

UNIVERSIDADE FEDERAL DO PAMPA

GUILHERME SCHUMACHER DA SILVA

**ESTUDO DA FRATURA E DA PROPAGAÇÃO DE ONDAS EM UM MEIO SÓLIDO
UTILIZANDO O MÉTODO DOS ELEMENTOS DISCRETOS COMPOSTO POR
BARRAS NO AMBIENTE ABAQUS**

**Alegrete
2018**

GUILHERME SCHUMACHER DA SILVA

**ESTUDO DA FRATURA E DA PROPAGAÇÃO DE ONDAS EM UM MEIO SÓLIDO
UTILIZANDO O MÉTODO DOS ELEMENTOS DISCRETOS COMPOSTO POR
BARRAS NO AMBIENTE ABAQUS**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação Scrictu Sensu em Engenharia (PPEng) da Universidade Federal do Pampa, como requisito parcial para obtenção do título de Mestre em Engenharia.

Orientador: Prof. Dr. Luis Eduardo Kostascki

**Alegrete
2018**

Ficha catalográfica elaborada automaticamente com os dados fornecidos
pelo(a) autor(a) através do Módulo de Biblioteca do
Sistema GURI (Gestão Unificada de Recursos Institucionais) .

S586e Silva, Guilherme Schumacher
Estudo da fratura e da propagação de ondas em um meio
sólido utilizando Método dos Elemento Discretos formado por
Barras no ambiente ABAQUS / Guilherme Schumacher Silva.
76 p.

Dissertação(Mestrado)-- Universidade Federal do Pampa,
MESTRADO EM ENGENHARIAS, 2018.
"Orientação: Luis Eduardo Kostaski".

1. mecânica da fratura. 2. emissão acústica. 3. métodos
numéricos. 4. método dos elementos discretos. I. Título.

GUILHERME SCHUMACHER DA SILVA

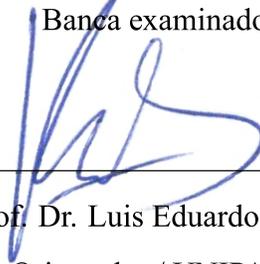
**ESTUDO DA FRATURA E DA PROPAGAÇÃO DE ONDAS EM UM MEIO SÓLIDO
UTILIZANDO O MÉTODO DOS ELEMENTOS DISCRETOS COMPOSTO POR
BARRAS NO AMBIENTE ABAQUS**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação *Scriptu Sensu* em Engenharia (PEng) da Universidade Federal do Pampa, como requisito parcial para obtenção do título de Mestre em Engenharia.

Área de Concentração: Tecnologia de Materiais

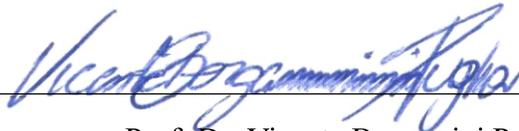
Dissertação defendida e aprovada em: 3 de agosto de 2018.

Banca examinadora:



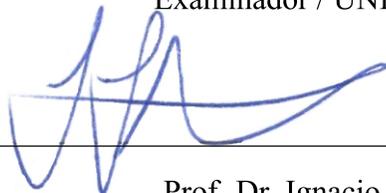
Prof. Dr. Luis Eduardo Kostascki

Orientador / UNIPAMPA



Prof. Dr. Vicente Bergamini Puglia

Examinador / UNIPAMPA



Prof. Dr. Ignacio Iturrioz

Examinador / UFRGS

RESUMO

Avaliações de estruturas em situação de ruptura por meios numéricos é sempre uma opção viável em termos de custo. Dito isso o presente trabalho tem como objetivo aplicar dois modelos numéricos em uma forma híbrida para estudar a emissão acústica de um guia de ondas nos modos da fratura, utilizando-se como ambiente de trabalho o pacote comercial Abaqus. Aplica-se o método dos elementos discretos formado por barras (LDEM) implementado no Abaqus para a representação da parcela susceptível a ruptura e utiliza-se o método dos elementos finitos (FEM) na representação do contínuo. O estudo é feito simulando a emissão acústica de um guia de ondas proveniente da ruptura induzida de uma região debilitada. A configuração de contorno é feita assegurando-se uma ruptura nos três modos fundamentais da mecânica da fratura. Os resultados são avaliados através da utilização da metodologia de análise de superfície em multicanais (MASW) e plotam-se os perfis de dispersão através da transformada dupla de Fourier (2DFFT). Para cada modo da mecânica da fratura comparam-se as transformadas duplas de Fourier dos sinais com o as curvas de dispersão da geometria, as quais já foram previamente definidas para os modos fundamentais de propagação. Os resultados em Modo I da mecânica da fratura excitam puramente os modos longitudinais, em modo II os sinais não apresentam excitações dos modos propagadores, assemelhando a emissão a fenômenos de ruídos brancos. Na análise em modo III tem-se a excitação de três modos fundamentais distintos, sendo eles, o flexural, torcional e longitudinal. Do trabalho conclui-se que as emissões nos modos da mecânica da fratura apresentam padrões de dispersão que podem ser determinados e usados como uma ferramenta de monitoramento e avaliação da integridade da estrutura aumentando a margem de segurança com relação a falha.

Palavras-Chave: LDEM, FEM, MASW, guia de ondas, dispersão.

ABSTRACT

Evaluation of structures in failure situation with numerical methods is always a good option in terms of cost. Said that, present work has the main aim to apply two different numerical models together to realize a study of the acoustical emission provided by a waveguide that fails according to the modes of fracture mechanics applying as the main environment the commercial software Abaqus. The Lattice Discrete Element Method (LDEM) is implemented in Abaqus environment to represent the portion of the body that ruptures can occur and the Finite Element Method is used to represent the continuous portion. The study is performed simulating the acoustical emission of a waveguide where a induced rupture occurs in a weakened region. The set of the boundary is made ensuring the rupture to occur at the three fundamental modes of fracture mechanics. The results are evaluated by multichannel analysis of surface-waves (MASW) methodology and the dispersive profile is plotted by double fast-fourier transform (2DFFT). For each fracture mechanics mode the results found by means of double fourier transform of signals are compared to the dispersion curves of the geometry that were early performed for the main modes of propagation. The fracture mechanics mode I signals excited purely the longitudinal modes, the mode II signals did not show any kind of propagation modes likely the signals that are found at white noises. For mode III analysis three fundamental distinct modes were excited, being bending, torsion and tension/compression modes. From work, it is concluded that the acoustical emissions in fracture mechanics modes exhibit dispersive patterns that can be determined and used to monitoring and assessment the structural integrity increasing the safety margin to failure.

Keywords: LDEM, FEM, MASW, 2DFFT, dispersion.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Equilíbrio de forças em um elemento diferencial de uma corda esticada.	5
Figura 2 – Equilíbrio de forças em um elemento diferencial de uma corda esticada em base elástica.	6
Figura 3 – Propagação no meio a) não-dispersivo e b) dispersivo	8
Figura 4 – Variação do número de onda k em função da frequência angular ω	8
Figura 5 – Comparação entre as formas de propagação a) no meio infinito (ondas de corpo) e b) no meio finito (guiadas).	9
Figura 6 – Reflexão e refração de uma onda plana ao atingir a interface entre dois meios.	10
Figura 7 – Lei de Snell para o caso de a) $C_2 < C_1$ e b) $C_2 > C_1$	11
Figura 8 – Conversão de modo para onda incidente a) longitudinal e b) transversal.	12
Figura 9 – Atenuação por espalhamento a) geométrico e b) por dispersão.	13
Figura 10 – Transformada de Fourier do domínio temporal para o domínio das frequências.	14
Figura 11 – Algoritmo para transformada dupla de Fourier.	16
Figura 12 – Metodologia MASW. a) captação da emissão, b) matriz $u(x,t)$ e c) transformada dupla na forma de $H(k,f)$	16
Figura 13 – Guia de ondas a) na representação global e b) no modelo axissimétrico.	17
Figura 14 – Curvas de dispersão para um guia de seção retangular feito de aço SAE 1020.	18
Figura 15 – Comparação entre o método do ultrassom convencional e a técnica das ondas guiadas.	19
Figura 16 – a) Arranjo cúbico do LDEM e b) modelo discretizado com LDEM.	23
Figura 17 – Fratura em um plano paralelo a uma das faces a) no contínuo e b) no LDEM.	25
Figura 18 – Lei constitutiva bilinear de Hillerborg.	27
Figura 19 – Índices de dano, a) modular, b) direcional em 2, c) direcional em 3 e d) direcional em 1.	30
Figura 20 – Parâmetros do modelo <i>Brittle Cracking</i>	31
Figura 21 – Tipos de união: a) centro do módulo e b) externo ao módulo, c) área de excitação e d) localização do sensor de resposta.	34

