pela função de Green para o espaço livre

$$\left(\frac{1}{c_\infty^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2\right) \phi = \delta(y)\delta(\tau) \rightarrow \phi(x, t) = \frac{1}{4\pi|\vec{x} - \vec{y}|} \delta(t_e - \tau), \quad (\text{A.8})$$

onde o observador está na posição \vec{x} em um tempo t e a fonte em posição \vec{y} . A fonte é disparada em tempo τ e tempo de emissão (t_e) é definido como $t_e = t - \frac{|\vec{x} - \vec{y}|}{c_\infty}$. Se considerarmos que o termo fonte ($\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}$) possa ser representado por uma distribuição de inúmeras fontes pontuais no tempo e espaço (lembrando que no meio quiescente pode-se aproximar $p = \rho c_\infty^2$) e utilizando a função de Green para o espaço livre a Equação (A.7) possui solução dada por

$$p(x, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_V \frac{1}{4\pi|\vec{x} - \vec{y}|} \frac{\partial^2 (T_{ij})}{\partial x_i \partial x_j} \delta(t_e - \tau) dV_y d\tau. \quad (\text{A.9})$$

Na Eq. A.9, a função $\delta(t_e - \tau)$ tem única solução diferente de zero para no instante $\tau = t_e$, o que reduz a equação na integral de volume

$$p(x, t) = \int_V \frac{1}{4\pi|\vec{x} - \vec{y}|} \left[\frac{\partial^2 (T_{ij})}{\partial x_i \partial x_j} \right]_{\tau=t_e} dV_y. \quad (\text{A.10})$$

De acordo com a Eq. A.10, para que se conheça fielmente a pressão em um posição \vec{x} , deve-se conhecer todo o campo de velocidade em um instante de tempo t em todo o volume do escoamento, para que então se possa calcular o tensor de Lighthill. Na prática, torna-se muito custoso obter dados do campo de velocidade de forma instantânea em todos os pontos do domínio com a instrumentação atualmente disponível. Além disso, algumas técnicas de captação da velocidade são intrusivas e acabam alterando o escoamento.

Lighthill fez algumas aproximações para que a potência sonora irradiada pudesse ser estimada com base em características básicas do fluido. Uma primeira aproximação é que a estrutura geradora principal de ruído deve ser da ordem do diâmetro efetivo do bocal de exaustão (D_e), isto faz com que $dV_y \approx D_e^3$. O tensor já reduzido ($T_{ij} = \rho v_i v_j$) pode ser ainda mais simplificado admitindo uma densidade igualitária entre domínio e meio quiescente e velocidades da ordem da velocidade de saída do escoamento (U_j). A hipótese da velocidade é razoável já que o volume se estende em apenas um D_e em cada eixo (primeira aproximação). Todas essas aproximações fazem com que $T_{ij} \approx \rho v_i v_j \approx \rho_\infty U_j^2$. As derivadas,

em condição de campo distante, podem ser entendidas como $\frac{\partial}{\partial x} \approx \frac{1}{c_\infty} \frac{\partial}{\partial t} \approx \frac{f_{dominante}}{c_\infty}$, desta forma tem-se que a pressão sonora pode ser aproximada como

$$p \approx \frac{\rho_\infty D_e U_j^4}{r c_\infty^2}, \quad (\text{A.11})$$

onde $r = |\vec{x} - \vec{y}|$. A intensidade sonora (I) em campo distante por sua vez pode ser dada por

$$I = \frac{\langle p^2 \rangle}{\rho_\infty c_\infty} \approx \frac{\rho_\infty D_e^2 U_j^8}{r^2 c_\infty^5}, \quad (\text{A.12})$$

onde o operador $\langle \rangle$ representa uma média temporal.

A potência sonora irradiada (W) em campo distante pode ser escrita em função da intensidade (I) como

$$W = 4\pi r^2 I = 4\pi r^2 \frac{\langle p^2 \rangle}{\rho_\infty c_\infty}, \quad (\text{A.13})$$

e assumindo que $f_{dominante} \times D_e \approx U_j$, maiores detalhes em (HIRSCHBERG; RIENSTRA, 2004), juntamente com as aproximações descritas tem-se que

$$W \approx \frac{4\pi r^2}{\rho_\infty c_\infty} \left[\frac{1}{4\pi r} \left(\frac{f}{c_\infty} \right)^2 \rho_\infty U_j^2 D_e^3 \right]^2 \approx \frac{\rho_\infty D_e^2 U_j^8}{c_\infty^5}. \quad (\text{A.14})$$

Lighthill atribuiu um fator K , diante de tantas aproximações, que deve conter as discrepâncias entre os níveis dos dados experimentais e sua lei, determinando finalmente

$$W = \frac{K \rho_\infty D_e^2 U_j^8}{c_\infty^5}, \quad (\text{A.15})$$

que é conhecida como a lei da oitava potência de Lighthill. Algumas considerações devem ser feitas, a fim de esclarecer os efeitos das aproximações realizadas no tensor de Lighthill. Ao considerar que $T_{ij} \approx \rho v_i v_j$ perdem-se os efeitos de refração do som que estão ligados a diferença $p_{real} - \rho_\infty c_\infty^2$ (KANDULA, 2008), e ao considerar $T_{ij} \approx \rho v_i v_j \approx \rho_\infty U_j^2$ os efeitos convectivos que estão contidos nos gradientes do campo de velocidade também são perdidos. Isto acontece devido a homogeneização de todo o campo de velocidade pela aproximação U_j (situação na saída do bocal). Estas aproximações fazem com que a lei da oitava potência, conforme a Eq. A.15, não possua efeitos convectivos e refrativos.

A.2 ANALOGIA ACÚSTICA DE CURLE

A influência de contornos sólidos no som aerodinâmico gerado foi estudada por Curle (CURLE, 1955) na sequência dos trabalhos publicados por James Lighthill (LIGHTHILL, 1952, 1954). Curle descreve sua analogia acústica como uma extensão da analogia de Lighthill, uma vez que seu trabalho se baseia extensamente na teoria do som aerodinamicamente gerado.

A grande diferença entre a analogia de Lighthill e Curle está na solução da equação de onda inhomogênea. O tensor de Lighthill continua sendo a parte fundamental na solução da equação, entretanto, as flutuações de pressão geradas por esse tensor ao interagir com uma superfície produz novas fontes sonoras. Essa interação não foi contabilizada por Lighthill, uma vez que seu caso de estudo eram escoamentos livres turbulentos. Dessa forma, é natural esperar que a equação de onda a ser resolvida seja a mesma, entretanto a solução do campo de pressão sonora deve não só envolver a integração no volume do fluido como a interação entre as flutuações de pressão e os limites sólidos da geometria.

Todo o equacionamento abaixo foi baseado no trabalho de N. Curle (CURLE, 1955), que começa seu desenvolvimento apresentando a equação de onda não homogênea

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_\infty^2 \nabla^2 \rho = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}, \quad (\text{A.16})$$

onde

$$T_{ij} = \rho v_i v_j + p_{ij} - c_\infty^2 \rho \delta_{ij}, \quad (\text{A.17})$$

é o tensor de Lighthill. Embora a forma matemática do tensor seja a mesma, as quantidades física do tensor, tais como velocidade e pressão, podem se modificar devido a geometria. A solução mais geral da Eq. (A.7) é dada por (STRATTON, 1941)

$$\begin{aligned} \rho - \rho_\infty = & \frac{1}{4\pi c_\infty^2} \int_V \frac{\partial^2 (T_{ij})}{\partial y_i \partial y_j} \frac{dV_y}{r} \\ & + \frac{1}{4\pi} \int_S \left[\frac{1}{r} \frac{\partial \rho}{\partial n} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial r}{\partial n} \rho + \frac{1}{c_\infty r} \frac{\partial r}{\partial n} \frac{\partial \rho}{\partial t} \right] dS_y, \end{aligned} \quad (\text{A.18})$$

sendo as integrais posteriormente calculadas no tempo de emissão $t - r/c_\infty$, onde as coordenadas do observador estão na posição \vec{x} e o elemento de integração na posição \vec{y} , ou seja $r = |\vec{x} - \vec{y}|$. Lembrando que a primeira integral de volume é calculada externamente ao contornos do sólido e a segunda integral é calculada na superfície da geometria. A solução da equação difere da solução proposta por Lighthill, uma vez que essa não contém

a integral de superfície e que a integral de volume pode conter o impacto da geometria em seu tensor.

Tentando obter uma maior simplificação da solução, uma hipótese é feita sobre a velocidade normal a superfície. Se essa componente de velocidade é igual a zero, ou seja, a superfície encontra-se fixada ou vibrante em seu próprio plano, a Eq.(A.18) pode ser simplificada a

$$\begin{aligned} \rho - \rho_\infty = & \frac{1}{4\pi c_\infty^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{T_{ij}(\vec{y}, t - \frac{r}{c_\infty})}{r} dV_y \\ & + \frac{1}{4\pi c_\infty^2} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \frac{1}{r} l_j p_{ij} dS_y, \end{aligned} \quad (\text{A.19})$$

onde l_{ij} são as direções cosseno do vetor normal ao fluido \vec{n} , ou seja $(l_1, l_2, l_3) = \vec{n}$. Em termos de pressão sonora tem-se que

$$\begin{aligned} p(x, t) = & \frac{1}{4\pi} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{T_{ij}(\vec{y}, t - \frac{r}{c_\infty})}{r} dV_y \\ & + \frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \frac{1}{r} l_j p_{ij} dS_y. \end{aligned} \quad (\text{A.20})$$

A integral de superfície na Eq. (A.20) é a modificação de Curle na analogia de Lighthill, que é equivalente ao som gerado por uma distribuição de dipolos em um meio em repouso. Os dipolos possuem força por unidade de área dada por $P_i(\vec{y}, t - \frac{r}{c_\infty}) = l_j p_{ij}$. Fisicamente, o campo acústico distante pode ser interpretado como sendo a soma do campo gerado por uma distribuição de quadrupolos e uma distribuição de dipolos numa superfície (CURLE, 1955).

De forma semelhante as aproximações feitas por Lighthill para chegar na lei da oitava potência, Curle fez aproximações na integral de superfície para mensurar a contribuição sonora com o aumento da velocidade do escoamento da parcela dos dipolos. Expandindo a integral de superfície na forma de flutuação de densidade, nota-se que

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \frac{1}{r} P_i \left(\vec{y}, t - \frac{r}{c_\infty} \right) dS_y = & \int_S \left[-\frac{1}{r^2} \frac{\partial r}{\partial x_i} P_i \right. \\ & \left. + \frac{1}{r c_\infty} \frac{\partial}{\partial x_i} (P_i) \frac{\partial r}{\partial x_i} \right] dS_y, \end{aligned} \quad (\text{A.21})$$

para grandes distâncias a segunda parcela é irrelevante quando comparada a primeira

([CURLE, 1955](#)), fazendo com que

$$\rho - \rho_\infty \approx \frac{1}{4\pi c_\infty^2} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S P_i \frac{r_i}{r^2} dS_y. \quad (\text{A.22})$$

Utilizando que $\frac{\partial}{\partial x_i} = \frac{1}{c_\infty} \frac{\partial}{\partial t}$ e lembrando que as distâncias são suficiente grandes tal que $|x| \gg |y|$ tem-se que

$$\rho - \rho_\infty \approx \frac{1}{4\pi c_\infty^3} \frac{x_i}{x^2} \frac{\partial}{\partial t} F_i(t), \quad (\text{A.23})$$

sendo que

$$F_i(t) = \int_S l_i p_{ij} dS_y \approx \rho_\infty U^2 L^2, \quad (\text{A.24})$$

e então

$$\rho - \rho_\infty \approx c_\infty^{-3} \frac{U}{xL} \rho_\infty U^2 L^2. \quad (\text{A.25})$$

A intensidade sonora de um dipolo é dada por

$$c_\infty^3 \rho_\infty^{-1} (\rho - \rho_\infty)^2, \quad (\text{A.26})$$

temos então que

$$I_D \approx \rho_\infty U^6 c_\infty^{-3} L x^{-2}, \quad (\text{A.27})$$

logo a potência sonora irradiada apenas pela distribuição de dipolos na superfície é fortemente proporcional a ([CURLE, 1955](#))

$$W_D \approx \rho_\infty U^6 c_\infty^{-3} L^2. \quad (\text{A.28})$$

Como pode-se notar, a influência da integral de superfície, parcela da distribuição dos dipolos, é proporcional a sexta potência da velocidade. Muito embora o aumento da potência sonora com a velocidade seja menor para a fonte de Curle quando comparada com os quadrupolos de Lighthill, através das equações percebe-se que os que dipolos tem uma melhor eficiência de radiação do que quadrupolos em baixas velocidades. Algo que poderia ser traduzido matematicamente como

$$W_T = aU^8 + bU^6; b > a, \quad (\text{A.29})$$

em baixas velocidades o coeficiente b domina a potência, e em altas velocidades seu efeito é cada vez menos relevantes já que o termo U^8 torna-se muito maior que o termo U^6 .

