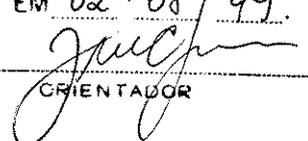


ESTE EXEMPLAR CORRESPONDE A REDAÇÃO FINAL DA
TESE DEFENDIDA POR NILTON GILBER
COLINAS E APROVADA PELA
COMISSÃO JULGADORA EM 02.08.99.


ORIENTADOR

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA

Caracterização Vibroacústica Usando Holografia Acústica de Campo Próximo

Autor: **Nilton Gilber Colinas**

Orientador: **José Maria Campos Dos Santos**

26/99

**UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
DEPARTAMENTO DE MECÂNICA COMPUTACIONAL**

Caracterização Vibroacústica Usando Holografia Acústica de Campo Próximo

**Autor: Nilton Gilber Colinas
Orientador: José Maria Campos Dos Santos**

**Curso: Engenharia Mecânica
Área de Concentração: Mecânica dos Sólidos**

Dissertação de mestrado apresentada à comissão de Pós Graduação da Faculdade de Engenharia Mecânica, como requisito para a obtenção do título de Mestre em Engenharia Mecânica.

Campinas, 1999
S.P. – Brasil

UNIDADE BC
N.º CHAMADA:
C682c
V. Ex.
TOMBO BC/ 29676
PROC. 229/99
C D
PREÇO R\$ 11,00
DATA 02-12-99
N.º CPD

CM-00137486-7

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DA ÁREA DE ENGENHARIA - BAE - UNICAMP

C682c Colinas, Nilton Gilber
Caracterização vibroacústica usando holografia
acústica de campo próximo / Nilton Gilber Colinas.--
Campinas, SP: [s.n.], 1999.

Orientador: José Maria Campos dos Santos.
Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de
Campinas, Faculdade de Engenharia Mecânica.

1. Holografia acústica. 2. Vibração. 3. Fourier,
Transformações de. 4. Fourier, Series de. I. Santos, José
Maria Campos dos. II. Universidade Estadual de
Campinas. Faculdade de Engenharia Mecânica. III.
Título.

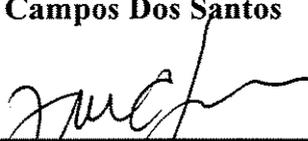
**UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
DEPARTAMENTO DE MECÂNICA COMPUTACIONAL**

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

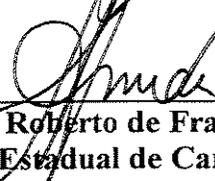
Caracterização Vibroacústica Usando Holografia Acústica de Campo Próximo

Autor: Nilton Gilber Colinas

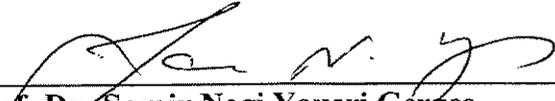
Orientador: José Maria Campos Dos Santos



**Prof. Dr. José Maria Campos Dos Santos, Presidente
Universidade Estadual de Campinas**



**Prof. Dr. José Roberto de França Arruda
Universidade Estadual de Campinas**



**Prof. Dr. Samir Nagi Yousri Gerges
Universidade Federal de Santa Catarina**

Campinas, 02 de Agosto de 1999

Dedicatória:

Dedico este trabalho aos meus pais, Luiz e Duzolina.

Agradecimentos

Este trabalho não poderia ser terminado sem a ajuda de diversas pessoas às quais presto minha homenagem:

Aos meus pais pelo incentivo em todos os momentos da minha vida.

Ao meu orientador, que me mostrou os caminhos a serem seguidos.

A todos os professores e colegas do departamento, que ajudaram de forma direta e indireta na conclusão deste trabalho.

A esperança é o alimento em toda caminhada

Sumário

1- Introdução	1
1.1- Discussão inicial e abordagem do trabalho	1
1.2- Justificativa da pesquisa nessa área	2
1.3- Introdução histórica	3
1.4- Revisão bibliográfica	5
2- Fundamentos Teóricos	10
2.1- Equação da onda acústica	10
2.2- Equação de Helmholtz	18
2.3- Integrais de Rayleigh	19
2.4- Holografia convencional e holografia generalizada	21
2.5- Holografia acústica de campo próximo	22
2.6- Holografia generalizada plana	26
2.7- Campo de velocidades das partículas	31
2.8- Intensidade acústica	32
2.9- Transformada de Fourier Discreta Bidimensional	33
2.10- Série de Fourier Discreta Regressiva	35
3- Aplicações e Resultados	37
3.1- Holografia acústica de um alto-falante	38
3.2- Holografia acústica de uma placa livre	46

3.3- Investigação das diferenças nos processos de reconstrução dos campos de pressão acústica	51
3.4- Comparação entre os resultados reconstruídos através da técnica NAH e as previsões via softwares comerciais	58
3.5- Comparação entre os resultados reconstruídos através da técnica NAH e as previsões via mapeamento DtN	65
4- Comentários e Conclusões	72
4.1- Sugestões para próximos trabalhos	73
Apêndice A- Características da Câmara Pouco Reverberante	74
Apêndice B- Implementação Computacional da Técnica NAH	82
5- Referências Bibliográficas	84

Resumo

COLINAS, Nilton Gilber, *Caracterização Vibroacústica Usando Holografia Acústica de Campo Próximo*, Campinas, : Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, 1999. 88 p. Dissertação (Mestrado)

Neste trabalho procurou-se explorar a técnica de Holografia Acústica de Campo Próximo (*Nearfield Acoustic Holography – NAH*), que tem se mostrado como uma forma de análise para problemas vibroacústicos. A holografia é um processo que permite determinar as características de um campo de ondas acústicas usando a Transformada de Fourier Discreta (*Discrete Fourier Transform – DFT*), a partir de uma grade de pontos de medições regularmente espaçados obtidos em um ambiente acústico onde a função de Green é conhecida. O presente trabalho apresenta uma breve revisão dos princípios desta técnica com uma aplicação na reconstrução de propriedades vibroacústicas de estruturas. O campo de pressão, campo de velocidade das partículas e intensidade acústica gerados por um elemento estrutural vibrante foram as grandezas reconstruídas através da técnica NAH em diferentes posições do espaço. A fim de minimizar os problemas de leakage oriundos do processamento dos sinais, a Série de Fourier Discreta Regressiva (*Regressive Discrete Fourier Series – RDFS*) foi utilizada como alternativa às técnicas de janelamento do sinal. Resultados obtidos para uma estrutura do tipo placa são analisados, validados e comparados com previsões teóricas.

Palavras Chave

- Holografia Acústica, Holografia Acústica de Campo Próximo, Vibrações Estruturais, Vibroacústica

Abstract

COLINAS, Nilton Gilber, *Vibroacoustic Characterization Using Nearfield Acoustic Holography*, Campinas,: Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, 1999. 88 p. Dissertação (Mestrado)

In this work, the Nearfield Acoustic Holography technique - NAH was explored as an way to analyze vibroacoustic problems. Holography is a process that allows to determine acoustic fields characteristics using a Discrete Fourier Transform - DFT, from a regular grid of measurements obtained in an acoustic environment for which the Green's function is known. This work presents a brief principle's review of this technique with an application on the reconstruction of the vibroacoustic properties of structures. The pressure field, particle velocity field and acoustical intensity generated by a vibrating structural element were reconstructed through the NAH technique in different spatial positions. In order to minimize spatial leakage problems from signal processing a Regressive Discrete Fourier Series – RDFS was utilized as an alternative to windowing techniques. Results obtained from a plate type structure were analyzed, validated and compared with theoretical predictions.

Key Words

- Acoustic Holography, Nearfield Acoustic Holography, Structural Vibrations, Vibroacoustic

Lista de Figuras

2.1	Fluxo de massa através de um volume fixo dV na direção x	13
2.2	Sistemas de coordenadas	24
2.3	Representação esquemática do processo de reconstrução holográfica ilustrando as ondas que propagam e as ondas evanescentes	30
3.1	Posicionamento entre o alto-falante e a grade de microfones	38
3.2	Esquema geral de montagem do experimento do alto-falante	39
3.3	Montagem do experimento no interior da câmara pouco reverberante	39
3.4	Montagem dos equipamentos de medição no exterior da câmara pouco reverberante	40
3.5	Campo de pressão acústica no plano do holograma medido: (a) planta, (b) perspectiva	41
3.6	Campo de pressão acústica no plano fonte via DFT: (a) planta, (b) perspectiva	42
3.7	Campo de pressão acústica no plano fonte via RDFS: (a) planta, (b) perspectiva	42
3.8	Campo de velocidades das partículas no plano fonte via DFT: (a) planta, (b) perspectiva	43
3.9	Campo de velocidades das partículas no plano fonte via RDFS: (a) planta, (b) perspectiva	43
3.10	Mapas vetoriais de intensidade acústica ativa no plano fonte: (a) via DFT, (b) via RDFS	44
3.11	Radiação acústica para o ambiente: (a) via DFT, (b) via RDFS	45
3.12	Representação espacial do holograma mostrado na figura 3.11	45
3.13	Posicionamento entre a placa e a grade de microfones	47
3.14	Esquema geral de montagem do experimento da placa	48
3.15	Montagem do experimento no interior da câmara pouco reverberante	49
3.16	Fixação do excitador eletrodinâmico e conexão do transdutor de força com a estrutura	49
3.17	Arranjo de microfones	50
3.18	Função de Resposta em Frequência típica $H_{169,253}$ do experimento da placa	51
3.19	Placa com furo cilíndrico	53
3.20	Campo de pressão acústica medido a 10 mm da fonte: (a) planta, (b) perspectiva	53

3.21	Campo de pressão acústica reconstruído a 10 mm da fonte: (a) planta, (b) perspectiva	54
3.22	Diferença percentual entre os campos de pressão acústica situados a 10 mm da fonte: (a) planta, (b) perspectiva	54
3.23	Campo de pressão acústica medido a 20 mm da fonte: (a) planta, (b) perspectiva	55
3.24	Campo de pressão acústica reconstruído a 20 mm da fonte: (a) planta, (b) perspectiva	55
3.25	Diferença percentual entre os campos de pressão acústica situados a 20 mm da fonte: (a) planta, (b) perspectiva	56
3.26	Campo de pressão acústica medido a 130 mm da fonte: (a) planta, (b) perspectiva	56
3.27	Campo de pressão acústica reconstruído a 130 mm da fonte: (a) planta, (b) perspectiva	57
3.28	Diferença percentual entre os campos de pressão acústica situados a 130 mm da fonte: (a) planta, (b) perspectiva	57
3.29	Malha utilizada no software SYSNOISE com 6 x 10 elementos	58
3.30	Malha utilizada no software ANSYS com 10 x 30 elementos	59
3.31	Função de Resposta em Frequência $H_{5,253}$ do experimento da placa	60
3.32	Função de Resposta em Frequência $H_{5,253}$ obtida através do software SYSNOISE	61
3.33	Representação do primeiro modo de vibrar: (a) via NAH – 37,41 Hz, (b) via SYSNOISE – 36,56 Hz	62
3.34	Representação do segundo modo de vibrar: (a) via NAH – 67,90 Hz, (b) via SYSNOISE – 69,22 Hz	62
3.35	Representação do terceiro modo de vibrar: (a) via NAH – 105,31 Hz, (b) via SYSNOISE – 101,06 Hz	63
3.36	Representação do quarto modo de vibrar: (a) via NAH – 146,88 Hz, (b) via SYSNOISE – 144,20 Hz	63
3.37	Representação do quinto modo de vibrar: (a) via NAH – 207,85 Hz, (b) via SYSNOISE – 200,07 Hz	64
3.38	Representação do sexto modo de vibrar: (a) via NAH – 239,72 Hz, (b) via SYSNOISE – 230,89 Hz	64
3.39	Posição do ponto de excitação	66
3.40	Funções de Resposta em Frequência $H_{86,253}$	66
3.41	Funções de Resposta em Frequência $H_{194,253}$	67
3.42	Representação espacial dos hologramas mostrados nas figuras 3.44 (a) a 3.46 (a)	68
3.43	Malha do modelo bidimensional da placa via mapeamento DtN	69
3.44	Radiação acústica correspondente ao primeiro modo de vibrar: (a) via NAH – 37,41 Hz, (b) via DtN – 38,00 Hz	69
3.45	Radiação acústica correspondente ao terceiro modo de vibrar: (a) via NAH – 105,31 Hz, (b) via DtN – 105,50 Hz	70
3.46	Radiação acústica correspondente ao quinto modo de vibrar: (a) via NAH – 207,85 Hz, (b) via DtN – 207,00 Hz	70

A.1	Características construtivas da câmara pouco reverberante	74
A.2	Cunhas de espuma utilizadas para o revestimento interno da câmara	75
A.3	Posições ocupadas pelo microfone de medição	77
A.4	Montagem do experimento no interior da câmara pouco reverberante	77
A.5	Diferenças entre os níveis de pressão acústica na direção 1: (a) pontos A e B, (b) pontos B e C, (c) pontos C e D, (d) pontos D e E, (e) pontos E e F	79
A.6	Diferenças entre os níveis de pressão acústica na direção 2: (a) pontos A e B, (b) pontos B e C, (c) pontos C e D, (d) pontos D e E, (e) pontos E e F	80
A.7	Fluxograma da implementação computacional do processo de reconstrução holográfica através da técnica NAH via DFT ou via RDFS	83

Lista de Tabelas

3.1	Equipamentos utilizados nos experimentos	37
3.2	Frequências naturais da placa	59
3.3	Frequências naturais e formas modais da placa	71

Nomenclatura

Letras Latinas

a	Vetor aceleração
c	Velocidade do som no meio fluido
dA	Diferencial de área
df	Diferencial do vetor força
dm	Diferencial de massa
dV	Diferencial de volume
F⁻¹	Transformada inversa de Fourier
G	Função de Green
∂G/∂n	Derivada normal de <i>G</i> em relação a r_S
i	$\sqrt{-1}$
k, k_x, k_y	Número de onda
N(r_H)	Condição de contorno do tipo Neuman no plano definido por z_H
P_M	Matriz do campo de pressão medido
P_R	Matriz do campo de pressão reconstruído
r	Vetor posição relativo ao ponto observador
r₀	Vetor posição relativo ao ponto fonte
r_H	Vetor posição relativo à superfície <i>H</i>
r_S	Vetor posição relativo à superfície <i>S</i>
R	Constante do gás
Re	Parte real de um número ou matriz complexos
s	Condensação em qualquer ponto
S(r)	Intensidade acústica
t	Tempo
T	Escala apropriada de tempo para fontes de ruído ou período para fontes harmônicas
T_K	Temperatura absoluta em Kelvin (K)
v	Velocidade da partícula em um determinado ponto
V(r)	Campo de velocidade das partículas
x, y, z	Coordenadas do sistema cartesiano
z_H	Posição do plano de medição
z_S	Posição do plano de reconstrução

Letras Gregas

β	Módulo de elasticidade volumétrica adiabática
γ	Razão entre o calor específico em pressão constante e em volume constante
λ	Comprimento de onda
μ	Densidade do fluido
μ_0	Densidade de equilíbrio constante do fluido
ρ	Distribuição da fonte geradora do campo acústico
ω	Frequência
ξ_1, ξ_2, ξ_3	Sistema de coordenadas cartesianas para uma superfície genérica
ψ	Pressão acústica em qualquer ponto
ψ_e	Pressão de equilíbrio constante no fluido
ψ_i	Pressão instantânea em qualquer ponto
$\psi^{(i)}$	Campo acústico livre de ruído
$\psi(\mathbf{r}_H)$	Condição de contorno do tipo Dirichlet no plano definido por z_H
$\tilde{\psi}(\mathbf{r}, \omega)$	Transformada de Fourier do campo acústico
∇	Operador gradiente
$\nabla \cdot$	Operador divergente
∇^2	Operador Laplaciano
\sim	Campo complexo
\wedge	Transformada de Fourier bidimensional
$*$	Conjugado de uma matriz

Abreviações

DFT	Transformada de Fourier Discreta Bidimensional
DtN	Dirichlet to Neuman
FFT	Transformada Rápida de Fourier
FRF	Função de Resposta em Frequência
IFRF	Função de Resposta em Frequência Inversa
NAH	Holografia Acústica de Campo Próximo
RDFS	Série de Fourier Discreta Regressiva

Capítulo 1

Introdução

1.1 Discussão inicial e abordagem do trabalho

Este trabalho tem por objetivo a caracterização de propriedades vibroacústicas de estruturas tais como o campo de pressão acústica, o campo de velocidade das partículas e intensidade acústica. Estas grandezas são obtidas com o auxílio da técnica NAH, a qual é capaz de reconstruir o campo de pressão acústica irradiado por uma fonte, em qualquer plano paralelo à aquele que contém a mesma, através do campo de pressão acústica medido em um plano dentro do campo próximo.

Por simplicidade, o campo de pressão acústica medido será chamado no decorrer do trabalho de *holograma medido* e os campos de pressão acústica reconstruídos serão chamados de *hogramas reconstruídos*.

Desde o tempo da sua concepção por volta de 1950, a holografia vem se firmando como uma poderosa ferramenta de pesquisa. Contudo, na holografia ótica e na holografia acústica convencionais, o pleno potencial destas técnicas ainda não foi percebido. Na holografia acústica pode-se obter muito mais informações de um holograma do que aquela que se esta acostumado a associar com tais medições. A técnica NAH está baseada na *holografia generalizada*. Sob um nível fundamental a maior utilidade da holografia vem do seu alto conteúdo de informações, isto

é, dados registrados em uma superfície bidimensional (o holograma medido) podem ser usados para reconstruir um campo de ondas tridimensional inteiro. Na *holografia generalizada*, a reconstrução pode ser expandida de outras formas como por exemplo, na técnica NAH, o registro do campo de pressão acústica em uma superfície bidimensional pode ser usado para determinar não apenas o campo de pressão acústica tridimensional mas, também, o campo de velocidade das partículas, o mapa vetorial de intensidade acústica, a velocidade na superfície, a intensidade de uma fonte de vibração, etc.

Uma área fundamental da pesquisa em acústica, a qual utiliza técnicas de holografia e é de particular interesse neste trabalho, preocupa-se com a radiação do som em um meio fluido (ar ou água) oriundo de uma superfície vibrante. O objetivo básico dessa pesquisa é caracterizar as propriedades vibroacústicas (campo de pressão acústica, intensidade acústica, etc.) de uma superfície vibrante e as correlacionar com as propriedades da dinâmica estrutural (frequências naturais, modos de vibrar, etc.). O estabelecimento de tal correlação torna possível obter os parâmetros experimentais de uma estrutura, através de um processo de medição com um alto conteúdo de informações e sem contato direto entre os sistemas sensor – estrutura.

1.2 Justificativa da pesquisa nessa área

A preocupação crescente com a qualidade de produtos manufaturados com respeito aos níveis de ruído emitidos vem gerando a necessidade por técnicas experimentais melhores e mais rápidas na análise do desempenho de tais produtos. Estas análises consistem de mapear e quantificar as fontes de energia acústica, isto é feito com o auxílio de medições do campo de pressão acústica, velocidade nas superfícies que vibram e informações sobre o fluxo de energia, tais como mapas vetoriais de intensidade acústica.

Devido ao alto conteúdo de informações que o processo de medição oferece e o não contato com a estrutura analisada, sua aplicação é favorecida em diferentes áreas da engenharia em geral, com algumas explícitas vantagens em particular nos métodos de análise de sistemas vibroacústicos.

1.3 Introdução histórica

A holografia acústica teve sua origem a partir da holografia ótica, e esta última desenvolveu-se juntamente com a técnica de fotografia. Segundo Smith, 1975, desde 1900 o homem tem conseguido gravar e conservar como uma gravação permanente quase toda imagem que percebe, através do processo de fotografia. As lentes óticas já são utilizadas à alguns séculos, contudo a formação de imagens óticas com o auxílio de lentes apenas foram melhor compreendidas por volta de 1900. Com a invenção do processo fotográfico, a importância das lentes na investigação científica aumentou consideravelmente. A vantajosa combinação de lentes e emulsão fotográfica tornou possível o mapeamento de estrelas, planetas e galáxias, a gravação do espectro ótico, o armazenamento de grandes quantidades de dados na forma de pequenas imagens gravadas e muitas outras aplicações. Por causa da sua grande importância científica, a ciência da fotografia avançou muito nos últimos setenta anos, ainda hoje, novas e importantes aplicações estão sendo encontradas.

A holografia ótica é um processo relativamente novo e similar à fotografia em alguns aspectos, porém, com fundamentos distintos. Devido a essa diferença em termos de fundamentos, ambas possuem a tendência de atuar em áreas diferentes. Existem algumas aplicações em que a holografia ótica é mais adequada que a fotografia, enquanto a maioria das aplicações da fotografia permanecem exclusivas dessa técnica. Além disso, existem algumas tarefas que podem ser efetuadas com holografia ótica mas não com fotografia convencional.

A fim de se mostrar as diferenças fundamentais entre holografia ótica e fotografia, é importante entender de uma forma geral como cada uma funciona. A fotografia basicamente consiste em um método de gravar a distribuição de uma imagem bidimensional irradiada. De modo geral, cada imagem consiste de um grande número de pontos de luz irradiada ou refletida. As ondas provenientes de cada um desses pontos elementares contribuem para uma onda principal, chamada de *onda objeto*. Essa onda complexa é transformada pelas lentes óticas de

forma a se tornar uma imagem do objeto irradiado, e essa imagem é gravada por meio da emulsão fotográfica.

Na holografia ótica, por outro lado, não se grava a imagem do objeto formada por via ótica, mas sim a própria *onda objeto*. Essa onda é gravada de forma que uma iluminação subsequente dessa gravação possibilita a reconstrução da *onda objeto* original, ainda que sem o objeto original. Uma observação visual dessa frente de onda reconstruída fornece uma visão do objeto que é praticamente imperceptível quando comparada com a visão do original. Trata-se, portanto, da gravação da própria *onda objeto* e não da imagem do objeto, fato que constitui a diferença básica entre a fotografia convencional e a holografia ótica.

O método holográfico difere de modo significativo do processo de fotografia convencional em alguns aspectos básicos e possui vantagens distintas em muitas áreas. A grande vantagem da holografia ótica consiste na habilidade de armazenar grande quantidade de informações sobre o objeto no holograma a fim de se reproduzir uma imagem tridimensional.

Têm-se feito um grande esforço para produzir imagens tridimensionais usando técnicas de fotografia convencional, contudo, esses métodos têm apresentado apenas sucesso parcial devido à limitada profundidade do campo e condições de visão restrita. O holograma, por outro lado, possui um campo de visão limitado em geral apenas pela resolução do meio de gravação. Portanto, um holograma feito a partir de um objeto tridimensional equivale a muitas fotografias, cada uma tomada a partir de um diferente ponto de vista e focalizadas com diferentes profundidades. Vistas subsequentes do holograma em diferentes profundidades requerem apenas novos ajustes do foco do sistema, por esse motivo, pode-se dizer que um holograma ótico é equivalente a um conjunto de muitas figuras.

A holografia acústica começou a ser citada com maior intensidade a partir de 1970 em trabalhos que a exploravam com pouca profundidade, como pode ser visto em Smith, 1975. Porém, a partir de 1985, quando os autores Maynard J. D., Williams E. G. e Veronesi W. A.

começaram a publicar uma série de trabalhos relativos à holografia acústica, outros autores também passaram a explorar a técnica com maior ênfase.

1.4 Revisão bibliográfica

Esta revisão bibliográfica tem os objetivos de reunir, analisar e discutir algumas publicações relacionadas ao assunto do trabalho, bem como fornecer os fundamentos teóricos que serão explorados no decorrer deste trabalho. Para a obtenção das publicações foi consultada a base de dados COMPENDEX PLUS onde foram feitas pesquisas nos anos de 1989 a 1997; no entanto, alguns trabalhos publicados anteriormente também foram utilizados.

As publicações de maior importância utilizadas no decorrer do trabalho estão organizadas abaixo em ordem cronológica.

Em 1985, Maynard *et al.* publicaram um trabalho a fim de apresentar a base teórica da técnica de Holografia Acústica, bem como as técnicas do processamento de sinais para a *holografia generalizada*. Além disso, são mostradas as aplicações práticas da *holografia generalizada* em uma técnica que inclui medições experimentais, chamada de NAH, que será a ferramenta utilizada neste trabalho, como dito anteriormente. Ainda nesta publicação, foram obtidas informações sobre a maneira com que flui a energia acústica a partir de dois pontos fonte examinando para isso o mapa vetorial de intensidade acústica, foi também analisada a magnitude e a fase da velocidade normal à superfície de uma placa retangular, dentre outros resultados interessantes que podem ser utilizados na tentativa de se caracterizar propriedades vibroacústicas de estruturas. Foi dada maior ênfase à discussão da holografia generalizada plana, mas também foram mencionadas as técnicas de holografia cilíndrica e holografia esférica. Existem na literatura trabalhos que tratam com maior profundidade destas últimas formas de holografia, como poderá ser visto nesta revisão da literatura.

Em 1987, Veronesi e Maynard apresentaram um trabalho com a intenção de fornecer a teoria e testar numericamente as aproximações necessárias para transformar as integrais de

convolução infinitas e contínuas encontradas na formulação da publicação citada acima, em formas finitas e discretas, estando portanto adequadas para o processamento numérico. Também foi efetuado um estudo qualitativo da função de Green.

Em 1992, dois trabalhos foram publicados por Arruda, onde foi proposta a técnica RDFS que minimiza o problema de *leakage* na Transformada de Fourier Discreta. Resultados numéricos foram mostrados a fim de ilustrar o método proposto e de compará-lo com a DFT bidimensional.

Um método para medir intensidade acústica e estrutural sem o contato com a estrutura, utilizando a técnica NAH, foi proposto por Saijyou e Yoshikawa, 1996. A eficiência do método proposto foi analisada através da medição da radiação emitida por estruturas tipo placa. Os dados experimentais foram obtidos nas frequências de 928 Hz e 1464 Hz com a placa imersa em água, posteriormente foi repetida a análise com a placa presa por barras. Na sequência, foi examinada a influência das barras no fluxo de intensidade estrutural e nos modos de vibrar para as duas frequências analisadas. Também, a inter-relação entre intensidade acústica e estrutural é analisada, onde o trabalho conclui que a fonte da energia de vibração apenas foi detectada a partir da intensidade estrutural e não a partir da intensidade acústica, onde a intensidade estrutural mostrou o fluxo de energia vibracional e a intensidade acústica apenas indicou as posições em que era emitida a radiação acústica, gerada através dos modos de vibrar.

Um trabalho com a intenção de localizar fontes sonoras utilizando medições acústicas foi publicado por Mas *et al.*, 1997 onde uma aplicação importante pode ser encontrada na engenharia de controle de ruído, na qual primeiramente é necessário identificar a fonte para que em uma segunda etapa, seja implementado o controle. Neste trabalho, foi utilizada a técnica NAH na identificação de fontes acústicas com o auxílio de medições obtidas em um experimento utilizando uma disposição regular de 6 x 4 alto-falantes montados em uma caixa acústica. A técnica RDFS foi implementada em conjunto com a técnica NAH para contornar o problema da imprecisão nas bordas da grade durante o processo de reconstrução. Isto foi feito como uma alternativa ao processo de janelamento, que é usualmente empregado nestes casos para minimizar o problema de *leakage*. Este procedimento também foi empregado neste trabalho de pesquisa,

como pode ser visto no capítulo referente aos experimentos realizados. Os autores também exploraram a técnica IFRF (Função de Resposta em Frequência Inversa), que também vêm se mostrando como uma ferramenta para a localização de fontes de ruído.

O campo acústico gerado por um compressor hermético de refrigerador doméstico foi analisado no trabalho apresentado por Arruda *et al.*, 1998, onde a técnica NAH foi utilizada em uma análise experimental a fim de obter os modos de operação do compressor. A técnica NAH também foi utilizada para a obtenção dos hologramas reconstruídos e na reconstrução do campo de velocidades das partículas na superfície do compressor.

Foi proposta uma formulação que permite a consideração de meio infinito nos domínios discretizados por Elementos Finitos na publicação de Zavala e Pavanello, 1998 onde foi aplicada a técnica de mapeamento DtN (Dirichlet to Neuman) para um problema genérico. A formulação para um caso bidimensional foi desenvolvida e os principais aspectos do método foram discutidos. Alguns dos resultados obtidos por Zavala, 1999 através da técnica DtN e apresentados em sua dissertação de mestrado, são comparados com aqueles obtidos neste trabalho através da técnica NAH.

Embora não tenham contribuído diretamente neste trabalho de pesquisa, as publicações comentadas a seguir são importantes no sentido de mostrar os diversos caminhos que esta vasta e nova área de pesquisa pode seguir, bem como as diversas aplicações práticas em engenharia que podem surgir como consequência da pesquisa em vibroacústica.

A técnica NAH foi aplicada em geometrias cilíndricas por Williams *et al.*, 1987 com o objetivo de medir a pressão acústica emitida por um cilindro submerso vibrante. O mesmo autor, em 1989 melhorou a técnica NAH utilizada anteriormente de forma a excitar as estruturas em grandes faixas de frequência. Estruturas com formas cilíndricas também foram analisadas por Saijyou *et al.*, 1994 utilizando a técnica NAH. Neste trabalho também desenvolveu-se um sistema de varredura automatizado para auxiliar no posicionamento do hidrofone utilizado no experimento.

Um método numérico para efetuar a reconstrução holográfica de fontes com formas arbitrárias de superfície foi apresentado por Veronesi e Maynard, 1989 o qual adotou como exemplo uma esfera. A técnica NAH também foi utilizada por Zhang *et al.*, 1993 na investigação da relação entre fontes acústicas de baixas frequências e seu campo acústico gerado. As técnicas de holografia acústica no domínio do tempo e intensidade ativa instantânea foram explorados por Hald e Saemann, 1998 a fim de se investigar a radiação acústica emitida por pneus de veículos.