Figura 22 – Função de excitação: a) no domínio do tempo e b) no domínio das frequências.	34
Figura 23 – Deslocamento em z recebido no receptor.	35
Figura 24 – Dimensões em mm do modelo LDEM-FEM.	36
Figura 25 – Configuração do teste, a) teste em modo I, b) teste em modo II, c) teste em modo III, d) engaste.	37
Figura 26 – Sinal a) da região próxima a trinca e b) detectado pelo primeiro sensor na configuração de modo I.	39
Figura 27 – Avanço da trinca nos tempos a) $t_1 = 2,04 \times 10^{-4}$ s, b) $t_2 = 3,14 \times 10^{-4}$ s e c) $t_3 = 3,25 \times 10^{-4}$ s.	40
Figura 28 – a) Resposta na forma do método MASW para aceleração nodal em z em modo I e b) detalhe dos sinais encontrados nos sensores 1, 2 e 3.	40
Figura 29 – Comparação das 2DFFT em modo I das acelerações em a) x e b) y e c) z com as curvas de dispersão.	41
Figura 30 – Sinal a) da região próxima a trinca e b) detectado pelo primeiro sensor na configuração de modo II.	42
Figura 31 – Avanço da trinca nos tempos a) $t_1 = 32,80 \times 10^{-4}$ s, b) $t_2 = 33,02 \times 10^{-4}$ s e c) $t_3 = 40,06 \times 10^{-4}$ s.	43
Figura 32 – a) Resposta na forma do método MASW para aceleração nodal em z em modo II e b) detalhe dos sinais encontrados nos sensores 1, 2 e 3.	43
Figura 33 – a) Comparação da 2DFFT em modo II da aceleração em z com as curvas de dispersão do guia para a faixa de frequências [0,1] MHz e b) detalhe no foco da 2DFFT.	44
Figura 34 – Sinal a) da região próxima a trinca e b) detectado pelo primeiro sensor na configuração de modo III.	45
Figura 35 – Avanço da trinca nos tempos a) $t_1 = 7,75 \times 10^{-4}$ s, b) $t_2 = 7,94 \times 10^{-4}$ s e c) $t_3 = 10,78 \times 10^{-4}$ s.	46
Figura 36 – a) Resposta na forma do método MASW para aceleração nodal em z em modo III e b) detalhe dos sinais encontrados nos sensores 1, 2 e 3.	46
Figura 37 – Comparação das 2DFFT em modo III das acelerações em a) x e b) y e c) z com as curvas de dispersão.	47

Figura 38 – a) Resposta na forma da metodologia MASW para aceleração nodal na direção x em modo I, b) detalhe na passagem da emissão pelos sensores.	55
Figura 39 – a) Resposta na forma da metodologia MASW para aceleração nodal na direção y em modo I, b) detalhe na passagem da emissão pelos sensores.	55
Figura 40 – a) Resposta na forma da metodologia MASW para aceleração nodal na direção z em modo I, b) detalhe na passagem da emissão pelos sensores.	56
Figura 41 – a) Resposta na forma da metodologia MASW para aceleração nodal na direção x em modo II, b) detalhe na passagem da emissão pelos sensores.	57
Figura 42 – a) Resposta na forma da metodologia MASW para aceleração nodal na direção y em modo II, b) detalhe na passagem da emissão pelos sensores.	57
Figura 43 – a) Resposta na forma da metodologia MASW para aceleração nodal na direção z em modo II, b) detalhe na passagem da emissão pelos sensores.	58
Figura 44 – a) Resposta na forma da metodologia MASW para aceleração nodal na direção x em modo III, b) detalhe na passagem da emissão pelos sensores.	59
Figura 45 – a) Resposta na forma da metodologia MASW para aceleração nodal na direção y em modo III, b) detalhe na passagem da emissão pelos sensores.	59
Figura 46 – a) Resposta na forma da metodologia MASW para aceleração nodal na direção z em modo III, b) detalhe na passagem da emissão pelos sensores.	60
Figura 47 – Comparação da 2DFFT da componente de aceleração nodal em x com as curvas de dispersão da geometria na faixa [0,1] MHZ e b) detalhe no foco da 2DFFT.	61
Figura 48 – Comparação da 2DFFT da componente de aceleração nodal em y com as curvas de dispersão da geometria na faixa [0,1] MHZ e b) detalhe no foco da 2DFFT.	61
Figura 49 – Comparação da 2DFFT da componente de aceleração nodal em z com as curvas de dispersão da geometria na faixa [0,1] MHZ e b) detalhe no foco da 2DFFT.	62

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Propriedades do modelo discretizado para análise acústica.	36
---	----

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

MASW - análise de ondas de superfície em multicanais
NDT - ensaio não-destrutivo
MPM - método da partícula magnética
MLP - método do líquido penetrante
DEM - método dos elementos discretos
LDEM - método dos elementos discretos formado por barras
FEM - método dos elementos finitos
2DFFT - transformada bidimensional de Fourier
FFT - transformada de Fourier
T32D - elemento com três graus de liberdade e dois nós
 A_d - área de seção transversal da barra diagonal do LDEM
 A_l - área de seção transversal da barra longitudinal do LDEM
 A_l^f - área de fratura equivalente da barra longitudinal do LDEM
 A_d^f - área de fratura equivalente da barra diagonal do LDEM
C - matriz de amortecimento
 c_A - constante de equivalência entre LDEM e contínuo
 C_g - velocidade de grupo
 C_L - velocidade de propagação longitudinal
 C_p - velocidade de fase
 C_{order} - valor de correlação entre os nós e antinós
d - comprimento da trinca; dano
 d_{eq} - comprimento característico do material
E - módulo de Young
 E_d - energia dissipada por dano
 E_s - energia elástica
 E_T - energia total
f - frequência

F - força
 f_a - frequência de aquisição
 G_f - energia de fratura
 I_d - índice de dano modular
k - número de onda
 K_c - tenacidade a fratura do material
 K_f - constante de proporcionalidade entre ε_r e ε_p
L - comprimento de aresta do módulo
 L_{cr} - comprimento crítico
 L_d - comprimento da barra diagonal do LDEM
 L_l - comprimento da barra longitudinal do LDEM
M - matriz de massa
R - raio
t - tempo
 T_t - tempo total
u - deslocamento
 u_n - deslocamento normal
 u_{n0} - deslocamento normal de ruptura
Y - parâmetro adimensional que depende da trinca e geometria
 α - coeficiente de atenuação
 Δ_t - incremento de tempo
 ε - deformação
 ε_{el} - deformação elástica
 ε_{in} - deformação inelástica
 ε_p - deformação crítica
 ε_r - deformação de ruptura
 γ - segunda função de isotropia do LDEM
 Γ - densidade de energia dissipada pela fratura
 λ - comprimento de onda
 ν - coeficiente de Poisson

ω - frequência angular

ϕ - primeira função de isotropia do LDEM

ρ_d - densidade da barra diagonal

ρ_l - densidade da barra longitudinal

σ - tensão

σ_p - tensão crítica

σ_t - tensão de tração

σ_{tu} - tensão última de tração

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	1
1.1	Contextualização	1
1.2	Objetivos	3
1.3	Justificativa	3
1.4	Divisão do Trabalho	3
2	REFERENCIAL TEÓRICO	5
2.1	Equação da Onda	5
2.2	Princípio da Dispersão	6
2.3	Ondas de Corpo	8
2.4	Reflexão e Transmissão	9
2.5	Refração	11
2.6	Atenuação	12
3	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	14
3.1	Transformada Dupla de Fourier	14
3.2	Metodologia MASW	15
3.3	Metodologia de Obtenção das Curvas de Dispersão	17
3.4	Métodos Acústicos	18
3.5	Revisão do Estado da Arte	20
4	MATERIAIS E MÉTODOS	23
4.1	Método dos Elementos Discretos Formado por Barras (LDEM)	23
4.1.1	Descrição do Método	23
4.1.2	Equivalência Energética entre LDEM e Contínuo	25
4.1.3	Lei Constitutiva Bilinear	26
4.1.4	Índices Escalares de Dano do LDEM	29
4.2	Implementação do LDEM no ambiente Abaqus	30
4.2.1	Discretização das Massas	30

4.2.2	Modelo <i>Brittle Cracking</i>	31
5	RESULTADOS E DISCUSSÃO	33
5.1	Validação do Modelo Numérico LDEM-Abaqus	33
5.2	Configuração da Análise Acústica nos Modos de Fratura	35
5.3	Resultados Modo I	38
5.4	Resultados Modo II	41
5.5	Resultados Modo III	44
6	CONCLUSÕES	48
6.1	Conclusões do Corpo Principal do Trabalho	48
6.2	Carácter Tecnológico	48
6.3	Sugestões para Trabalhos Futuros	49
	REFERÊNCIAS	50
	ANEXO A - Resultados das Modelagens Numéricas nos modos da Mecânica da Fratura	54
A.1	MASW dos modos I, II e III	54
A.1.1	Modo I	54
A.1.2	Modo II	56
A.1.3	Modo III	58
A.2	Comparação das 2DFFT's para modo II com as curvas de dispersão de frequência na faixa [0,1] MHz	60

1 INTRODUÇÃO

1.1 Contextualização

A mecânica da fratura é um campo da ciência que engloba diversas áreas distintas do conhecimento como engenharia mecânica, engenharia civil, engenharia de materiais, matemática aplicada e física (UNGER, 2001). Isto se deve ao alto grau de fatores que afetam o comportamento dos materiais em situação de ruptura, que, mesmo com todo conhecimento que se tem hoje, ainda é um campo de pesquisa ativo.