Toda a dedução feita por Curle é válida para corpos compactos, ou seja, corpos cujo o comprimento característico é muito menor que o comprimento de onda irradiado

$$L \ll \frac{c_\infty}{\omega} \approx \lambda. \quad (\text{A.30})$$

Para corpos não compactos é difícil a estimativa quantitativa correta através da analogia de Curle (E. FLOWERS WILLIAMS; H. HALL, 1970), uma vez que as estimativas realizadas não são demasiadamente cuidadosas com eventuais dimensões da geometria que são consideradas não compactas.

A.3 ANALOGIA ACÚSTICA DE FLOWCS WILLIAMS & HALL

A analogia acústica de Ffowcs Williams & Hall também se utilizou das analogias acústicas de Lighthill e Curle para seu desenvolvimento. Sua formulação é bastante cuidadosa com respeito as dimensões relevantes do problema e como diferentes comprimentos de onda poderiam interagir com tais dimensões. O caso é baseado na geração aerodinâmica do som por um escoamento turbulento nas proximidades de uma placa semi-infinita, onde o bordo de fuga pode espalhar o ruído, sendo de extrema relevância prática. Todo o desenvolvimento abaixo foi baseado no trabalho de Ffowcs Williams & Hall (E. FLOWCS WILLIAMS; H. HALL, 1970).

Um dos principais cuidados nessa analogia é não trabalhar com a equação de onda no domínio do tempo, já que as análises serão relacionadas com os comprimentos de onda. Através de uma transformada de Fourier³ os pesquisadores reescrevem a equação de Lighthill, Eq. (A.7), no domínio da frequência, obtendo a equação de Helmholtz inhomogênea como resultado

$$\nabla^2 p + k^2 p = - \left[\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} \right], \quad (\text{A.31})$$

onde $k = \frac{\omega}{c_\infty}$ é o número de onda.

A solução da equação de Helmholtz para uma fonte pontual, impulsiva e unitária se baseia na função de Green

$$(\nabla^2 + k^2)G = -4\pi\delta(\vec{x} - \vec{y}). \quad (\text{A.32})$$

Aproximando o tensor de Lighthill por $T_{ij} \approx \rho v_i v_j$, utilizando o segundo teorema de Green e novamente utilizando a hipótese de que a geometria encontra-se fixada, tem-se como solução da Eq. (A.31)

$$4\pi p(\vec{x}, \omega) = \int_V (\rho v_i v_j) \frac{\partial^2 G}{\partial y_i \partial y_j} dV. \quad (\text{A.33})$$

É importante notar que a função de Green utilizada deve ser adaptada as condições de

³ A transformada de Fourier generalizada de uma função $f(t)$ qualquer pode ser definida como $f^*(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt$

contorno do caso. Em coordenadas cilíndricas, a Eq. A.33 se torna

$$\begin{aligned}
4\pi p(\vec{r}, \omega) = & \int_V \rho v_r^2 \frac{\partial^2 G}{\partial r_0^2} + \rho v_z^2 \frac{\partial^2 G}{\partial z_0^2} + \rho v_r v_z \left[\frac{\partial}{\partial r_0} \left(\frac{\partial G}{\partial z_0} \right) + \frac{\partial}{\partial z_0} \left(\frac{\partial G}{\partial r_0} \right) \right] \\
& + \rho v_r v_\theta \left[\frac{\partial}{\partial r_0} \left(\frac{1}{r_0} \frac{\partial G}{\partial \theta_0} \right) + \frac{2}{r_0} \frac{\partial}{\partial \theta_0} \left(\frac{\partial G}{\partial r_0} \right) - \frac{1}{r_0^2} \frac{\partial G}{\partial \theta_0} \right] \\
& + \rho v_\theta v_z \left[\frac{1}{r_0} \frac{\partial}{\partial \theta_0} \left(\frac{\partial G}{\partial z_0} \right) + \frac{\partial}{\partial z_0} \left(\frac{1}{r_0} \frac{\partial G}{\partial \theta_0} \right) \right] \\
& + \rho v_\theta^2 \left(\frac{1}{r_0^2} \frac{\partial^2 G}{\partial \theta_0^2} + \frac{1}{r_0} \frac{\partial G}{\partial r_0} \right) dV_0,
\end{aligned} \tag{A.34}$$

sendo $dV_0 = r_0 dr_0 d\theta_0 dz_0$. O sistema de coordenadas cilíndrico utilizado está exemplificado na Fig. A.1 abaixo.

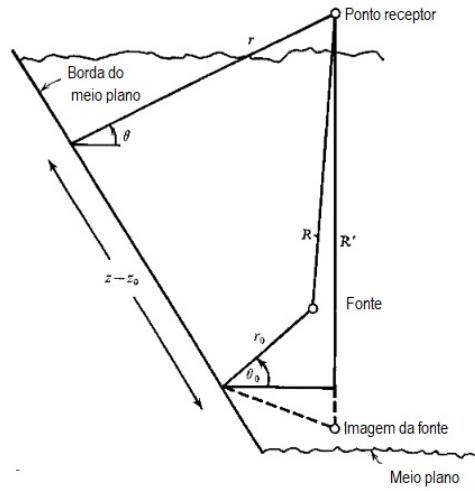


Figura A.1 – Sistema de coordenadas cilíndrico utilizado. Extraído de (E. FLOWCS WILLIAMS; H. HALL, 1970).

A distância R , que mede a separação entre um ponto no campo sonoro e um ponto de fonte sonora, pode ser obtida com base na geometria através de

$$R = \left[r^2 + r_0^2 - 2rr_0 \cos(\theta - \theta_0) + (z - z_0)^2 \right]^{1/2}. \tag{A.35}$$

Uma função de Green modificada para o campo distante é proposta por Macdonald. Essa função é baseada na função de Green para campo livre, levando consigo condições de contorno, como $\frac{\partial G}{\partial n} = 0$ para o semiplano, e é escrita em função da distância R como (MACDONALD, 1915)

$$G = \frac{e^{-ikR}}{R} \left[1 + \frac{2e^{\frac{1}{4}i\pi}}{\sqrt{\pi}} (2kr_0 \sin \phi)^{\frac{1}{2}} \cos \frac{1}{2} \theta_0 \cos \frac{1}{2} \theta + O(kr_0) \right]. \tag{A.36}$$

Quando se utiliza a Eq. A.36 na Eq. A.34 termos associado com $2kr_0$ surgem e além de termos de potência negativa $(2kr_0)^{-\frac{1}{2}}$ e $(2kr_0)^{-\frac{3}{2}}$ aparecem. Para o caso de vórtices

próximos a superfície r_0 é muito pequeno, sendo assim apenas o termo com $(2kr_0)^{-\frac{3}{2}}$ torna-se relevante, tendo como resultado

$$\begin{aligned}
 p(r, \theta, z, \omega) &= -k^2 \frac{2e^{\frac{1}{4}i\pi}}{4\pi\sqrt{\pi}} (\sin\phi)^{\frac{1}{2}} \cos\frac{1}{2}\theta \times \\
 &\int_V \left[\rho v_r^2 \cos\frac{1}{2}\theta_0 - \rho v_\theta^2 \cos\frac{1}{2}\theta_0 - 2\rho v_r v_\theta \operatorname{sen}\frac{1}{2}\theta_0 \right] \times \\
 &(2kr_0)^{-\frac{3}{2}} \frac{e^{-ikR}}{R} dV_0.
 \end{aligned} \tag{A.37}$$

Nota-se que as quantidades ρv_r^2 , ρv_θ^2 e $\rho v_r v_\theta$ são amplificadas pelo fator $(2kr_0)^{-\frac{3}{2}}$.

Como usual, são feitas aproximações de escala na equação da pressão a fim de determinar a potência sonora irradiada. A primeira hipótese feita é que os produtos ρv_r^2 , ρv_θ^2 e $\rho v_r v_\theta$ são perfeitamente correlacionados e que o tamanho de cada região é muito menor que o comprimento de onda acústico, dessa forma pode-se escrever

$$\begin{aligned}
 p(r, \theta, z, \omega) &= -k^2 \frac{2e^{\frac{1}{4}i\pi}}{4\pi\sqrt{\pi}} (\sin\phi)^{\frac{1}{2}} \cos\frac{1}{2}\theta \frac{e^{-ikR}}{R} \times \\
 &[(\rho v_r^2 - \rho v_\theta^2) \int_V \cos\frac{1}{2}\theta_0 (2kr_0)^{-\frac{3}{2}} dV_0 \\
 &- (2\rho v_r v_\theta) \int_V \operatorname{sen}\frac{1}{2}\theta_0 (2kr_0)^{-\frac{3}{2}} dV_0].
 \end{aligned} \tag{A.38}$$

Pode-se aproximar as integrais de volume, que ocupam uma região $\theta_1 < \theta_0 < \theta_2$, $r_1 < r_0 < r_2$ e $z_1 < z_0 < z_2$, por

$$\begin{aligned}
 &2^{\frac{1}{2}} \cos\left(\frac{\theta_1 + \theta_2}{4}\right) (2kr_0)^{-\frac{3}{2}} V \\
 &\text{ou} \\
 &2^{\frac{1}{2}} \operatorname{sen}\left(\frac{\theta_1 + \theta_2}{4}\right) (2kr_0)^{-\frac{3}{2}} V,
 \end{aligned} \tag{A.39}$$

dependendo se a integral contém cosseno ou seno em sua integração. As velocidades v_r , v_θ e v_z podem ser escritas como uma parte independente do tempo e uma flutuação de velocidade, como por exemplo

$$v_r = U_r + u_r, \tag{A.40}$$

dessa forma

$$\begin{aligned}
 \rho v_r^2 &= \rho(U_r^2 + 2U_r u_r + u_r^2); \\
 \rho v_r^2 &\approx 2\rho U_r u_r,
 \end{aligned} \tag{A.41}$$

uma vez que U_r é independente do tempo não gera contribuição e u_r^2 é uma flutuação pequena de velocidade sendo estavnegligenciável perto do termo $U_r u_r$. A flutuação de velocidade u_r pode ser escrita como sendo da ordem de um fator α vezes a velocidade típica do escoamento U . Sendo assim, podemos reescrever a Eq. (A.38) como

$$4\pi p = 4 \frac{2^{\frac{1}{2}}}{\pi} k^2 \cos \frac{1}{2} \theta_0 (\text{sen} \phi)^{\frac{1}{2}} \frac{e^{-ikR}}{R} \rho U^2 \alpha \times \text{sen} \theta_m \begin{pmatrix} \cos \\ \sin \end{pmatrix} \frac{\theta_1 + \theta_2}{4} (kr_0)^{-\frac{3}{2}} V, \quad (\text{A.42})$$

e por fim considerando que a intensidade sonora pode ser escrita através de $I = \frac{p^2}{\rho c_\infty}$

$$I(r, \theta, z, \omega) = \frac{k^4 \text{sen} \phi \cos^2(\frac{1}{2} \theta) \rho_\infty U^4 \alpha^2 \text{sen}^2 \theta_m \begin{pmatrix} \cos^2 \\ \sin^2 \end{pmatrix} \frac{\theta_1 + \theta_2}{4} V^2}{\pi^3 c_\infty R^2 (kr_0)^3} \quad (\text{A.43})$$

o número de onda k pode ser aproximado por $\frac{\pi U}{c_\infty \delta}$, fazendo com que a equação possua seu máximo dado por

$$I_{max} \approx \frac{\rho_\infty k U^5 V^2 \alpha^2}{\pi^2 c_\infty^2 R^2 \delta^4}, \quad (\text{A.44})$$

o que em termos de potência sonora é

$$W \approx \frac{\rho_\infty k U^5 V^2 \alpha^2}{c_\infty^2 \delta^4}. \quad (\text{A.45})$$

A potência sonora estimada por Ffowcs Williams & Hall envolve a quinta potência da velocidade (U^5), indicando que para corpos não compactos a estimativa de Curle (U^6) sobrestimava o aumento da potência com a velocidade. A Eq. (A.43) mostra que a intensidade varia com o $\cos^2(\frac{1}{2} \theta)$, sendo $\theta = 0$ marcado no meio plano da Fig. A.1, dessa forma espera-se que o aumento sonoro devido a interação seja maior a montante do que a jusante. Uma segunda característica importante é que a interação no plano do bordo de fuga é aumentada por um fator $(kr_0)^{-3}$, ou seja a medida que a geometria se aproxima do escoamento há um aumento relevante da intensidade sonora irradiada.