Um sistema de varredura controlado por computador foi proposto por Williams *et al.*, 1985 a fim de se alcançar uma medição precisa do campo de pressão acústica em pontos discretos. Um trabalho que explorou a utilização de arranjos de microfones como sendo uma alternativa às medições com sonda de intensidade foi apresentado por Dumbacher *et al.*, 1998, o qual concluiu que, com um arranjo de microfones, o tempo necessário nas medições pode ser reduzido consideravelmente. Além disso, o processo de medição pode ser automatizado, eliminando o envolvimento humano no processo.

Em 1977, Fahy apresentou uma técnica a fim de obter a intensidade acústica em um ambiente qualquer através da medição da parte imaginária da densidade espectral cruzada entre os sinais fornecidos por dois microfones convenientemente espaçados. Também em 1977, um método para a medição de intensidade acústica em um meio não dispersivo foi proposto por Pavic onde foi realizado experimento e comentado sobre as aplicabilidades e limitações do método. Ainda em 1977, Hodgson realizou medições de intensidade acústica em uma grande máquina centrífuga a fim de determinar as áreas de maior emissão de ruído da máquina.

Um trabalho sobre testes não destrutivos utilizando holografia ótica e holografia acústica a fim de detectar discontinuidades em materiais foi publicado por Sattler, 1989. Este trabalho também apresentou os princípios de funcionamento dos testes ultra-sônicos de pulso-eco e dos testes de emissão acústica bem como sua aplicação na indústria em geral. Em 1992, Guigné *et al.*, apresentaram um trabalho com a intenção de relacionar informações modais com medições acústicas sem o contato com o objeto analisado para a aplicação na detecção de rachaduras

provenientes de fadiga de material quando o mesmo está sujeito a tensões cíclicas. O uso de medições acústicas a fim de detectar falhas em estruturas também foi explorado no trabalho publicado por Simmermacher e Zimmerman, 1997 onde também foi utilizada a técnica NAH.

Em 1990, Kim e Lee publicaram um trabalho onde a medição acústica pôde ser usada para determinar modos de vibrar e promover possibilidades para a investigação da vibração em fontes sonoras tais como diafragmas de alto-falantes sem contato físico com as mesmas.

O problema da radiação acústica para o exterior em uma superfície arbitrária cuja velocidade normal é especificada foi investigado por Schenck, 1967 onde também são ilustrados exemplos numéricos envolvendo esferas, cilindros e cubos. A reconstrução do campo vibroacústico sobre uma superfície que limita um espaço interior usando o Método dos Elementos de Contorno foi explorada por Kim e Ih, 1996. A velocidade da superfície vibrante, pressão acústica e energia acústica são reconstruídas com o auxílio do Método dos Elementos de Contorno com base no campo de pressão medido. Uma cabina de automóvel com a metade do tamanho original contendo algumas partes vibrantes foi utilizada como exemplo. A radiação acústica proveniente de uma placa vibrante imersa em água também foi investigada em um trabalho publicado por Nolte e Gaul, 1996. O nível de pressão acústica do fluido e o campo de velocidade são determinados utilizando o Método dos Elementos de Contorno. O modelo apresentado nesta publicação permitiu a simulação do fluxo de energia no campo próximo acústico devido aos modos puros de flexão de uma placa vibrante livre.

Capítulo 2

Fundamentos Teóricos

Este capítulo tem por objetivo, mostrar o desenvolvimento da teoria utilizada nas técnicas NAH, DFT e RDFS bidimensionais.

2.1 Equação da onda acústica

As ondas acústicas que produzem a sensação de som são apenas um dos exemplos de distúrbios de pressão que podem se propagar através de um fluido compressível. Estas ondas são longitudinais, ou seja, as moléculas movem-se para frente e para trás na direção de propagação da onda, produzindo dessa forma, regiões adjacentes de compressão e rarefação, (Kinsler *et al.*, 1982).

Como os fluidos exibem menor resistência às deformações do que os sólidos, a força de restauração responsável pela propagação das ondas é simplesmente a mudança de pressão que ocorre quando o fluido é comprimido ou expandido.

O termo *partícula de fluido* diz respeito a um volume elementar, grande o suficiente para conter milhões de moléculas de forma que o fluido possa ser entendido como um meio contínuo, e ao mesmo tempo tão pequeno para que todas as variáveis acústicas (densidade, pressão, etc.) possam ser consideradas constantes por todo o volume elementar.

A fim de estudar a propagação de ondas acústicas no fluido, os efeitos gravitacionais serão desprezados de forma que a pressão e a densidade permanecem constantes através do fluido. O fluido é também assumido como sendo homogêneo, isotrópico, e perfeitamente elástico de forma que nenhum efeito dissipativo, tais como os que surgem devido a viscosidade ou condução de calor estejam presentes. Esta análise será limitada apenas a ondas com pequenas amplitudes, de forma que as variações de densidade no meio fluido serão pequenas se comparadas com o seu valor de equilíbrio.

A equação de estado para fluidos relacionam as forças internas restauradoras com as respectivas deformações. Para o meio fluido, a equação de estado deve relatar três quantidades físicas μ , R e T_K que descrevem o comportamento termodinâmico do fluido.

Para um gás perfeito, a equação de estado é dada por:

$$\psi_i = \mu R T_K \quad (2.1)$$

onde ψ_i é a pressão instantânea em qualquer ponto, μ é a massa específica em qualquer ponto, R é uma constante cujo valor depende do gás em questão e T_K é a temperatura absoluta. Esta equação é geral e descreve qualquer processo termodinâmico para um gás perfeito.

Se estes processos termodinâmicos são restringidos, obtém-se uma simplificação da equação de estado, por exemplo: se o gás estiver contido no interior de um vaso cujas paredes são altamente condutoras térmicas, então pequenas variações num volume do vaso resultarão em energia térmica, sendo transferida entre as paredes e o fluido. Se as paredes possuem capacidade de condução térmica suficientemente alta, as paredes e o fluido permanecerão à uma temperatura constante. Nesse caso, o gás perfeito é descrito por uma equação de estado isotérmica.

$$\frac{\psi_i}{\psi_e} = \frac{\mu}{\mu_0} \quad (2.2)$$

onde ψ_e é a pressão de equilíbrio constante no fluido e μ_0 é a densidade de equilíbrio constante do fluido.

Como a troca de energia térmica de uma partícula de fluido à outra é insignificante, a entropia do fluido permanece aproximadamente constante. O comportamento do gás perfeito sob essas condições é descrito pela equação de estado adiabático:

$$\frac{\psi_i}{\psi_e} = \left(\frac{\mu}{\mu_0} \right)^\gamma \quad (2.3)$$

onde γ é a razão entre o calor específico em pressão constante e o calor específico em volume constante.

No caso de fluidos que não sejam gases perfeitos, a equação de estado adiabático torna-se mais complicada, sendo nesses casos preferível a determinação experimental da relação isoentrópica entre as flutuações de densidade e de pressão. Uma vez encontrada essa relação, pode-se expandi-la em uma série de Taylor.

$$\psi_i = \psi_e + \left(\frac{\partial \psi_i}{\partial \mu} \right)_{\mu_0} (\mu - \mu_0) + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \psi_i}{\partial \mu^2} \right)_{\mu_0} (\mu - \mu_0)^2 + \dots \quad (2.4)$$

onde as derivadas parciais são constantes determinadas pela compressão e expansão adiabática do fluido em torno da densidade de equilíbrio. Se as flutuações são pequenas, apenas $(\mu - \mu_0)$ é considerado. Uma relação linear entre a flutuação de pressão e a mudança da densidade pode então ser escrita como:

$$\psi_i - \psi_e = \beta \left(\frac{\mu - \mu_0}{\mu_0} \right) \quad (2.5)$$

onde $\beta = \mu_0 (\partial \psi_i / \partial \mu)_{\mu_0}$ é o módulo de elasticidade volumétrica adiabática.

Em termos da pressão acústica em qualquer ponto $\psi = \psi_i - \psi_e$ e da condensação em qualquer ponto $s = (\mu - \mu_0) / \mu_0$, a equação 2.5 pode ser rescrita como:

$$\psi = \beta s \quad (2.6)$$

Tem-se então que 2.6 é a equação de estado onde a restrição essencial é que a condensação deve ser pequena, ou seja, $|s| \ll 1$.

Para relacionar o movimento do fluido com sua compressão ou dilatação, é necessário uma relação funcional entre a velocidade da partícula \mathbf{v} e a densidade instantânea μ . Considerando um pequeno elemento paralelepípedo de volume $dV = dx dy dz$, fixo no espaço e sendo atravessado por elementos de fluido, a taxa líquida de massa que escoo pelo volume através de suas faces deve ser igual à taxa com a qual a massa cresce no interior do volume. Com base na figura 2.1, e analisando o fluxo na direção x , tem-se que:

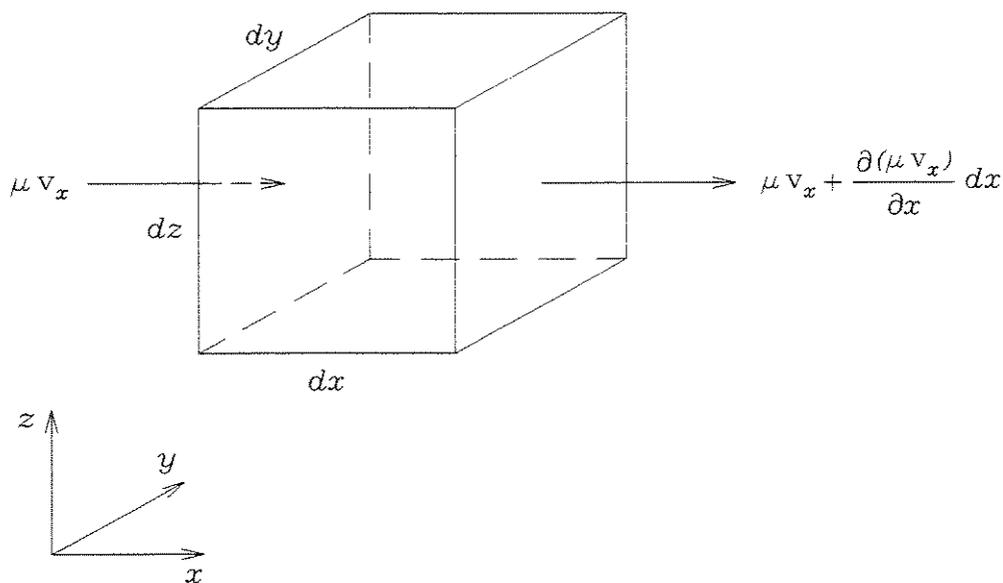


Figura 2.1 – Fluxo de massa através de um volume fixo dV na direção x

$$\left\{ \mu v_x - \left[\mu v_x + \frac{\partial(\mu v_x)}{\partial x} dx \right] \right\} dy dz = -\frac{\partial(\mu v_x)}{\partial x} dV \quad (2.7)$$

Expressões similares fornecem a vazão líquida para as direções y e z , de forma que a vazão total é dada por:

$$-\left[\frac{\partial(\mu v_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\mu v_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\mu v_z)}{\partial z} \right] dV \equiv -[\nabla \cdot (\mu \mathbf{v})] dV \quad (2.8)$$

A taxa segundo a qual a massa aumenta no volume é $(\partial\mu/\partial t)dV$. Visto que o fluxo de entrada líquido deve ser igual à taxa de crescimento, tem-se que:

$$\frac{\partial\mu}{\partial t} + \nabla \cdot (\mu \mathbf{v}) = 0 \quad (2.9)$$

Esta equação é conhecida como equação da continuidade não linear.

Contudo, fazendo $\mu = \mu_0(1+s)$, onde μ_0 é constante no espaço e no tempo e $|s| \ll 1$, a equação 2.9 torna-se:

$$\frac{\partial s}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (2.10)$$

onde 2.10 é a equação da continuidade linearizada.

Em fluidos reais, a existência da viscosidade e o fato de que os processos acústicos não são perfeitamente adiabáticos introduzem termos dissipativos. No entanto, desde que os efeitos de condutividade térmica na equação de estado foram desprezados, também iremos ignorar os efeitos de viscosidade, considerando o fluido inviscido. Considerando um elemento de fluido $dV = dx dy dz$ que se move com o fluido, contendo uma massa dm do fluido, tem-se que a força

líquida $d\mathbf{f}$ sobre o elemento irá acelerá-lo de acordo com a Segunda lei de Newton, $d\mathbf{f} = \mathbf{a} dm$. Na ausência de viscosidade, a força líquida sofrida pelo elemento na direção x é:

$$df_x = \left[\psi_i - \left(\psi_i + \frac{\partial \psi_i}{\partial x} dx \right) \right] dy dz = -\frac{\partial \psi_i}{\partial x} dV \quad (2.11)$$

As expressões de df_y e df_z são análogas á expressão acima de modo que o vetor força completo $d\mathbf{f} = df_x \mathbf{i} + df_y \mathbf{j} + df_z \mathbf{k}$ pode ser escrito como:

$$d\mathbf{f} = -\nabla \psi_i dV \quad (2.12)$$

A velocidade da partícula \mathbf{v} é uma função tanto do tempo quanto do espaço. Quando o elemento de fluido com velocidade $\mathbf{v}(x, y, z, t)$ se move para uma nova posição $(x + dx, y + dy, z + dz)$ no tempo $t + dt$, sua nova velocidade é $\mathbf{v}(x + dx, y + dy, z + dz, t + dt)$. Portanto, a aceleração fica:

$$\mathbf{a} = \lim_{dt \rightarrow 0} \frac{\mathbf{v}(x + v_x dt, y + v_y dt, z + v_z dt, t + dt) - \mathbf{v}(x, y, z, t)}{dt} \quad (2.13)$$

Com base no movimento do elemento de fluido, pode-se escrever os incrementos através das componentes da velocidade, ou seja, $dx = v_x dt$, $dy = v_y dt$ e $dz = v_z dt$.

Assumindo os incrementos como sendo muito pequenos, a nova velocidade pode ser escrita através da série de Taylor como:

$$\begin{aligned} \mathbf{v}(x + v_x dt, y + v_y dt, z + v_z dt, t + dt) = \\ \mathbf{v}(x, y, z, t) + \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial x} v_x dt + \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial y} v_y dt + \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial z} v_z dt + \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} dt \end{aligned} \quad (2.14)$$

e a aceleração do elemento de fluido escolhido é dada por:

$$\mathbf{a} = \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + v_x \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial x} + v_y \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial y} + v_z \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial z} \quad (2.15)$$

Pode-se definir um operador vetorial $(\mathbf{v} \cdot \nabla)$ como:

$$(\mathbf{v} \cdot \nabla) = v_x \frac{\partial}{\partial x} + v_y \frac{\partial}{\partial y} + v_z \frac{\partial}{\partial z} \quad (2.16)$$

Com base em 2.16, a equação 2.15 pode ser rescrita de forma mais resumida:

$$\mathbf{a} = \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \quad (2.17)$$

Visto que $dm = \mu dV$, e então substituindo em $d\mathbf{f} = \mathbf{a} dm$, vem:

$$-\nabla \psi_i = \mu \left[\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right] \quad (2.18)$$

A equação 2.18 é a equação de Euler não linear e pode ser simplificada se assumirmos que $|s| \ll 1$ e que $|(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v}| \ll |\partial \mathbf{v} / \partial t|$, pode-se ainda substituir μ por μ_0 e finalmente admitir que $\nabla \psi_i = \nabla \psi$ visto que ψ_e é constante. Tem-se então que:

$$\mu_0 \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\nabla \psi \quad (2.19)$$

Esta é a equação de Euler linear para fluido inviscido e é válida em processos acústicos envolvendo pequenas amplitudes.

A equação de estado, da continuidade e de Euler, apresentadas respectivamente em 2.6, 2.10 e 2.19 são combinadas a fim de se obter uma única equação diferencial com apenas uma

variável dependente. A velocidade pode ser eliminada através das equações da continuidade e de Euler.

O divergente da equação 2.19 é dado por:

$$\mu_0 \nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\nabla \cdot (\nabla \psi) = -\nabla^2 \psi \quad (2.20)$$

Derivando a equação 2.10 em relação ao tempo e usando a propriedade $\partial(\nabla \cdot \mathbf{v})/\partial t = \nabla \cdot (\partial \mathbf{v}/\partial t)$, obtém-se:

$$\frac{\partial^2 s}{\partial t^2} + \nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = 0 \quad (2.21)$$

Rescrevendo a equação 2.21 com $\partial^2 s/\partial t^2$ no segundo membro e em sequência substituindo em 2.20, vem:

$$\nabla^2 \psi = \mu_0 \frac{\partial^2 s}{\partial t^2} \quad (2.22)$$

Usando-se a equação de estado 2.6 para eliminar s da equação 2.22, vem:

$$s = \frac{\psi}{\beta} \quad (2.23)$$

O termo $\partial^2 s/\partial t^2$ presente na equação 2.22 pode ser determinado derivando-se duas vezes a equação acima:

$$\frac{\partial^2 s}{\partial t^2} = \frac{1}{\beta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} \quad (2.24)$$

Aplicando-se a equação 2.24 na equação 2.22, obtém-se:

$$\nabla^2 \psi = \frac{\mu_0}{\beta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} \quad (2.25)$$

Como a velocidade do som é definida por $c = \sqrt{\beta/\mu_0}$, a equação acima pode ser reescrita como:

$$\nabla^2 \psi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = 0 \quad (2.26)$$

Visto que o campo acústico tridimensional gerado por uma fonte vibrante é um campo ondulatório, a equação homogênea da onda que o governa é dada pela equação 2.26.

2.2 Equação de Helmholtz

Como o campo acústico varia com o tempo e com a posição na região tridimensional, a transformada de Fourier do campo acústico é dada por:

$$\tilde{\psi}(\mathbf{r}, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi(\mathbf{r}, t) e^{i\omega t} dt \quad (2.27)$$

A equação 2.26 torna-se então a equação de Helmholtz:

$$\nabla^2 \tilde{\psi}(\mathbf{r}, \omega) + k^2 \tilde{\psi}(\mathbf{r}, \omega) = 0 \quad (2.28)$$

onde k é o número de onda $k = \omega/c$.

Para uma análise no espaço, consideremos um valor fixo de ω , de modo que exista um número de onda fixo $k = \omega/c$, e um único comprimento de onda $\lambda = 2\pi c/\omega$. O problema,

consiste então em encontrar o campo complexo $\tilde{\psi}(\mathbf{r})$ satisfazendo a equação homogênea de Helmholtz

$$\nabla^2 \tilde{\psi}(\mathbf{r}) + k^2 \tilde{\psi}(\mathbf{r}) = 0 \quad (2.29)$$

2.3 Integrais de Rayleigh

Para a obtenção da solução geral da equação de Helmholtz utilizando a formulação integral, a mesma é considerada inicialmente não homogênea sujeita a condições de contorno do tipo Dirichlet $\tilde{\psi}(\mathbf{r}_s)$ ou Neuman $N(\mathbf{r}_s)$ (gradiente de $\tilde{\psi}(\mathbf{r}_s)$ normal á superfície de contorno S) também não homogênea, (Morse e Feshbach, 1953).

$$\nabla^2 \tilde{\psi}(\mathbf{r}) + k^2 \tilde{\psi}(\mathbf{r}) = -4\pi \rho(\mathbf{r}) \quad (2.30)$$

onde $\rho(\mathbf{r})$ representa a distribuição da fonte geradora do campo acústico.

De acordo com a interpretação física, a função de Green é a solução da equação de Helmholtz não homogênea, considerando uma fonte pontual unitária, ou seja, um delta de Dirac, e condições de contorno homogêneas, então:

$$\nabla^2 G(\mathbf{r} | \mathbf{r}_o) + k^2 G(\mathbf{r} | \mathbf{r}_o) = -4\pi \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_o) \quad (2.31)$$

Multiplicando a equação 2.31 por $\tilde{\psi}(\mathbf{r})$ e a equação 2.30 por $G(\mathbf{r} | \mathbf{r}_o)$ e subtraindo, na sequência, trocando \mathbf{r} por \mathbf{r}_o , têm-se:

$$\begin{aligned} G(\mathbf{r}_o | \mathbf{r}) \nabla^2 \tilde{\psi}(\mathbf{r}_o) - \tilde{\psi}(\mathbf{r}_o) \nabla^2 G(\mathbf{r}_o | \mathbf{r}) &= \\ = 4\pi [\tilde{\psi}(\mathbf{r}_o) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_o) - G(\mathbf{r}_o | \mathbf{r}) \rho(\mathbf{r}_o)] & \end{aligned} \quad (2.32)$$

Integrando nas coordenadas do ponto fonte, e considerando as propriedades da função delta de Dirac, vem:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{4\pi} \iiint [G(\mathbf{r} | \mathbf{r}_o) \nabla^2 \tilde{\psi}(\mathbf{r}_o) - \tilde{\psi}(\mathbf{r}_o) \nabla^2 G(\mathbf{r} | \mathbf{r}_o)] dV_o + \\ & + \iiint \rho(\mathbf{r}_o) G(\mathbf{r} | \mathbf{r}_o) dV_o = \begin{cases} \tilde{\psi}(\mathbf{r}) : \text{quando } \mathbf{r} \text{ estiver dentro da superfície } S. \\ 0 : \text{quando } \mathbf{r} \text{ estiver fora da superfície } S. \end{cases} \end{aligned} \quad (2.33)$$

A partir do teorema de Green, tem-se que:

$$\iint [U \nabla V - V \nabla U] \cdot dA = \iiint [U \nabla^2 V - V \nabla^2 U] dV \quad (2.34)$$

Aplicando-se este teorema em 2.33, tem-se a solução para a equação de Helmholtz considerando o termo não homogêneo ρ , ou condições de contorno não homogêneas de Dirichlet ou Neuman, isto é,

$$\begin{aligned} & \frac{1}{4\pi} \iint [G(\mathbf{r} | \mathbf{r}_s) \nabla \tilde{\psi}(\mathbf{r}_s) - \tilde{\psi}(\mathbf{r}_s) \nabla G(\mathbf{r} | \mathbf{r}_s)] \cdot dA_o + \\ & + \iiint \rho(\mathbf{r}_o) G(\mathbf{r} | \mathbf{r}_o) dV_o = \begin{cases} \tilde{\psi}(\mathbf{r}) : \text{quando } \mathbf{r} \text{ estiver dentro ou sobre a superfície } S. \\ 0 : \text{quando } \mathbf{r} \text{ estiver fora da superfície } S. \end{cases} \end{aligned} \quad (2.35)$$

Desta forma, a solução da equação de Helmholtz não homogênea com condições de contorno homogêneas do tipo Dirichlet é obtida a partir da solução geral dada em 2.35 considerando a função de Green nula na superfície de contorno. Assim, tendo-se que a integral de superfície se anula, a solução é dada por:

$$\tilde{\psi}(\mathbf{r}) = \iiint \rho(\mathbf{r}_o) G(\mathbf{r} | \mathbf{r}_o) dV_o \quad (2.36)$$

Contudo, considerando a equação 2.30 sujeita a condições de contorno homogêneas do tipo Neuman, escolhe-se uma função de Green com gradiente normal à superfície de contorno

nulo. Desta forma, a integral de superfície será nula e a solução será a mesma dada pela equação 2.36.

Para a obtenção da solução da equação de Helmholtz homogênea com condições de contorno do tipo Dirichlet não homogêneas, é utilizada uma função de Green nula na superfície de contorno. Assim, considerando a equação 2.35, a integral de volume e o primeiro termo da integral de superfície se anularão e a solução será da seguinte forma:

$$\tilde{\psi}(\mathbf{r}) = -\frac{1}{4\pi} \iint \tilde{\psi}(\mathbf{r}_s) [\nabla G(\mathbf{r} | \mathbf{r}_s)] \cdot dA_o \quad (2.37)$$

De forma análoga, considerando condições de contorno não homogêneas do tipo Neuman, ou seja, o gradiente de $\tilde{\psi}(\mathbf{r}_s)$ normal à superfície de contorno S igual a $N(\mathbf{r}_s)$ e fazendo o gradiente normal da função de Green em S nulo, a solução da equação de Helmholtz homogênea é então obtida a partir da equação 2.35. Assim, tendo-se que o segundo termo da integral de superfície e a integral de volume são nulos, a solução será dada por:

$$\tilde{\psi}(\mathbf{r}) = +\frac{1}{4\pi} \iint G(\mathbf{r} | \mathbf{r}_s) N(\mathbf{r}_s) \cdot dA_o \quad (2.38)$$

Pode-se então observar que, para a solução da equação de Helmholtz não homogênea sujeita a condições de contorno também não homogêneas, basta adicionar à integral de volume dada pela equação 2.36 a integral de superfície 2.37 ou 2.38, dependendo do tipo de condições de contorno impostas (Dirichlet ou Neuman). As equações 2.37 e 2.38 são historicamente conhecidas como *Primeira e Segunda integrais de Rayleigh*.

2.4 Holografia convencional e holografia generalizada

Segundo Maynard *et al.*, 1985, na holografia generalizada, são feitas medições de um campo acústico sobre uma superfície bidimensional, obtendo-se então o holograma medido. Estes dados são então usados para reconstruir o campo acústico completo no espaço tridimensional de

interesse. O que torna isso possível, é o fato de que pode-se usar uma função de Green conhecida e o fato de que o holograma medido obedece a equação da onda. Ou seja, na holografia generalizada, mede-se condições de contorno uniformes (Dirichlet ou Neuman) sobre uma superfície em que existe uma função de Green conhecida, de maneira que o processo de reconstrução holográfica é simplesmente a convolução dos valores medidos com a função de Green. A técnica utilizada neste trabalho é conhecido como NAH, e vem a ser simplesmente uma aplicação prática da holografia generalizada. Este parágrafo fornece uma definição básica para a holografia generalizada.

A holografia convencional, por sua vez, sofre com restrições e limitações significativas, dentre as quais, podemos citar:

1- O holograma medido é obtido em uma única frequência de radiação.

2- O comprimento de onda da radiação limita a resolução espacial da reconstrução. Isto significa, por exemplo que duas fontes não podem ser distinguidas se elas estiverem separadas por uma distância menor que um comprimento de onda.

3- Um holograma que grava um específico campo pode ser usado para reconstruir unicamente este mesmo campo. Portanto, na holografia acústica convencional, uma medição do campo de pressão acústica não pode ser usada para reconstruir o campo de velocidades das partículas ou o mapa vetorial de intensidades. Portanto, o método não pode ser usado para mapear as fontes ou fluxos de intensidade acústica.

4- Uma fonte direcional pode não ser gravada corretamente e informações importantes podem ser perdidas.

2.5 Holografia acústica de campo próximo

Conforme dito anteriormente, utilizando a técnica NAH, é possível determinar um campo de pressão tridimensional (hogramas reconstruídos) a partir de medidas desse campo feitas em uma superfície apropriada (holograma medido). A equação 2.37 é utilizada para reconstruir o campo de pressão acústica $\tilde{\psi}(\mathbf{r}_s)$ em qualquer posição dada por \mathbf{r}_s . Como, nas aplicações

práticas, o posicionamento dos microfones de medição junto à superfície vibrante não é aplicável, a holografia generalizada permite que o campo de pressão seja medido em uma superfície denominada de superfície H , como definido abaixo:

Considera-se uma superfície S , limitando a região tridimensional de interesse, onde existe uma função de Green conhecida $G(\mathbf{r} | \mathbf{r}_s)$ satisfazendo a equação homogênea de Helmholtz.

Considera-se também uma superfície H , também chamada de superfície do holograma, paralela à superfície S e situada no campo próximo acústico, pela qual $\psi(\mathbf{r}_H, t)$ pode ser medido ou assumido em todo \mathbf{r}_H sobre H .

Sabendo-se que a equação que governa o campo acústico emitido por uma fonte sonora é a equação de Helmholtz, utiliza-se a formulação integral mostrada anteriormente (equação 2.30 à equação 2.38) para a sua solução. Deste modo, conforme a equação 2.37, considerando condições de contorno do tipo Dirichlet (campo de pressão acústica medido na superfície H), a solução é dada pela *Primeira integral de Rayleigh*:

$$\tilde{\psi}(\mathbf{r}) = -\frac{1}{4\pi} \iint \tilde{\psi}(\mathbf{r}_s) \frac{\partial G}{\partial n}(\mathbf{r} | \mathbf{r}_s) d^2\mathbf{r}_s \quad (2.39)$$

onde $\partial G/\partial n$ representa a derivada normal de G em relação a \mathbf{r}_s .