Na atualidade, há uma infinidade de métodos de ensaio utilizados para determinar a segurança de uma estrutura em relação à fratura em uma dada aplicação. Cada um destes métodos se baseia na determinação de parâmetros específicos para estimar essa segurança. Esses métodos, podem-se classificar em dois grandes grupos, os chamados métodos destrutivos que levam o elemento ao colapso e os não-destrutivos (do inglês Non Destructive Testing, NDT) que não comprometem a funcionalidade do material. Os métodos destrutivos englobam os mais conhecidos e tradicionais da ciência, entre eles, têm-se: os ensaios de tração, ensaios de compressão, ensaios de impacto, ensaios de fadiga, entre outros, nos quais o corpo é estressado até seu limite de resistência.

Os NDTs por outro lado, se comparados aos métodos destrutivos, tem como vantagem a possibilidade de avaliação direta na própria estrutura (STANLEY *et al.*, 1995), pois não inutilizam o elemento após o teste. Existem diversos métodos que podem ser considerados NDTs, entretanto, os mais tradicionalmente empregados na indústria são o método da inspeção visual, o método do raio-x, o método do líquido penetrante (MLP), o método da partícula magnética (MPM) e o método do ultrassom, sendo a grande parte dos demais métodos NDTs derivados destes.

Dentre os métodos NDTs, podem-se destacar os baseados na emissão acústica do corpo, como o tradicional método do ultrassom e a técnica das ondas guiadas. NDTs que trabalham com propagação de ondas elásticas (emissão acústica) apresentam como um dos diferenciais, além de poder serem empregados na própria estrutura, o fato da realização poder ser feita no elemento durante o serviço do mesmo sem a necessidade de uma pausa (ROSE, 2014). A técnica de análise da emissão acústica é vastamente aplicada no estudo de estruturas submersas (*off-shore*) como raisers, dutos de extração e mangueiras, pois nesse tipo de estruturas se tem grande limitação física de acesso e

uma grande região na qual se necessita a varredura.

Por mais efetivo que seja o ensaio realizado para verificação e avaliação da segurança em relação à falha do material, todos os ensaios mecânicos demandam ou muito tempo e/ou um custo elevado, mais ainda dependendo da complexidade geométrica do corpo e das condições que envolvem o teste. Com isto, uma estimativa inicial pode ser feita através de simulações computacionais, onde, normalmente, consegue-se uma boa aproximação do comportamento real da estrutura em um tempo/custo muito inferior ao do ensaio real.

Os métodos numéricos voltados ao estudo de fraturas segundo KRAJCINOVIC (1996) podem ser divididos em dois grandes grupos, os clássicos, advindos da mecânica do contínuo, e as abordagens estatísticas, baseadas em modelos discretos. Na utilização da abordagem clássica algumas dificuldades surgem na representação de comportamentos, como dano anisotrópico e efeito de escala (RIERA *et al.*, 2013). As abordagens discretas, por sua vez, representam naturalmente a presença de descontinuidades, pois baseiam-se em modelos estatísticos para representação dos campos de propriedades materiais. Como os métodos discretos (do inglês DEM) representam materiais através do arranjo de partículas rígidas que interagem entre si pelas leis de contato da dinâmica, JEBABI *et al.* (2015) salientam que certos materiais só são possíveis de se modelar selecionando-se uma forma de ligação que represente a correta coesão entre as partículas. Desta consideração surgiram os métodos formados por elementos discretos unidos por barras, os chamados métodos treliçados (do inglês *Lattice Methods*).

A versão do método dos elementos discretos formado por treliças (do inglês LDEM), utilizada neste trabalho, baseia-se na proposta original de NAYFEH e HEFZY (1978), onde se representa o sólido através de um arranjo tridimensional regular de barras cuja massa é discretizada nos nós da treliça. Neste método, no momento em que uma das barras do corpo atinge o limite de resistência, esta é apagada do processo e dá-se continuidade à simulação. Com isso, esta metodologia torna a representação de fenômenos como fissuração intuitiva e direta.

Este trabalho apresenta a aplicação do método dos elementos discretos formado por barras (LDEM) combinado a uma abordagem do contínuo através o método dos elementos finitos (do inglês FEM) para modelagem numérica um guia de ondas em situação de ruptura nos modos fundamentais da mecânica da fratura avaliando a emissão acústica através da técnica das ondas guiadas juntamente com a metodologia MASW. O FEM é utilizado para representar a parte do corpo que

se mantém contínua durante o ensaio representando a parcela pertencente à região de varredura, enquanto que, o método dos elementos discretos representa a região do corpo sujeita ao colapso, ou seja, a fonte da emissão.

1.2 Objetivos

O objetivo geral deste trabalho é utilizar o LDEM e o FEM em conjunto na aplicação da modelagens numérica em situação de emissão acústica proveniente da propagação de trincas em um guia de ondas utilizando o ambiente Abaqus. Entre os objetivos específicos, têm-se:

- Validar a modelagem híbrida LDEM-FEM na forma elástica comparando com o comportamento dos modelos puros LDEM e FEM;
- Avaliar a dispersão do sistema comparando os resultados com as curvas de dispersão do trabalho de Groth (2016);
- Avaliar a possibilidade de implementação dessa metodologia em estudos aplicados na prática.

1.3 Justificativa

Estruturas em casos reais sempre apresentam defeitos e descontinuidades presentes em sua microestrutura e estas, por sua vez, levam o material a resistir muito menos do que ele resistira teoricamente. Além disso, conseguir estimar quando o elemento falhará é fundamental para a seleção correta de aplicação em termos de segurança. Com isso, cada vez mais, tem-se o desenvolvimento de métodos voltados para prevenção de falha. Um desses métodos é o LDEM, que tem a capacidade de representar numericamente corpos em situação de falha de uma forma intuitiva, o que o torna uma ótima ferramenta para uma análise preliminar em estruturas nas quais essa possibilidade existe.

A inspeção de corpos através de NDTs acústicos é uma das alternativas viáveis quando se trabalham em estruturas *offshore*, as quais o acesso físico é limitado e a região de interesse é grande na estrutura. Sendo a técnica das ondas guiadas um meio de avaliação na qual se cumprem estes dois requisitos.

1.4 Divisão do Trabalho

O Capítulo 2 do trabalho apresenta um referencial teórico sobre os conceitos envolvidos na pro-

pagação de ondas em meios sólidos, denotando o princípio da dispersão e os conceitos de refração, reflexão e atenuação.

O trabalho apresenta no Capítulo 3 a revisão bibliográfica, mostrando os preceitos da transformada dupla de Fourier (2DFFT), da metodologia MASW e a apresentação de uma das metodologias que pode ser empregada para obtenção das curvas de dispersão, a qual é proposta em CEGLA (2008). Posteriormente, é apresentada uma explicação acerca do método do ultrassom tradicional e o método das ondas guiadas e as aplicações da técnica de emissão acústica no monitoramento de estruturas, ao final, apresenta-se a revisão do estado da arte dos métodos empregados no trabalho.

O trabalho apresenta no Capítulo 4 a descrição das metodologias do LDEM, a implementação do LDEM no ambiente Abaqus e a descrição dos modelos de implementação constitutivos *Concrete Damaged Plasticity* e *Brittle Cracking* utilizados na representação da lei constitutiva do LDEM no Abaqus.

O Capítulo 5 explica os modelos utilizados para realização dos testes acústicos, as condições de contorno, propriedades físicas, os resultados encontrados no teste de validação e nos modos da mecânica da fratura, fazendo-se comparações com os resultados das análises e a dispersão do sistema.

O Capítulo 6 apresenta as principais conclusões dos objetivos do corpo do trabalho, as sugestões para trabalhos futuros e o caráter tecnológico que o trabalho busca.

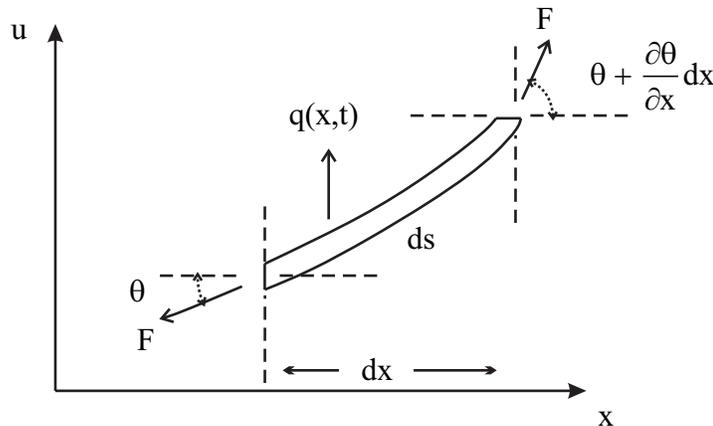
2 REFERENCIAL TEÓRICO

2.1 Equação da Onda

Todas as soluções para a emissão acústica são baseadas na equação fundamental da onda, portanto, explica-se neste tópico a formulação básica para esse caso, partindo-se do princípio de uma pequena corda esticada com movimento unidimensional na direção u e uma pequena região de comprimento diferencial ds , conforme mostrado na figura 1. Utilizando-se a Segunda Lei de Newton para o balanço de forças do sistema em u , chega-se na forma (1).

$$-F\text{sen}(\theta) + F\text{sen}\left(\theta + \frac{\partial\theta}{\partial x}dx\right) + qds = \rho ds\ddot{u} \quad \dots(1)$$

Figura 1 - Equilíbrio de forças em um elemento diferencial de uma corda esticada.