A.4 MÉTODO DE ELEMENTOS DE CONTORNO

O BEM (*Boundary Element Method*) é um método numérico que resolve uma equação diferencial integral e por isso também é referido como BIEM (*Boundary Integral Equation Method*). Trata-se de uma ferramenta bastante utilizada para domínios de grandes extensões, pois em uma sua implementação é necessário que se discretize apenas os contornos dos elementos. O método de BEM pode ser aplicado a diversos problemas como: mecânica da fratura, mecânica do contato, elasticidade, barreira acústica e também produz bons resultados para espalhamento acústico.

Pode-se citar como algumas vantagens do BEM:

- Precisão nos resultados (não contam com problemas de dispersão de malha)
- Pode ser utilizado para problemas infinitos ou semi-infinitos
- Envolve somente a discretização do contorno

Em contraponto, algumas desvantagens do BEM:

- Implementação computacional complexa
- Necessidade de adequação para resolução das singularidades
- Informação apenas nos domínios de interesse

Em acústica, o método pode ser aplicada para a resolução da equação de onda não homogênea

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c_0} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -\delta(\vec{r} - \vec{r}_{dr}), \quad (\text{A.46})$$

entretanto, trabalha-se com essa equação no domínio da frequência⁴, chamada de equação de Helmholtz que é dada por.

$$\nabla^2 p + k^2 p = -\delta(\vec{r} - \vec{r}_{dr}), \quad (\text{A.47})$$

onde $p(\vec{r}, \vec{r}_{dr})$ é a flutuação de pressão, sendo \vec{r} pontos de pressão no domínio da fonte e o índice ' dr ' denota o ponto de recuperação da pressão (*'Recovery data'*), k o número de onda e δ é a função delta de Dirac. A função delta de Dirac é utilizada, entre outras coisas, para representar fontes que acontecem em uma determinada posição e instante de tempo.

⁴ Para isso realiza-se uma transformada de Fourier da equação.

É uma função impulsiva, dessa forma, se $\vec{r} - \vec{r}_{dr} = 0$ então $\delta(0) = \infty$ e se $\vec{r} - \vec{r}_{dr} \neq 0$ o valor $\delta(\neq 0) = 0$. Quando integrada em todo o espaço a função equivale a um valor unitário, ou seja

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \delta(\vec{r} - \vec{r}_{dr}) dr = 1. \quad (\text{A.48})$$

A Eq. A.47 é resolvida assumindo que a solução possa ser separada por variáveis, ou seja $p(r, k) = \Psi(r)\varphi(t)$. Uma solução possível, que atenda matematicamente a física de uma onda, é dada por

$$\begin{aligned} p &= \Psi e^{i\omega t}, \\ \Psi &= \frac{e^{-ik|\vec{r}-\vec{r}_{dr}|}}{4\pi|\vec{r}-\vec{r}_{dr}|}. \end{aligned} \quad (\text{A.49})$$

Ao inserirmos essa solução na Eq. A.47 vemos que a parcela temporal pode ser ignorada em primeira análise⁵, o problema de fato se concentra em resolver numericamente a equação

$$\nabla^2 \Psi + k^2 \Psi = -\delta(\vec{r} - \vec{r}_{dr}), \quad (\text{A.50})$$

Se olharmos para a equação não-homogênea de Helmholtz, temos que

$$\nabla^2 p' = -k^2 p' - S. \quad (\text{A.51})$$

A ideia é utilizar a equação de Helmholtz para eliminar a dependência direta do número de onda, dessa forma, multiplica-se a equação A.50 convenientemente por $-k^2 p'$ e no caso do termo $k^2 \Psi$ substitui-se o termo pela equivalência dada pela Eq. A.51. Lembrando que ambos os termos são iguais, tratando assim de um artifício matemático para acabar com a dependência da equação com o número de onda, ficando assim

$$(-k^2 p') \nabla^2 \Psi + (\nabla^2 p' + S) k^2 \Psi = -(-k^2 p') \delta(\vec{r} - \vec{r}_{dr}), \quad (\text{A.52})$$

e então

$$(-p') \nabla^2 \Psi + (\nabla^2 p') \Psi = p' \delta(\vec{r} - \vec{r}_{dr}) - S \psi. \quad (\text{A.53})$$

Integrando a equação em todo o volume útil ficamos com

$$\int_V \Psi(\vec{r}, \vec{r}_{rd}) \nabla^2 p' - p' \nabla^2 \Psi(\vec{r}, \vec{r}_{rd}) dV = \int_V p' \delta(\vec{r} - \vec{r}_{dr}) dV + \int_V S \Psi dV. \quad (\text{A.54})$$

Para reduzir a ordem da equação integral pode-se utilizar o Teorema de Green

$$\int_{S+\Sigma} \Psi(\vec{r}, \vec{r}_{rd}) \frac{\partial p'}{\partial n} - \frac{\partial \Psi}{\partial n}(\vec{r}, \vec{r}_{rd}) p' dS, \quad (\text{A.55})$$

⁵ A parcela temporal pode ser devolvida multiplicando a solução por $e^{i\omega t}$.

onde S é a superfície da fonte sonora e Σ é a interface que se encontra no extremo do domínio. Tanto para problemas de exteriores quanto para problemas de interiores, a parte integral de Σ tende a 0 (WU, 2002). Então, finalmente temos a integral de Kirchhoff-Helmholtz que é dada por

$$\int_S \Psi(\vec{r}, \vec{r}_{rd}) \frac{\partial p'}{\partial n} - \frac{\partial \Psi}{\partial n}(\vec{r}, \vec{r}_{rd}) p' dS = C(\vec{r}_{rd}) p' - \int_V S \Psi dV. \quad (\text{A.56})$$

Pode-se então finalmente reescrever a equação como

$$C(\vec{r}_{rd}) p' = \int_S \Psi(\vec{r}, \vec{r}_{rd}) \frac{\partial p'}{\partial n} - \frac{\partial \Psi}{\partial n}(\vec{r}, \vec{r}_{rd}) p' dS + \int_V S \Psi dV. \quad (\text{A.57})$$

Onde $C(\vec{r}_{rd})$ é igual a 1/2 se \vec{r}_{rd} está no contorno da superfície ou igual 1 se está no campo acústico. A Eq. A.57 trata-se de uma equação integral que pode ser resolvida discretizando o contorno da superfície de interesse e com base nos elementos deste contorno forma-se um sistema através de um método conhecido como método colocacional (WU, 2002). As equações integrais são discretizadas e podem ser integradas através de quadratura Guassiana.

Para montar o sistema é comum que se utilize os pontos da discretização da geometria, através do método colocacional, neste caso quando \vec{r}_{rd} cai sobre \vec{r} a função Ψ diverge, tem-se uma singularidade. Entretanto a integral do tipo $1/r$ é tida como uma integral fraca e pode ser contornada facilmente, além de convergir regularmente caso pontos ao redor sejam utilizados (WU, 2002). A exemplo, considere a integral

$$\int_0^1 \int_0^1 \frac{1}{r} dy dx = \int_0^1 \int_0^1 \frac{1}{\sqrt{x^2 + y^2}} dy dx = \int_0^1 [\ln(y + \sqrt{x^2 + y^2})]_0^1 dx, \quad (\text{A.58})$$

$$\int_0^1 \int_0^1 \frac{1}{r} dy dx = \int_0^1 [\ln(1 + \sqrt{x^2 + 1^2}) - \ln(x)]_0^1 dx. \quad (\text{A.59})$$

A parcela $\ln(x)$ trata-se de uma singularidade fraca, entretanto a integral converge no senso regular⁶

$$\int_0^1 \ln(x) dx = [x \ln(x) - x]_0^1 = -1. \quad (\text{A.60})$$

Dessa forma, está singularidade pode ser contornada de forma fácil; um método para acelerar o processo de convergência desse tipo de integral é o método de Lachat & Watson (GAUL; KÖGL; WAGNER, 2013; WU, 2002) que consiste em uma transformação de coordenada que leva em consideração o ponto da singularidade

⁶ A definição de limite deve aplicada para solucionar a integral.

forma-se um triângulo com a singularidade no vértice e então utilizando a seguinte transformação de variáveis

$$x = u + 1 \tag{A.61}$$

$$y = 1/2(u + 1)(v + 1) \tag{A.62}$$

e seu respectivo Jacobiano associado $J = 1/2(u + 1)$. Com essa transformação é possível levar os vértices do triângulo, que contêm a singularidade, para um quadrado regular de -1 a 1 onde a quadratura Gaussiana pode ser diretamente aplicada. A Fig. A.2 traz um esquemático da transformação.

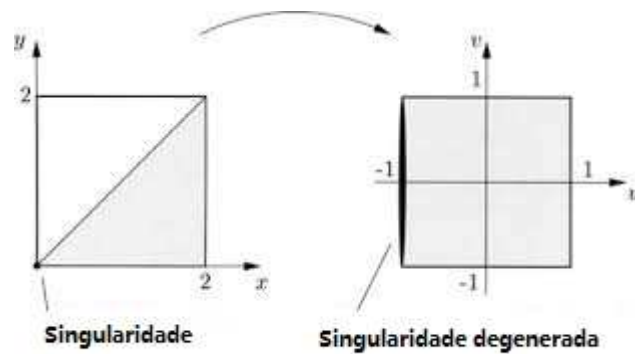


Figura A.2 – Transformação de Lacht-Watson. Adaptado de (GAUL; KÖGL; WAGNER, 2013).

A.5 INVESTIGAÇÃO DE IMPEDÂNCIA DE UMA PEÇA CONFECCIONADA EM MANUFATURA ADITIVA

Durante a campanha de medição de *thrust gates* foi necessária a confecção de uma peça em manufatura aditiva, utilizando PLA. Dessa forma, um material diferente iria ser alocado em região importante para o espalhamento acústico. Sendo assim decidiu-se por avaliar a absorção sonora ligada a peça deve ser investigada.

Em um primeiro momento mediu-se a impedância da peça fabricada em manufatura aditiva e uma comparação foi realizada com a impedância medida de uma parte da placa metálica. A peça foi então envernizada e sua impedância foi medida novamente. A Fig. A.3 mostra este resultado para as partes reais e imaginárias da impedância.

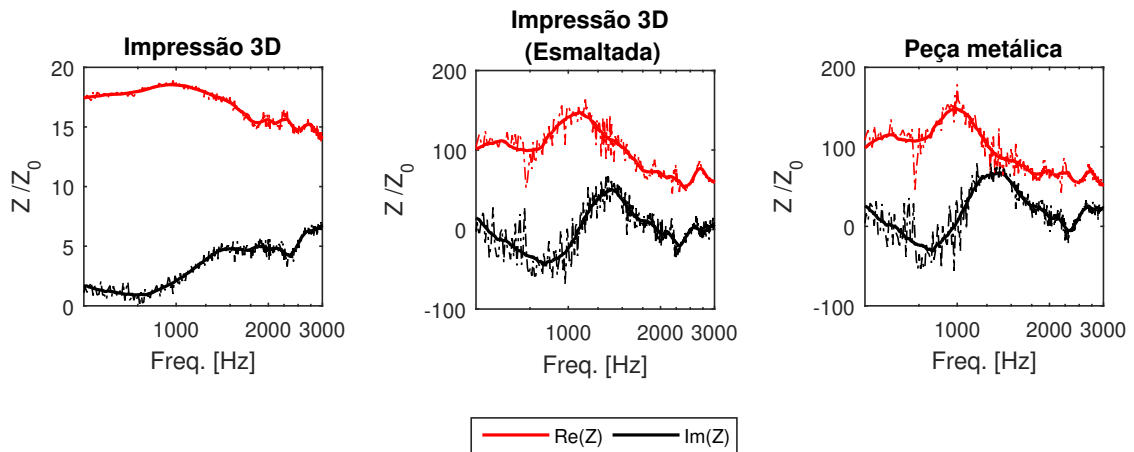


Figura A.3 – Parte reativa e resistiva da impedância de uma peça feita em impressão 3D sem nenhum tratamento, com aplicação de verniz e peça metálica.