O campo acústico medido na superfície H , é então utilizado como condição de contorno na formulação da técnica NAH em uma superfície genérica (equação 2.40 à equação 2.43), onde será utilizado o sistema de coordenadas ξ_1, ξ_2, ξ_3 . Considera-se este sistema de coordenadas no espaço, como mostrado a seguir:

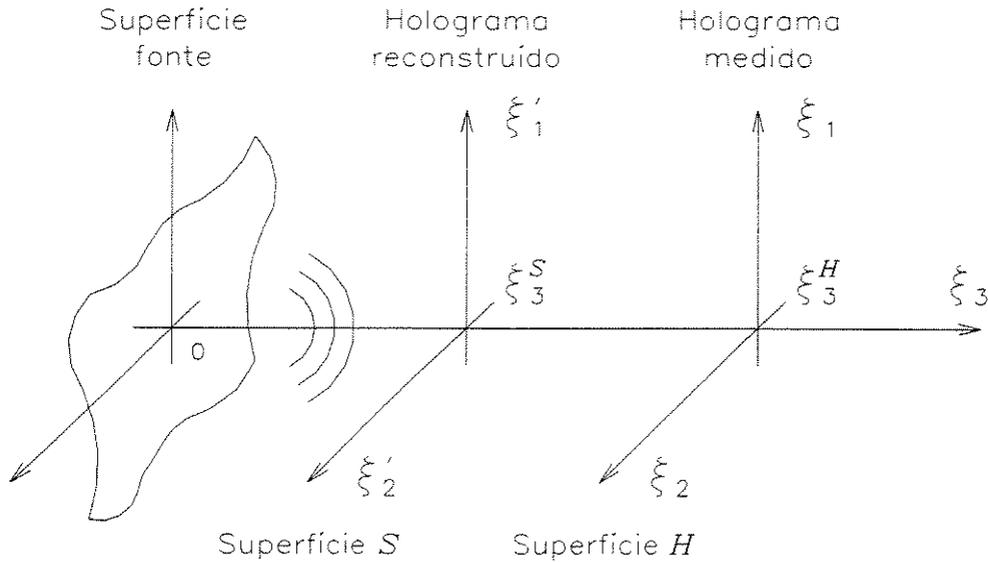


Figura 2.2 – Sistemas de coordenadas

De acordo com a holografia generalizada, a posição do holograma medido é dada por $\xi_3 = \xi_3^H$, onde $\xi_3^H > \xi_3^S$ descreve uma superfície dentro de S . A equação 2.39 escrita em termos de ξ_1, ξ_2, ξ_3 torna-se:

$$\begin{aligned} \tilde{\psi}(\xi_1, \xi_2, \xi_3) = & -\frac{1}{4\pi} \iint \tilde{\psi}(\xi'_1, \xi'_2, \xi_3^S) \\ & \times \left(\frac{\partial G}{\partial n}(\xi_1 - \xi'_1, \xi_2 - \xi'_2, \eta) \Big|_{\eta = \xi_3 - \xi_3^S} \right) d\xi'_1 d\xi'_2 \end{aligned} \quad (2.40)$$

Contudo, esta equação não pode ser utilizada diretamente, porque o campo conhecido é $\tilde{\psi}(\xi_1, \xi_2, \xi_3^H)$, ao invés do campo $\tilde{\psi}(\xi'_1, \xi'_2, \xi_3^S)$, presente no segundo membro da equação 2.40.

No entanto, fazendo $\xi_3 = \xi_3^H$ na equação 2.40, vem:

$$\tilde{\psi}(\xi_1, \xi_2, \xi_3^H) = \iint \tilde{\psi}(\xi_1', \xi_2', \xi_3^S) G_{HS}(\xi_1 - \xi_1', \xi_2 - \xi_2') d\xi_1' d\xi_2' \quad (2.41)$$

onde:

$$G_{HS}(\alpha, \beta) = -\frac{1}{4\pi} \frac{\partial G}{\partial n}(\alpha, \beta, \eta) \Big|_{\eta=\xi_3^H - \xi_3^S}$$

O lado direito da equação 2.41 é uma convolução bidimensional, utilizando o teorema da convolução, a equação 2.41 pode ser invertida a fim de se obter $\tilde{\psi}(\xi_1', \xi_2', \xi_3^S)$ em termos de $\tilde{\psi}(\xi_1, \xi_2, \xi_3^H)$.

Representando a transformada de Fourier espacial bidimensional por $\hat{}$ e a transformada inversa de Fourier por F^{-1} , tem-se através da equação 2.41 e do teorema da convolução:

$$\hat{\tilde{\psi}}(\xi_3^H) = \hat{\tilde{\psi}}(\xi_3^S) \hat{G}_{HS} \quad (2.42)$$

Aplicando a transformada inversa de Fourier na equação 2.42 e isolando em função de $\tilde{\psi}(\xi_1', \xi_2', \xi_3^S)$, vem:

$$\tilde{\psi}(\xi_1', \xi_2', \xi_3^S) = F^{-1} \left[\hat{\tilde{\psi}}(\xi_3^H) \hat{G}_{HS}^{-1} \right] \quad (2.43)$$

Uma vez que o campo $\tilde{\psi}(\xi_1', \xi_2', \xi_3^S)$ é obtido a partir do holograma medido $\tilde{\psi}(\xi_1, \xi_2, \xi_3^H)$, a equação 2.40 pode ser usada para reconstruir o campo $\tilde{\psi}(\xi_1, \xi_2, \xi_3)$ em toda a região tridimensional dentro de S .

Se for desejada a determinação da derivada normal do campo $\tilde{\psi}(\mathbf{r}_S)$ em relação a \mathbf{r}_S , ou seja $\partial \tilde{\psi} / \partial n(\mathbf{r}_S)$, a equação 2.39 deve ser substituída pela equação 2.44, conhecida como *Segunda integral de Rayleigh*:

$$\tilde{\psi}(\mathbf{r}) = +\frac{1}{4\pi} \iint_S \frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial n}(\mathbf{r}_s) G(\mathbf{r} | \mathbf{r}_s) d^2 \mathbf{r}_s \quad (2.44)$$

onde a função de Green G , deve agora satisfazer a condição homogênea de Neuman sobre S .

É importante salientar que a formulação discutida acima, (equação 2.39 à equação 2.44) é exata, não tendo portanto aproximações que poderiam conduzir a limites de resolução, etc. As equações 2.39 e 2.44 não são expressões aproximadas do teorema de Green, também não são soluções aproximadas para a equação integral de Helmholtz.

2.6 Holografia generalizada plana

O processamento de hologramas planos é mais fácil do ponto de vista computacional, contudo, outras formas de hologramas, tais como cilíndrica, esférica e outras, podem ser usadas em função da forma das fontes.

A discussão sobre holografia plana que será apresentada abaixo, tem por objetivo apresentar as equações básicas necessárias na implementação de um algoritmo computacional.

Na formulação da técnica NAH para uma superfície plana, será utilizado o sistema de coordenadas retangulares x, y, z . A superfície S será considerada como sendo um plano infinito, definido por $z = z_s$, assume-se também que a fonte está situada em uma região finita, exatamente abaixo do plano z_s , de forma que o plano z_s pode ser assumido como sendo uma fonte planar, ou seja, como sendo uma superfície que irradia a energia acústica.

A função de Green requerida pela equação 2.39, satisfazendo a condição de contorno homogênea de Dirichlet em z_s é dada por:

$$G(x, y, z | x', y', z') = \frac{e^{ikA}}{A} - \frac{e^{ikB}}{B} \quad (2.45)$$

onde $A = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}$ e $B = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z+z'-2z_s)^2}$.

A derivada normal ($\partial/\partial z'$) em $z' = z_s$ é dada por:

$$-4\pi G'(x-x', y-y', z-z_s) \equiv \frac{\partial G}{\partial n}(x, y, z | x', y', z_s) = -2 \frac{\partial}{\partial \alpha} \times \left(\frac{e^{ikC}}{C} \right)_{\alpha=(z-z_s)} \quad (2.46)$$

onde $C = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + \alpha^2}$. Portanto, a equação 2.39 torna-se:

$$\tilde{\psi}(x, y, z) = \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\psi}(x', y', z_s) G'(x-x', y-y', z-z_s) dx' dy' \quad (2.47)$$

A função de Green para espaço livre utilizada quando se considera as ondas irradiadas a partir de um ponto fonte é dada pela expressão $\exp(ikR)/R$, onde $R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}_o|$ e \mathbf{r}_o é relativo às coordenadas do ponto fonte, (Morse e Feshbach, 1953). Percebe-se então, que a expressão 2.45 não é exatamente essa função. Contudo, a expressão 2.46 segue essa forma.

Rescrevendo a equação 2.47 com $z = z_H$, vem:

$$\tilde{\psi}(x, y, z_H) = \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\psi}(x', y', z_s) G'(x-x', y-y', z_H - z_s) dx' dy' \quad (2.48)$$

Visto que $z_H - z_s$ é uma constante, a equação 2.48 é uma convolução bidimensional, e o campo $\tilde{\psi}(x', y', z_s)$ pode ser encontrado em termos do holograma medido $\tilde{\psi}(x, y, z_H)$ com o

auxílio do teorema da convolução. Representando a transformada de Fourier espacial bidimensional por $\hat{\cdot}$, vem:

$$\hat{\tilde{\psi}}(k_x, k_y, z_H) = \int \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\psi}(x, y, z_H) e^{-i(k_x x + k_y y)} dx dy \quad (2.49)$$

Representando também a transformada inversa de Fourier por F^{-1} , e através do teorema da convolução, pode-se rescrever a equação 2.47 como:

$$\tilde{\psi}(x, y, z) = F^{-1} \left[\hat{\tilde{\psi}}(k_x, k_y, z_S) \hat{G}'(k_x, k_y, z - z_S) \right] \quad (2.50)$$

e a equação 2.48 pode ser rescrita como:

$$\hat{\tilde{\psi}}(k_x, k_y, z_H) = \hat{\tilde{\psi}}(k_x, k_y, z_S) \hat{G}'(k_x, k_y, z_H - z_S) \quad (2.51)$$

Escrevendo a equação 2.51 em termos de $\hat{\tilde{\psi}}(k_x, k_y, z_S)$ e substituindo na equação 2.50, vem:

$$\tilde{\psi}(x, y, z) = F^{-1} \left[\hat{\tilde{\psi}}(k_x, k_y, z_S) \left(\frac{\hat{G}'(k_x, k_y, z - z_S)}{\hat{G}'(k_x, k_y, z_H - z_S)} \right) \right] \quad (2.52)$$

A equação 2.52 é a expressão que fornece a reconstrução holográfica do campo acústico tridimensional $\tilde{\psi}(x, y, z)$ em termos da transformada de Fourier dos dados do holograma medido $\hat{\tilde{\psi}}(k_x, k_y, z_H)$.

A partir da equação 2.46, a transformada de Fourier espacial bidimensional \hat{G}' pode ser encontrada explicitamente:

$$\hat{G}(k_x, k_y, z) = \begin{cases} e^{iz(k^2 - k_x^2 - k_y^2)^{1/2}} & , \quad k_x^2 + k_y^2 \leq k^2 \\ e^{-z(k_x^2 + k_y^2 - k^2)^{1/2}} & , \quad k_x^2 + k_y^2 > k^2 \end{cases} \quad (2.53)$$

Quando $k_x^2 + k_y^2 \leq k^2$, as ondas de superfície provenientes do plano z_s se acoplam com ondas planas propagando na região tridimensional $z > z_s$. Essas ondas planas possuem amplitudes $\hat{\psi}(k_x, k_y, z_s)$, e propagam na direção dada pelo vetor onda $(k_x, k_y, \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2})$. O núcleo ou *propagador* na equação 2.50, ou seja, $\hat{G}(k_x, k_y, z - z_s) = \exp\left[i(z - z_s)\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}\right]$ implica na mudança de fase da onda plana na propagação partindo do plano z_s para o plano z .

Quando $k_x^2 + k_y^2 > k^2$ o comprimento de onda das ondas de superfície é menor que $\lambda = 2\pi/k$ de maneira que as ondas planas tridimensionais com comprimento de onda λ partem do plano z_s apenas unindo com as ondas de superfície que possuem comprimentos de onda maiores ou iguais a λ . As ondas de superfície que propagam segundo a hipótese $k_x^2 + k_y^2 > k^2$ se unem com ondas evanescentes que possuem componentes imaginárias z em seu vetor onda, e que decaem exponencialmente na direção z segundo a expressão $\exp\left[-(z - z_s)\sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k^2}\right]$. O contorno no espaço k que separa a região de propagação de ondas planas da região das ondas evanescentes é conhecido como *circulo de radiação*, e definido pela equação $k_x^2 + k_y^2 = k^2$.

As situações descritas nos dois parágrafos acima podem ser melhor compreendidas com o auxílio da figura 2.3, onde o símbolo FT presente nas linhas tracejadas inferiores representa a transformada de Fourier bidimensional que transforma os dados do espaço real que contém o plano x, y para o espaço matemático k , que contém o plano k_x, k_y . O símbolo IFT presente nas

linhas tracejadas superiores, representa a transformada inversa de Fourier e $k_z \equiv \sqrt{|k^2 - k_x^2 - k_y^2|}$.

Como pode ser visto pela figura 2.3, o campo acústico em um plano situado a uma distância z acima do plano z_s é determinado no espaço k multiplicando as amplitudes $\hat{\psi}(k_x, k_y, z_s)$ situadas no interior do círculo de radiação por $\exp(ik_z z)$ e multiplicando as amplitudes situadas no exterior do círculo de radiação por $\exp(-k_z z)$, (Maynard *et al.*, 1985).

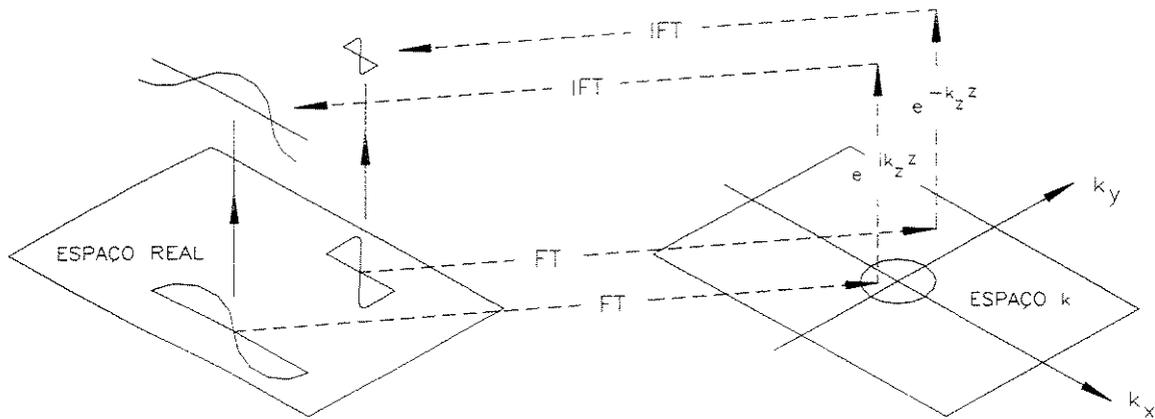


Figura 2.3 – Representação esquemática do processo de reconstrução holográfica ilustrando as ondas que propagam e as ondas evanescentes

Substituindo os termos correspondentes a $\hat{G}(k_x, k_y, z)$, apresentados na equação 2.53 na equação 2.52, vem:

$$\tilde{\psi}(x, y, z) = F^{-1} \left(\hat{\psi}(k_x, k_y, z_H) \begin{cases} e^{ik_z(z-z_H)} & , k_x^2 + k_y^2 \leq k^2 \\ e^{-k_z(z-z_H)} & , k_x^2 + k_y^2 > k^2 \end{cases} \right) \quad (2.54)$$

Nota-se que z_s não aparece na equação 2.54, e também não aparecerá explicitamente em quaisquer expressões finais utilizadas na reconstrução das grandezas acústicas. A função da superfície S na dedução da holografia generalizada é apenas de estabelecer rigorosamente a

região de validade das expressões finais. Nas aplicações reais da holografia generalizada, a superfície definida por z_s é a única superfície paralela à superfície z_H que contém a fonte física geradora do campo acústico.

Redefinindo k_z como sendo uma função complexa de k_x e k_y , vem:

$$k_z = \begin{cases} \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} & , \quad k_x^2 + k_y^2 \leq k^2 \\ i\sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k^2} & , \quad k_x^2 + k_y^2 > k^2 \end{cases} \quad (2.55)$$

A equação 2.54 torna-se, então:

$$\tilde{\psi}(x, y, z) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} [\hat{\psi}(k_x, k_y, z_H) e^{-ik_z z}] \times e^{i(k_x x + k_y y + k_z z)} dk_x dk_y \quad (2.56)$$

A equação 2.56 pode ser rescrita da forma

$$\tilde{\psi}(x, y, z) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{D}(k_x, k_y) e^{i(k_x x + k_y y + k_z z)} dk_x dk_y \quad (2.57)$$

que é a solução geral da equação de Helmholtz 2.29.

2.7 Campo de velocidades das partículas

Logo que o campo de pressão acústica $\tilde{\psi}(x, y, z)$ é determinado, outras grandezas, tal como o gradiente do campo $\nabla \tilde{\psi}(x, y, z)$ podem ser determinadas. O campo de velocidades das partículas pode ser determinado a partir da expressão:

$$\tilde{\mathbf{V}}(\mathbf{r}) = \nabla \tilde{\psi}(\mathbf{r}) / i\mu c k \quad (2.58)$$

onde μ é a densidade do fluido.

Utilizando o operador gradiente na integral presente na equação 2.56, a expressão para as três componentes da velocidade das partículas \mathbf{V}_η , $\eta = x, y, z$, torna-se:

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{V}}_\eta(x, y, z) = & \frac{1}{4\pi^2 \mu c} \int \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\psi}(k_x, k_y, z_H) \\ & \times [(k_\eta/k) e^{ik_z(z-z_H)}] e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \end{aligned} \quad (2.59)$$

2.8 Intensidade acústica

A partir do campo acústico tridimensional $\psi(\mathbf{r}, t)$ e do seu gradiente $\nabla\psi(\mathbf{r}, t)$, pode-se determinar a intensidade acústica, definida por:

$$\mathbf{S}(\mathbf{r}) = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} \psi(\mathbf{r}, t) \mathbf{V}(\mathbf{r}, t) dt \quad (2.60)$$

onde $\psi(\mathbf{r}, t)$ e $\mathbf{V}(\mathbf{r}, t)$ são o campo de pressão e o campo de velocidades das partículas respectivamente, e T é uma escala de tempo apropriada para fontes de ruído ou o período para fontes harmônicas. A intensidade acústica ativa pode ser obtida utilizando-se os campos fornecidos pelas equações 2.59 e 2.56 através da expressão 2.61, que é derivada da expressão acima:

$$\mathbf{S}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} \text{Re}[\tilde{\psi}(\mathbf{r}) \mathbf{V}^*(\mathbf{r})] \quad (2.61)$$

2.9 Transformada de Fourier Discreta Bidimensional

A transformada de Fourier discreta bidimensional pode ser aplicada em superfícies bidimensionais do tipo $\psi(x, y)$, definidas por dados discretizados e igualmente espaçados com resoluções constantes Δx e Δy , onde x e y são as direções ortogonais no domínio bidimensional (Arruda, 1992). Considerando os dados discretizados do campo de pressão acústica ψ_{mn} , a DFT pode ser definida como:

$$\mathbf{U}_{fg} = \frac{1}{M} \frac{1}{N} \sum_{m=0}^{M-1} \sum_{n=0}^{N-1} \psi_{mn} W_M^{-fm} W_N^{-ng} \quad ; \quad f = 0, \dots, M-1; \quad g = 0, \dots, N-1 \quad (2.62)$$

onde $W_M = \exp(i2\pi/M)$ e $W_N = \exp(i2\pi/N)$ são as raízes enésimas unitárias, e \mathbf{U}_{fg} são os coeficientes bidimensionais de Euler-Fourier. Os dados podem ser escritos de forma recíproca como:

$$\psi_{mn} = \sum_{f=0}^{M-1} \sum_{g=0}^{N-1} \mathbf{U}_{fg} W_M^{mf} W_N^{gn} \quad ; \quad m = 0, \dots, M-1; \quad n = 0, \dots, N-1 \quad (2.63)$$

A equação 2.63 mostra que uma DFT bidimensional particular com período M em m e período N em n é o modelo matemático usado para interpolar ψ_{mn} . O efeito da periodização introduz componentes de alta frequência, causando o fenômeno conhecido como *leakage*. A DFT bidimensional é usualmente processada em dois passos, onde em cada passo, DFT's unidimensionais são calculadas. A equação 2.62 pode ser calculada, primeiramente calculando as DFT's unidimensionais das colunas da matriz de dados ψ_{mn} .

$$\mathbf{Z}_{fn} = \frac{1}{M} \sum_{m=0}^{M-1} \psi_{mn} W_M^{-fm} \quad ; \quad f = 0, \dots, M-1; \quad n = 0, \dots, N-1 \quad (2.64)$$

Na sequência, calcula-se as DFT's unidimensionais das linhas da matriz de dados intermediária \mathbf{Z}_{fn} .

$$\mathbf{U}_{fg} = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} \mathbf{Z}_{fn} W_N^{-gn} \quad ; \quad f = 0, \dots, M-1; \quad g = 0, \dots, N-1 \quad (2.65)$$

O alisamento do sinal é alcançado através de filtragem com filtro passa baixa antes de efetuar as DFT's inversas, que também são efetuadas em dois passos. Primeiramente, a filtragem na direção y é feita e q linhas em frequência são mantidas.

$$\mathbf{U}_{fg} = 0 \quad ; \quad g = q+2, q+3, \dots, N-q$$

As DFT's inversas unidimensionais das linhas de \mathbf{U}_{fg} são então efetuadas.

$$\mathbf{Z}_{fn} = \sum_{g=0}^{N-1} \mathbf{U}_{fg} W_M^{gn} \quad ; \quad f = 0, \dots, M-1; \quad n = 0, \dots, N-1 \quad (2.66)$$

Os valores intermediários \mathbf{Z}_{nf} são filtrados, mantendo as primeiras p linhas em frequência.

$$\mathbf{Z}_{fn} = 0 \quad ; \quad f = p+2, p+3, \dots, M-p$$

As linhas $M-p+1, \dots, M$ e $N-q+1, \dots, N$ correspondem às primeiras p e q frequências negativas em x e y respectivamente e não podem ser descartadas. Os dados bidimensionais alisados são finalmente alcançados a partir das DFT's inversas das colunas de \mathbf{Z}_{fn} .

$$\psi_{mn}^{(l)} = \sum_{f=0}^{M-1} \mathbf{Z}_{fn} W_N^{fm} \quad ; \quad m = 0, \dots, M-1; \quad n = 0, \dots, N-1 \quad (2.67)$$

2.10 Série de Fourier Discreta Regressiva

Devido a limitações do número de pontos de medição e devido à presença de ondas evanescentes no campo acústico, torna-se necessário especial atenção a fim de se evitar o problema de *leakage* que pode introduzir erros nos campos reconstruídos.

Esses erros são usualmente minimizados através do uso de técnicas de janelamento, que todavia, reduzem a precisão dos resultados nas bordas da região de medição.

Recentemente, Arruda, 1992 propôs a técnica RDFS que é utilizada neste trabalho em conjunto com a técnica NAH, a fim de minimizar as distorções presentes nos campos reconstruídos.

De forma contrária ao que ocorre na DFT, na RDFS o comprimento original dos dados não é assumido como sendo igual ao período do sinal e o número de linhas de frequência também não é assumido como sendo igual ao número de pontos de dados. Considerando um modelo RDFS bidimensional, têm-se que o campo de pressão acústica ψ_{mn} (onde a dependência da frequência está sendo omitida por simplicidade) é escrito como:

$$\psi_{mn} = \sum_{f=-p}^p \sum_{g=-q}^q \mathbf{U}_{fg} W_M^{mf} W_N^{gn} + \varepsilon_{mn} \quad ; \quad m = 0, \dots, M-1; \quad n = 0, \dots, N-1 \quad (2.68)$$

onde ψ_{mn} representa os dados discretizados com resoluções espaciais constantes Δx e Δy , $W_M = \exp(i2\pi/M)$, $W_N = \exp(i2\pi/N)$ e ε_{mn} representa o ruído contido em ψ_{mn} . O comprimento dos dados em x é $M\Delta x$, mas o período do RDFS é $M\Delta x > M\Delta x$ onde $M \neq M$ e $N \neq N$. Uma redução nos dados é alcançada porque o número de linhas em frequência é $p \ll M$ devido ao baixo número de onda do campo acústico medido. Na direção y , $N\Delta y > N\Delta y$ e $q \ll N$. Os dados $M \times N$ em ψ são representados por uma matriz complexa \mathbf{U}

com elementos \mathbf{U}_{fg} e tamanho $(2p+1) \times (2q+1)$. A técnica RDFS possibilita uma aproximação e não uma interpolação de ψ_{mn} . Portanto, os coeficientes de Euler-Fourier não podem ser calculados pela DFT. Rescrevendo a equação 2.68 em forma matricial, vem:

$$\boldsymbol{\psi} = \mathbf{W}_M \mathbf{U} \mathbf{W}_N + \boldsymbol{\varepsilon} \quad (2.69)$$

A solução por mínimos quadrados é dada por:

$$\mathbf{U} = (\mathbf{W}_M^* \mathbf{W}_M)^{-1} \mathbf{W}_M^* \boldsymbol{\psi} \mathbf{W}_N^* (\mathbf{W}_N \mathbf{W}_N^*)^{-1} \quad (2.70)$$

Onde as matrizes a serem invertidas são relativamente pequenas, $(2p+1) \times (2p+1)$ e $(2q+1) \times (2q+1)$ respectivamente. O campo de pressão acústica livre do ruído $\boldsymbol{\varepsilon}$ é obtido através da equação 2.71.

$$\boldsymbol{\psi}^{(l)} = \mathbf{W}_M \mathbf{U} \mathbf{W}_N \quad (2.71)$$

onde \mathbf{W}_M e \mathbf{W}_N podem ser calculados para a resolução espacial desejada. A redução dos dados é alcançada porque \mathbf{U} representa os dados usando apenas $(2p+1) \times (2q+1)$ valores em lugar dos MN valores originais. Quando a técnica NAH é utilizada em conjunto com a técnica RDFS, deve-se ajustar o período de relaxação $R_x = M/M$ e $R_y = N/N$, além do número de linhas utilizadas no domínio do número de onda, p e q .

Capítulo 3

Aplicações e Resultados

Neste capítulo, é apresentada a metodologia aplicada na obtenção dos dados experimentais usados na reconstrução do campo de pressão acústica, do campo de velocidades das partículas e dos mapas vetoriais de intensidade acústica. Com o objetivo de verificar a técnica NAH, foram feitos alguns experimentos onde foram caracterizadas propriedades vibroacústicas de uma estrutura tipo placa. Com a finalidade de minimizar a influência de ruídos secundários durante as medições, todos os experimentos foram feitos no interior de uma câmara pouco reverberante, citada com maiores detalhes no Apêndice A. Nas montagens experimentais, foram utilizados os equipamentos citados na tabela 3.1.

Equipamento	Modelo
Sistema de aquisição de dados	HP3565S
Software	HP3566A
Amplificador	LDS PA25E
Shaker	LDS 201
Condicionador de sinais	PCB Piezotronics 583A
Condicionador de sinais	PCB Piezotronics 480E09
Transdutor de força	PCB Piezotronics 208A02 s/n 10495
Grade para montagem dos microfones	The Modal Shop Inc. 1110C
Microfones de eletreto de 1/4 "	The Modal Shop Inc. TMS130A10
Pré-amplificadores	The Modal Shop Inc. TMS130P10

Tabela 3.1 – Equipamentos utilizados nos experimentos

3.1 Holografia acústica de um alto-falante

Com o objetivo de avaliar a implementação computacional da técnica NAH, realizou-se um experimento no qual mediou-se o campo de pressão acústica em uma grade com dimensões 450 x 475 mm, afastada 70 mm de uma caixa de som contendo um alto-falante estacionário com diâmetro de 127 mm, localizada no canto inferior esquerdo da referida grade, como pode ser observado na figura 3.1. Foi injetado no alto-falante, um sinal harmônico na frequência de 512 Hz, (Mas *et al.*, 1997). Nesse experimento, utilizou-se um microfone de referência no centro do alto-falante e onze microfones para a medição do campo de pressão acústica igualmente espaçados de 45 mm onde suas posições foram variadas a cada 25 mm na vertical.

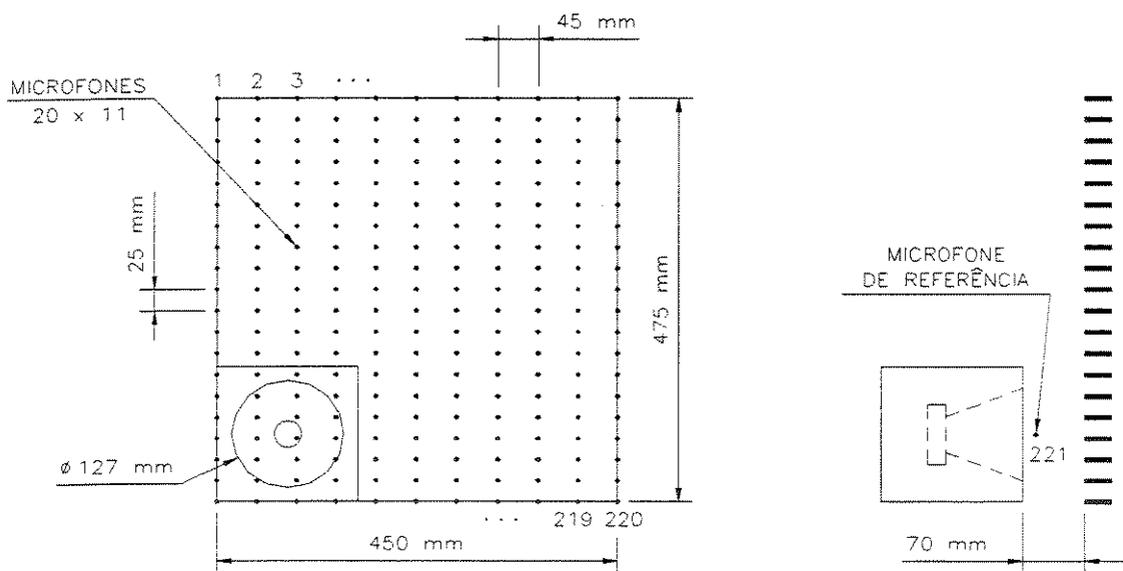


Figura 3.1 – Posicionamento entre o alto-falante e a grade de microfones

A figura 3.2 mostra o esquema geral da montagem do sistema de medição usado neste experimento.