Fonte: Autoria Própria.

Na qual F é a tensão da corda em N, θ é o ângulo da tensão com o eixo horizontal em radianos, ds é o comprimento da corda em m, q é a força externa por unidade de comprimento em N/m, ρ é a densidade do elemento em kg/m e \ddot{u} é a aceleração do elemento na direção de u em m/s^2 . Aplicando-se a aproximação de pequenas variações $\text{sen}(\theta) \approx \theta$, $ds \approx dx$ e $\theta \approx \frac{\partial u}{\partial x}$, chega-se a:

$$F \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + q = \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad \dots(2)$$

Que para o caso de não haver força externa ($q = 0$):

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \frac{1}{C_0^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad \dots(3)$$

Na qual a expressão (3) é conhecida como equação geral da onda. Neste caso, matematicamente $C_0 = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$ é o termo advindo da solução conhecido como velocidade de propagação da onda. A solução da equação pode ser obtida pelo método de separação de variáveis, na qual se chega numa solução harmônica na forma de (4).

$$u(x, t) = A \sin(kx - \omega t) \quad \dots (4)$$

Desta solução, encontram-se diversas propriedades do movimento vibratório, como o número de onda k , a frequência f , o comprimento de onda λ e a velocidade de fase C_p , mostradas em (5).

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{C_p}, \text{ onde } \omega = 2\pi f \text{ e } C_p = \lambda f \quad \dots (5)$$

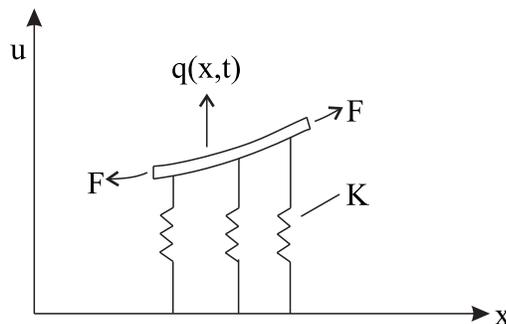
Também, pode-se determinar outras características do movimento através de (4), como sentido de propagação. Para um movimento com velocidade de fase constante (sem dispersão), no caso $C_p = C_0$, se o termo entre parêntesis for $(kx - \omega t)$, tem-se uma propagação para a direita porque x aumenta com o incremento de tempo para manter a fase e uma propagação para a esquerda, se o termo for $(kx + \omega t)$, pois ocorre o oposto.

2.2 Princípio da Dispersão

Considerando-se o mesmo elemento diferencial anterior, porém, desta vez em uma base elástica de constante K (fig. 2), tem-se a força por unidade de comprimento $q(x, t)$ na forma da relação de mola $q(x, t) = Ku(x, t)$. Portanto, rearranjando-se os termos na equação (2) tem-se:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{K}{F} u = \frac{1}{C_0^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad \dots (6)$$

Figura 2 - Equilíbrio de forças em um elemento diferencial de uma corda esticada em base elástica.



Fonte: Autoria própria.

Comparando a equação (6) com a forma padrão mostrada em (3), tem-se um termo extra, portanto, a solução convencional na forma $f(x - C_0 t)$ não funciona e uma propagação sem distorção não acontece. Adotando como resposta a forma complexa da solução (4), encontra-se a relação (7) que é conhecida como equação característica ou dispersiva.

$$-k^2 - \frac{K}{F} + \frac{\omega^2}{C_0^2} = 0 \quad \dots (7)$$

A equação (7) então pode ser escrita isolando uma de suas duas variáveis, conforme (8) ou (9). Desta equação se percebe que em um meio dispersivo sempre existe um par (k, ω) que define a propagação. Este mesmo par é que define as propriedades dispersivas do modelo.

$$\omega^2 = C_0^2 \left(k^2 + \frac{K}{F} \right) \quad \text{onde } \omega = \omega(k) \quad \dots (8)$$

$$k^2 = \frac{\omega^2}{C_0^2} - \frac{K}{F} \quad \text{onde } k = k(\omega) \quad \dots (9)$$

Diferente do caso da corda esticada com base rígida, na base elástica $\omega = kC_p$ e, portanto $C_0 \neq C_p$. Levando C_p em conta:

$$C_p^2 = C_0^2 \left(1 + \frac{K}{k^2 F} \right) \quad \dots (10)$$

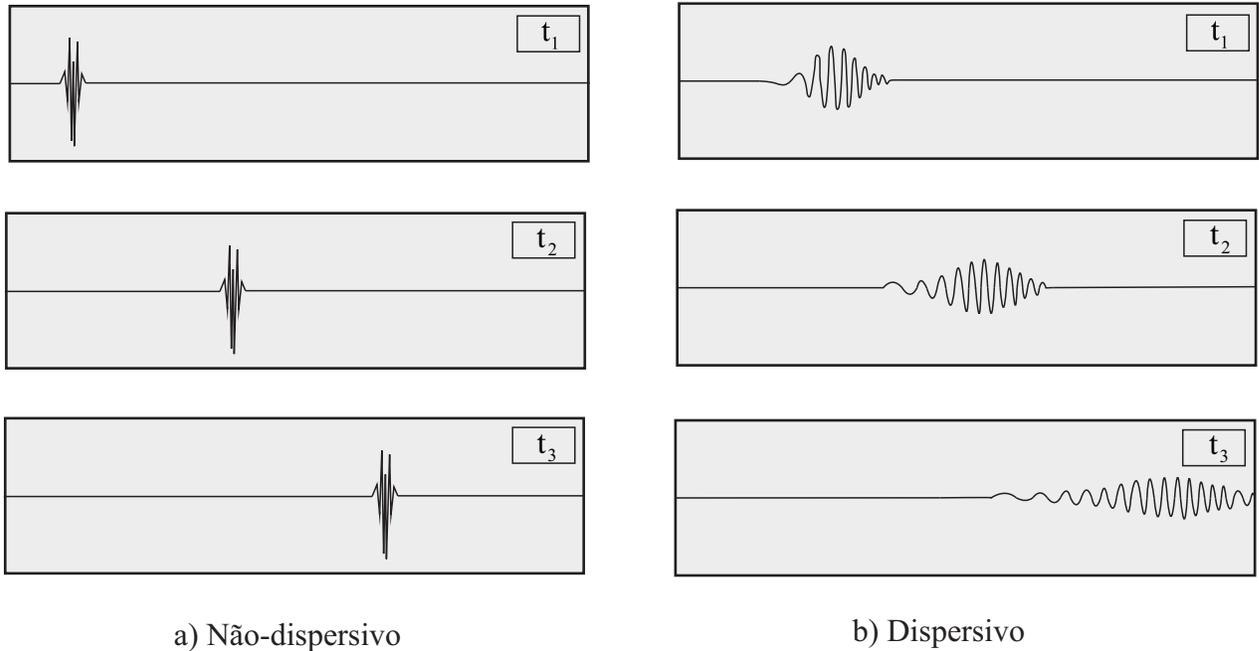
Se $k \rightarrow \infty$, então temos que $K \approx 0$, com isto, chegamos a relação de que $C_p = C_0$, o que em termos simples significa que para um grande número de onda, ou pequeno comprimento de onda, o efeito da dispersão é desprezível. Rearranjando-se para escrever a equação (10) em função da velocidade de fase C_p , obtém-se a expressão (11). Como a velocidade de fase varia com a frequência e o número de onda, distorções em propagações sempre irão ocorrer, como mostrado na figura 3.

$$k^2 = \frac{K/F}{\left(C_p^2 / C_0^2 \right) - 1} \quad \dots (11)$$

A equação (9) possui três comportamentos: o primeiro $\frac{\omega^2}{C_0^2} > \frac{K}{F}$ representa que pode-se ter um propagação da direita para a esquerda e outra da esquerda para a direita, sendo as duas propagações dispersivas; o segundo se $\frac{\omega^2}{C_0^2} < \frac{K}{F}$ em que o meio é não propagante porque o número de onda k se torna imaginário, a chamada propagação evanescente; o terceiro caso é de $k = 0$ onde têm-se um comprimento de onda $\lambda \rightarrow \infty$, pois $k = \frac{2\pi}{\lambda}$. Nesta última configuração, tem-se uma vibração estacionária uniforme com frequência de corte constante $\omega_0 = C_0 \sqrt{\frac{K}{F}}$ que não apresenta dispersão.