Nota-se que a peça sem esmalte, mesmo possuindo 13 mm de espessura (com preenchimento total), possui impedância significativamente inferior a uma peça metálica. Ao envernizar a peça, a impedância obtida é semelhante à impedância medida na superfície metálica, tanto em parte resistiva quanto em parte reativa e, por consequência, em valores absolutos. Dessa forma, espera-se pouca diferença atribuída ao material utilizado para abertura dos *thrust gates*. Para mensurar de forma mais clara a diferença que poderia ser percebida devido a uma alocação de impedância na região, realizou-se uma simulação do ruído espalhado a campo distante com valores de impedância em toda a região dos *thrust gates*, variando a razão Z/Z_0 de 5 até 100. Os valores captados no arco de microfones foram então somados, compondo um NPS_{global} , e subtraídos de um caso rígido padrão ($Z/Z_0 = 3,27 \times 10^7$). Os resultados são apresentados na Fig. A.4.

Através da simulação foi possível estimar que impedâncias com valores absolutos superiores a $Z/Z_0 = 40$ têm pouco impacto no ruído e que impedâncias da ordem da impedância do ar, como o caso de $Z/Z_0 = 5$, têm impacto considerável. Dessa forma, conclui-se que a impedância da peça utilizada na formação do *thrust gate* tem valores acima do que poderiam causar alterações no ruído em campo distante.

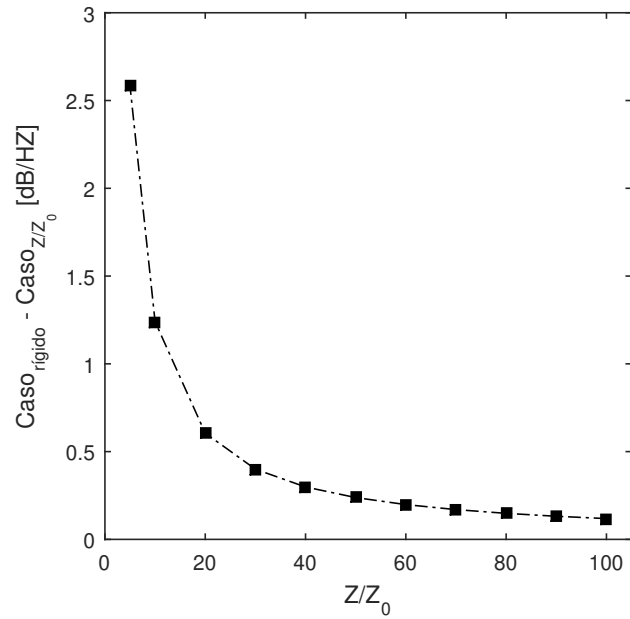


Figura A.4 – Impedância de uma peça feita em impressão 3D sem nenhum tratamento, com aplicação de verniz e peça metálica.

A.6 MEDIÇÕES E SIMULAÇÕES PARA DIVERSAS FREQUÊNCIAS E ÂNGULOS

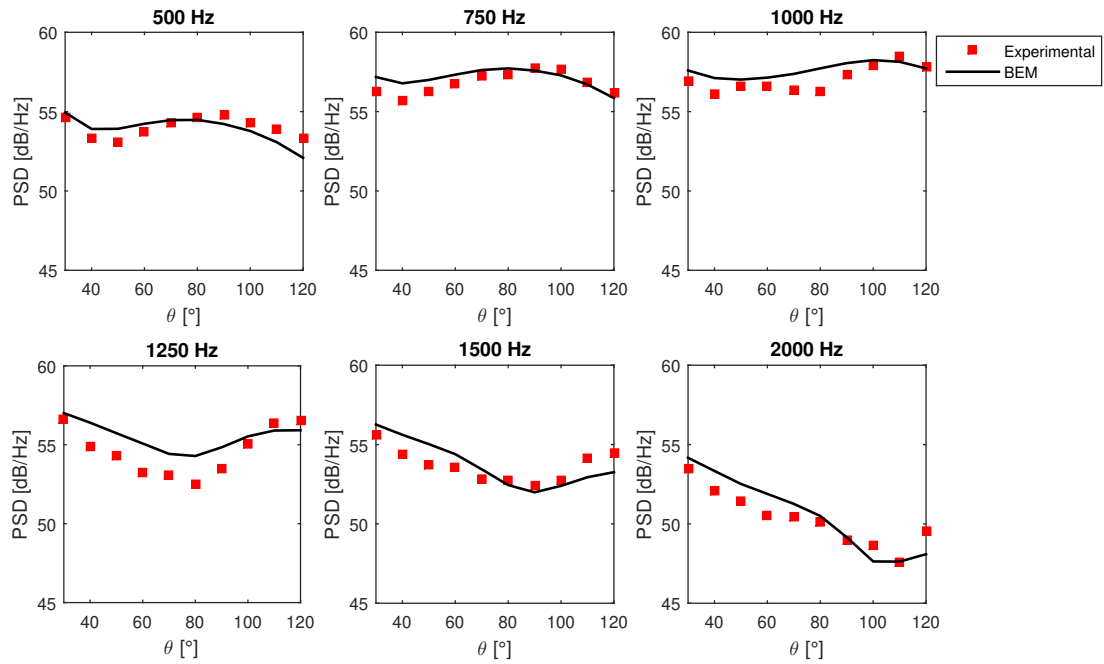


Figura A.5 – Resultado do processo de adequação da posição x_c para $M_a = 0,5$.

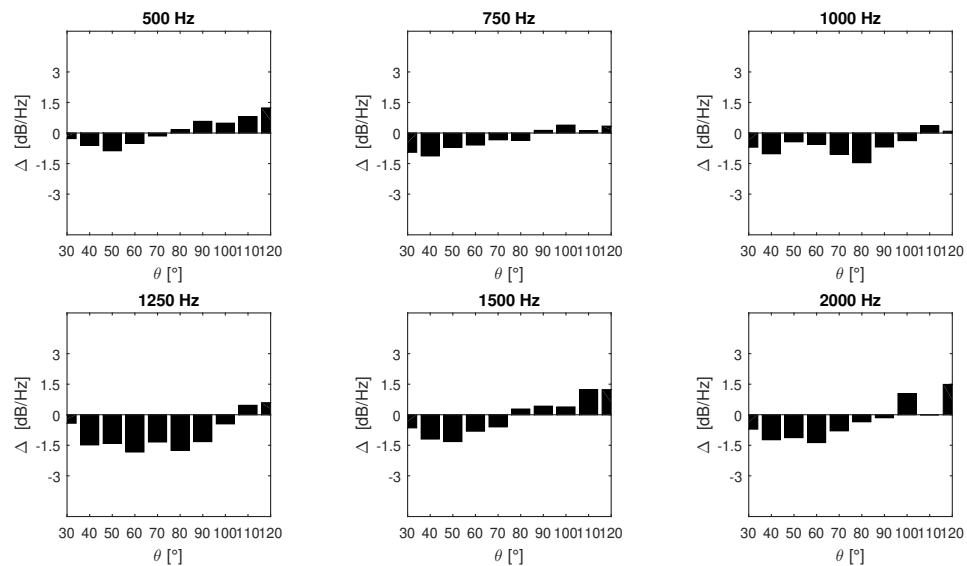


Figura A.6 – Diferença entre dado experimental e resultado do processo de adequação da posição x_c para $M_a = 0,5$.

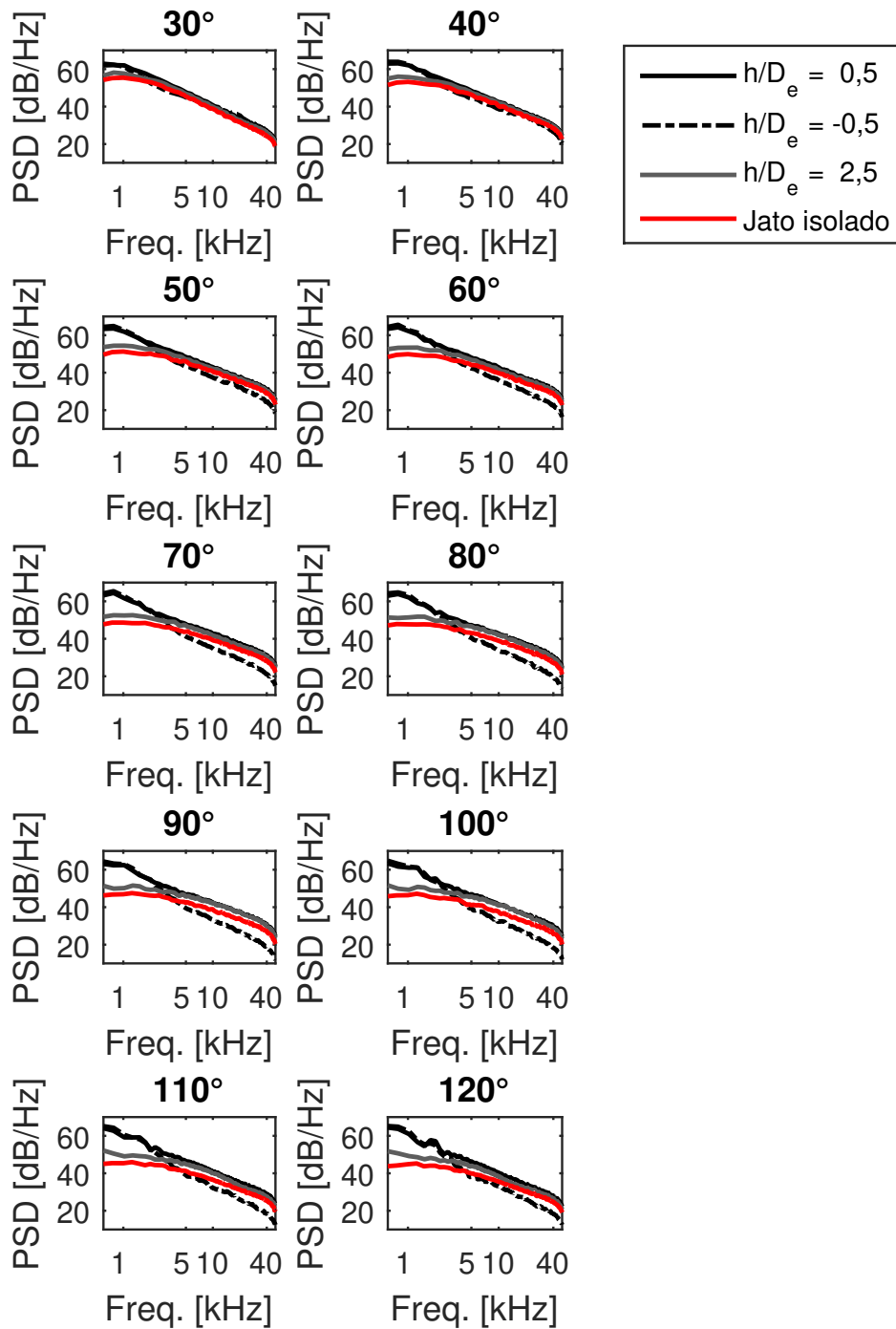


Figura A.7 – Comparação entre ruído de instalação para as condições protegido, desprotegido ($x/D_e = 8$) e jato isolado, ambos para $M_a = 0,5$ a 90° . Todos os ângulos medidos.