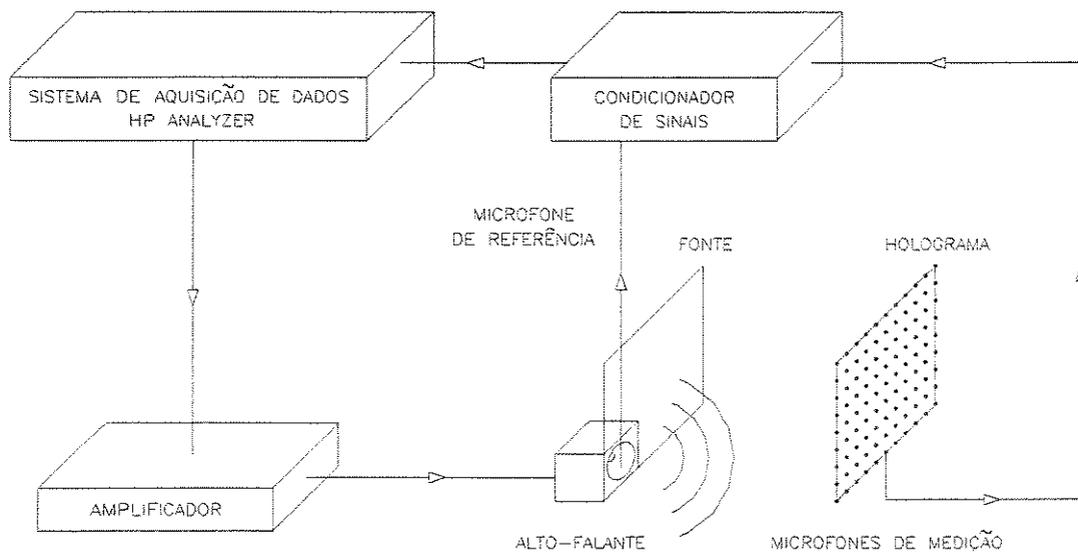


Figura 3.2 – Esquema geral de montagem do experimento do alto-falante

A figura 3.3 mostra a montagem do experimento no interior da câmara pouco reverberante, e a figura 3.4 mostra a montagem dos equipamentos de medição no exterior da câmara pouco reverberante.

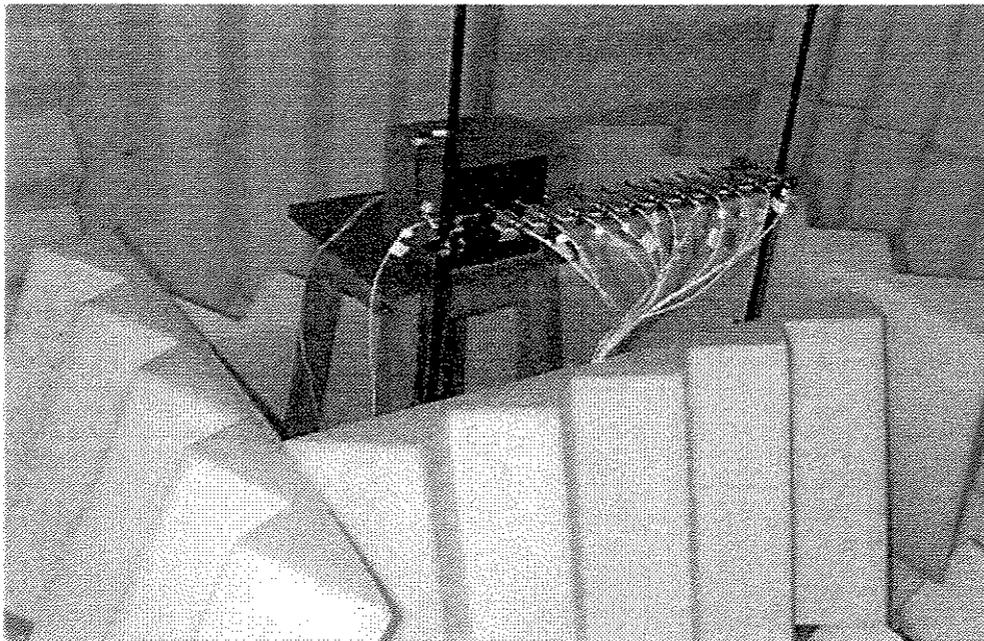


Figura 3.3 – Montagem do experimento no interior da câmara pouco reverberante

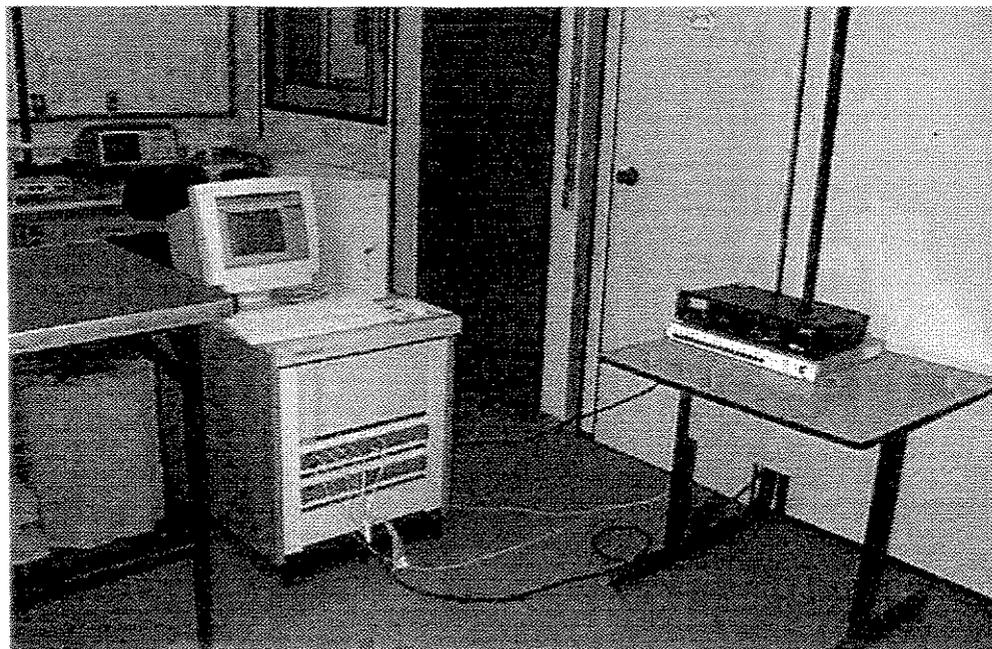


Figura 3.4 – Montagem dos equipamentos de medição no exterior da câmara pouco reverberante

Para garantir a condição de campo próximo, a distância entre o plano fonte e o plano do holograma medido foi inferior a $1/10$ do comprimento de onda de interesse, (Saijyou e Yoshikawa, 1996).

Foi utilizado como entrada para os programas o holograma medido, posição do plano do holograma e do plano de reconstrução, frequência de interesse, espaçamento horizontal e vertical da grade, número de pontos de medição na horizontal e na vertical, velocidade de propagação do som e densidade de massa do fluido. Para a velocidade de propagação do som no ar, foi utilizado $344,2$ m/s, que corresponde à temperatura de 22 °C na câmara pouco reverberante, (Gerges, 1992).

Na implementação computacional, foi utilizado o software MATLAB 4.2 devido a sua praticidade e alta qualidade na geração de imagens bidimensionais e tridimensionais. Parte da

implementação computacional utilizada neste trabalho foi obtida com D. L. Hallman, Purdue University, Herrick Labs.

No processo de medição, foram obtidas 220 FRF's (tomadas entre cada um dos 220 pontos de medida de pressão acústica e o sinal referente ao microfone de referência).

Com base no holograma medido, foi possível reconstruir no plano fonte, o campo de pressão acústica, o campo de velocidades das partículas, o mapa vetorial de intensidade acústica e a radiação acústica partindo do campo próximo em direção ao campo distante. A figura 3.5 mostra o campo de pressão acústica no plano do holograma medido.

As circunferências presentes nas figuras bidimensionais representam a posição real do alto-falante na grade.

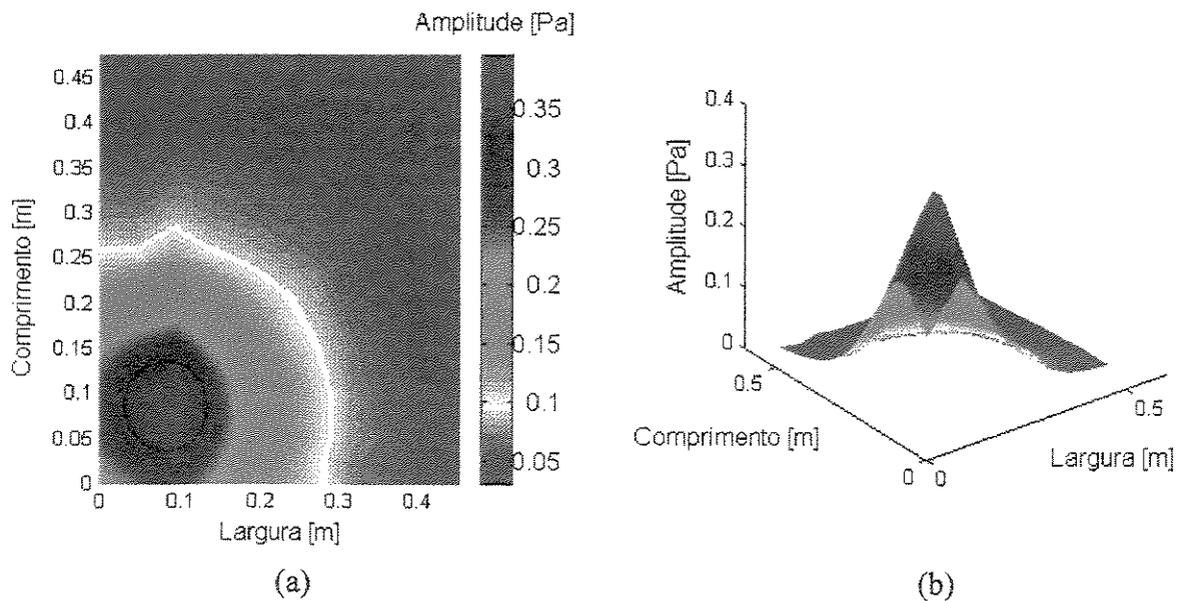


Figura 3.5 – Campo de pressão acústica no plano do holograma medido: (a) planta, (b) perspectiva

A figura 3.6 mostra o campo de pressão acústica no plano fonte reconstruído através da técnica NAH via DFT, e a figura 3.7 mostra o campo de pressão acústica no plano fonte reconstruído através da técnica NAH via RDFS.

Nas figuras que representam as grandezas obtidas via DFT, nota-se que a fonte é mostrada estando deslocada em relação à posição real do alto-falante na grade. Isto se deve ao fato de que a técnica NAH via DFT introduz erros maiores nos hologramas reconstruídos devido ao problema de *leakage* que ocorre no processo de janelamento do sinal medido. Estas distorções são minimizadas quando tais grandezas são reconstruídas através da técnica NAH via RDFS.

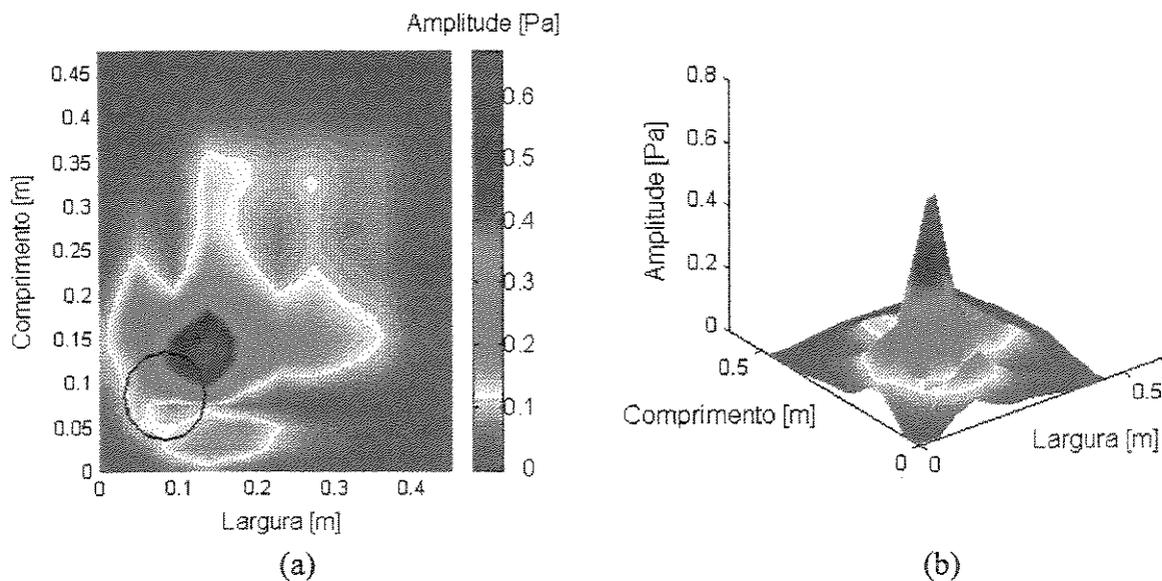


Figura 3.6 – Campo de pressão acústica no plano fonte via DFT: (a) planta, (b) perspectiva

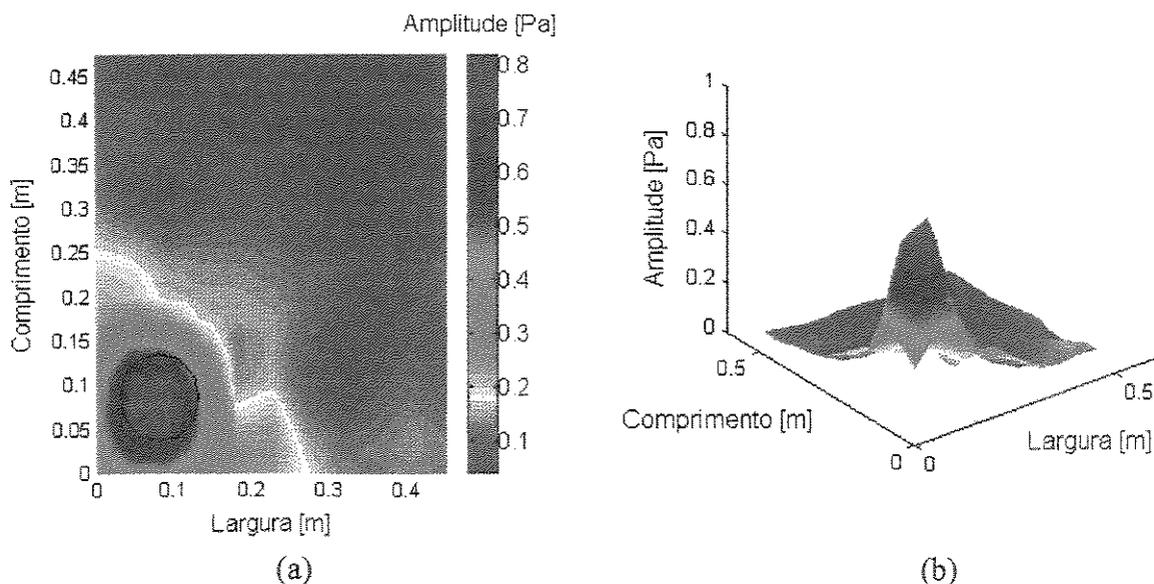


Figura 3.7 – Campo de pressão acústica no plano fonte via RDFS: (a) planta, (b) perspectiva

A figura 3.8 mostra o campo de velocidades das partículas no plano fonte reconstruído através da técnica NAH via DFT, e a figura 3.9 mostra o campo de velocidades das partículas no plano fonte reconstruído através da técnica NAH via RDFS.

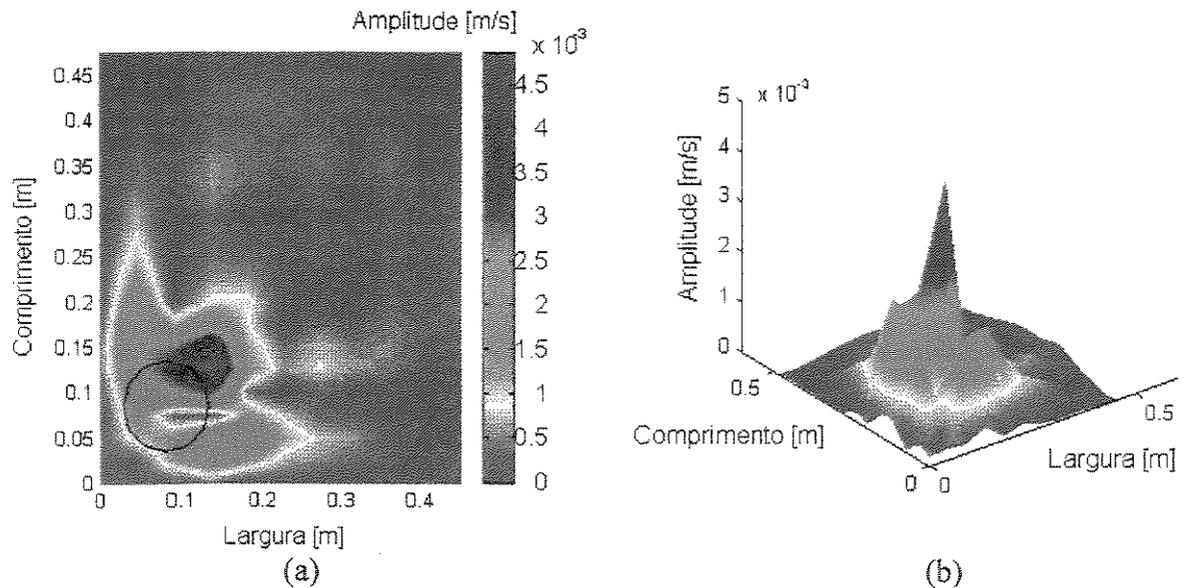


Figura 3.8 – Campo de velocidades das partículas no plano fonte via DFT:

(a) planta, (b) perspectiva

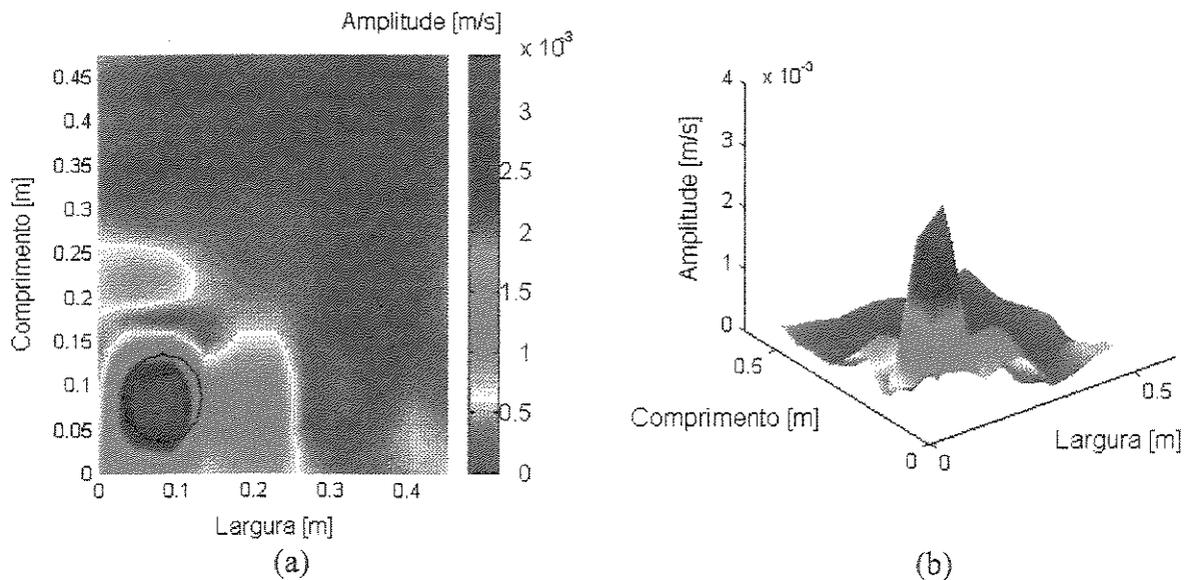
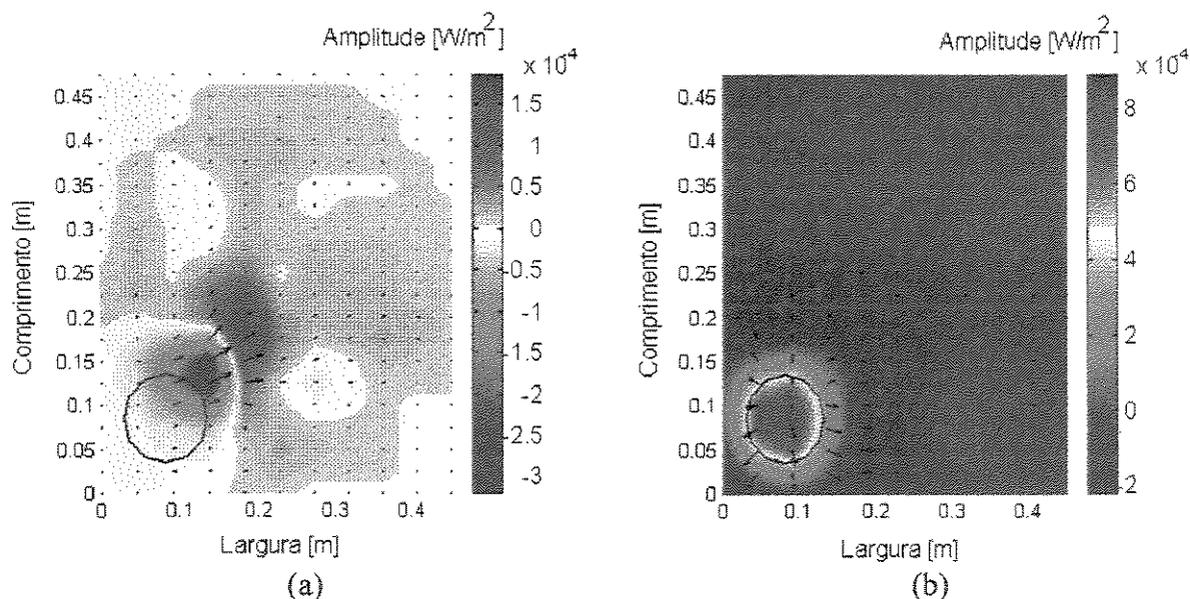


Figura 3.9 – Campo de velocidades das partículas no plano fonte via RDFS:

(a) planta, (b) perspectiva

A figura 3.10 mostra os mapas vetoriais de intensidade acústica ativa no plano fonte calculados a partir dos campos de pressão acústica e dos campos de velocidades das partículas, ambos reconstruídos no plano fonte.



**Figura 3.10 – Mapas vetoriais de intensidade acústica ativa no plano fonte:
(a) via DFT, (b) via RDFS**

A figura 3.11 representa a radiação acústica reconstruída através da técnica NAH via DFT e via RDFS em um plano vertical, perpendicular ao plano do alto-falante (plano fonte) e que passa pelo centro do mesmo. Para isso, foram reconstruídos trinta hologramas dentro de uma faixa de 0 a 150 mm, a cada 5 mm. Cada um dos trinta hologramas reconstruídos corresponde a uma matriz contendo valores de pressão acústica em pontos discretos (com espaçamentos iguais aos da grade de medição). Para cada matriz, conservou-se apenas as colunas referentes ao plano perpendicular ao plano fonte de forma que na figura 3.11, são apresentadas as sucessivas plotagens dessas colunas. O eixo horizontal mostra as posições onde os hologramas foram reconstruídos, com exceção da posição 15, onde o holograma medido está sendo mostrado. O eixo vertical mostra as posições ocupadas pela linha de microfones durante o experimento. A descrição contida neste parágrafo pode ser melhor compreendida com o auxílio da figura 3.12.

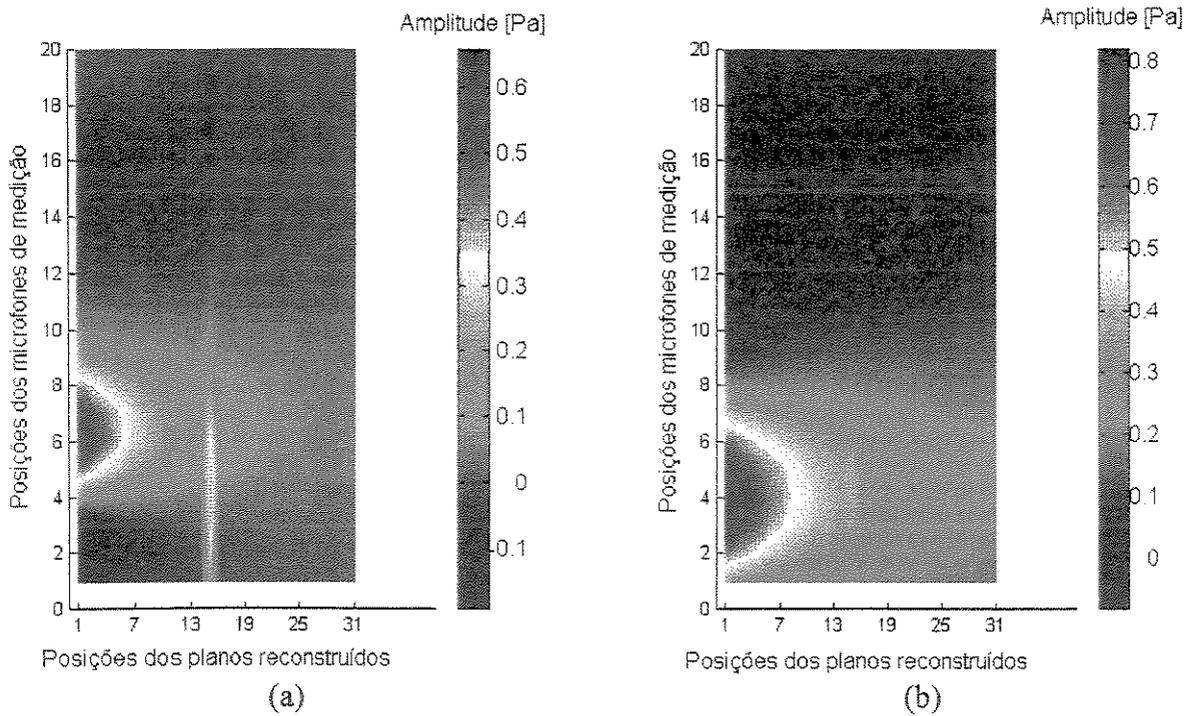


Figura 3.11 – Radiação acústica para o ambiente: (a) via DFT, (b) via RDFS

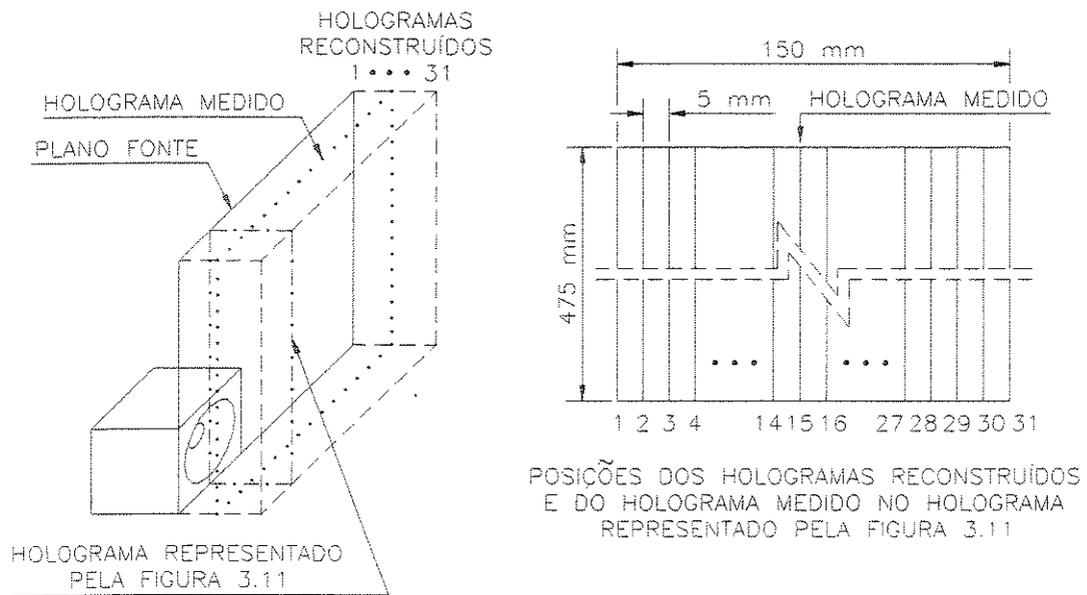


Figura 3.12 – Representação espacial do holograma mostrado na figura 3.11

Na figura 3.11 (a), a descontinuidade existente na posição 15 é mais acentuada quando comparada com a figura 3.11 (b). Isto se deve ao fato de que a técnica NAH via DFT introduz erros maiores nos hologramas reconstruídos devido ao problema de *leakage* que ocorre no processo de janelamento do sinal medido, como comentado anteriormente. Estes resultados confirmam aqueles obtidos por Mas *et al.*, 1997.

Neste experimento, foi possível avaliar a implementação computacional feita no software MATLAB onde evidenciou-se que a implementação computacional funciona a contento. Este experimento também mostra que a técnica NAH via RDFS pode ser usada como uma ferramenta para a localização de fontes acústicas e na análise da radiação acústica para o ambiente proveniente de tais fontes.