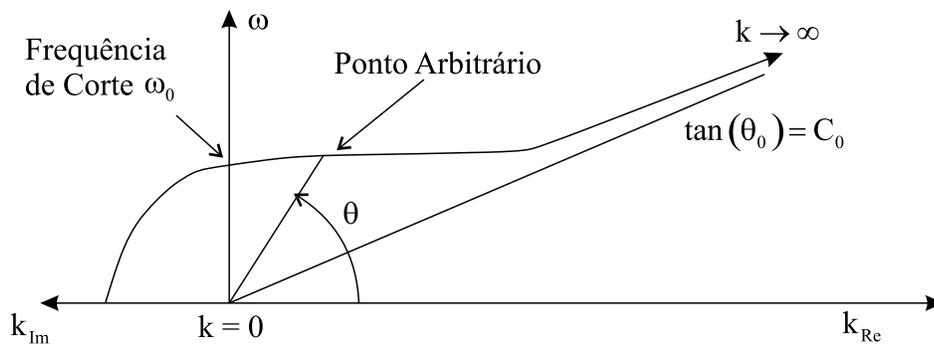
A figura 4 mostra graficamente a variação do número de onda k com a frequência angular ω para os casos descritos.

Figura 3 - Propagação no meio a) não-dispersivo e b) dispersivo



Fonte: Adaptado de ROSE (2014).

Figura 4 - Variação do número de onda k em função da frequência angular ω .



Fonte: Adaptado de ROSE (2014).

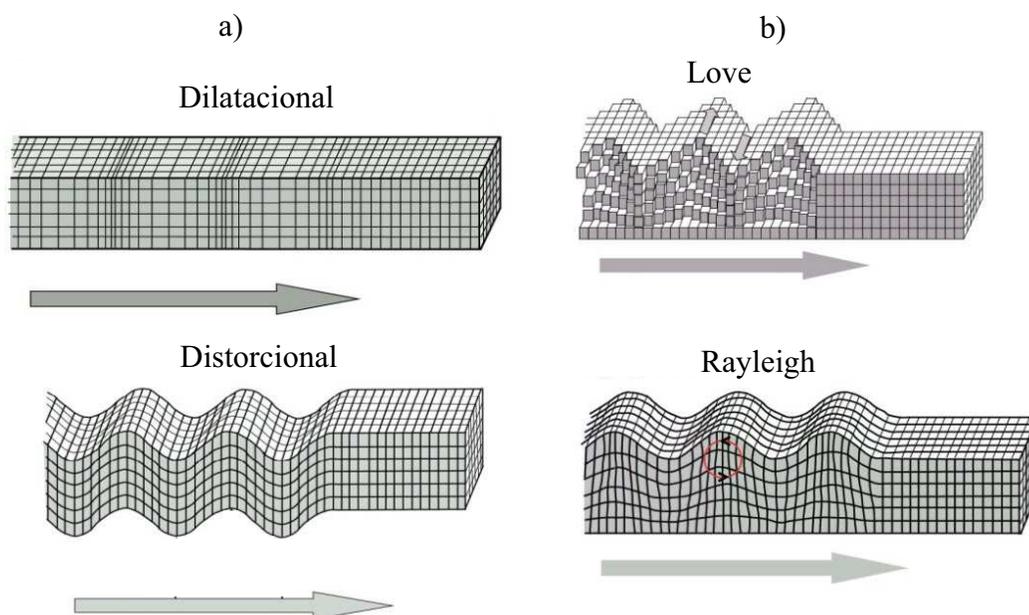
2.3 Ondas de Corpo

Toda onda propagante num meio pode ser caracterizada como uma onda de corpo ou uma onda guiada. A diferença dos dois tipos de onda é vinculada a existência do contorno. Ondas guiadas precisam de um contorno geométrico para existir, como no caso de ondas de Rayleigh, Lamb, Love

e até mesmo Stoneley (ROSE, 2014). As ondas de corpo por outro lado são ondas que existem no meio infinito e se caracterizam em dois segmentos: ondas dilatacionais, que causam movimento longitudinal nos elementos, e ondas distorcionais, em que o movimento é perpendicular à direção da propagação (EAGLE, 2005). A figura 5 apresenta em detalhes a comparação dos tipos de propagações do meio infinito e do meio finito. No caso de um guia de ondas ocorre um misto deste dois comportamentos, pois se têm uma dimensão infinita (muito maior as demais) e duas dimensões finitas, o que é considerado um espaço semi-infinito.

De todas as possibilidades de propagação, as ondas de corpo apresentam características importantes, a onda dilatacional (também chamada onda P) apresenta o limite de velocidade que uma propagação pode ter no meio, pois representa a maior velocidade na qual a perturbação pode propagar. Já a onda distorcional (também chamada onda S) em termos de dano é a que mais detém atenção, principalmente para o ramo da geotécnica pois é a que apresenta a maior amplitude de ocorrência.

Figura 5 - Comparação entre as formas de propagação a) no meio infinito (ondas de corpo) e b) no meio finito (guiadas).



Fonte: http://kiska.giseis.alaska.edu/input/west/guides/amato_faulting/ASRA_index.html.

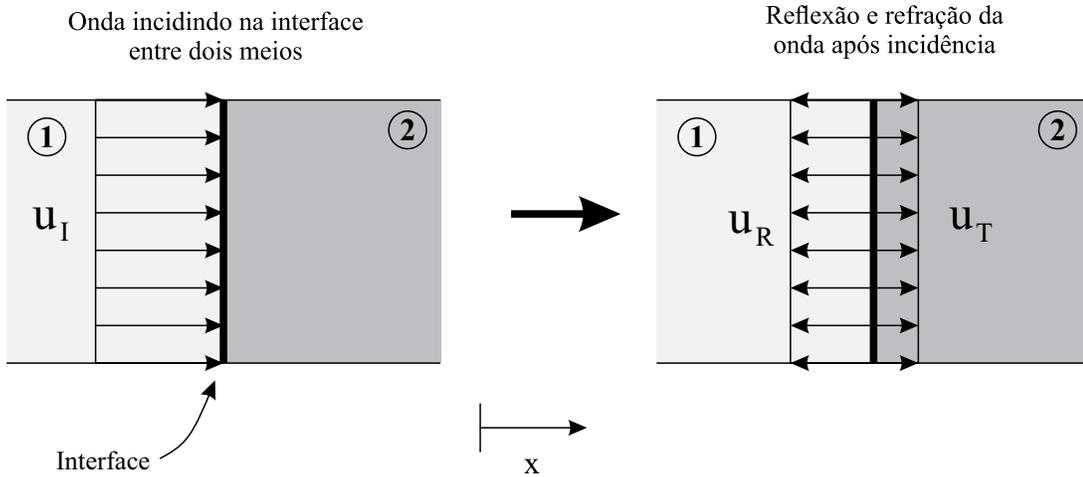
2.4 Reflexão e Transmissão

Quando uma onda encontra um obstáculo existem duas possibilidades para a resposta, ou a onda se reflete na fronteira e retorna ao interior do meio ou a onda pode refratar ao atravessar para o

outro meio. Na maioria dos casos reais ocorre um misto destes dois comportamentos.

Considerando uma onda longitudinal plana u_I no meio 1, ao se chocar com a interface entre os dois meios uma parcela da onda incidente retornará ao meio 1 (u_R) e outra se propagará pelo meio 2 (u_T), conforme mostrado na figura 6.

Figura 6 - Reflexão e refração de uma onda plana ao atingir a interface entre dois meios.



Fonte: Autoria própria.

Aplicando-se as condições de contorno da fronteira, têm-se que o deslocamento e a tensão das interfaces devem ser iguais. Utilizando-se a lei de Hooke para correlação entre o deslocamento e a tensão, encontram-se as relações entre as amplitudes da onda incidente, refletida e transmitida em função das velocidades de propagação e densidades de cada um dos meios, como mostrado em (12).

$$A_R = \frac{\rho_1 C_L^{(1)} - \rho_2 C_L^{(2)}}{\rho_1 C_L^{(1)} + \rho_2 C_L^{(2)}} A_I \quad \text{e} \quad A_T = \frac{2\rho_1 C_L^{(1)}}{\rho_1 C_L^{(1)} + \rho_2 C_L^{(2)}} A_I \quad \dots (12)$$

Reescrevendo-se esta expressão em função da impedância acústica ($W = \rho C_L$), podem-se encontrar os coeficientes de reflexão R e de transmissão T para a propagação como mostrado em (13). Os coeficientes são de importância para seleção de materiais para compor uma mudança de meios, visto que eles predizem o "quanto" será transmitido e refletido. Vale ressaltar, também, que os coeficientes são propriedades exclusivamente materiais independentemente das características da perturbação incidente.

$$R = \frac{A_R}{A_I} = \frac{W_2 - W_1}{W_1 + W_2} \quad \text{e} \quad T = \frac{A_T}{A_I} = \frac{2W_2}{W_1 + W_2} \quad \dots (13)$$