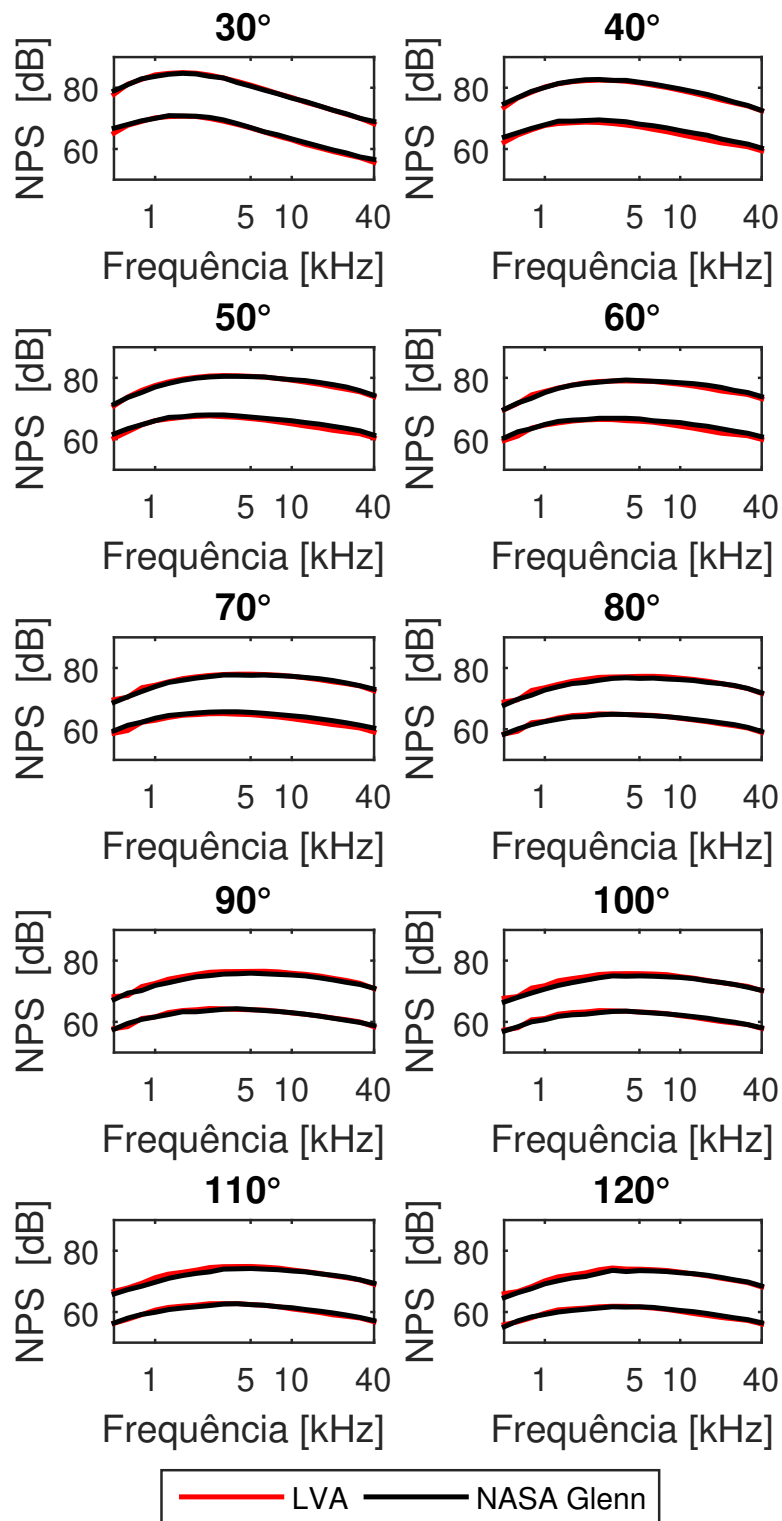


Figura A.8 – Comparação em bandas de 1/3 de oitava entre os dados do LVA e NASA Glenn (BRIDGES; A. BROWN, 2005) a 100D para $M_a = 0,5$ e $0,7$. Todos os ângulos medidos.

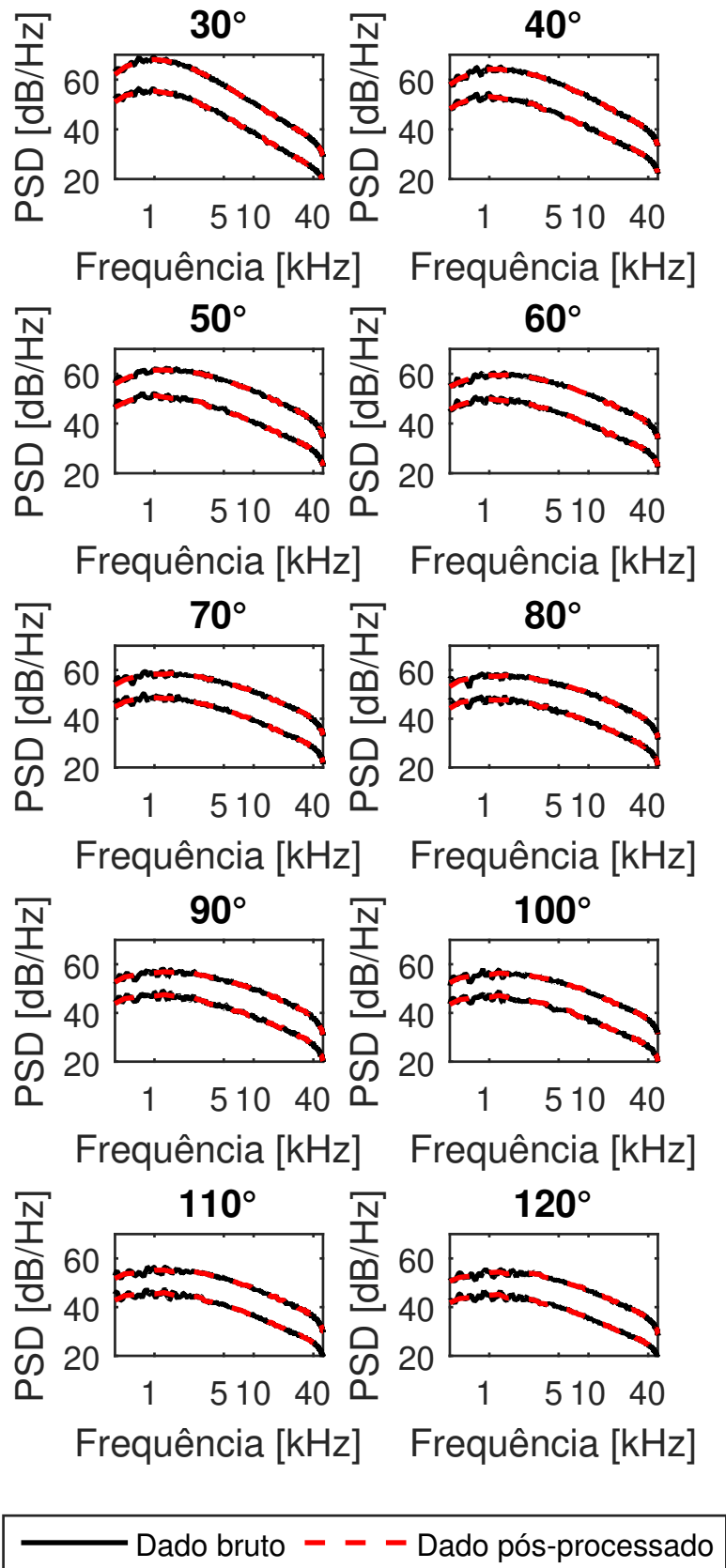


Figura A.9 – Espectro sonoro de um jato isolado a $M_a = 0,5$ e $0,7$ medido a uma distância radial de 41D. Todos os ângulos medidos.

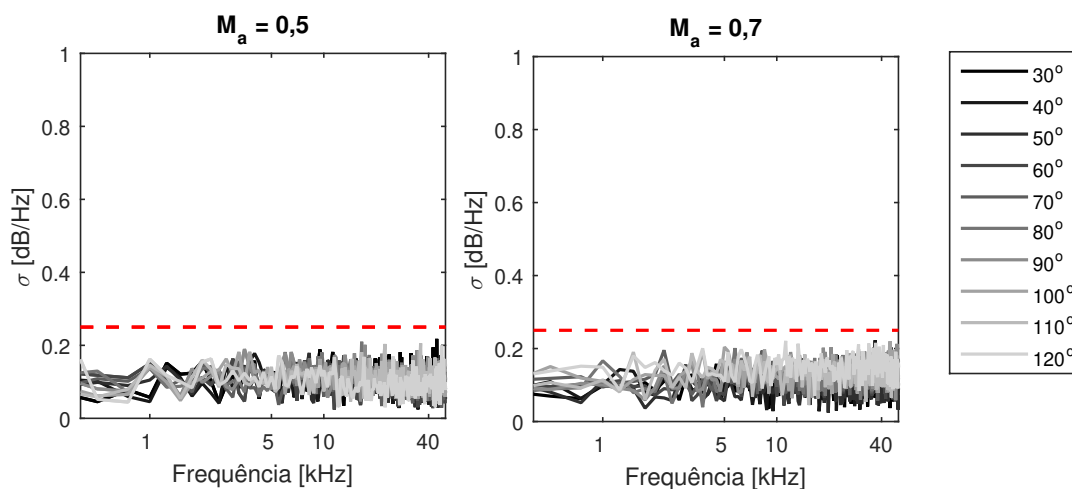


Figura A.10 – Desvio padrão para jato isolado calculado com base em 5 testes para os números de Mach 0,5 e 0,7. Todos os ângulos medidos.

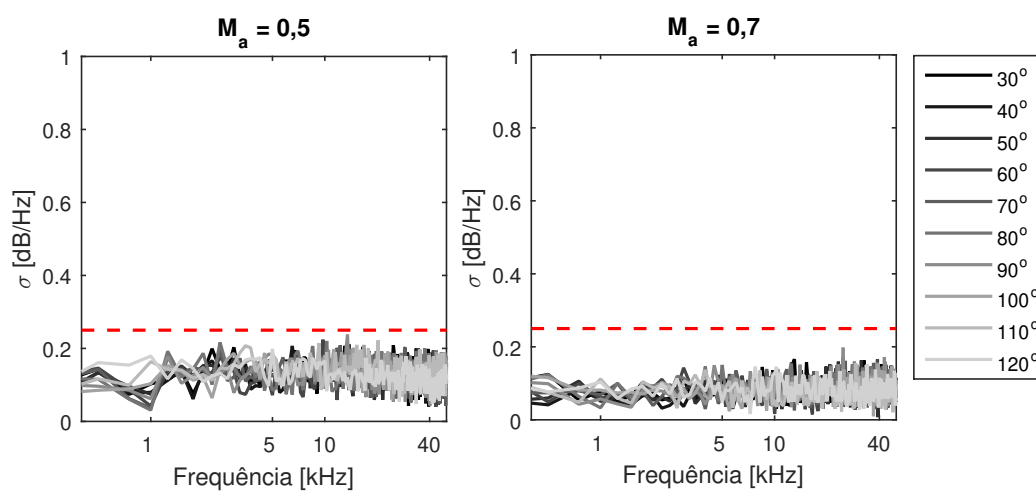


Figura A.11 – Desvio padrão para jato instalado calculado com base em 5 testes para os números de Mach 0,5 e 0,7. Todos os ângulos medidos.