3.2 Holografia acústica de uma placa livre

Foi feito um experimento com o objetivo de analisar o campo acústico gerado por uma placa vibrando sob excitação aleatória, e com isso, descrever características vibroacústicas da placa a partir da reconstrução do campo de pressão acústica no plano fonte, ou seja, na placa. O campo de pressão acústica foi medido sobre uma grade com as mesmas dimensões da placa, ou seja, 213 x 672 mm, afastada de 20 mm da placa, como pode ser observado na figura 3.13. Nesse experimento, utilizou-se um transdutor de força como referência e nove microfones para a medição do campo de pressão acústica igualmente espaçados de 26.5 mm onde suas posições foram variadas a cada 25 mm na vertical. O material da placa é alumínio, e sua espessura é 3,175 mm. Para os cálculos teóricos, foram utilizados valores tabelados com módulo de elasticidade de 71,7 GPa, módulo de rigidez de 26,8 Gpa e densidade de 2800 kg/m³, (Norton, 1998).

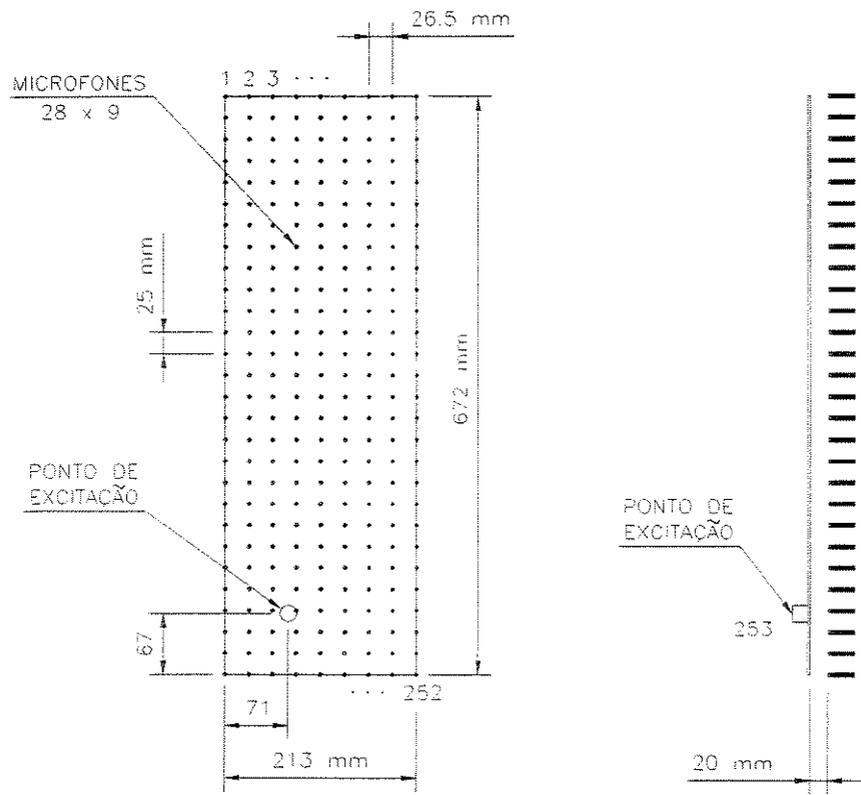


Figura 3.13 – Posicionamento entre a placa e a grade de microfones

A faixa de frequências considerada no experimento foi de 0 a 400 Hz, onde foram observadas nove frequências naturais de vibração da placa. Com base no holograma medido, foi possível, para cada frequência natural contida na faixa de 0 a 400 Hz, reconstruir na fonte, o campo de pressão acústica, o campo de velocidades das partículas, o mapa vetorial de intensidade acústica e a radiação acústica partindo do campo próximo em direção ao campo distante. Algumas dessas grandezas são mostradas no decorrer desse capítulo e comparadas com previsões teóricas.

A figura 3.14 mostra o esquema geral da montagem do sistema de medição usado neste experimento.

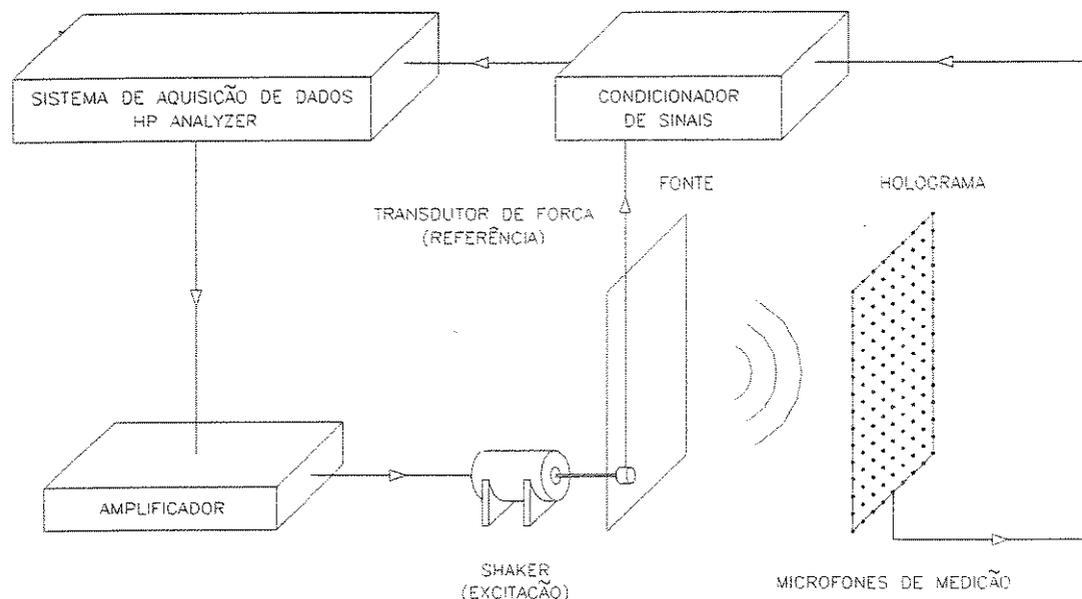


Figura 3.14 – Esquema geral de montagem do experimento da placa

Os equipamentos destinados à aquisição dos sinais e monitoramento do experimento via software ficaram no exterior da câmara pouco reverberante, a fim de evitar reverberação e ruído secundário no interior da mesma.

A figura 3.15 mostra a montagem do experimento no interior da câmara pouco reverberante, a figura 3.16 mostra detalhes da fixação do excitador eletrodinâmico e conexão do transdutor de força com a estrutura, e a figura 3.17 mostra detalhes do arranjo de microfones.

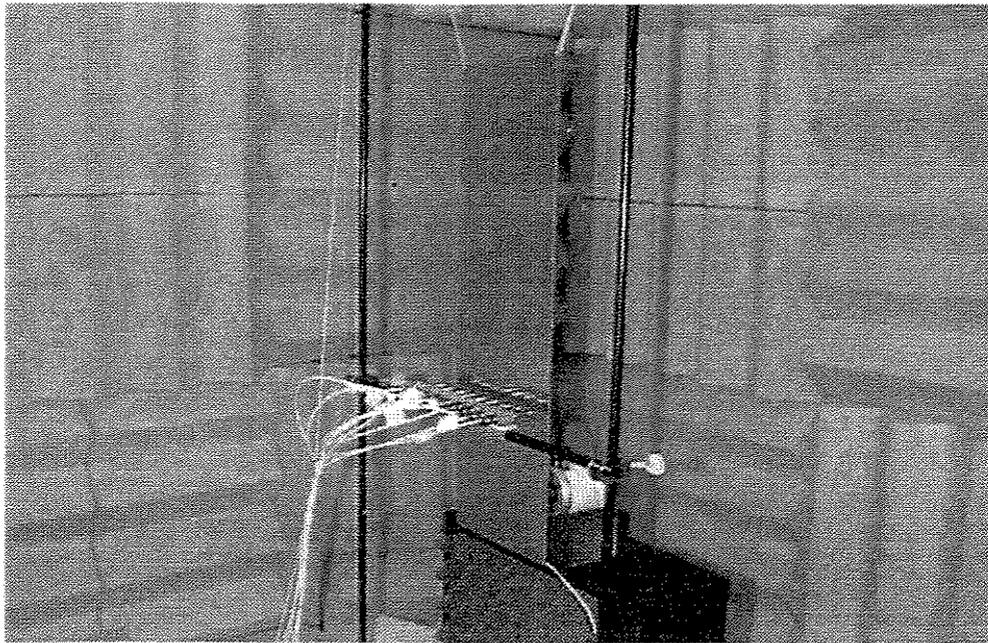


Figura 3.15 – Montagem do experimento no interior da câmara pouco reverberante

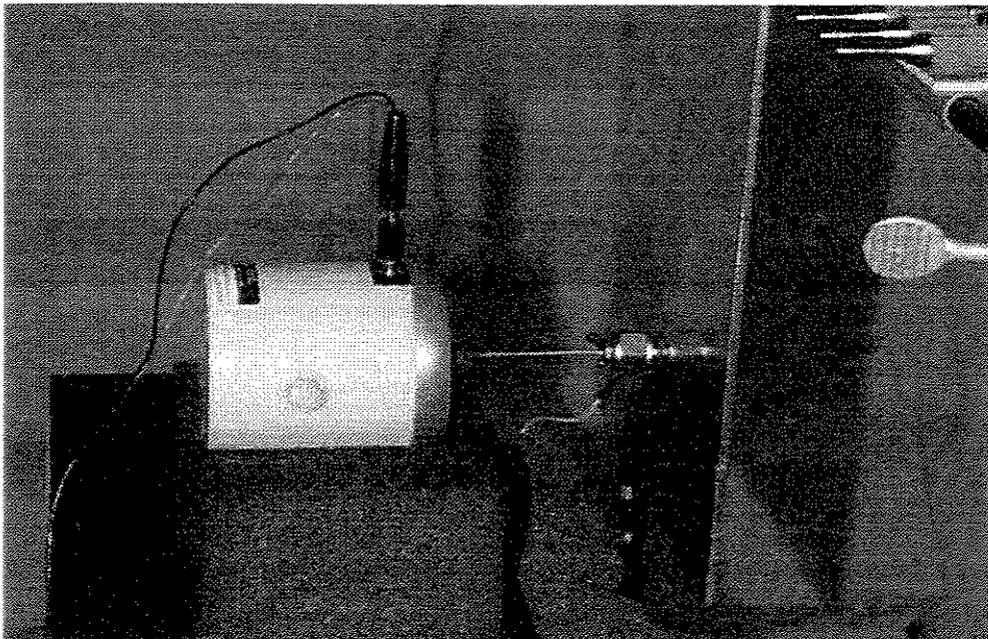


Figura 3.16 – Fixação do excitador eletrodinâmico e conexão do transdutor de força com a estrutura

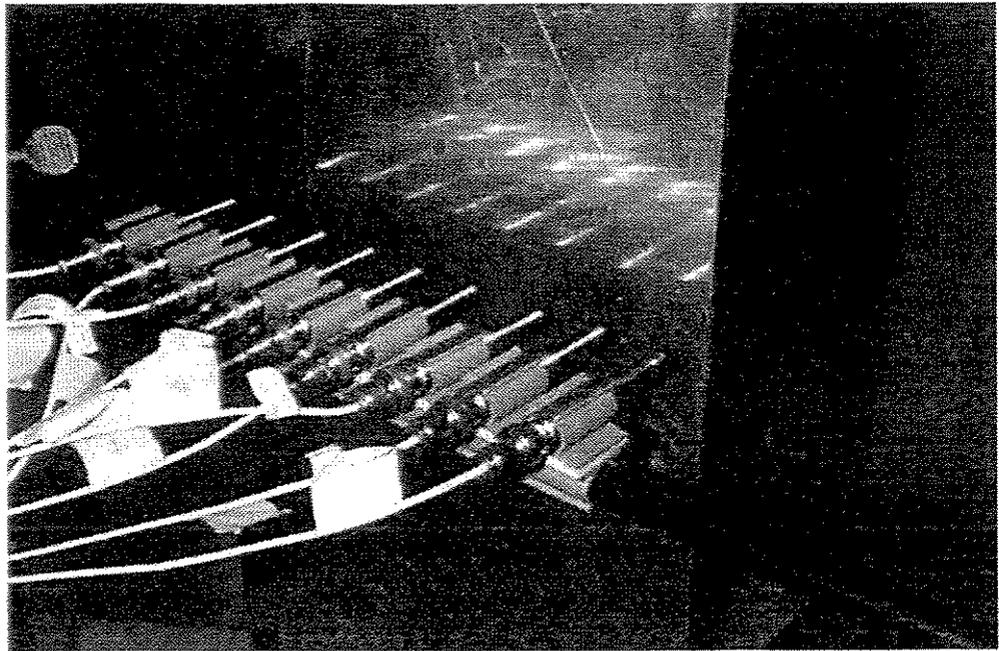


Figura 3.17 – Arranjo de microfones

No processo de medição, foram obtidas 252 FRF's (tomadas entre cada um dos 252 pontos de medida de pressão acústica e o sinal referente ao transdutor de força). A figura 3.18 mostra uma Função de Resposta em Frequência típica desse experimento, ($H_{169,253}$). Observa-se nesta figura, que a coerência possui um comportamento adequado, permitindo a confiabilidade da FRF mostrada.

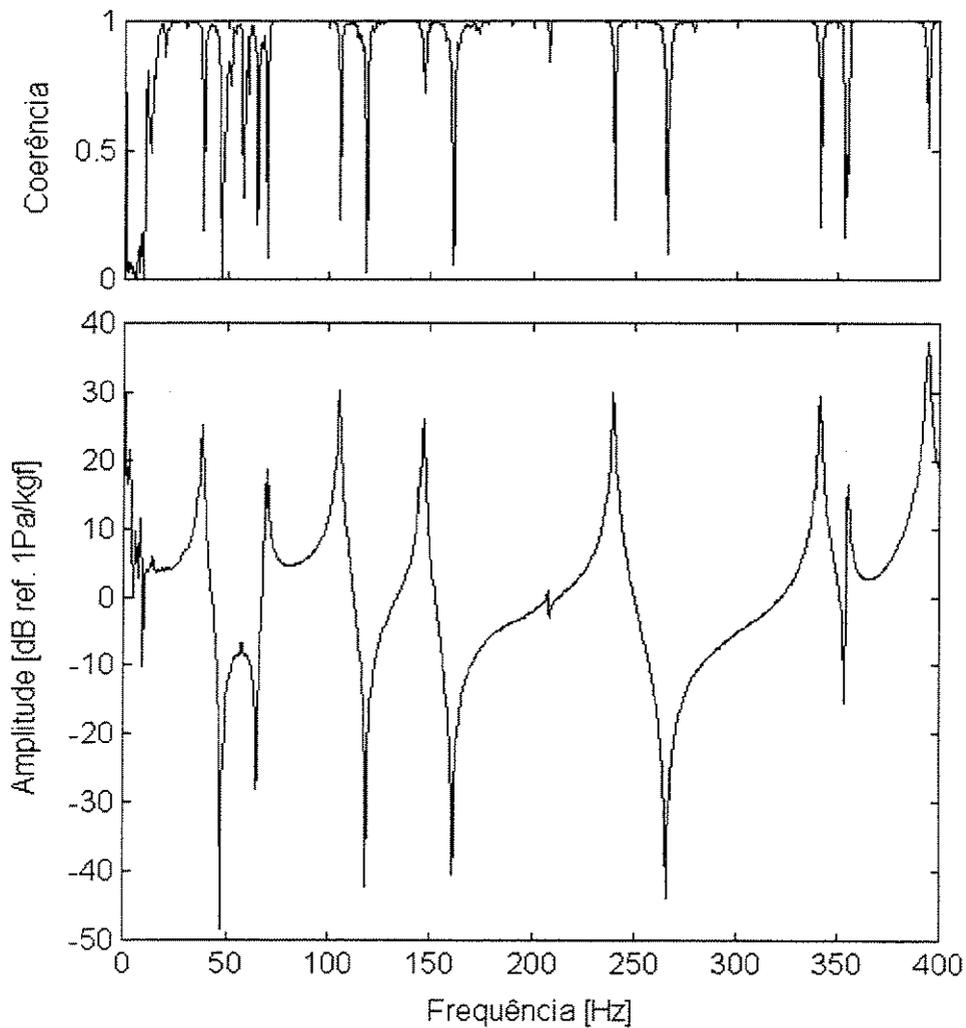


Figura 3.18 – Função de Resposta em Frequência típica $H_{169,253}$ do experimento da placa

3.3 Investigação das diferenças nos processos de reconstrução dos campos de pressão acústica

Com o objetivo de investigar as diferenças na reconstrução dos campos de pressão acústica através da técnica NAH via RDFS, foi feito um experimento onde são comparados os hologramas medidos com os respectivos hologramas reconstruídos. Neste experimento, foi

introduzido um furo cilíndrico na mesma placa analisada anteriormente, como mostra a figura 3.19. Isto foi feito a fim de possibilitar a utilização dos mesmos dados em trabalhos futuros para detectar falhas estruturais.

Inicialmente, mediu-se o campo de pressão acústica a 20 mm da superfície da placa (plano fonte) e utilizou-se o mesmo na reconstrução do campo de pressão nas posições de 10 mm, 20 mm e 130 mm da superfície da placa respectivamente. Na sequência, mediu-se também o campo de pressão acústica nas posições de 10 mm e 130 mm da superfície da placa. Comparou-se então, os respectivos campos medidos e reconstruídos nas três posições distintas, onde a diferença percentual foi calculada pela expressão:

$$\text{diferença \%} = \frac{|\mathbf{P}_M| - |\mathbf{P}_R|}{\|\mathbf{P}_M\|} \times 100 \quad (3.1)$$

onde $|\mathbf{P}_M|$ e $|\mathbf{P}_R|$ são matrizes contendo os valores absolutos dos hologramas medido e reconstruído, respectivamente; e $\|\mathbf{P}_M\|$ representa a norma de Frobenius da matriz do holograma medido. Este experimento foi conduzido da mesma forma como o do item 3.2.

O procedimento descrito acima foi feito para os campos de pressão acústica na primeira frequência natural de vibração da placa.

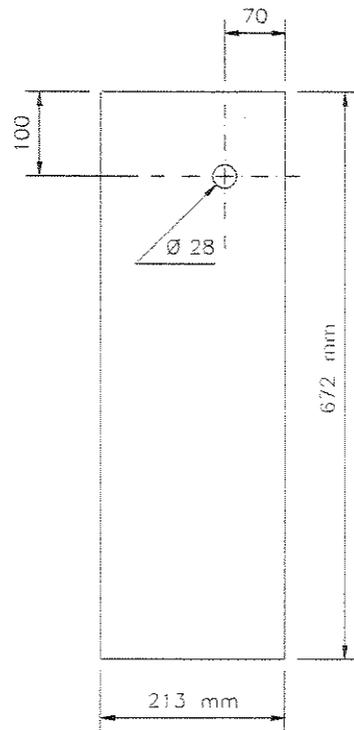


Figura 3.19 – Placa com furo cilíndrico

As figuras 3.20 e 3.21 mostram os campos de pressão acústica a 10 mm da fonte.

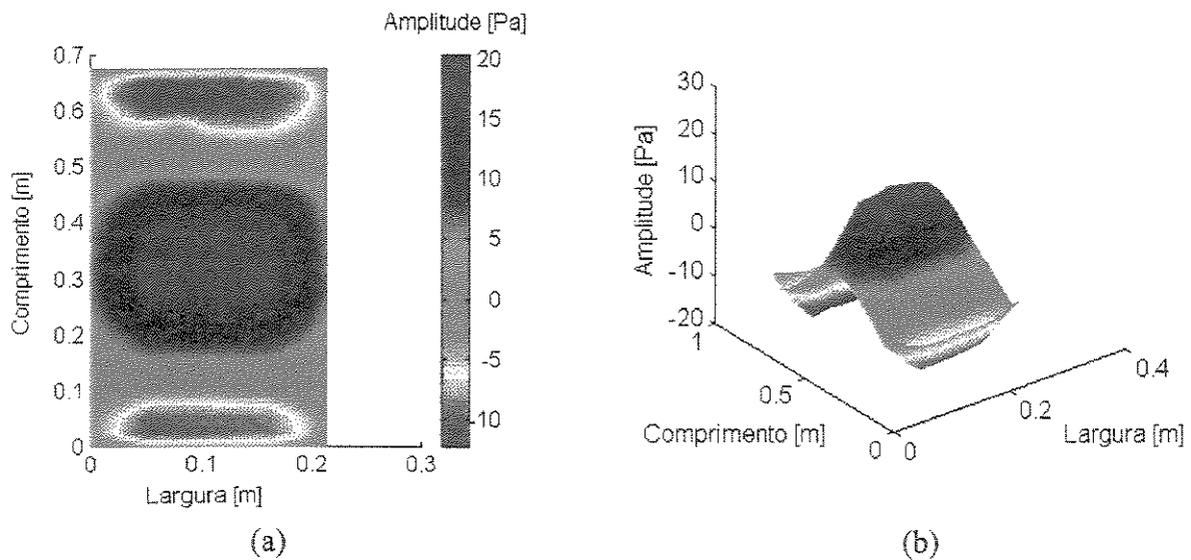


Figura 3.20 – Campo de pressão acústica medido a 10 mm da fonte: (a) planta, (b) perspectiva

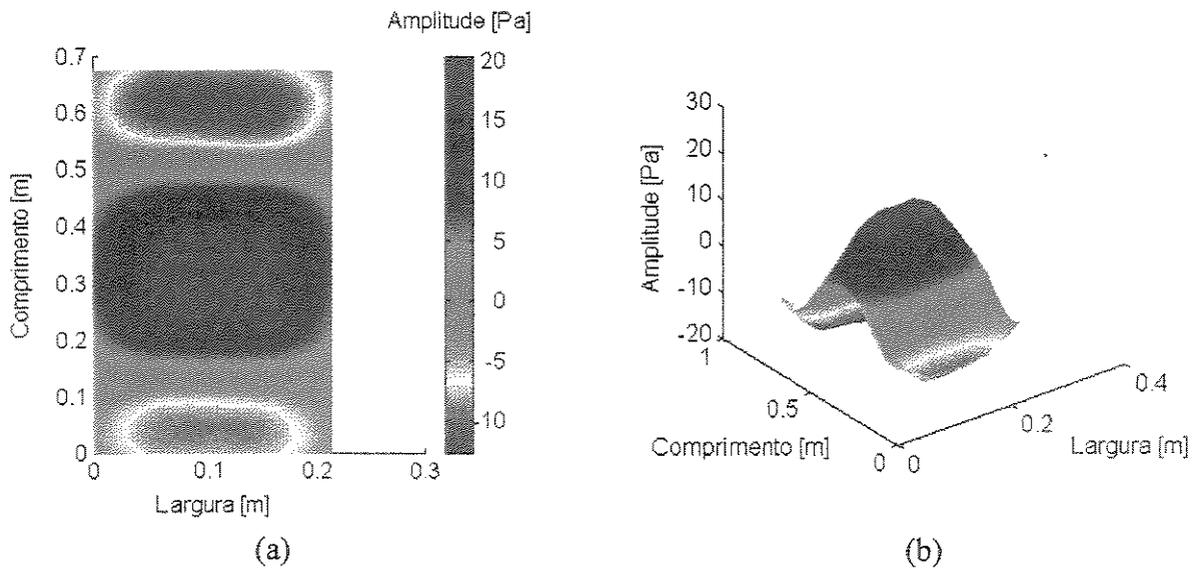


Figura 3.21 – Campo de pressão acústica reconstruído a 10 mm da fonte: (a) planta, (b) perspectiva

A figura 3.22 mostra a diferença percentual entre o campo de pressão acústica medido e o campo de pressão acústica reconstruído a 10 mm da fonte.

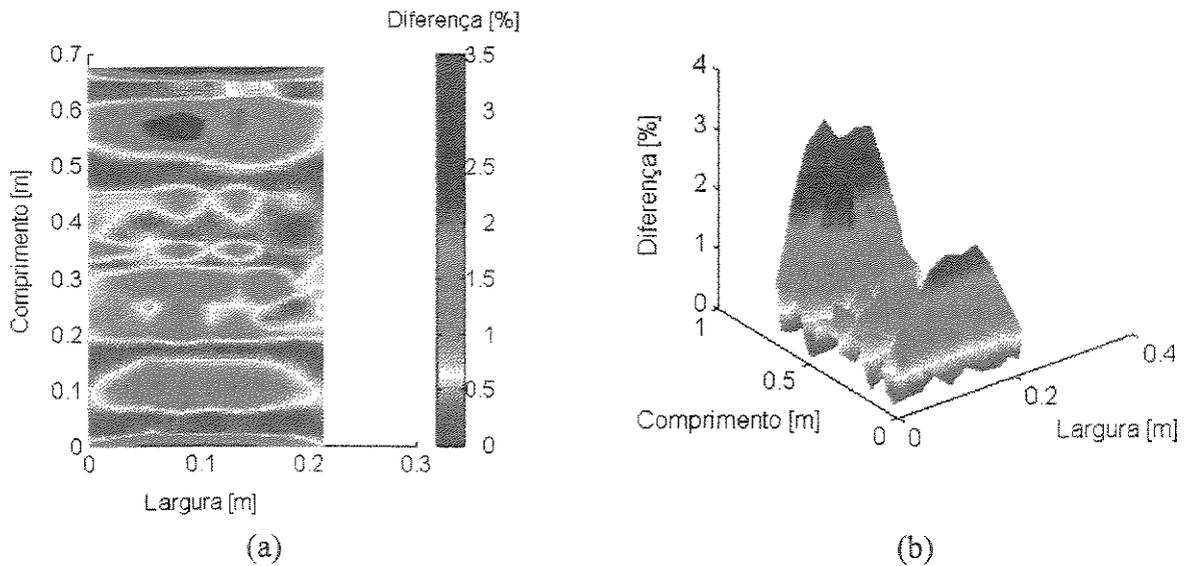


Figura 3.22 – Diferença percentual entre os campos de pressão acústica situados a 10 mm da fonte: (a) planta, (b) perspectiva

As figuras 3.23 e 3.24 mostram os campos de pressão acústica a 20 mm da fonte.

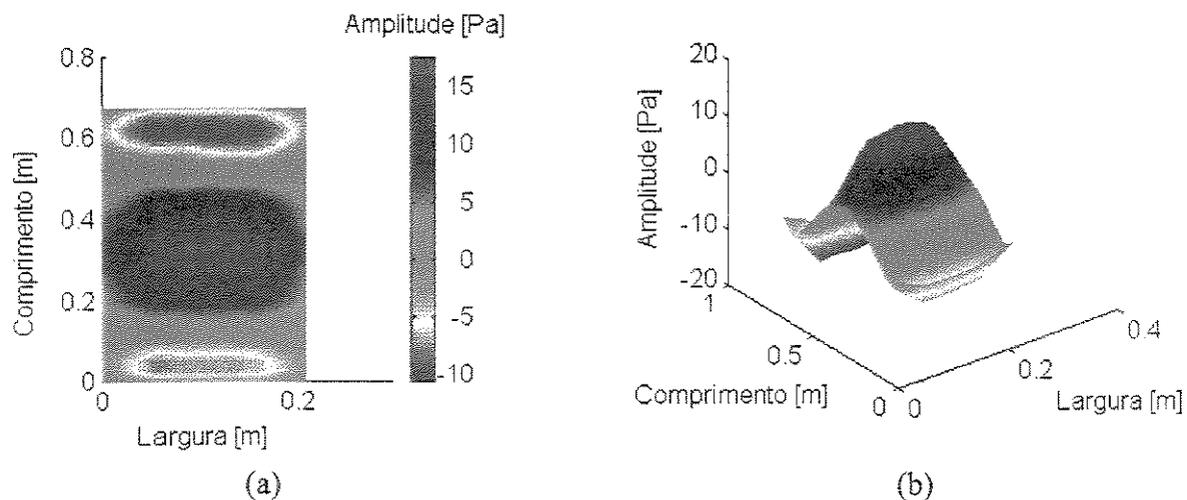


Figura 3.23 – Campo de pressão acústica medido a 20 mm da fonte: (a) planta, (b) perspectiva

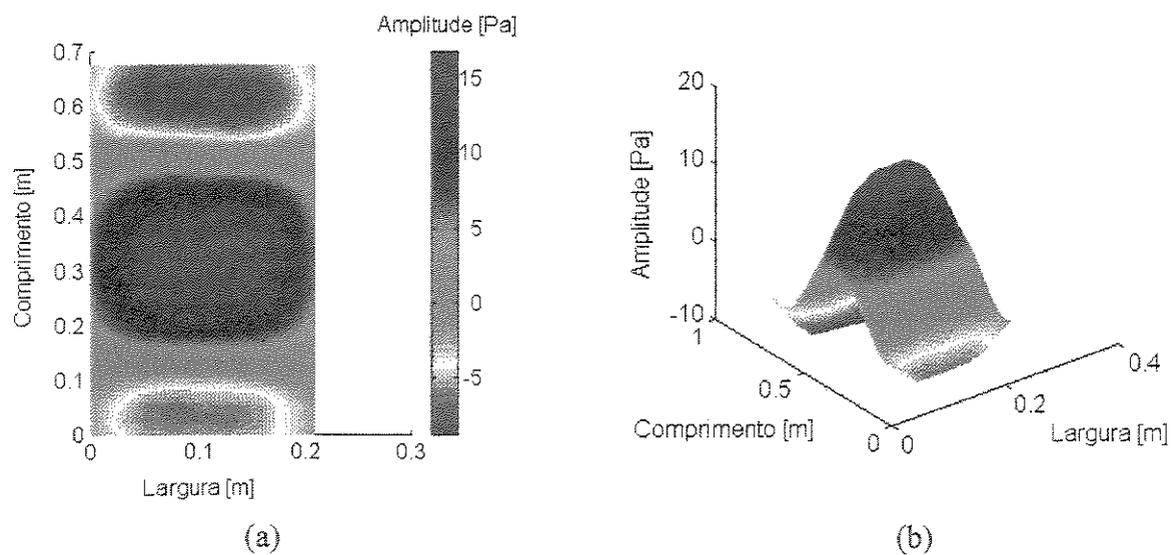


Figura 3.24 – Campo de pressão acústica reconstruído a 20 mm da fonte: (a) planta, (b) perspectiva

A figura 3.25 mostra a diferença percentual entre o campo de pressão acústica medido e o campo de pressão acústica reconstruído a 20 mm da fonte.