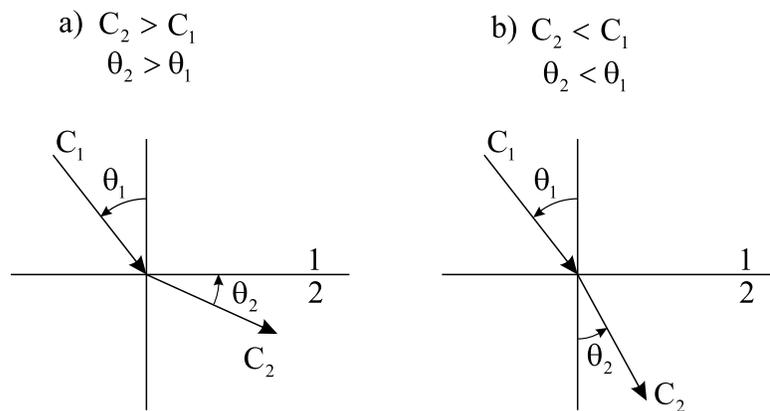
2.5 Refração

Uma onda viajando em um meio com um ângulo de incidência θ_1 ao passar a outro meio será refratada com um outro ângulo θ_2 . Esse princípio é o mesmo que se encontra na propagação de ondas ópticas, por isso, pode-se aplicar a lei de Snell para o ângulo refratado, conforme expresso em (14).

$$\frac{C_1}{\text{sen } \theta_1} = \frac{C_2}{\text{sen } \theta_2} = \dots = \frac{C_n}{\text{sen } \theta_n} \quad \dots(14)$$

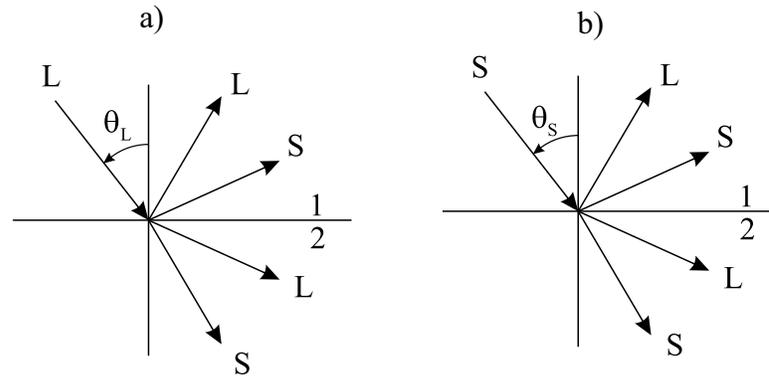
No qual os valores de θ_n são os ângulos de incidência da propagação no meio n e C_n são as velocidades de propagação respectivas do mesmo meio. A lei de Snell mostra que se no meio 2 a velocidade de propagação for menor, o ângulo de refração será maior, sendo a recíproca verdadeira (ver fig. 7).

Figura 7 - Lei de Snell para o caso de a) $C_2 < C_1$ e b) $C_2 > C_1$.



Fonte: Autoria própria.

Figura 8 - Conversão de modo para onda incidente a) longitudinal e b) transversal.



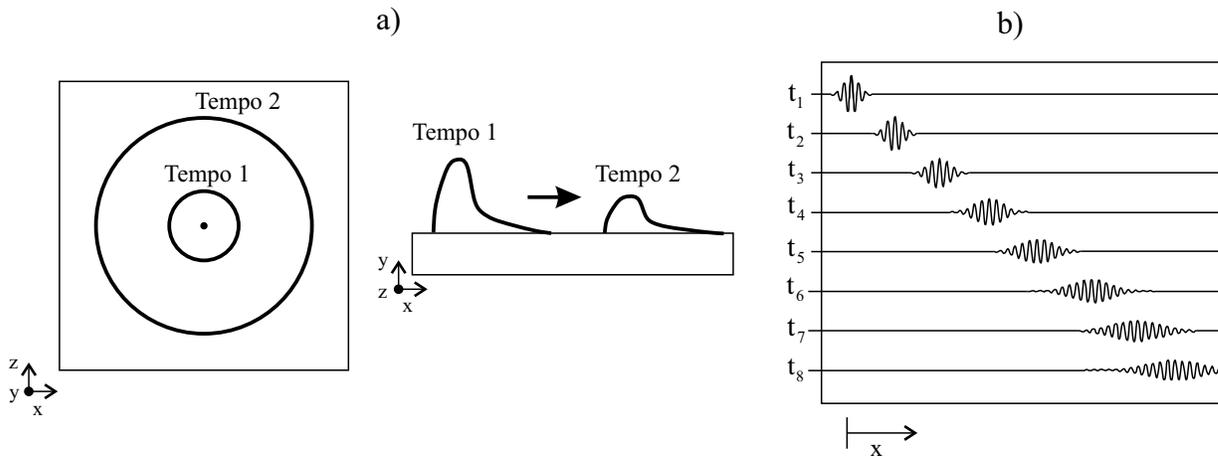
Fonte: Autoria própria.

Na propagação de ondas acústicas acontece também o fenômeno de conversão de modo quando a onda incidente encontra uma interface, seja ela interface de dois meios ou uma superfície livre. Na conversão, tanto a parcela refletida como a parcela transmitida, separam-se em componentes longitudinais e transversais, como mostra a figura 8. A conversão ocorre tanto para ondas incidentes longitudinais como transversais. Todas as conversões e seus ângulos de incidência obedecem a lei de Snell para refração.

2.6 Atenuação

Outro fenômeno que ocorre nas ondas é a atenuação da propagação. Essa atenuação que é a redução gradual da amplitude à medida que a onda propaga tendo como os dois mecanismos principais que a causam sendo o efeito do espalhamento e o efeito da absorção. O espalhamento é mais facilmente visualizado em frentes de onda cilíndricas e esféricas, que é quando a onda vai perdendo amplitude a medida que se afasta do centro da propagação para manter a energia. Esse tipo de espalhamento é também chamado de espalhamento geométrico e também ocorre em ondas frentes de ondas onda a onda espalha-se na geometria diminuindo a amplitude. Além do espalhamento geométrico, têm-se também o espalhamento por dispersão que é o ponto de interesse deste trabalho. Neste caso o que ocorre é a subdivisão do pacote de ondas inicial em suas componentes de frequência individual durante a propagação alterando a forma da perturbação. A comparação das duas formas de atenuação por espalhamento é mostrada na figura 9.

Figura 9 - Atenuação por espalhamento a) geométrico e b) por dispersão.



Fonte: Autoria própria.

O fenômeno da absorção, por sua vez, é causado pela conversão da energia da propagação em outros tipos de energia, como a dissipação através da propagação de trincas no corpo, a conversão em energia interna na forma de calor, dentre outros. Na prática, os materiais apresentam um comportamento misto em que parte da atenuação ocorre por espalhamento e parte por absorção. A forma convencional de representação da atenuação da amplitude de uma onda é na forma exponencial, como mostra-se em (15).

$$A = A_0 e^{-\alpha z} \quad \dots (15)$$

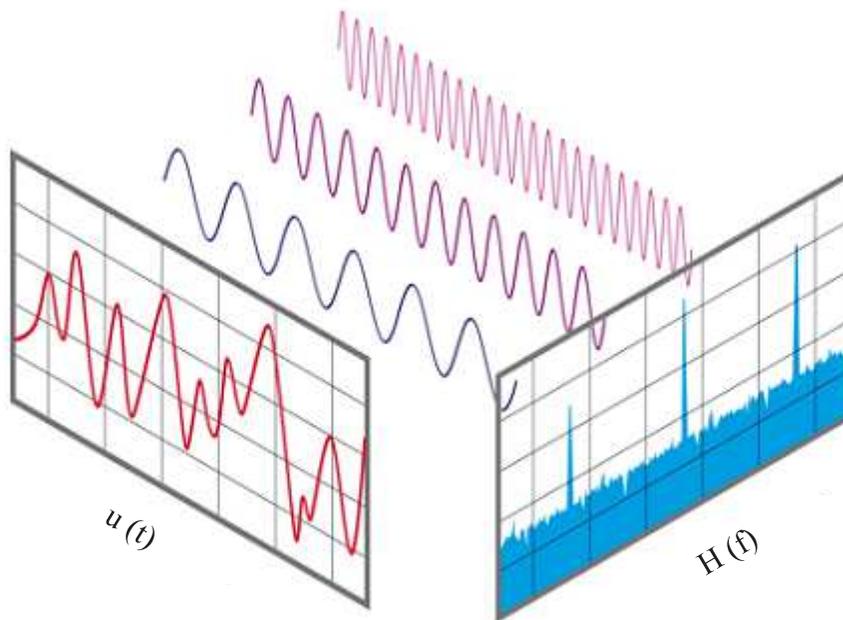
No qual A é a amplitude, A_0 é a amplitude inicial, z é a distância e α é o coeficiente de atenuação que pode ser obtido experimentalmente. A equação (15) é um meio matemático de representação do comportamento médio global da estrutura considerando o efeito do espalhamento e da absorção.

3 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

3.1 Transformada Dupla de Fourier

Um processo físico pode ser escrito no domínio temporal, tomando-se os valores da amplitude u em função do tempo, como $u(t)$, ou com a intensidade H em função de uma frequência f , sendo $H(f)$, como mostra a fig. 10. A transformada de fourier (FFT) é a ferramenta matemática que faz a transformações dos sinais entre esses domínios. Esta transformada é amplamente aplicada no ramo da acústica, como, por exemplo, no tratamento de dados de monitoramento remoto de sismos e nas varreduras de longo alcance em estruturas submarinas (COOLEY, 1987).