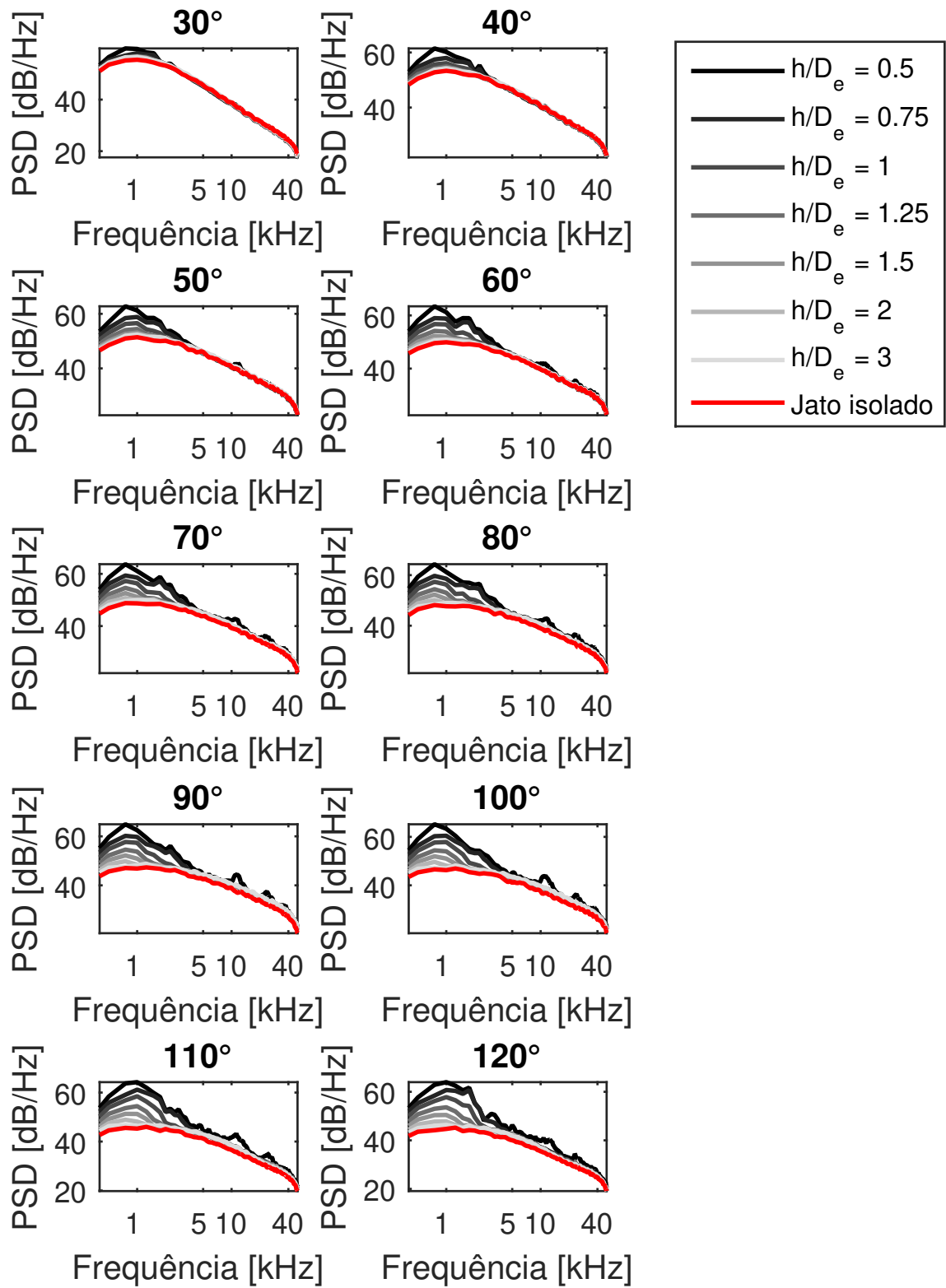


Figura A.12 – Ruído de jato instalado com placa plana em $x/D_e = 3,3$ em diferentes h/D_e e comparação com jato isolado, ambos medidos a $M_a = 0,5$. Todos os ângulos medidos.

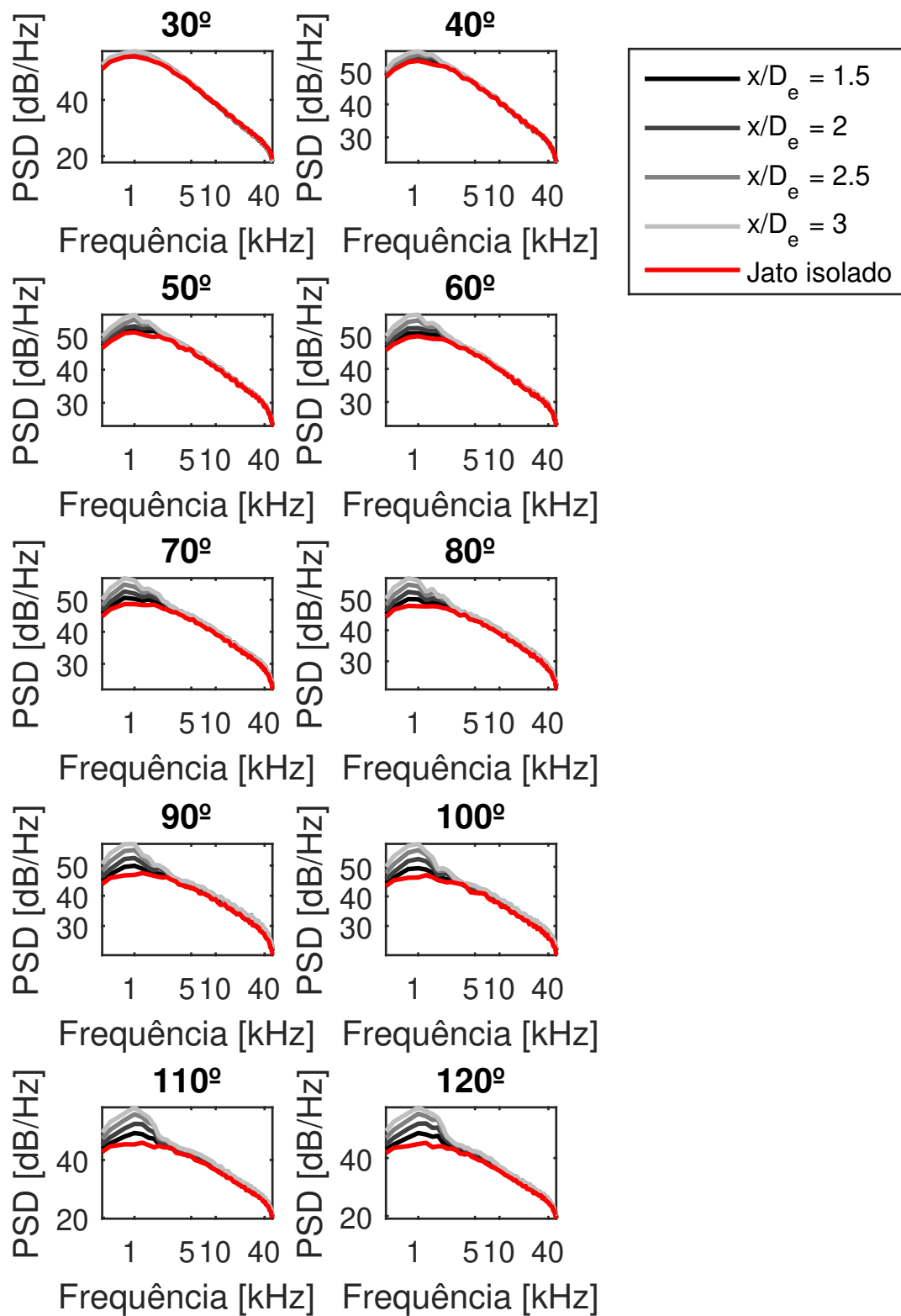


Figura A.13 – Ruído de jato instalado com placa plana para $h/D_e = 1$ em diferentes x/D_e e comparação com jato isolado, ambos medidos a $M_a = 0,5$. Todos os ângulos medidos.

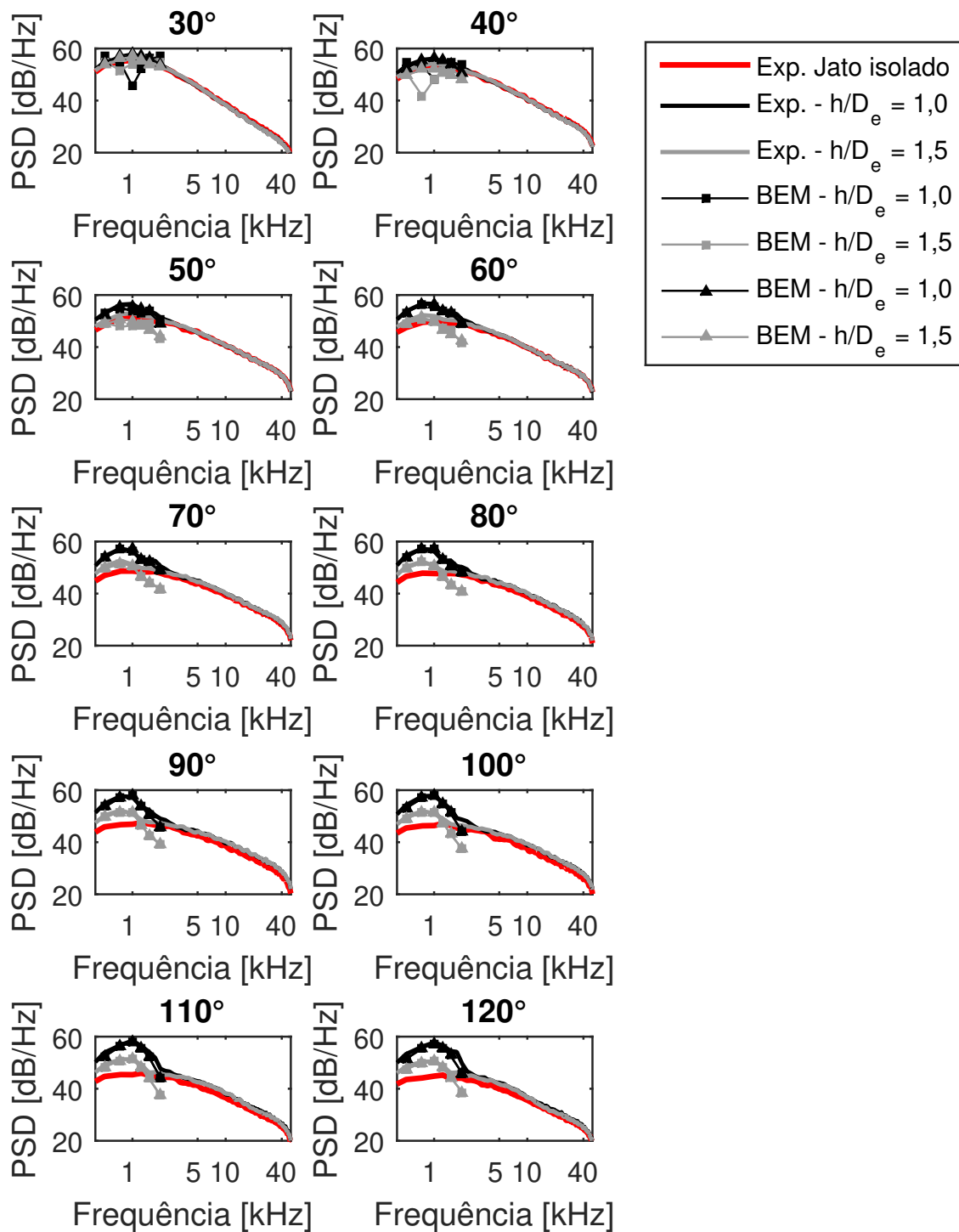


Figura A.14 – Simulação utilizando BEM com soma coerente, incoerente e comparação com experimento para $x/D_e = 3,3$ e $M_a = 0,5$. \square soma coerente e \triangle soma incoerente. Todos os ângulos medidos e simulados.

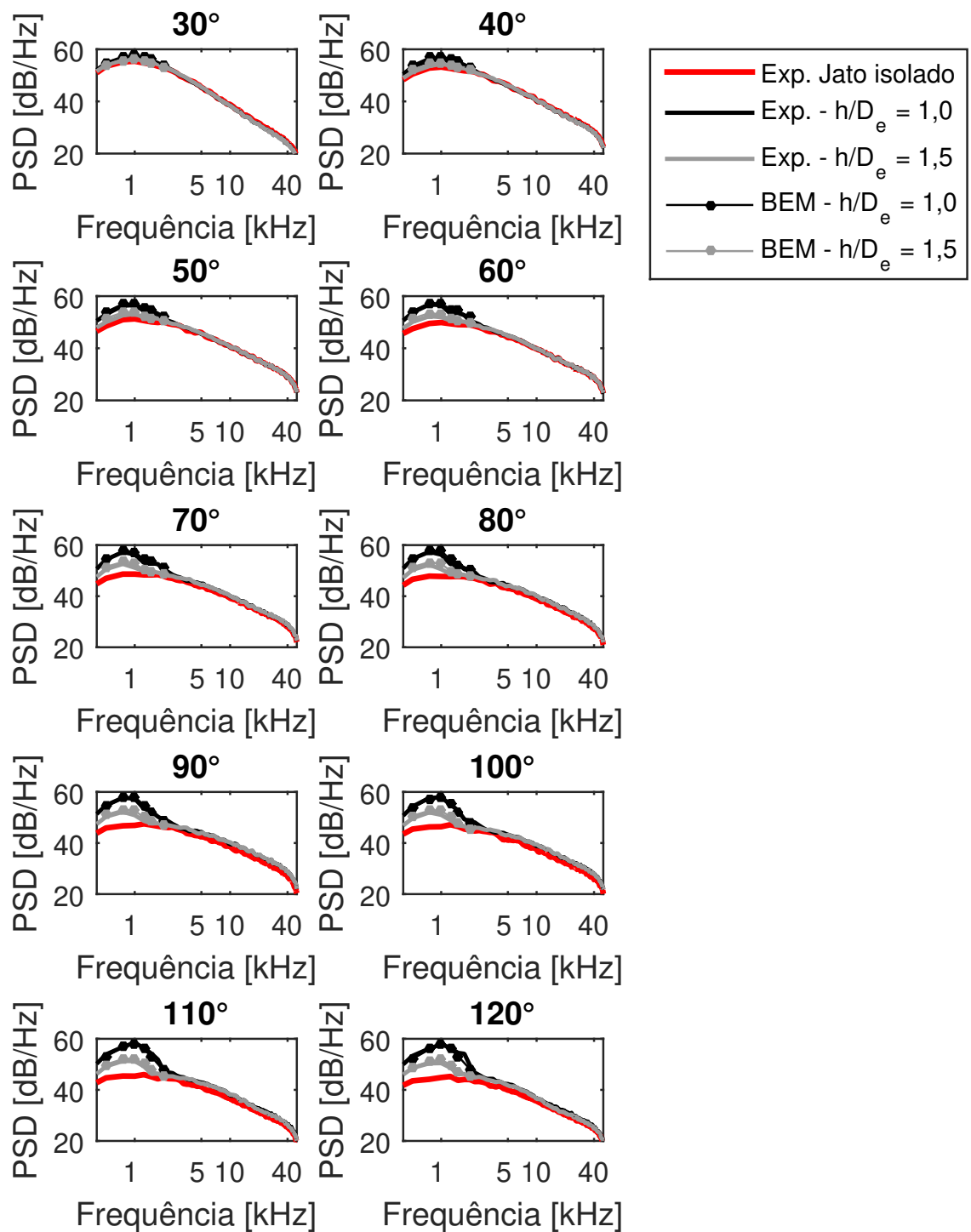


Figura A.15 – Simulação utilizando BEM e comparação com experimento para $x/D_e = 3,3$ e $M_a = 0,5$. Todos os ângulos medidos e simulados.