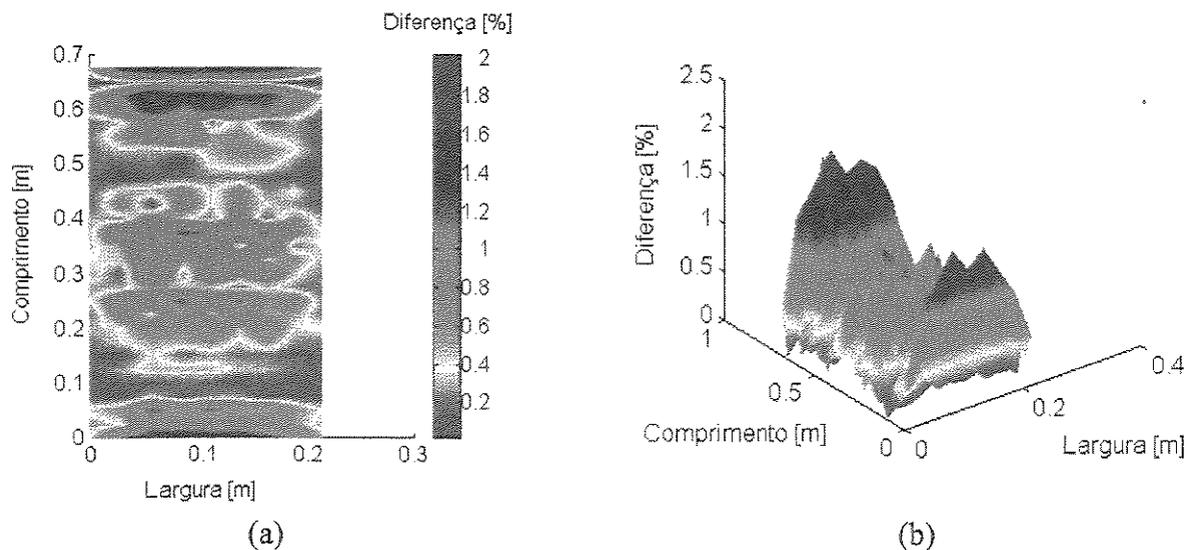


Figura 3.25 – Diferença percentual entre os campos de pressão acústica situados a 20 mm da fonte: (a) planta, (b) perspectiva

As figuras 3.26 e 3.27 mostram os campos de pressão acústica a 130 mm da fonte.

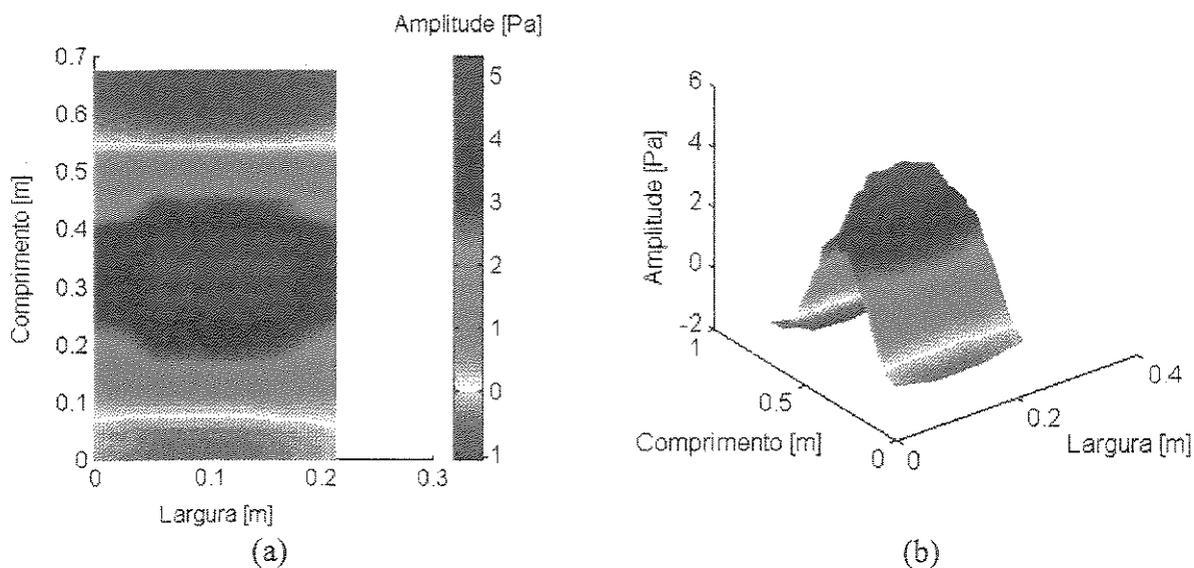


Figura 3.26 – Campo de pressão acústica medido a 130 mm da fonte: (a) planta, (b) perspectiva

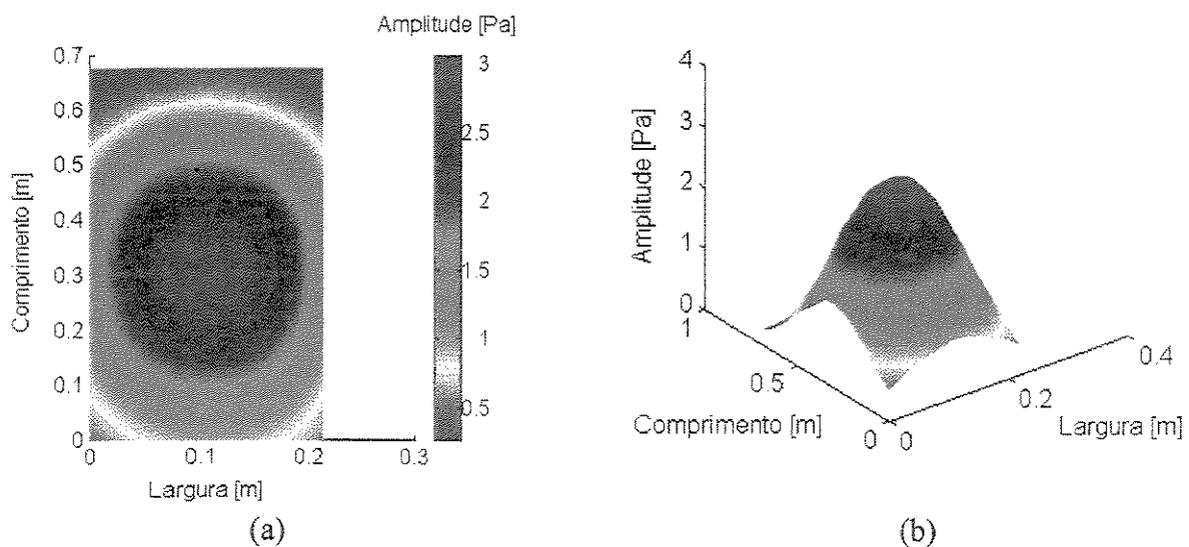


Figura 3.27 – Campo de pressão acústica reconstruído a 130 mm da fonte: (a) planta, (b) perspectiva

A figura 3.28 mostra a diferença percentual entre o campo de pressão acústica medido e o campo de pressão acústica reconstruído a 130 mm da fonte.

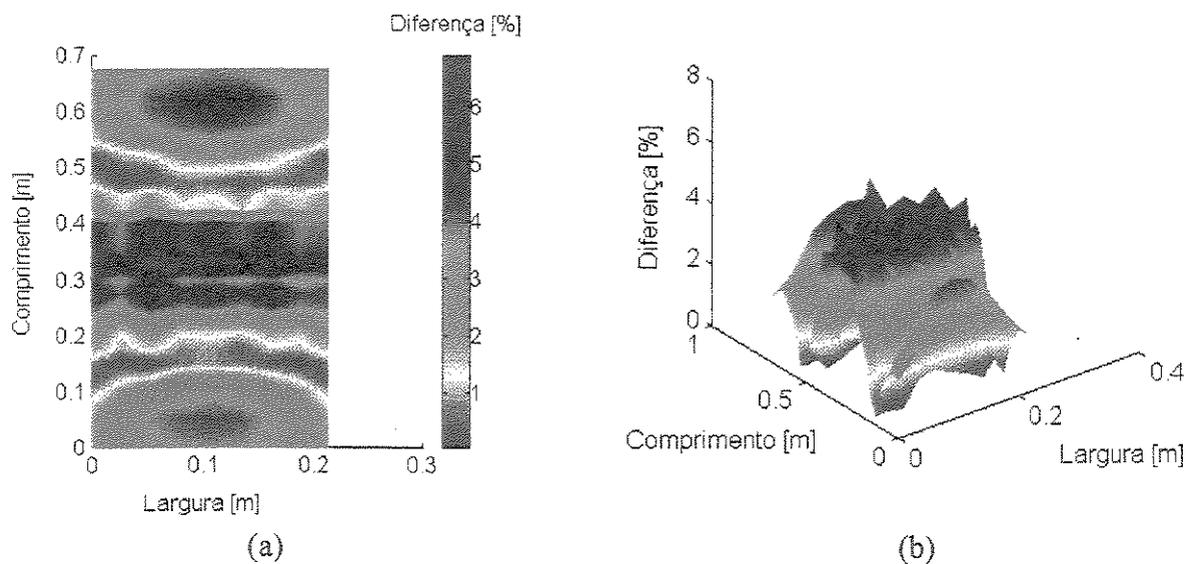


Figura 3.28 – Diferença percentual entre os campos de pressão acústica situados a 130 mm da fonte: (a) planta, (b) perspectiva

As figuras 3.22, 3.25 e 3.28 mostram as diferenças entre os campos de pressão acústica medidos e reconstruídos no mesmo plano para três posições distintas. É possível ver que a diferença percentual máxima é inferior a 4% nos planos a 10 mm e 20 mm da fonte e inferior a 7% no plano a 130 mm da fonte.

3.4 Comparação entre os resultados reconstruídos através da técnica NAH e as previsões via softwares comerciais

Efetuaram-se duas análises no software SYSNOISE 5.1, considerando em princípio a placa no vácuo e em seguida considerando a interação entre a placa e o meio fluido através do uso do Método dos Elementos Finitos para a placa e do Método dos Elementos de Contorno para o fluido. Essas análises foram feitas no domínio da frequência, com elementos do tipo placa (PLATE). Foi utilizado como entrada, a densidade de massa do fluido, velocidade do som no meio fluido, características geométricas da placa e propriedades do material. A malha utilizada nesta análise possui poucos elementos devido a limitação da versão do software SYSNOISE utilizada e é representada pela figura 3.29.

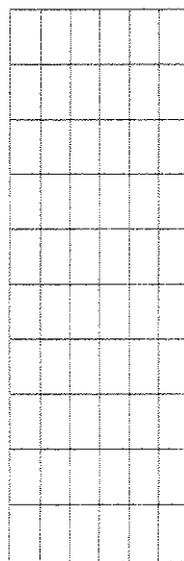


Figura 3.29 – Malha utilizada no software SYSNOISE com 6 x 10 elementos

Efetou-se também uma análise da placa no software ANSYS 5.4 considerando a placa no vácuo, com o objetivo de comparar as frequências naturais e modos de vibrar obtidos nesta análise com os resultados experimentais e com os resultados provenientes do software SYSNOISE. Utilizou-se no software ANSYS, elementos quadrangulares de casca (SHELL 63) em uma análise que utilizou o Método dos Elementos Finitos, cuja malha é representada pela figura 3.30.

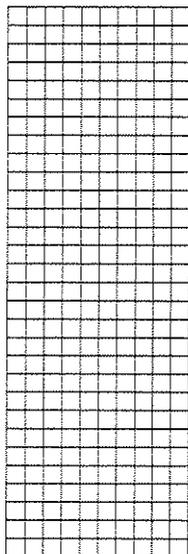


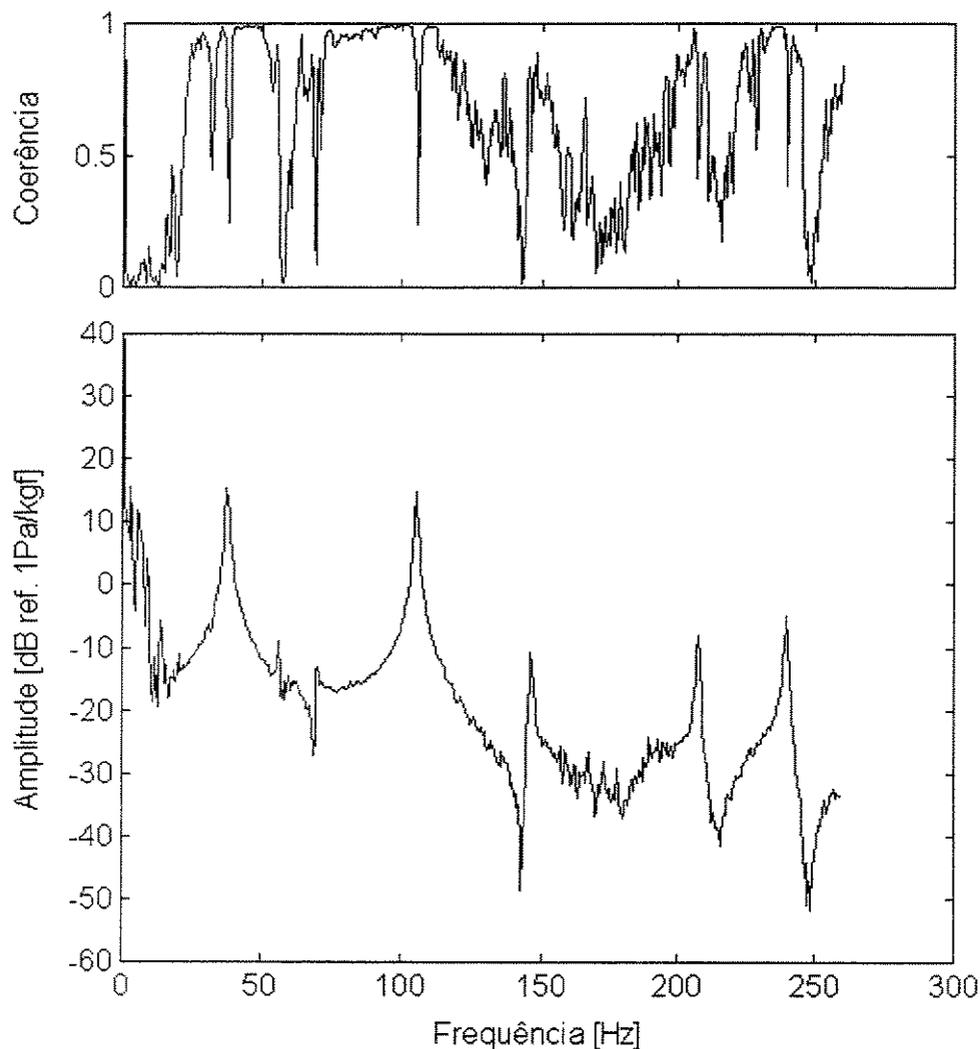
Figura 3.30 – Malha utilizada no software ANSYS com 10 x 30 elementos

As frequências naturais obtidas experimentalmente e as frequências obtidas através dos softwares ANSYS e SYSNOISE, (ambas em Hz), bem como suas diferenças percentuais, são mostradas na tabela 3.2.

Estrutura no Fluido			Estrutura no Vácuo			Diferença % Fluido - Vácuo no SYSNOISE
Experimental	SYSNOISE	Dif. [%]	ANSYS	SYSNOISE	Dif. [%]	
37,41	36,56	2,32	37,71	36,74	2,64	0,49
67,90	69,22	1,91	71,52	69,41	3,04	0,27
105,31	101,06	4,21	105,03	101,47	3,51	0,40
146,88	144,20	1,86	151,10	144,54	4,54	0,24
207,85	200,07	3,89	207,31	200,70	3,29	0,31
239,72	230,89	3,82	246,15	231,33	6,41	0,19
340,88	329,82	3,35	341,86	330,31	3,50	0,15
356,12	332,40	7,14	363,35	333,12	9,07	0,22
393,53	367,15	7,19	392,65	368,04	6,69	0,24

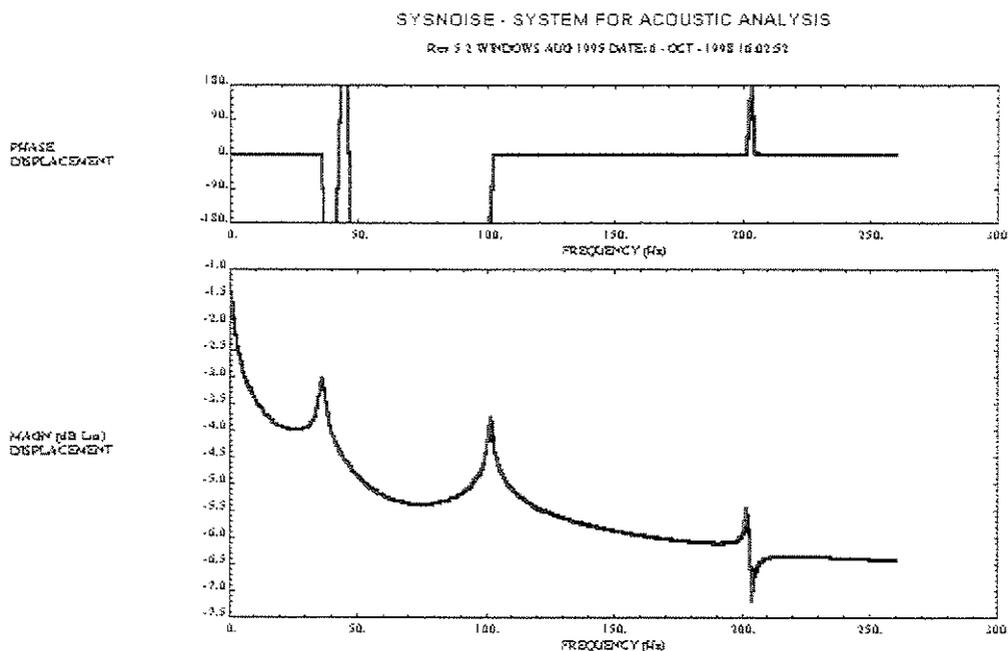
Tabela 3.2 – Frequências naturais da placa

A figura 3.31 mostra a Função de Resposta em Frequência experimental $H_{5,253}$, na faixa de frequências de 0 a 260 Hz. A posição 5 é o ponto médio da borda superior da placa, como pode ser visto através da figura 3.13. Esta posição foi escolhida por ser uma das únicas onde a grade de microfones coincide com a malha utilizada no software SYSNOISE. Como a posição 5 está na borda da placa, a qualidade da FRF representada pela figura 3.31 é ligeiramente inferior à da FRF da figura 3.18, principalmente na faixa de frequências de 150 a 200 Hz.



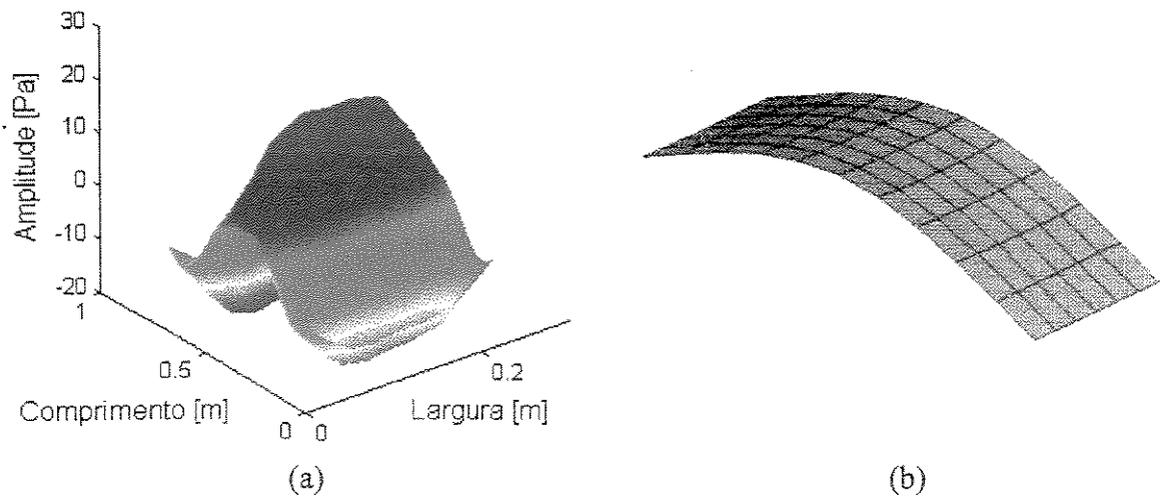
**Figura 3.31 – Função de Resposta em Frequência $H_{5,253}$
do experimento da placa**

A figura 3.32 mostra a Função de Resposta em Frequência $H_{5,253}$, na faixa de frequências de 0 a 260 Hz, obtida através do software SYSNOISE. Visto que a posição 5 está sobre a linha nodal dos modos de torção da placa, na dimensão de 672 mm, pode-se observar nas FRF's das figuras 3.31 e 3.32 que as únicas frequências naturais claramente definidas são as que correspondem aos modos puros de flexão da placa. No entanto, a FRF experimental da figura 3.31 fornece também uma indicação das outras três frequências naturais contidas na faixa de frequências de 0 a 260 Hz.

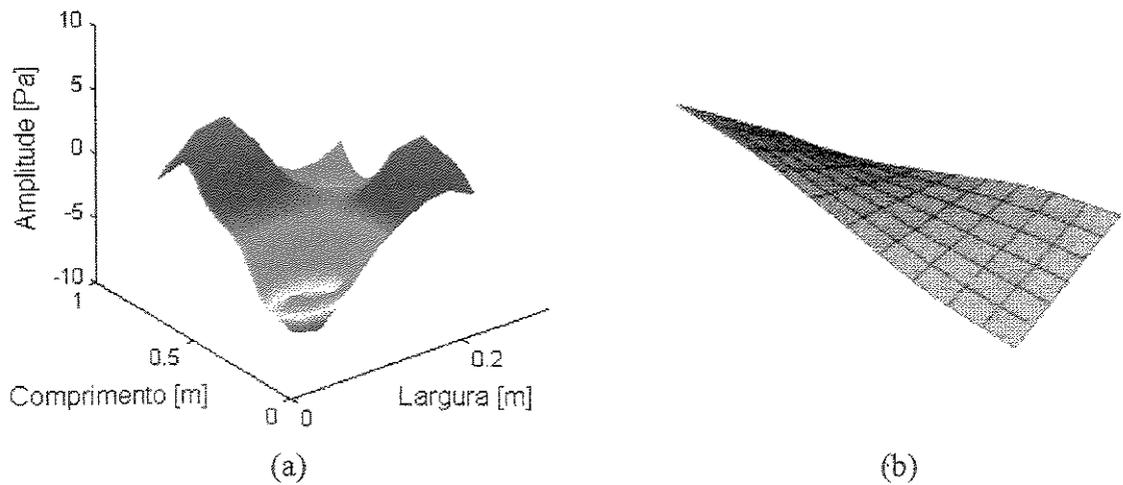


**Figura 3.32 – Função de Resposta em Frequência $H_{5,253}$
obtida através do software SYSNOISE**

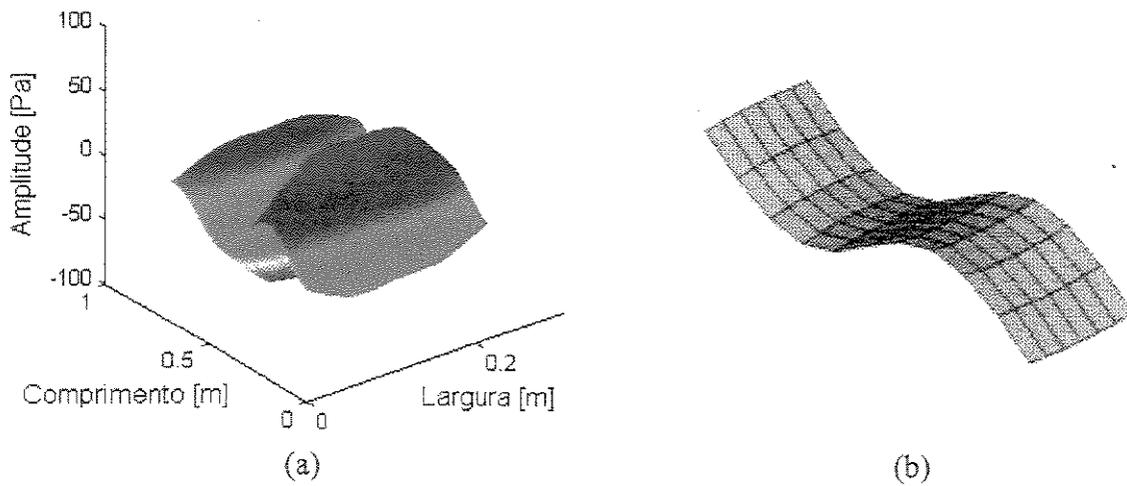
As formas modais dos seis primeiros modos de vibrar da placa estão representadas pelas figuras 3.33 a 3.38, que comparam a pressão acústica reconstruída na superfície da placa através da técnica NAH via RDFS com os deslocamentos estruturais obtidos através da análise que considerou a interação fluido-estrutura da placa feita no software SYSNOISE.



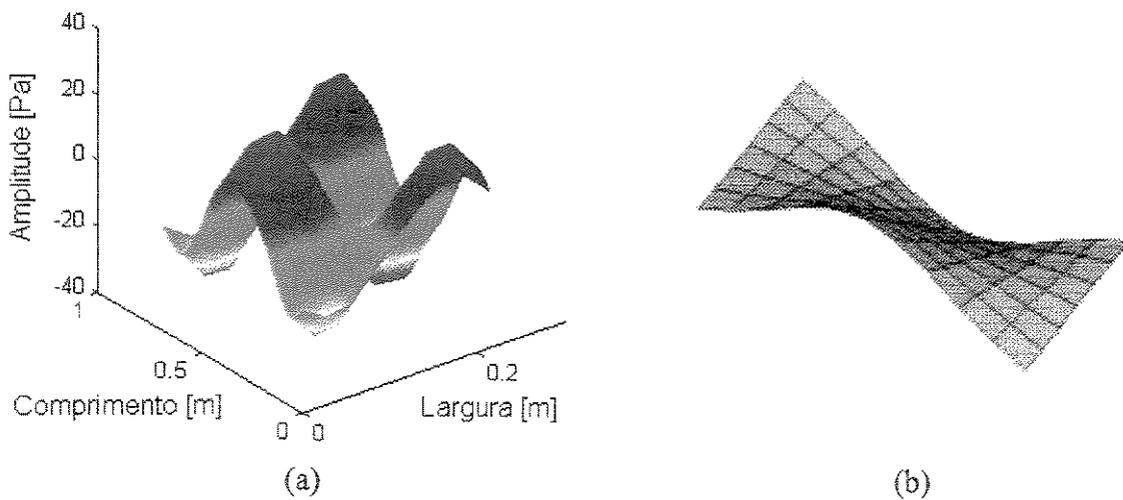
**Figura 3.33 – Representação do primeiro modo de vibrar:
 (a) via NAH – 37,41 Hz, (b) via SYSNOISE – 36,56 Hz**



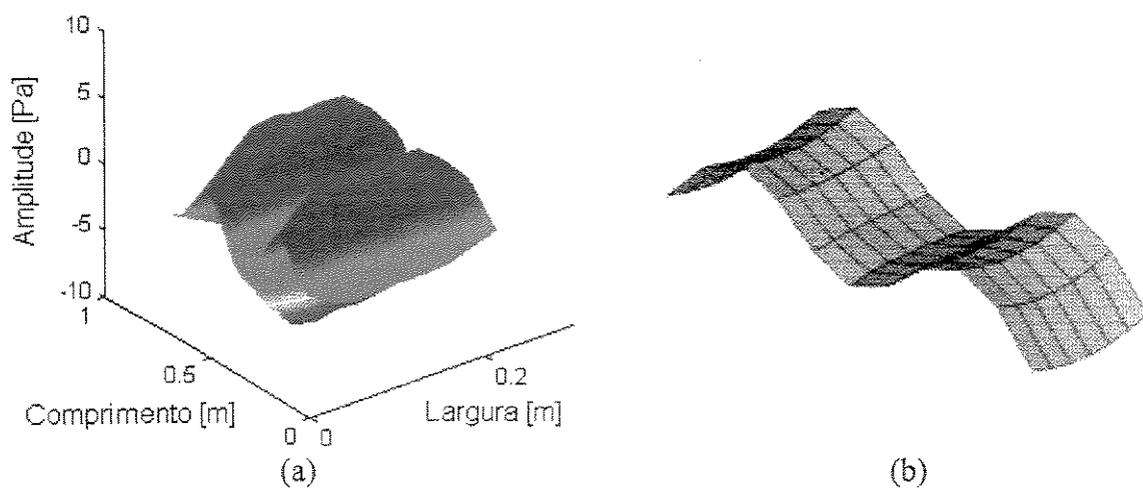
**Figura 3.34 – Representação do segundo modo de vibrar:
 (a) via NAH – 67,90 Hz, (b) via SYSNOISE – 69,22 Hz**



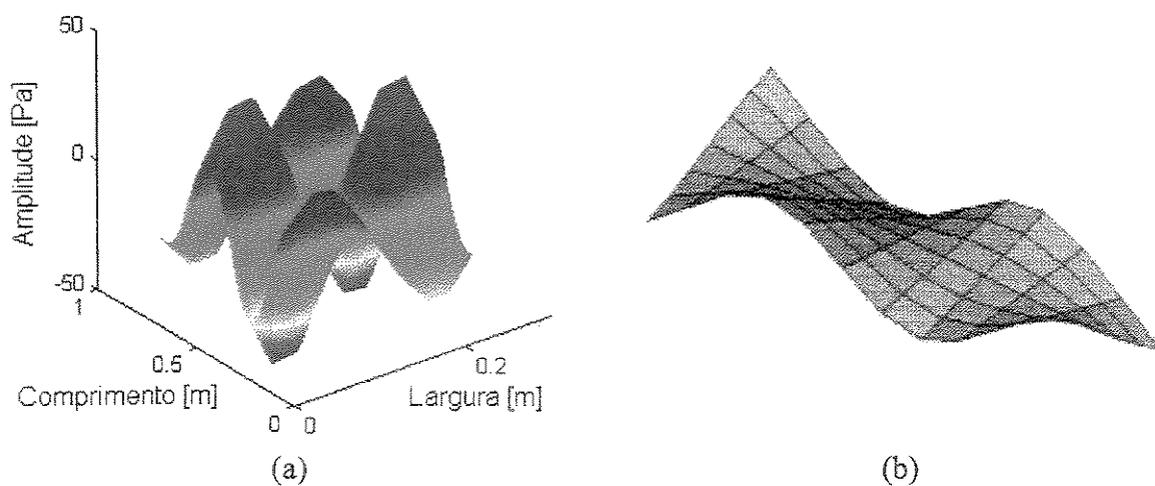
**Figura 3.35 – Representação do terceiro modo de vibrar:
 (a) via NAH – 105,31 Hz, (b) via SYSNOISE – 101,06 Hz**



**Figura 3.36 – Representação do quarto modo de vibrar:
 (a) via NAH – 146,88 Hz, (b) via SYSNOISE – 144,20 Hz**



**Figura 3.37 – Representação do quinto modo de vibrar:
 (a) via NAH – 207,85 Hz, (b) via SYSNOISE – 200,07 Hz**



**Figura 3.38 – Representação do sexto modo de vibrar:
 (a) via NAH – 239,72 Hz, (b) via SYSNOISE – 230,89 Hz**

Os hologramas reconstruídos na superfície da placa através da técnica NAH via RDFS se mostraram importantes na caracterização de propriedades vibroacústicas da referida estrutura para a faixa de frequências analisada. Pode-se também observar através da tabela 3.2 que, na comparação entre os resultados para a estrutura no vácuo, as diferenças são da ordem de até 9% entre os softwares ANSYS e SYSNOISE. Tais diferenças são atribuídas a diferenças na discretização da placa e nas formulações dos elementos SHELL 63 do ANSYS e PLATE do SYSNOISE. Os resultados com a estrutura no fluido foram obtidos através dos dados experimentais observados nas FRF's e através da análise no software SYSNOISE, onde obtiveram-se diferenças da ordem de até 4% nas primeiras frequências e em torno de 7% nas últimas. As diferenças entre os resultados previstos para a placa no vácuo e com o fluido através do software SYSNOISE mostraram-se bem reduzidas, inferiores a 0.5%, tal fato pode ser atribuído à baixa densidade do ar.