Figura 10 - Transformada de Fourier do domínio temporal para o domínio das frequências.



Fonte: <https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/thumb/6/61/FFT-Time-Frequency-View.png/340px-FFT-Time-Frequency-View>.

Em uma lógica semelhante, a transformada dupla de fourier (2DFFT) leva um sinal em função do espaço-tempo para sua representação no domínio das frequências espaciais e temporais. Com isso, um sinal $u(x,t)$ se torna $H(k,f)$ em que é possível se avaliar o perfil da dispersão do sistema. Também se pode obter a dispersão da velocidades de fase da propagação através dos dados da transformada dupla, pois $C_p = 2\pi \frac{f}{k}$. A transformada dupla de Fourier de um sinal contínuo $u(x,t)$ é mostrada em (16). Em que $u(x,t)e^{-i(kx+\omega t)}$ é a função harmônica do sinal.

$$H(k, f) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} u(x, t) e^{-i(kx + \omega t)} dx dt \quad \dots (16)$$

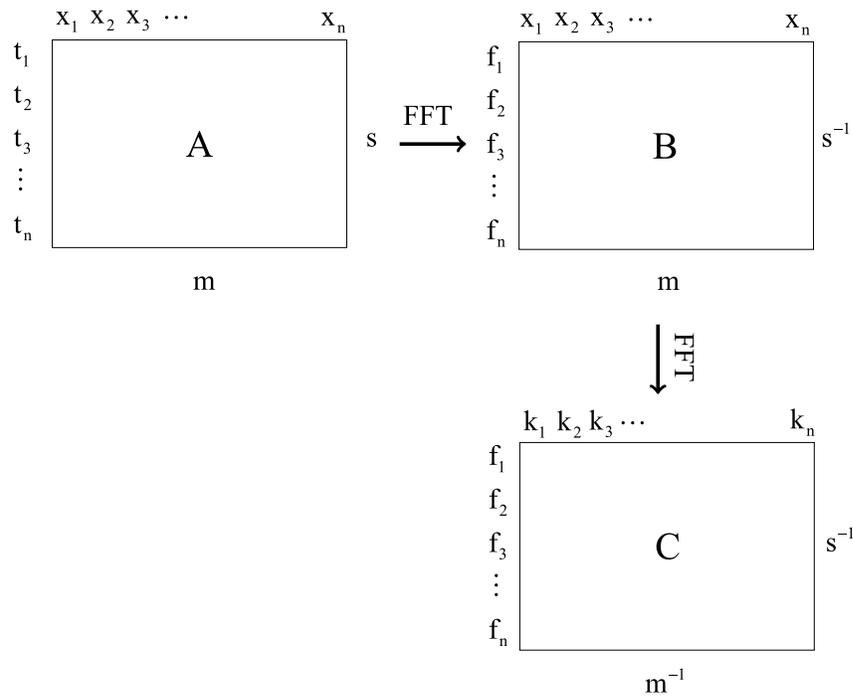
No trabalho de HORA e CERVENA (2012), tem-se uma descrição dos passos para realizar a transformada dupla num sinal $u(x,t)$ encontrado experimentalmente. Esse sinal pode ser obtido seguindo a metodologia MASW que será explicada no tópico subsequente. O algoritmo segue a forma:

- Constrói-se uma matriz com o número de linhas igual ao histórico do deslocamento no tempo, para cada ponto e cada coluna, referindo-se ao deslocamento referente a um ponto na linha de propagação abrangendo a distância espacial. Desta forma, cria-se uma matriz $m \times n$, em que cada linha representa a amplitude no tempo e cada coluna a amplitude no espaço;
- Faz-se a transformada de Fourier para o domínio das frequências em cada coluna da matriz. Nesta etapa, tem-se então o espectro das frequências para cada posição espacial;
- Realiza-se, por fim, a transformada para cada linha, que é composta pelos componentes daquela frequência em cada posição, levando, assim, o sinal para o domínio da frequência \times número de onda (fig. 11).

3.2 Metodologia MASW

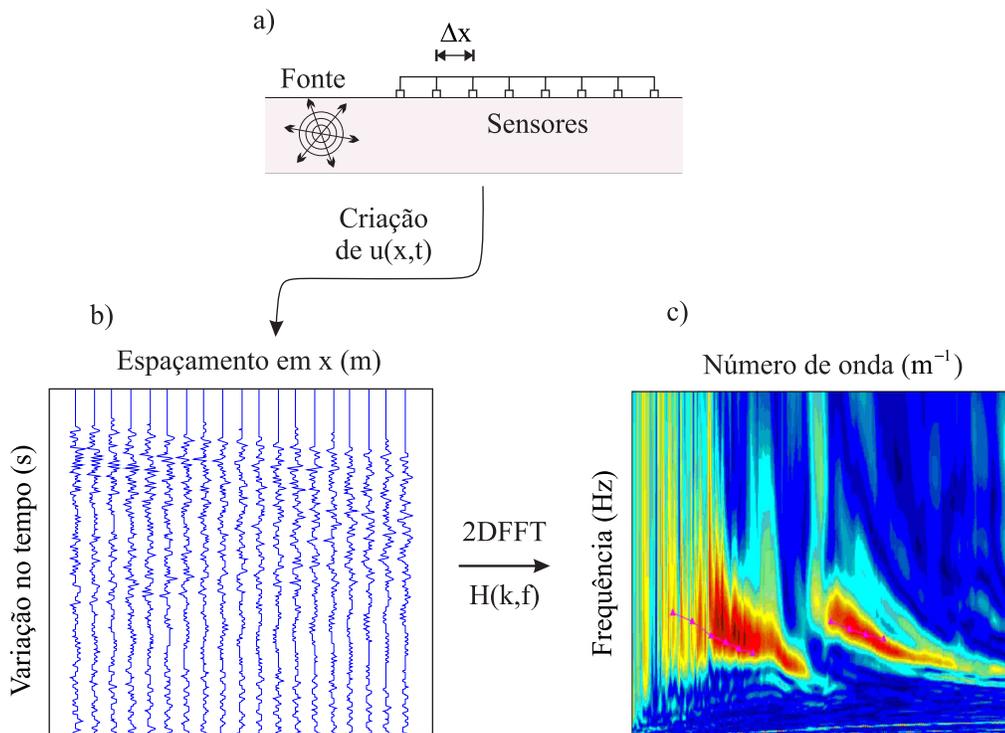
A Metodologia de Análise de Ondas de superfície em Multicanais (do inglês MASW) é a mais aplicada em todo campo da geotécnica no estudo dos perfis de velocidade de abalos sísmicos (PARK, 2007). Nesta metodologia, as respostas em uma emissão são medidas através da aplicação de diversos sensores dispostos na superfície ao longo do material. Os sensores são aplicados igualmente espaçados entre si em uma linha, sendo que esse espaçamento Δx deve atender a um valor pré-determinado para a frequência espacial mínima (GÓMEZ *et al.*, 2011). Cada sensor capta o histórico de variação da amplitude no tempo, seja ela, um campo de deslocamentos, velocidades ou acelerações. Então, com os dados, obtém-se uma matriz $u(x,t)$ com dimensão $m \times n$ em que cada coluna n representa o histórico temporal de um dado sensor e cada linha m apresenta a variação espacial num determinado tempo ao longo da linha. O esquema da MASW é mostrado na figura 12.

Figura 11 - Algoritmo para transformada dupla de Fourier.



Fonte: Adaptado de GROTH (2016).

Figura 12 - Metodologia MASW. a) captação da emissão, b) matriz $u(x,t)$ e c) transformada dupla na forma de $H(k,f)$.



Fonte: Autoria própria.

3.3 Metodologia de Obtenção das Curvas de Dispersão

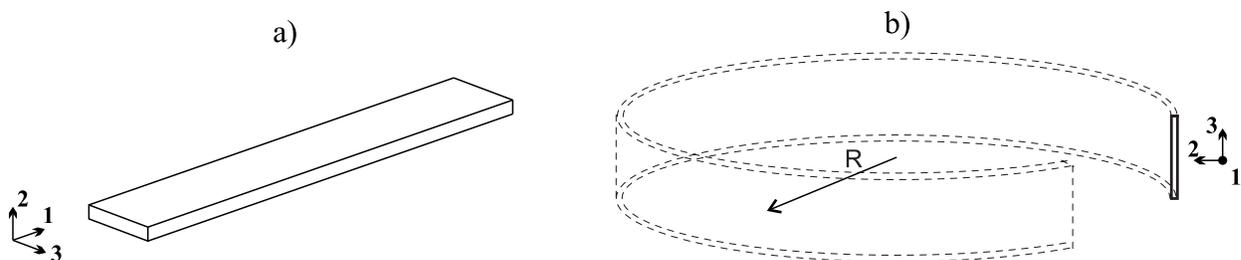
Neste tópico, comenta-se uma das metodologias aplicadas no trabalho de GROTH (2016) para obtenção das curvas de dispersão de um guia de onda de seção retangular com dimensões cujas propriedades são de um aço convencional com baixo teor de carbono (SAE 1020), o mesmo empregado no escopo deste trabalho. A metodologia aqui apresentada pode ser encontrada em detalhes em CEGLA (2008).