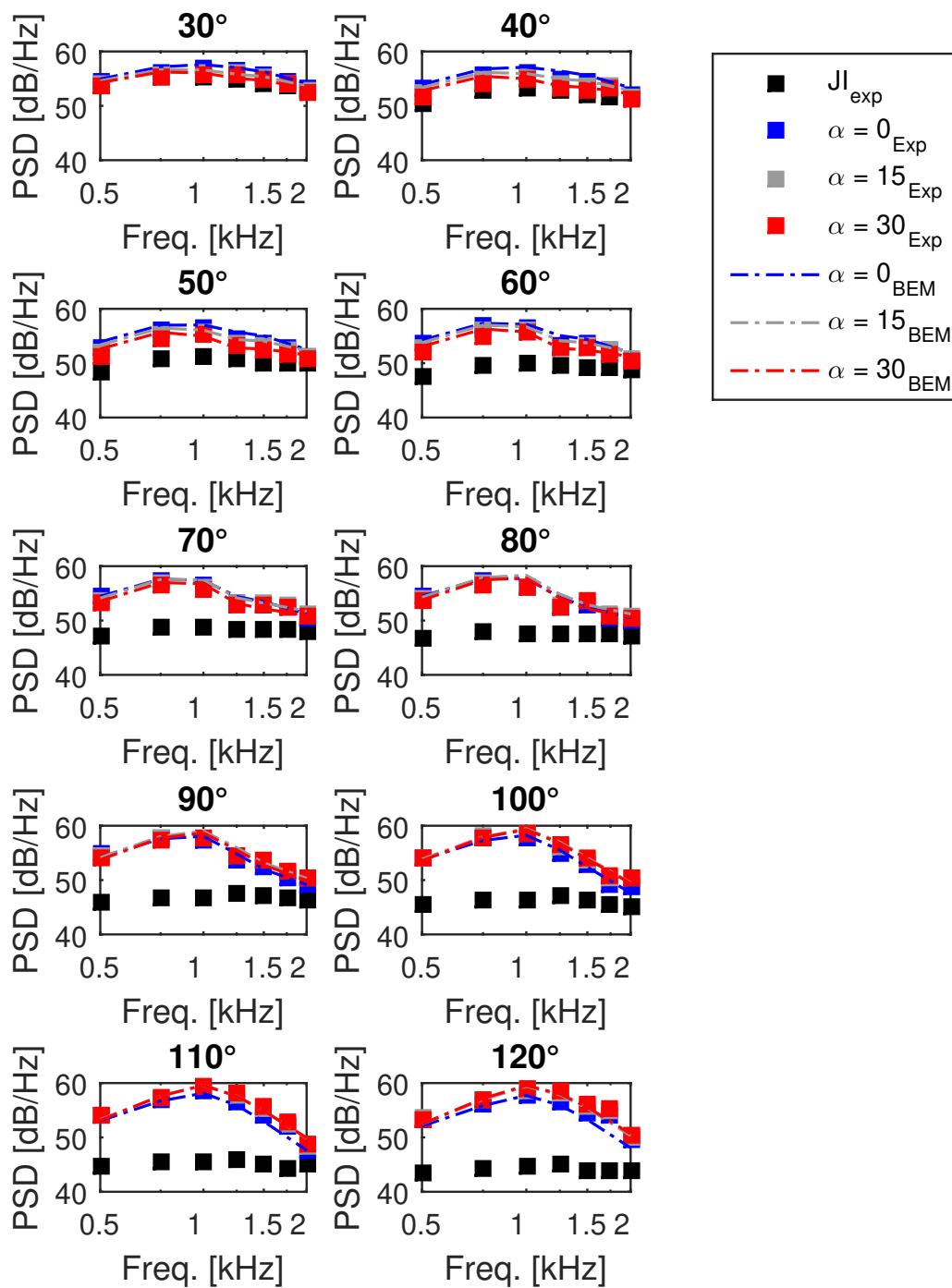


Figura A.16 – Pressão total em campo distante devido a rotação do *flap*. Comparação entre experimento e simulação para os ângulos de 30°, 90° e 120°. Todos os ângulos medidos e simulados.

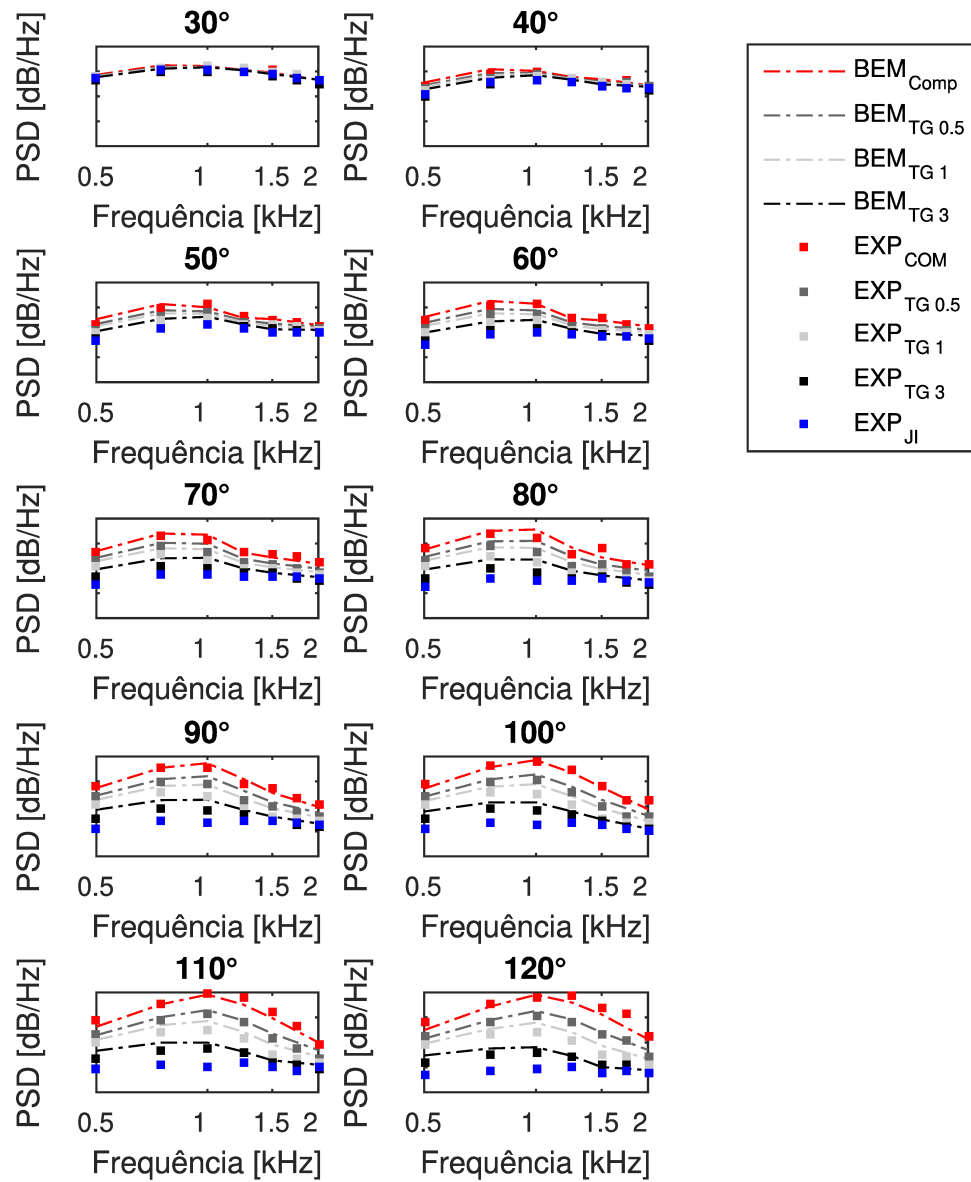


Figura A.17 – Espectro sonoro para comparação entre simulação e experimento para caso completo e com *thrust gates* diversos a $M_a = 0,5$. Todos os ângulos medidos e simulados.

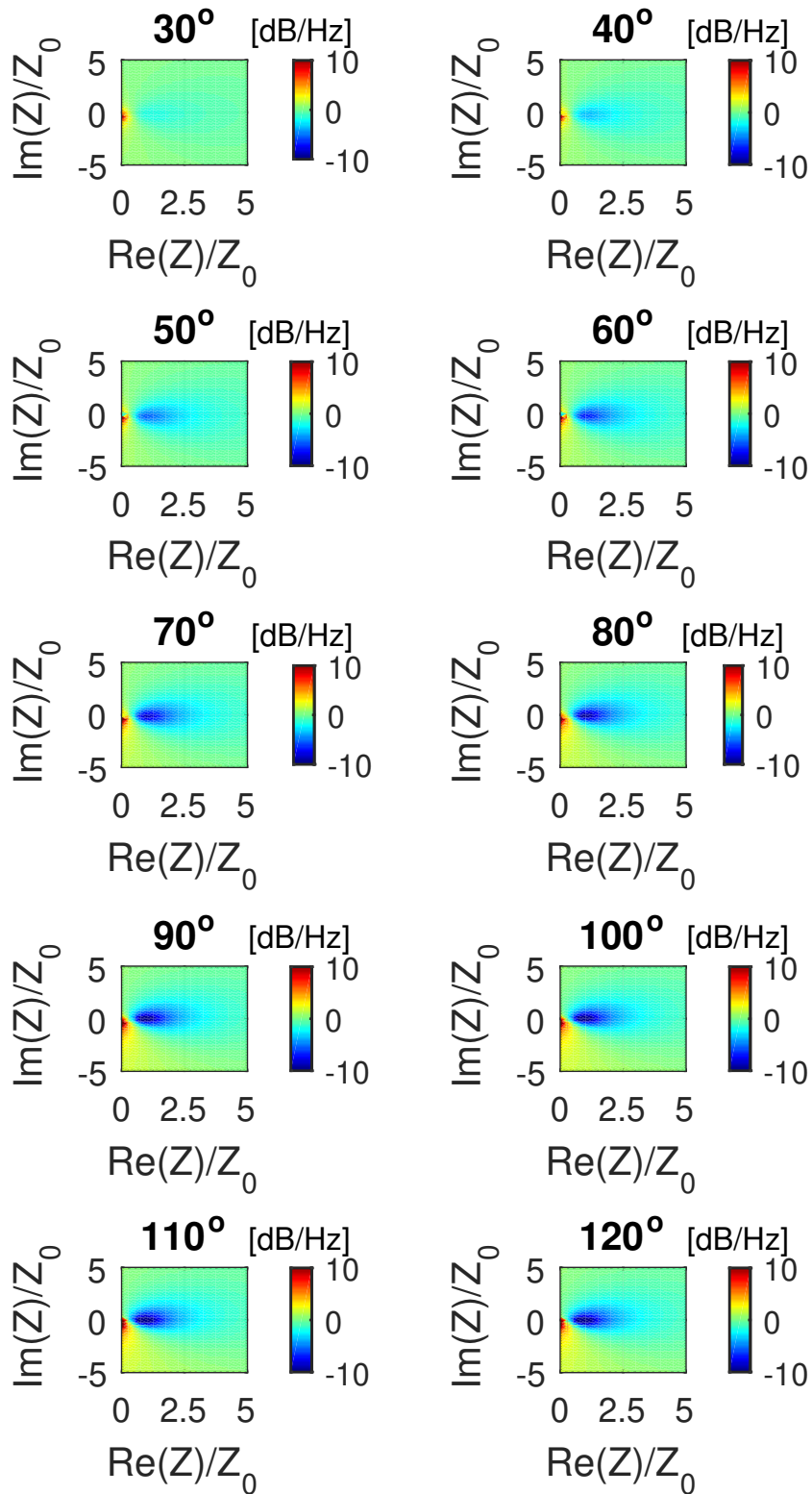


Figura A.18 – Ganho relativo de ruído para impedância alocada, com placa plana em posição $x/D_e = 3,3$ e $h/D_e = 1$ em $M_a = 0,5$ para frequência de 1000 Hz. Todos os ângulos simulados.