3.5 Comparação entre os resultados reconstruídos através da técnica NAH e as previsões via mapeamento DtN

Com a finalidade de comparar alguns resultados reconstruídos através da técnica NAH com previsões teóricas, são utilizados resultados obtidos através da técnica de mapeamento DtN, investigada por Zavala em 1999. O objetivo desta técnica é possibilitar o uso do Método dos Elementos Finitos na análise da radiação acústica em domínios ilimitados. Para analisar a influência do meio fluido na resposta simulada da placa, foi construído um modelo bidimensional que representa a seção central da placa tomada em sua maior dimensão, possibilitando desta forma, a analogia com uma viga (Zavala, 1999).

A fim de comparar algumas FRF's experimentais com FRF's obtidas através da técnica de mapeamento DtN, repetiu-se o experimento da placa, apresentado no item 3.2, considerando o ponto de excitação sobre o eixo de simetria da placa na dimensão de 672 mm, como mostra a figura 3.39.

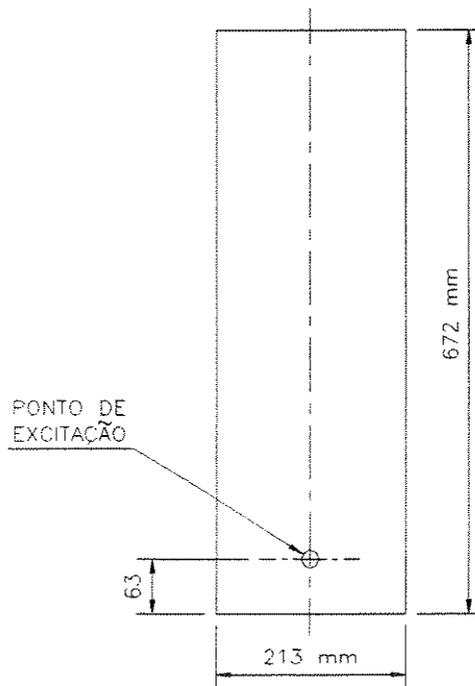


Figura 3.39 – Posição do ponto de excitação

A figura 3.40 mostra as FRF's $H_{86,253}$ e a figura 3.41 mostra as FRF's $H_{194,253}$.

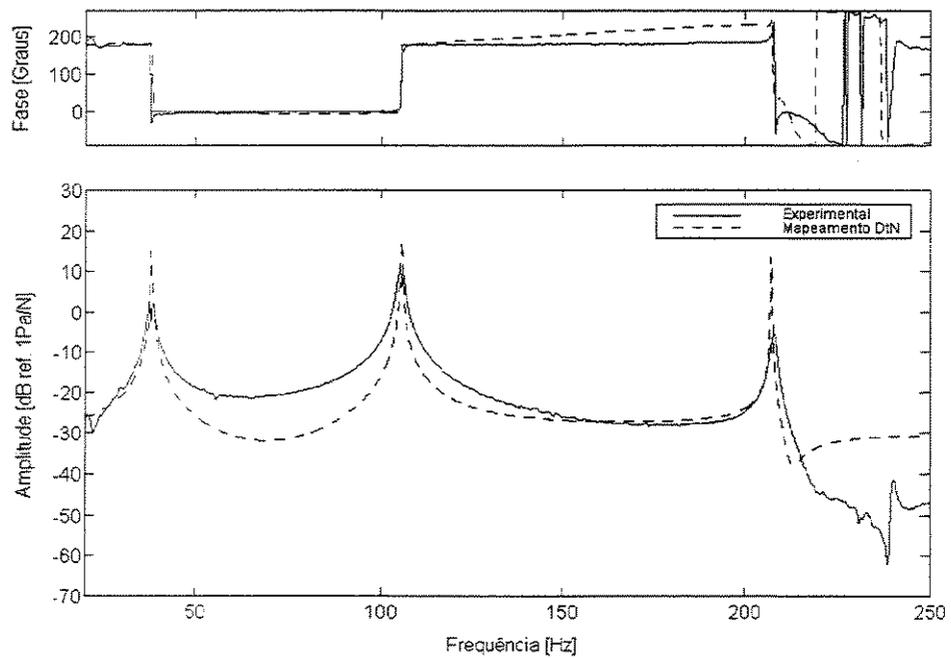


Figura 3.40 – Funções de Resposta em Frequência $H_{86,253}$

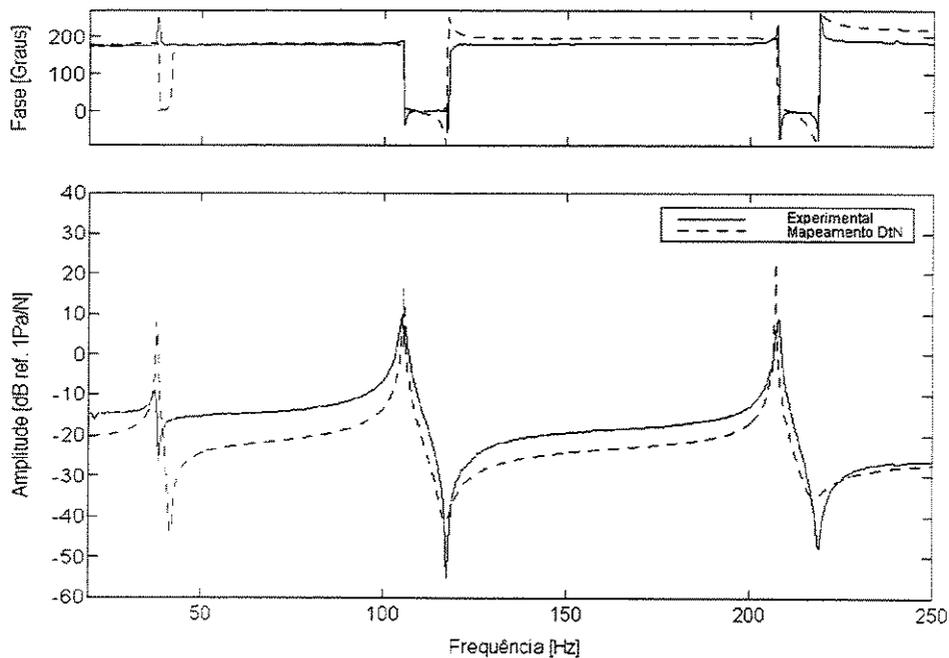


Figura 3.41 – Funções de Resposta em Frequência $H_{194,253}$

Observa-se nas comparações apresentadas pelas figuras 3.40 e 3.41, (dois pontos situados na seção central da placa na dimensão de 672 mm), que há uma boa concordância entre as FRF's experimentais e as FRF's obtidas através da técnica de mapeamento DtN.

Com o objetivo de caracterizar alguns modos de flexão pura da placa livre, as radiações acústicas que partem da placa em direção ao campo distante foram reconstruídas através da técnica NAH via RDFS em um plano vertical, perpendicular ao plano da placa (plano fonte) e que passa pelo centro da mesma para os três primeiros modos de flexão, que correspondem ao primeiro, terceiro e quinto modos de vibrar da placa. Para isso, foram reconstruídos trinta hologramas dentro de uma faixa de 0 a 150 mm, a cada 5 mm. O eixo horizontal mostra as posições onde os hologramas foram reconstruídos, com exceção da posição 5, onde o holograma medido está sendo mostrado. O eixo vertical mostra as posições ocupadas pela linha de microfones durante o experimento. A descrição contida neste parágrafo pode ser melhor

compreendida com o auxílio da figura 3.42. As figuras 3.44 (a) a 3.46 (a) representam as radiações acústicas reconstruídas através da técnica NAH via RDFS como descrito acima.

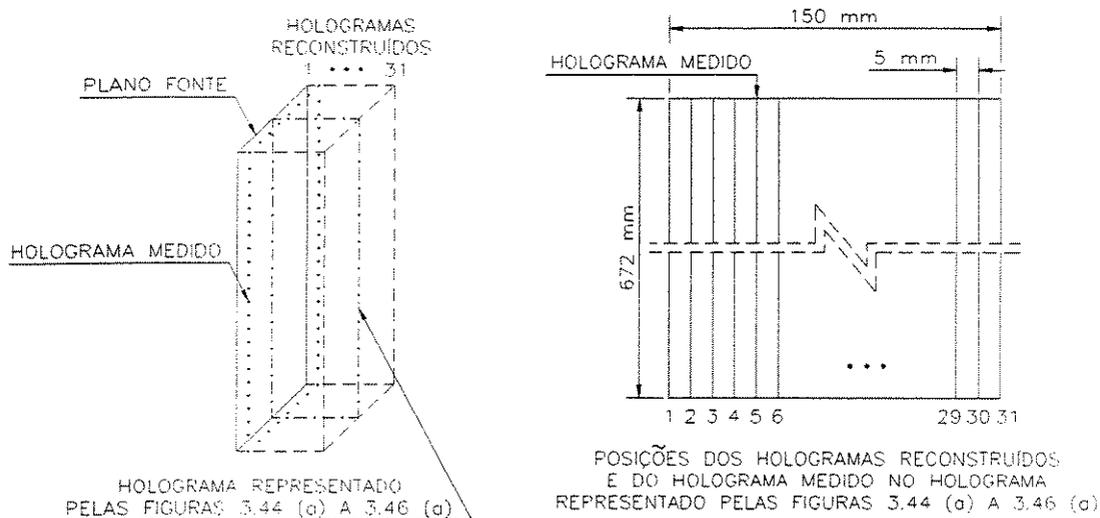


Figura 3.42 – Representação espacial dos hologramas mostrados nas figuras 3.44 (a) a 3.46 (a)

As figuras 3.44 (b) a 3.46 (b) representam as radiações acústicas que correspondem aos três primeiros modos de flexão pura da placa livre, obtidas com auxílio do mapeamento DtN. Nestas figuras, pode-se observar os modos acoplados obtidos para o fluido e a placa. Nesta análise bidimensional, o comportamento da seção longitudinal central da placa foi simulado usando-se elementos de viga de Euler-Bernouilli, o fluido no domínio finito foi discretizado em elementos quadrangulares bilineares, considerando como propriedades do fluido, sua densidade e a velocidade do som, (Zavala, 1999). A malha do modelo bidimensional da placa via mapeamento DtN pode ser observada na figura 3.43 onde a circunferência possui raio de 0.4 m.

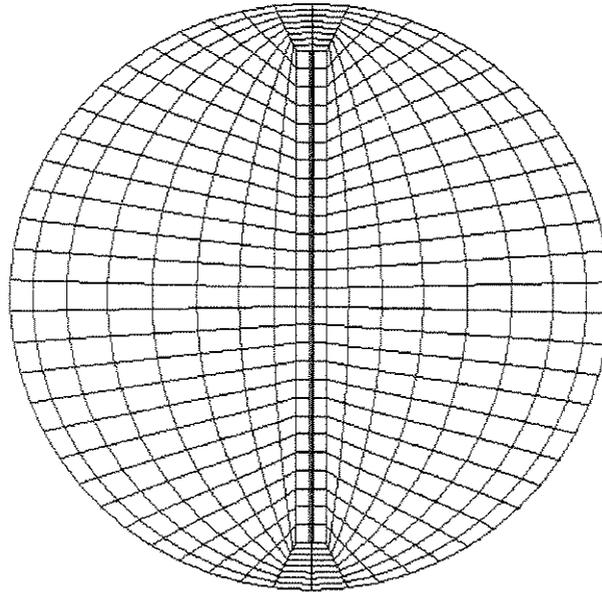


Figura 3.43 – Malha do modelo bidimensional da placa via mapeamento DtN

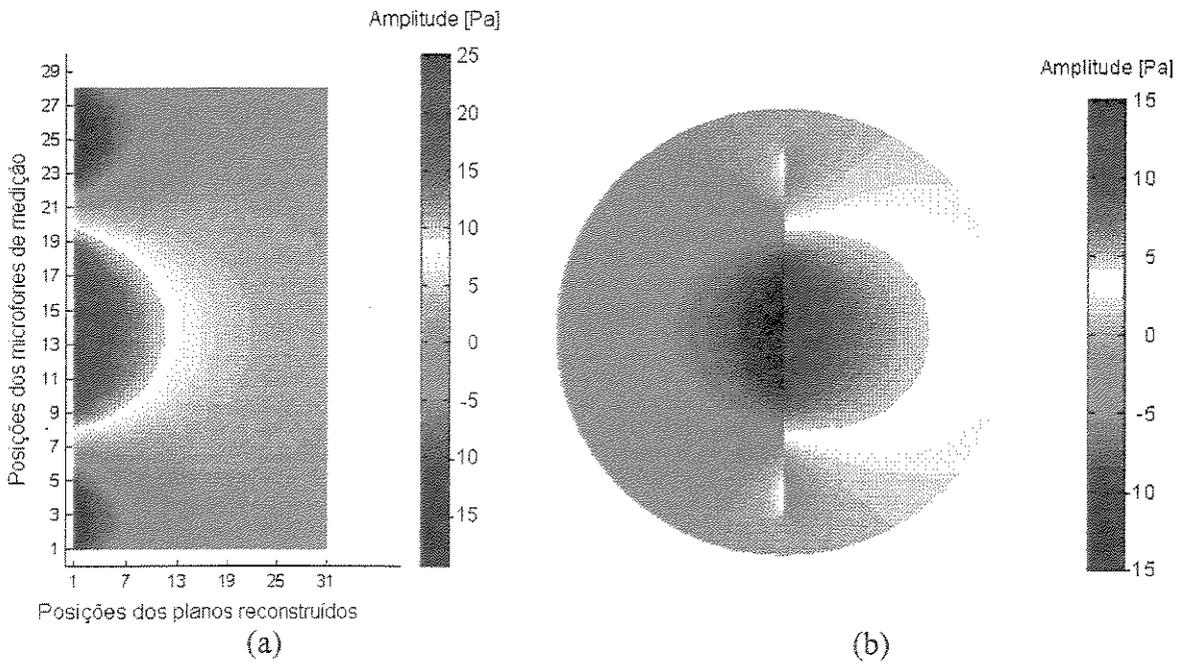


Figura 3.44 – Radiação acústica correspondente ao primeiro modo de vibrar: (a) via NAH – 37,41 Hz, (b) via DtN – 38,00 Hz

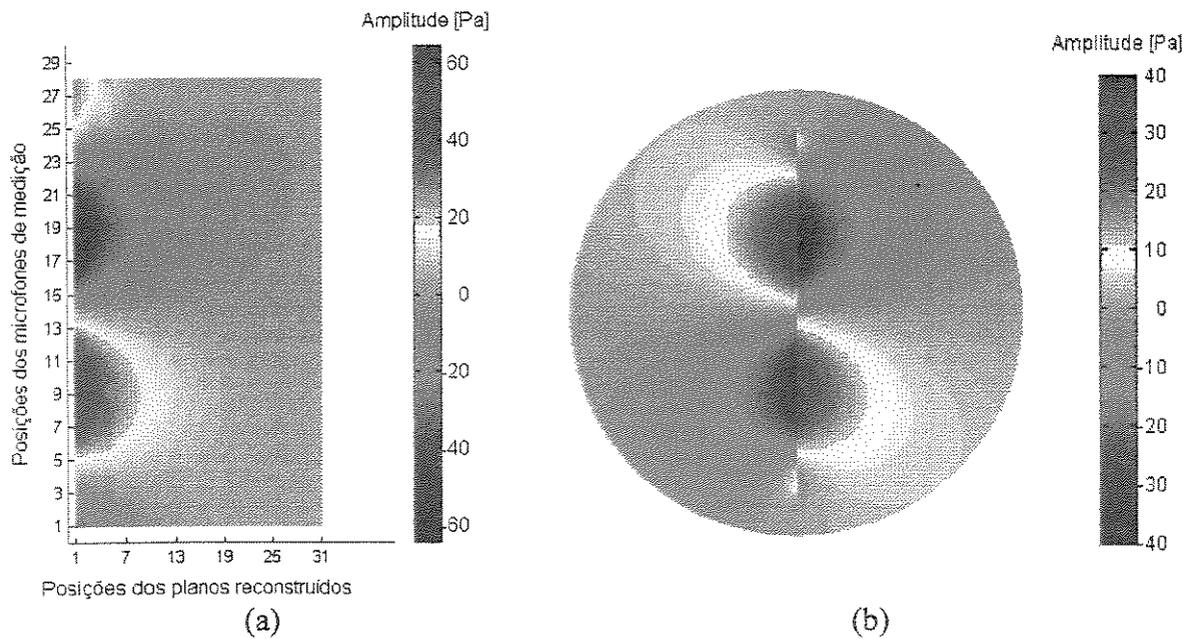


Figura 3.45 – Radiação acústica correspondente ao terceiro modo de vibrar: (a) via NAH – 105,31 Hz, (b) via DtN – 105,50 Hz

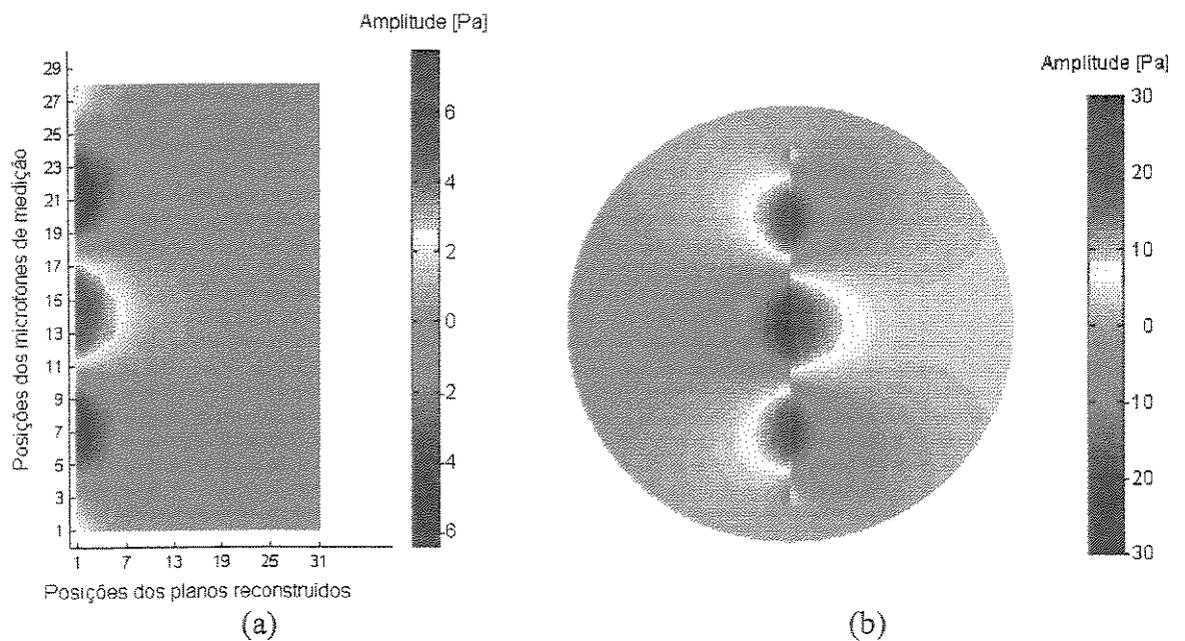


Figura 3.46 – Radiação acústica correspondente ao quinto modo de vibrar: (a) via NAH – 207,85 Hz, (b) via DtN – 207,00 Hz

Nota-se nas figuras 3.44 (a) a 3.46 (a), que a descontinuidade existente na posição 5 é pouco perceptível devido ao uso da técnica NAH via RDFS, como foi comentado no experimento do alto-falante.

Assim como os hologramas reconstruídos na superfície da placa através da técnica NAH via RDFS, as radiações acústicas que partem da placa em direção ao campo distante plotadas sobre um plano perpendicular ao plano fonte também se mostraram importantes na caracterização dos modos de flexão pura da placa. A tabela 3.3 mostra as frequências naturais da placa, obtidas através dos dados medidos no experimento do item 3.2 e através da técnica de mapeamento DtN, com as correspondentes formas de vibrar.

Frequências	Frequências Naturais (Hz)		Formas Modais
	Experimental	DtN	
1	37,41	38,00	Flexão
2	67,90	—	Torção
3	105,31	105,50	Flexão
4	146,88	—	Flexão / Torção
5	207,85	207,00	Flexão
6	239,72	—	Flexão / Torção

Tabela 3.3 – Frequências naturais e formas modais da placa

Capítulo 4

Comentários e Conclusões

Neste trabalho, procurou-se caracterizar as propriedades vibroacústicas de uma estrutura tipo placa excitada dinamicamente e suas correlações com as propriedades da dinâmica estrutural.

No início, procurou-se descrever de forma prática e concisa a técnica NAH, que foi a ferramenta utilizada na manipulação do holograma medido. Também foi comentada a importância da pesquisa nessa área e uma breve introdução histórica foi apresentada. Dentre os trabalhos recuperados, os mais importantes foram brevemente citados em grupos organizados de acordo com o seu enfoque. No capítulo seguinte, foi apresentada a formulação genérica para a técnica NAH e a formulação para a holografia acústica plana. Neste capítulo, também foram descritas as técnicas DFT e RDFS, bidimensionais.

No experimento referente ao alto-falante, citado no capítulo três, foi possível avaliar a implementação computacional feita no software MATLAB. Este experimento também confirmou que a técnica NAH pode ser usada como uma ferramenta na localização de fontes acústicas e na análise da radiação acústica para o ambiente proveniente de tais fontes. Já no experimento referente à placa, os hologramas reconstruídos na superfície da placa através da técnica NAH se mostraram importantes na caracterização dos modos de vibrar da referida estrutura. Os hologramas reconstruídos plotados perpendicularmente à placa também foram úteis na caracterização dos seus modos de vibrar, dando ainda uma noção espacial da radiação que parte

da fonte e propaga em direção ao campo distante. Em todos os experimentos, a técnica RDFS se mostrou bastante eficiente quando aplicada como alternativa à técnica usual de janelamento, a fim de se contornar os erros introduzidos pelo problema de *leakage* nos hologramas reconstruídos. Um exemplo disso está no holograma reconstruído na superfície da placa através da técnica NAH via RDFS, onde a precisão nas bordas do holograma reconstruído aumentou consideravelmente em relação ao resultado obtido pela técnica NAH via DFT. Outro exemplo está no experimento referente ao alto-falante, onde a técnica NAH via RDFS minimizou as distorções presentes nos hologramas reconstruídos.

As diferenças percentuais obtidas no item 3.3 podem estar relacionadas ao fato de que a primeira frequência natural de vibração da placa é inferior à frequência de corte da câmara pouco reverberante utilizada nas medições do campo acústico, como mostra o Apêndice A.

Os resultados obtidos através do uso de softwares comerciais (ANSYS e SYSNOISE), foram confirmados pelas frequências naturais obtidas através das FRF's experimentais e pelos resultados obtidos para a placa através da técnica NAH via RDFS. Os resultados obtidos por Zavala, 1999 para os modos de flexão pura da placa, utilizando o mapeamento DtN também foram confirmados pelos resultados obtidos através da técnica NAH via RDFS.

4.1 Sugestões para próximos trabalhos

O presente estudo pode ser prosseguido visando a aplicação da técnica NAH a estruturas com formas cilíndricas, esféricas e a estruturas com formas arbitrárias. Aplicações nas áreas de manutenção também podem surgir através da utilização da técnica NAH na detecção de falhas estruturais. A técnica NAH pode ainda ser utilizada em conjunto com as técnicas de controle de ruído, fornecendo informações sobre as regiões de maior emissão de ruído em máquinas e equipamentos.

Apêndice A

Características da Câmara Pouco Reverberante

Este apêndice tem por objetivo, investigar algumas características da câmara pouco reverberante utilizada nos experimentos. A referida câmara possui 2,4 m de largura, 2,7 m de comprimento e 2,7 m de altura, com volume útil de $17,5 \text{ m}^3$, onde o volume útil não inclui os espaços compreendidos entre as cunhas de espuma. As paredes são constituídas de divisórias tipo Fibrarock e Wall, o teto e o chão são de concreto. As características construtivas da câmara pouco reverberante comentadas acima podem ser vistas através da figura A.1.

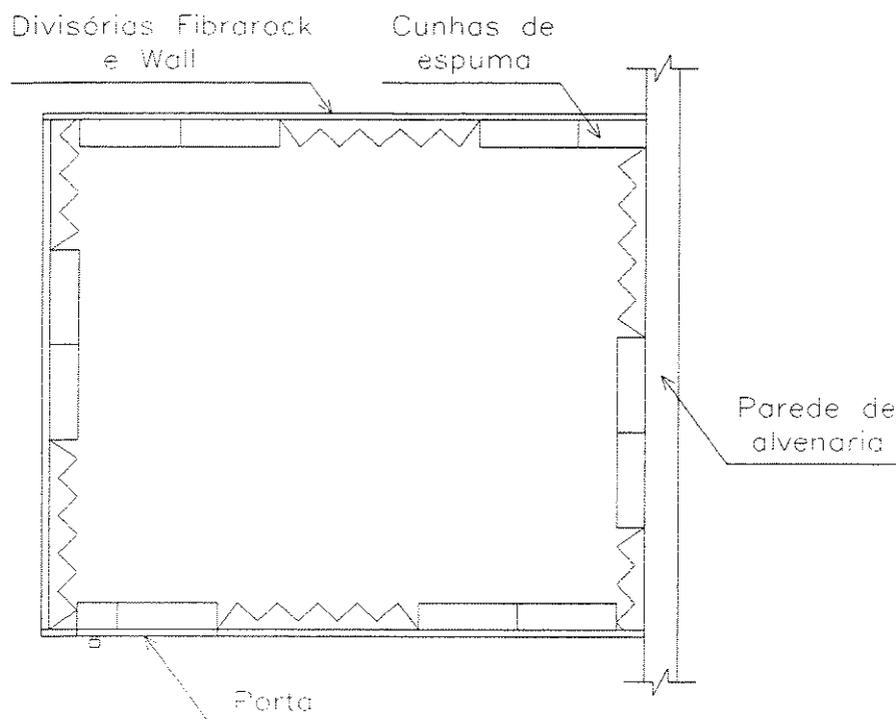


Figura A.1 – Características construtivas da câmara pouco reverberante

A câmara é totalmente revestida internamente por peças de espuma comum, com densidade de 28 kg/m^3 e em formato de cunhas, como mostra a figura A.2.

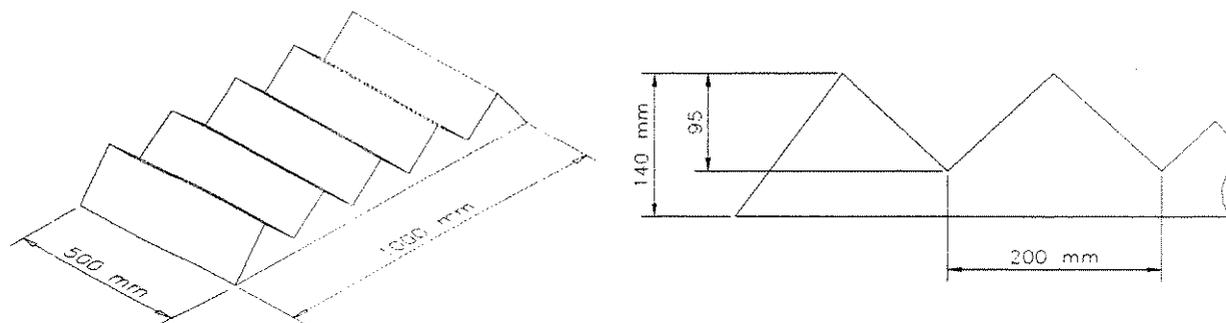


Figura A.2 – Cunhas de espuma utilizadas para o revestimento interno da câmara

Para a investigação das características da câmara pouco reverberante, foi utilizada parcialmente a norma ISO 3745 e informações sobre procedimentos experimentais obtidas com profissionais da área de acústica que atuam em empresas e universidades.

O ruído de fundo é uma característica importante para a qualificação de salas utilizadas em medições acústicas. O ruído de fundo foi medido em duas condições distintas, isto é, com o movimento normal de pessoas e máquinas nas proximidades da câmara (laboratórios vizinhos); e em uma segunda ocasião, com o movimento bastante reduzido de pessoas e máquinas nas proximidades da câmara pouco reverberante. O ruído de fundo máximo na faixa de frequências de 0 a 600 Hz medido no interior da câmara, e com movimento normal em suas proximidades foi de 53 dB em 63 Hz (medido em bandas de 1/3 de oitava). O ruído de fundo máximo na faixa de frequências de 0 a 600 Hz medido no interior da câmara, e com movimento reduzido em suas proximidades foi de 46 dB em 50 Hz, também medido em bandas de 1/3 de oitava.

A frequência de corte também é um dado importante para a qualificação de salas utilizadas em medições acústicas. A frequência de corte diz respeito à capacidade das câmaras em simular o campo livre, ou seja, medições feitas em câmaras anecóicas com faixas de frequências situadas abaixo da frequência de corte das câmaras, podem não ser totalmente confiáveis porque em tais condições, não há uma reprodução confiável do campo livre. O campo livre acústico existe em um meio homogêneo e isotrópico, onde não existem quaisquer reflexões das ondas geradas por uma fonte. A condição necessária para a existência do campo livre acústico é definida como: *“o nível de pressão acústica proveniente de uma fonte sonora esférica decresce seis decibéis (6 dB) a cada vez que se dobra a distância a partir da fonte”*, (Gerges, 1992).

Neste trabalho, a frequência de corte foi determinada com base em medições dos níveis de pressão acústica gerados por um alto-falante com diâmetro de 127 mm posicionado no centro da câmara pouco reverberante. Foram injetados no alto-falante, sinais tipo seno nas frequências de 50 a 1100 Hz, a cada 50 Hz. As medições foram efetuadas no período noturno de forma a minimizar as influências de eventuais ruídos externos à câmara. A norma ISO 3745 permite a utilização de alto-falantes para análises em baixas frequências, no entanto, uma fonte-padrão é recomendada devido ao fato de reproduzir melhor o efeito de esfera pulsante. Os níveis de pressão acústica foram medidos na faixa de 50 a 1100 Hz, a cada 50 Hz em seis posições sobre duas direções distintas, com o auxílio de um microfone com diâmetro de 1/4" e modelo The Modal Shop Inc. TMS 130A10 como mostra a figura A.3, onde as dimensões mostradas foram adotadas segundo a condição necessária para a obtenção do campo livre descrita anteriormente.

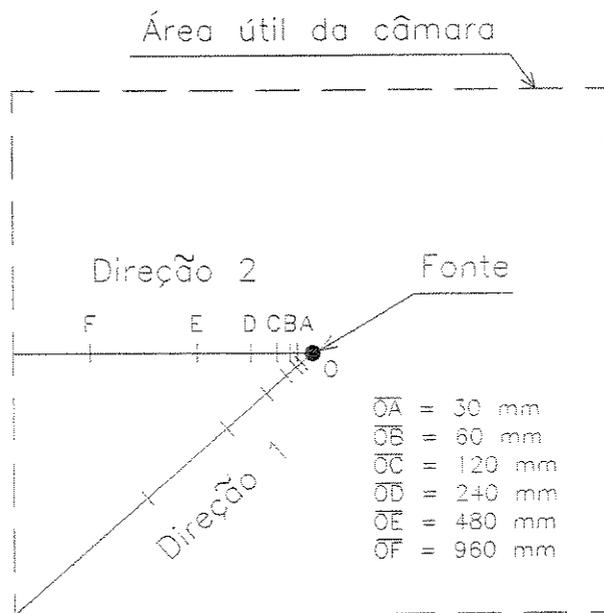


Figura A.3 – Posições ocupadas pelo microfone de medição

A figura A.4 mostra a montagem do experimento no interior da câmara pouco reverberante.

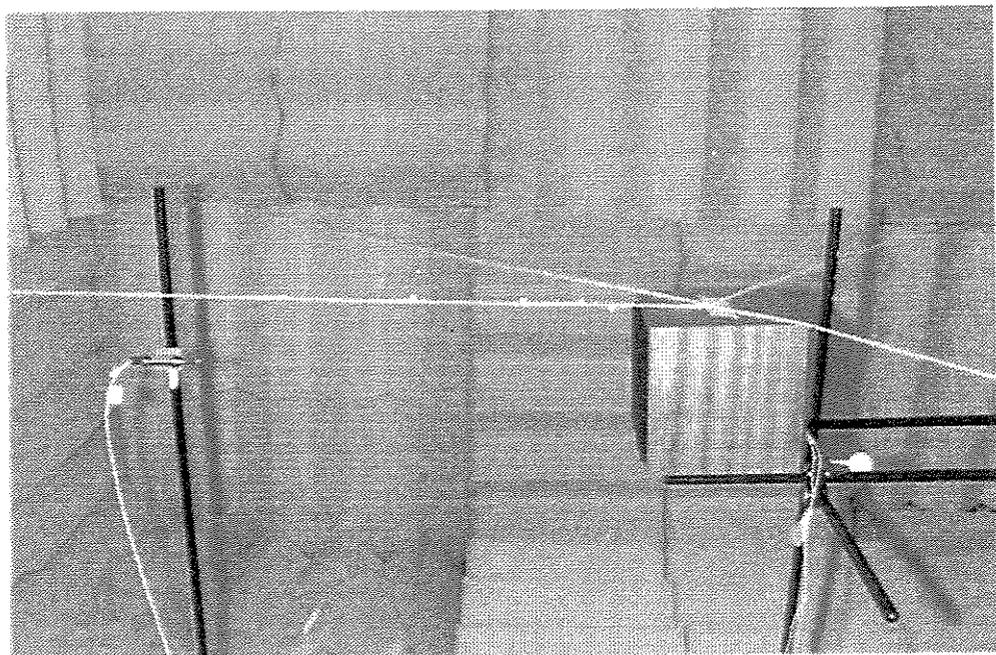


Figura A.4 – Montagem do experimento no interior da câmara pouco reverberante

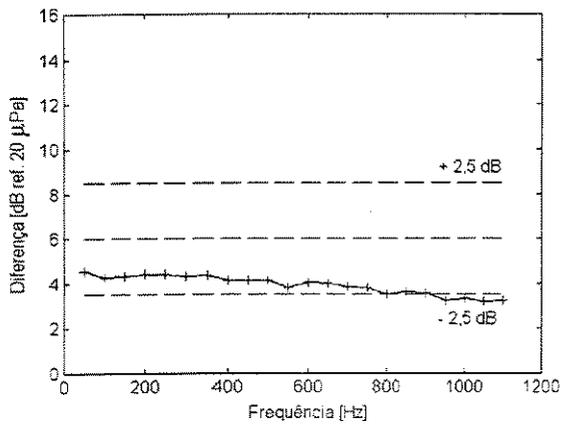
A figura A.5 mostra as diferenças entre os níveis de pressão acústica dos pontos A e B, B e C, C e D, D e E, E e F em função da faixa de frequências de 50 a 1100 Hz para a direção 1 (figura A.3). A norma ISO 3745 especifica os desvios máximos permissíveis em cerca de $\pm 2,5$ dB para a faixa de frequências da figura A.5. Observa-se através da figura A.5 (e) que a frequência a partir da qual as diferenças entre os níveis de pressão acústica se situam dentro da faixa de tolerância é de aproximadamente 424 Hz.

A figura A.6 mostra as diferenças entre os níveis de pressão acústica dos pontos A e B, B e C, C e D, D e E, E e F em função da faixa de frequências de 50 a 1100 Hz para a direção 2 (figura A.3). Observa-se através das figuras A.6 (e) e A.6 (d), que a frequência a partir da qual as diferenças entre os níveis de pressão acústica se situam dentro da faixa de tolerância é de aproximadamente 415 Hz e 414 Hz respectivamente.

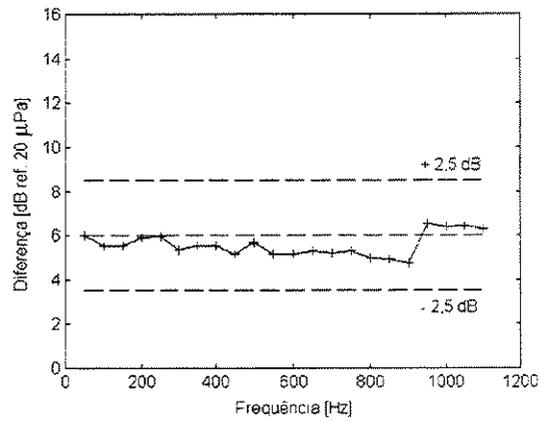
As diferenças entre os níveis de pressão acústica dos pares de pontos vizinhos foram calculadas através da expressão

$$\text{diferença} = P_1 - P_2 \quad (\text{A.1})$$

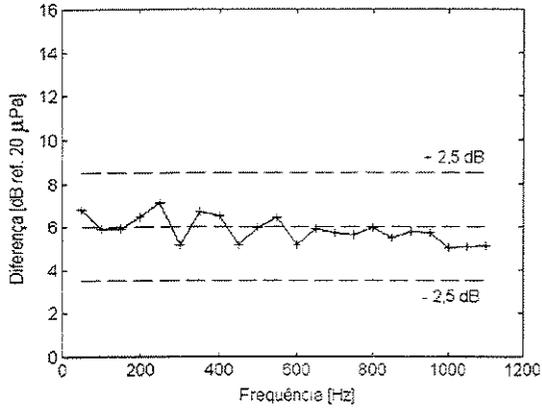
onde P_1 é o ponto mais próximo da fonte, e P_2 é o ponto mais afastado da fonte.



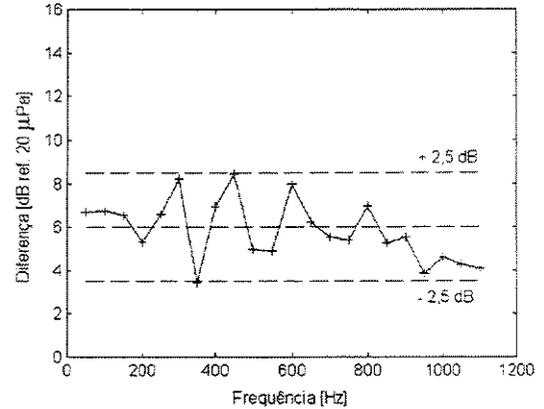
(a)



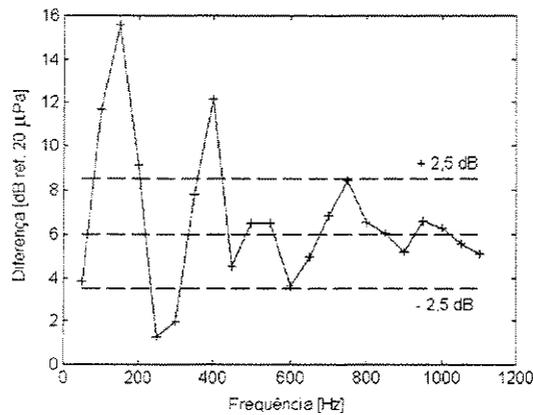
(b)



(c)

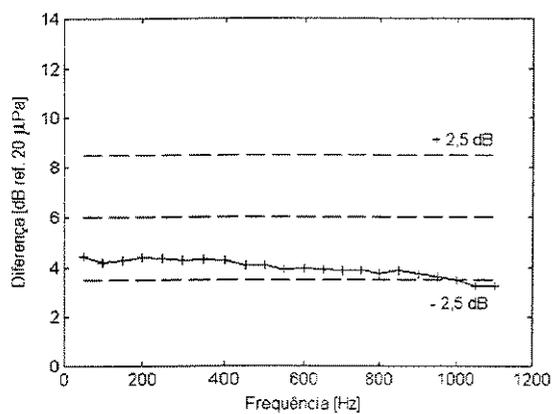


(d)

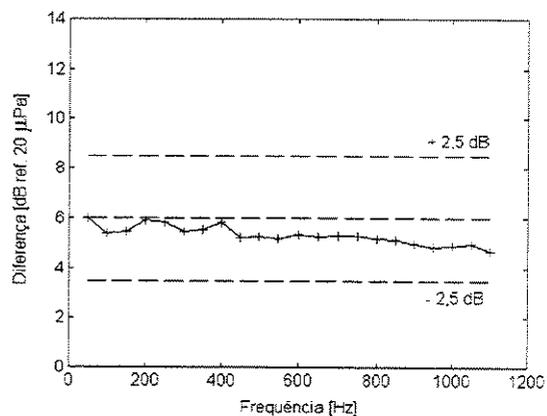


(e)

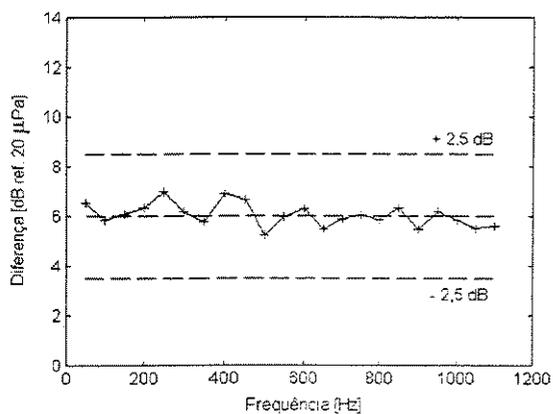
Figura A.5 – Diferenças entre os níveis de pressão acústica na direção 1:
(a) pontos A e B, (b) pontos B e C, (c) pontos C e D, (d) pontos D e E, (e) pontos E e F



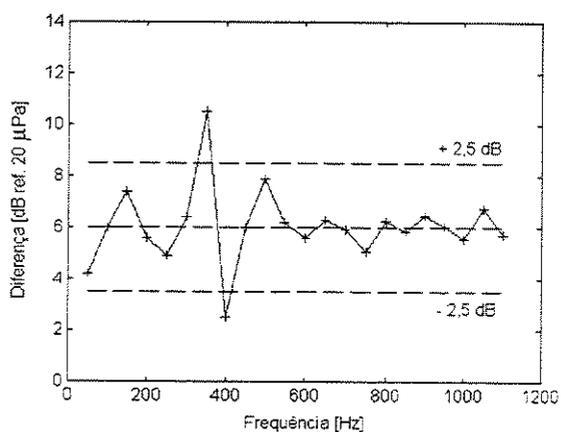
(a)



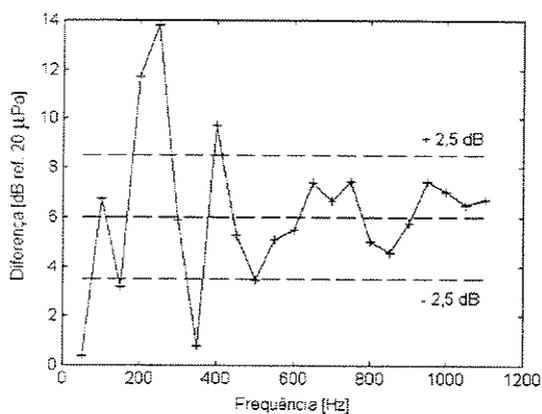
(b)



(c)



(d)



(e)

Figura A.6 – Diferenças entre os níveis de pressão acústica na direção 2:

(a) pontos A e B, (b) pontos B e C, (c) pontos C e D, (d) pontos D e E, (e) pontos E e F

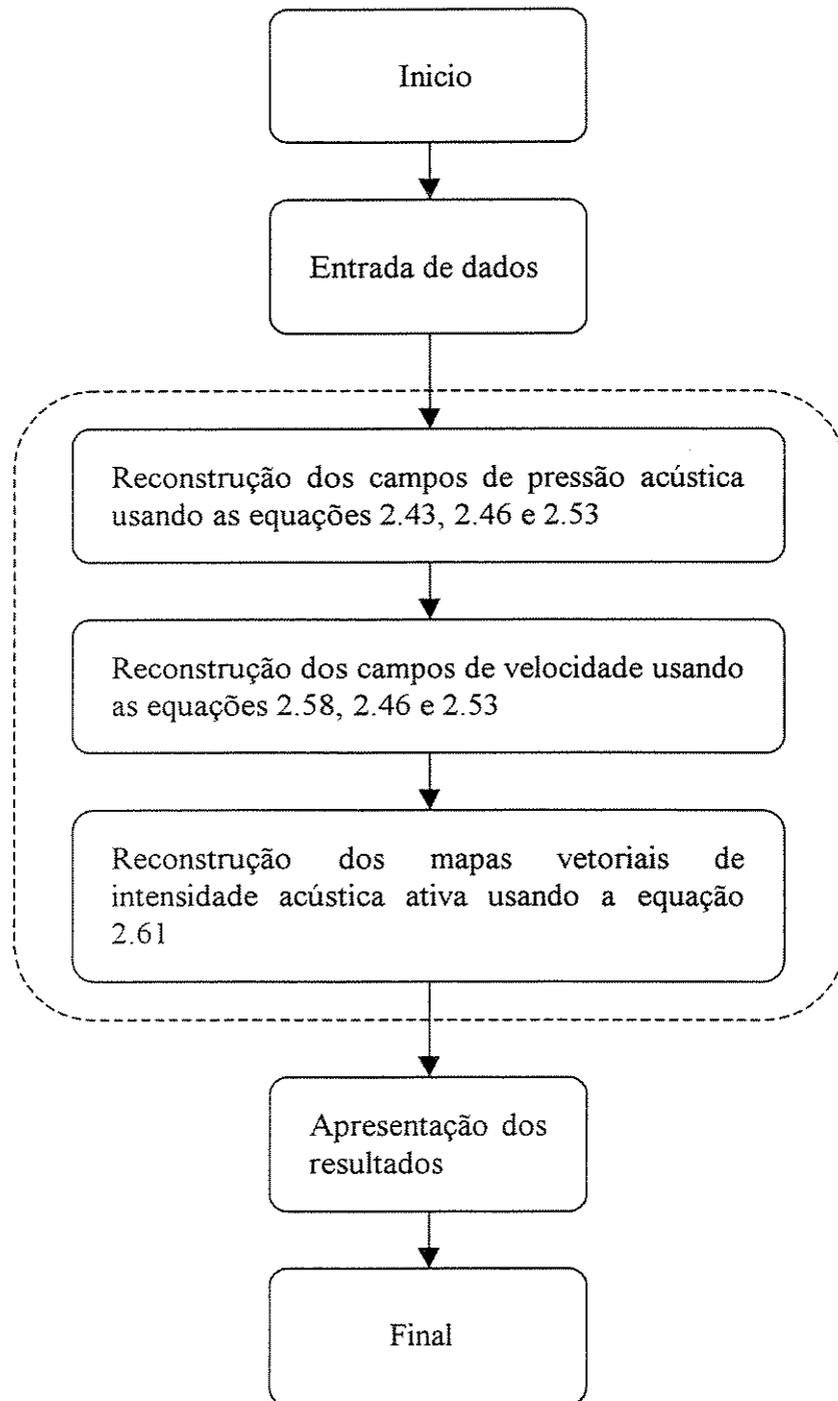
As medições efetuadas na direção 1 sugerem o valor aproximado para a frequência de corte de 424 Hz, conforme a figura A.5 (e). As medições efetuadas na direção 2 sugerem os valores aproximados para a frequência de corte de 414 Hz e 415 Hz, conforme as figuras A.6 (d) e A.6 (e) respectivamente.

Apêndice B

Implementação Computacional da Técnica NAH

Este apêndice tem por objetivo, apresentar a metodologia utilizada na obtenção dos algoritmos computacionais da técnica NAH. Algumas das rotinas implementadas no software MATLAB 4.2 foram obtidas com D. L. Hallman, Purdue University, Herrick Labs., e processavam apenas dados medidos em grades quadradas. Tais rotinas foram totalmente revistas e generalizadas para o processamento de dados medidos em grades retangulares. Foi também implementada uma rotina via MATLAB 4.2 que permite investigar a dissipação do campo acústico no ambiente. A interface entre as rotinas computacionais e o usuário foi melhorada através da utilização de janelas de diálogo na entrada de dados e na apresentação dos resultados.

A figura A.7 mostra um fluxograma da implementação computacional feita no software MATLAB 4.2, onde são apresentadas as principais etapas do processo de reconstrução holográfica através da técnica NAH via DFT ou via RDFS.



Grandezas reconstruídas através da técnica NAH via DFT ou via RDFS.

Figura A.7 – Fluxograma da implementação computacional do processo de reconstrução holográfica através da técnica NAH via DFT ou via RDFS

Capítulo 5

Referências Bibliográficas

ANSYS, Commands, Volume II, *Swanson Analysis Systems, Inc*, 1994.

Arruda, J. R. F. Analysis of non-equally spaced data using a regressive discrete Fourier series. *Journal of Sound and Vibration*, v.156, n.3, p.571-574, August 1992.

Arruda, J. R. F. Surface smoothing and partial spatial derivatives computation using a regressive discrete Fourier series. *Mechanical Systems and Signal Processing*, v.6, n.1, p.41-50, 1992.

Arruda, J. R. F., Meirelles, P. S., Colinas, N. G., Alves, P. S. L. Measuring operating modes of a hermetic compressor using nearfield acoustic holography. *Anais do I Congresso Iberoamericano de Acústica - 18º Encontro da SOBRAC, Florianópolis, Santa Catarina*, p.323-326, Abril 1998.

Dumbacher, S. M., Brown, D. L., Bono, R. W. Overview of acoustic array techniques for noise source identification. *Proceedings of INTER – NOISE'98, Christchurch, New Zealand*, November 1998.

- Fahy, F. J. Measurement of acoustic intensity using the cross-spectral density of two microphone signals. *Journal of the Acoustical Society of America*, v.62, n.4, p.1057-1059, October 1977.
- Gerges, S. N. Y. *Ruído: fundamentos e controle*. Florianópolis. Santa Catarina: Centro Brasileiro de Segurança e Saúde Industrial, 1992. 600p.
- Guigné, J. Y., Klein, K., Swamidas, A. S. J., Guzzwell, J. Modal information from acoustic measurements for fatigue crack detection applications. *Proceedings of the 11th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering*, v.1, pt.B, Calgary, Alberta, Canada, p.585-593, June 1992.
- Hald, J., Saemann, E. U. Time domain holography and instantaneous active intensity for tracking of transient power radiating regions on tyres. *Proceedings of INTER – NOISE'98, Christchurch, New Zealand*, November 1998.
- Hanselman, D., Littlefield, B. *MATLAB – guia do usuário*. São Paulo: Makron Books, 1997. 305p.
- Hodgson, T. H. Investigation of the surface acoustical intensity method for determining the noise sound power of a large machine *in situ*. *Journal of the Acoustical Society of America*, v.61, n.2, p.487-493, February 1977.
- ISO 3745, Acoustics – Determination of sound power levels of noise sources – Precision methods for anechoic and semi - anechoic rooms. *INTERNATIONAL ORGANIZATION FOR STANDARDIZATION*, First edition - 1977 . 05 . 15, Ref. No. ISO 3745 – 1977 (E).
- Kim, B. K., Ih, J. G. On the reconstruction of the vibro-acoustic field over the surface enclosing an interior space using the boundary element method. *Journal of the Acoustical Society of America*, v.100, n.5, p.3003-3016, November 1996.

- Kim, G. T., Lee, B. H. 3-D sound source reconstruction and field reproduction using the Helmholtz integral equation. *Journal of Sound and Vibration*, v.136, n.2, p.245-261, January 1990.
- Kinsler, L. E., Frey, A. R., Coppens, A. B., Sanders, J. V. *Fundamentals of acoustics*. Third edition. California: John Wiley & Sons, 1982. 480p.
- Mas, P., Sas, P., Arruda, J. R. F. Minimization of statistical and deterministic errors in nearfield acoustic source identification. *Proceedings of INTER – NOISE'97, Budapest, Hungary*, p.1295-1300, August 1997.
- Maynard, J. D., Williams, E. G., Lee, Y. Nearfield acoustic holography: I. Theory of generalized holography and the development of NAH. *Journal of the Acoustical Society of America*, v.78, n.4, p.1395-1413, October 1985.
- Morse, P. M., Feshbach, H. *Methods of theoretical physics*. New York: McGraw - Hill, v.I, 1953. 997p.
- Nolte, B., Gaul, L. Sound energy flow in the acoustic nearfield of a vibrating plate. *Mechanical Systems and Signal Processing*, v.10, n.3, p.351-364, 1996.
- Norton, R. L. *Machine design*. First edition. Massachusetts: Prentice - Hall, 1998. 1048p.
- Pavic', G. Measurement of sound intensity. *Journal of Sound and Vibration*, v.51, n.4, p.533-545, April 1977.
- Saijyou, K., Ueda, M., Yoshikawa, S. Application of generalized nearfield acoustical holography to scattering problems. *Japanese Journal of Applied Physics*, v.33, part 1, no.5B, p.3170-3175, May 1994.

- Saijyou, K., Yoshikawa, S. Measurement of structural and acoustic intensities using nearfield acoustical holography. *Japanese Journal of Applied Physics*, v.35, part 1, no.5B, p.3167-3174, May 1996.
- Sattler, F. J. Nondestructive testing via optical and acoustical methods. *Chemical Engineering*, v.96, n.11, p.191-198, November 1989.
- Schenck, H. A. Improved integral formulation for acoustic radiation problems. *Journal of the Acoustical Society of America*, v.44, n.1, p.41-58, December 1967.
- Simmermacher, T., Zimmerman, D. C. Model refinement and damage detection using nearfield acoustic holography. *Proceedings of the 15th International Modal Analysis Conference - IMAC*, v.2, p.1758-1764, February 1997.
- Smith, H. M. *Principles of holography*. Second edition. New York: John Wiley & Sons, February 1975. 279p.
- Sysnoise, Examples manual, Revision 5.1, Volume IV, *Numerical Integration Technologies N.V. - NIT*, 1993.
- Sysnoise, User's manual, Revision 5.2, Volume I, *Numerical Integration Technologies N.V. - NIT*, 1995.
- Veronesi, W. A., Maynard, J. D. Digital holographic reconstruction of sources with arbitrarily shaped surfaces. *Journal of the Acoustical Society of America*, v.85, n.2, p.588-598, February 1989.

- Veronesi, W. A., Maynard, J. D. Nearfield acoustic holography (NAH) II. Holographic reconstruction algorithms and computer implementation. *Journal of the Acoustical Society of America*, v.81, n.5, p.1307-1322, May 1987.
- Vieira, S. *Como escrever uma tese*. Terceira edição. São Paulo: Pioneira, 1996. 82p.
- Williams, E. G., Dardy, H. D., Washburn, K. B. Generalized nearfield acoustical holography for cylindrical geometry: Theory and experiment. *Journal of the Acoustical Society of America*, v.81, n.2, p.389-407, February 1987.
- Williams, E. G., Dardy, H. D., Fink, R. G. Nearfield acoustical holography using an underwater, automated scanner. *Journal of the Acoustical Society of America*, v.78, n.2, p.789-798, August 1985.
- Williams, E. G., Houston, B. H., Bucaro, J. A. Broadband nearfield acoustical holography for vibrating cylinders. *Journal of the Acoustical Society of America*, v.86, n.2, p.674-679, August 1989.
- Zavala, P. A. G. Análise vibroacústica em meio infinito utilizando mapeamento DtN e o método de elementos finitos. *Tese de Mestrado – DMC/FEM/UNICAMP*, 1999.
- Zavala, P. A. G., Pavanello, R. Modelagem de meios acústicos ilimitados utilizando o método de elementos finitos e mapeamento DtN. *Anais do V Congresso de Engenharia Mecânica Norte - Nordeste, Fortaleza, Ceará*, p.144-151, 1998.
- Zhang, D., Xia, X., Yan, J., Cheng, J., Zhu, N., Wang, Q. The visualization of the low frequency acoustical radiation field. *Acoustical Imaging*. New York: Plenum Press, v.20, p.49-55, 1993.