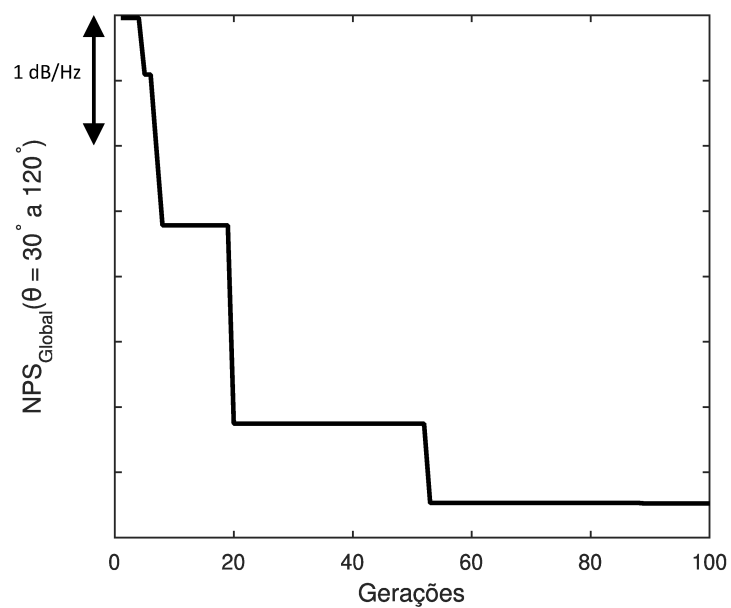


Figura A.19 – Redução de ruído obtida através de algoritmo genético com função objetivo entre 30° a 120° .

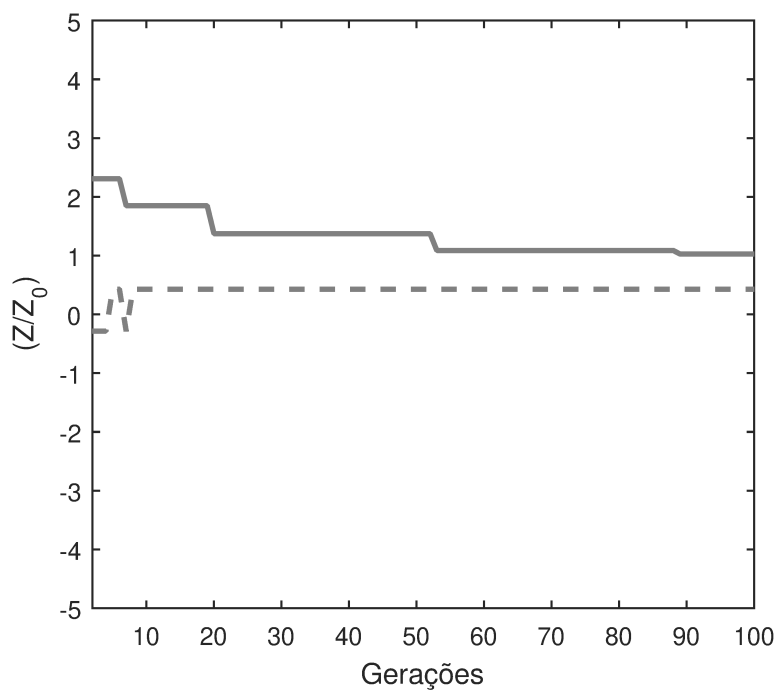


Figura A.20 – Evolução da impedância com o número de gerações. Impedância final obtida de $Z/Z_0 \approx 1 + 0,5$.

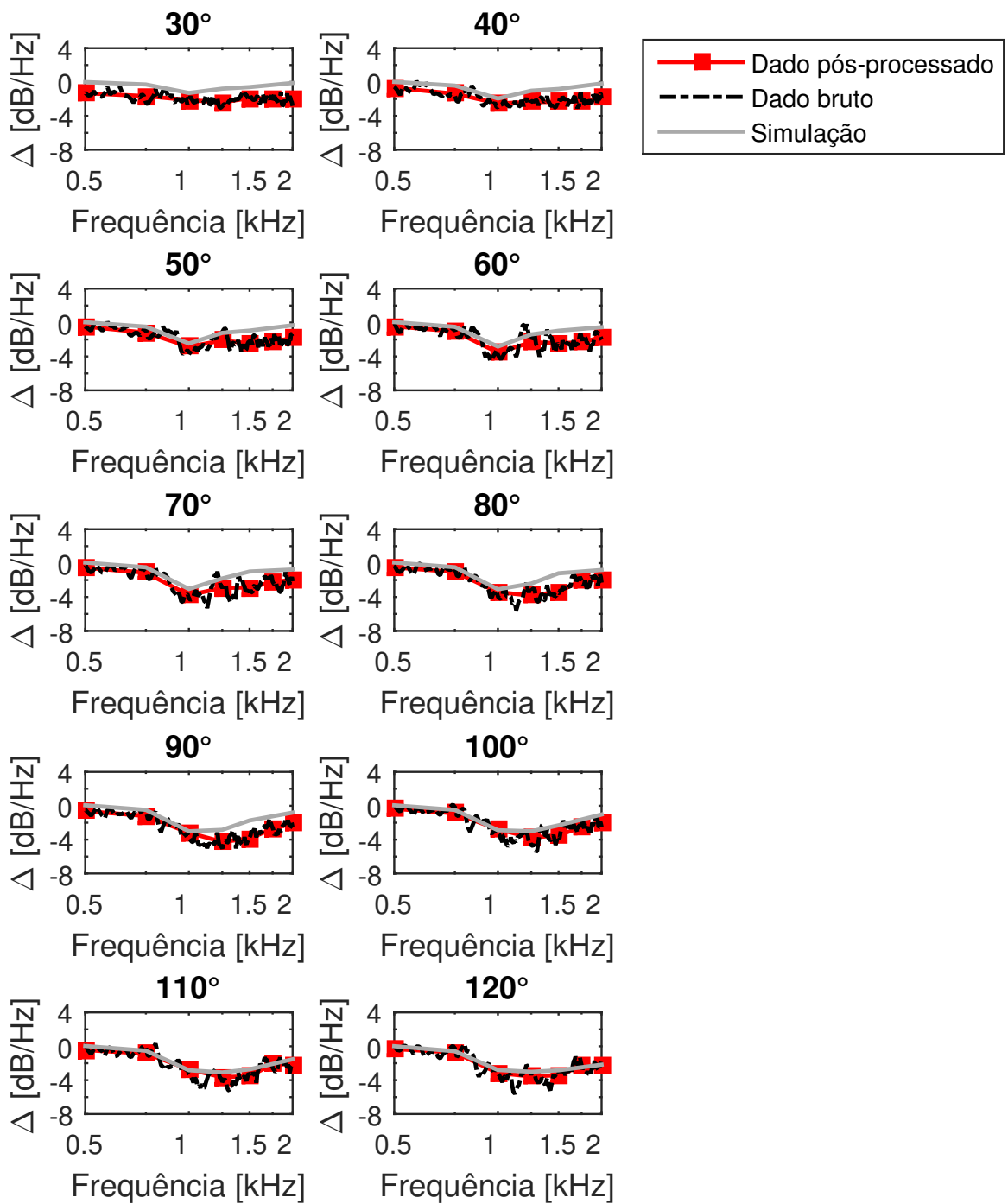


Figura A.21 – Redução do ruído utilizando o *liner 2* em relação a um caso rígido.

Comparação entre simulação e medidas experimentais com e sem pós-processamento para suavização. Todos os ângulos medidos e simulados.

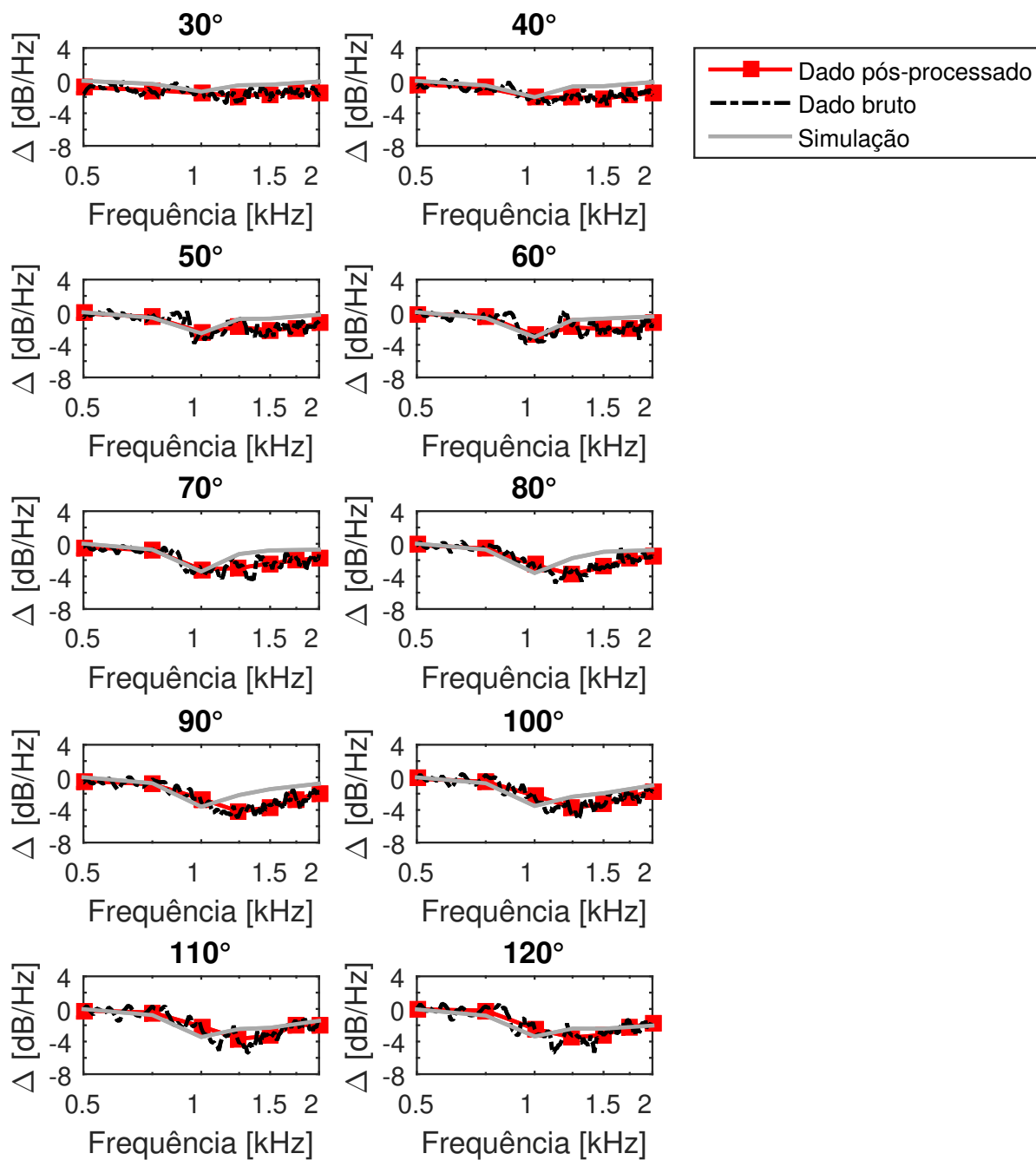


Figura A.22 – Redução do ruído utilizando o *liner 2* em relação a um caso rígido.

Comparação entre simulação e medidas experimentais com e sem pós-processamento para suavização. Todos os ângulos medidos e simulados.