As curvas de dispersão em si são parte fundamental em estudos acústicos não-destrutivos (END), pois fornecem o mapa para os modos propagadores da estrutura. Estes modos, então, são comparados com os sinais recebidos pelos senores durante um monitoramento, servindo como base para avaliação da estrutura. Uma geometria pode ser considerada um guia de onda se duas de suas dimensões forem muito menores que a terceira, ou seja, matematicamente duas dimensões finitas e uma infinita. Essa consideração caracteriza somente uma direção para a propagação, ou seja, a onda é "guiada".

Nesta metodologia, modela-se o guia de ondas através de um aro cuja seção transversal é a mesma do guia (ver fig. 13). O aro tem simetria axial, o que torna possível a resolução através de modelos numéricos com condição axissimétrica. É utilizada uma condição de contorno envolvendo o número de nós e antinós do modelo, o que delimita o número de comprimentos de onda que o aro pode ter. Esse valor é denotado por C_{order} . A relação entre C_{order} , o comprimento de onda λ e o raio do aro R é mostrado em (17). No qual R deve ser muito maior que a seção transversal do guia, respeitando a condição de apenas duas dimensões finitas.

$$\lambda = \frac{2\pi R}{C_{order}} \quad \dots (17)$$

Figura 13 - Guia de ondas a) na representação global e b) no modelo axissimétrico.

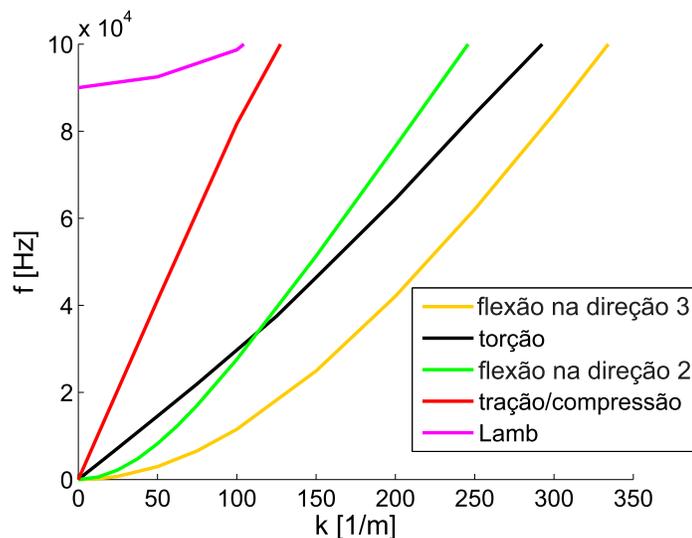


Fonte: Adaptado de CEGLA (2008).

Pela equação (17), e estabelecendo-se os valores de C_{order} e R , se encontra o comprimento de

onda λ ou número de onda k , pois $k = \frac{2\pi}{\lambda}$. Para esse número de onda existe uma gama de valores de frequência f , referentes às frequências naturais de cada modo para o qual aquele número de onda existe, ou seja, para cada k se obtém vários pares (k,f) cada um correspondente a um ponto na curva de dispersão de um dos modos. Variando-se os valores de R e C_{order} , obtém-se outros pares (k,f) para outro valor de k . As curvas de dispersão referentes a cada modo são então construídas através dos vários pontos (k,f) encontrados na análise modal, sendo plotados num plano cartesiano onde a abcissa são os valores k e a ordenada os valores da frequência f referentes ao dado modo. A figura 14 mostra as curvas de dispersão obtidas no trabalho de GROTH (2016) para os modos torcional, flexural, trativo e de Lamb. A faixa de frequências na qual foi estabelecida a análise foi de 0 a 100 kHz. Pode-se notar que todas as curvas dos modos com exceção do modo de Lamb partem da origem, o que significa que a faixa de frequência $[0,100]$ kHz só excita as frequências fundamentais de cada modo. A frequência de corte para o modo de Lamb encontrada pelo autor foi 90 kHz.

Figura 14 - Curvas de dispersão para um guia de seção retangular feito de aço SAE 1020.



Fonte: GROTH (2016).

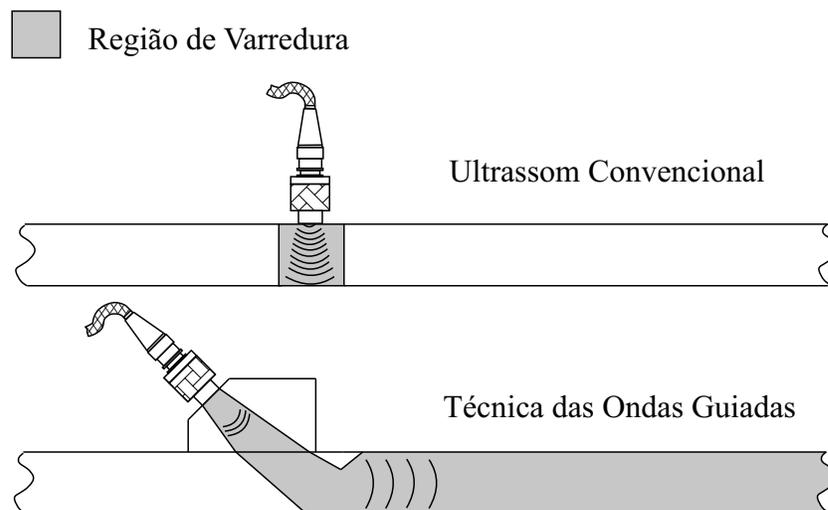
3.4 Métodos Acústicos

Dentre os NDTs, existem os modelos baseados em emissão acústica do corpo, como método do ultrassom convencional e o método das ondas guiadas. Nestes métodos correlacionam-se características do corpo com as oscilações mecânicas emitidas por eles. As oscilações podem ser devido a liberação de energia elástica interna armazenada, como no caso da propagação de trincas, e devido à dissipação da energia cinética causada por uma carga de impacto aplicada. O mecanismo que

ocasiona liberação de energia na forma acústica varia conforme o método selecionado e o método pode ser caracterizado como método ativo ou método passivo. Nos métodos ativos, utiliza-se como fonte de energia uma excitação externa com uma forma pré-determinada, essa excitação então interage com os defeitos existentes na estrutura e, posteriormente, caracteriza-se o material com base na variação do sinal captado em relação ao sinal base emitido. Já nos métodos passivos, utilizam-se sensores piezoelétricos (acelerômetros) para monitorar a estrutura em serviço e, caso ocorrer um crescimento de trinca, energia interna é liberada na forma oscilatória e é captada pelo sensor. Depois por esses dados é possível estimar características pelo padrão acústico recebido.

Os diferentes ensaios acústicos priorizam efeitos diferentes, o ultrassom convencional, por exemplo, possui grande limitação física de abrangência e alta caracterização do defeito existente. O método das ondas guiadas diferentemente, tem um maior alcance de varredura e uma precisão não tão elevada (ver fig. 15). Em decorrência disto, pode-se combinar métodos acústicos para obter uma melhor caracterização estrutural, como aplicar o método das ondas guiadas para detectar a existência de uma descontinuidade e depois aplicar o método do ultrassom convencional para uma segunda avaliação da região de interesse.

Figura 15 - Comparação entre o método do ultrassom convencional e a técnica das ondas guiadas.



Fonte: Autoria própria.

Na técnica das ondas guiadas, a onda é chamada guiada porque ocorre interação com as fronteiras do meio, sendo esta a razão que a difere de uma onda propagando em um meio infinito (ondas de corpo). A onda que se propaga em um guia de onda, segundo GROSSE e OHTSU (2008), nem sempre pode ser considerada guiada, uma vez que, para este caso especial ela depende da relação

da frequência e do comprimento de onda com as dimensões do corpo.

A aplicação na análise de estruturas marítimas e *off-shore* pela técnica da emissão acústica se apresenta como um ramo ativo de pesquisa, como um dos primeiros trabalhos específicos na área se encontra a contribuição de COCHARD et al. (1983), onde é avaliada a possibilidade de utilização da análise modal juntamente com a emissão acústica para monitoramento em plataformas submersas. Posteriormente, diversas pesquisas voltadas nesta área tem emergido, sendo uma boa revisão da importância deste tema encontrada em ANASTASOPOULOS *et al.* (2009), onde se tem uma revisão da utilização das técnicas de emissão acústica para monitoramento e detecção em tempo real de emissões, salientando-se a exequibilidade da técnica em estruturas marinhas e *off-shore*, principalmente devido à complexidade das tensões atuantes nas quais estas estruturas estão sujeitas na prática.

3.5 Revisão do Estado da Arte

O estudo de ondas acústicas é um assunto recorrente que vem sendo abordado há mais de um século, entretanto já eram observados os ruídos e estalos que galhos emitiam ao quebrar desde as eras antigas (GROSSE e OHTSU, 2008). Uma das primeiras pesquisas no ramo da acústica, pode ser atribuída a James Prescott Joule, no ano de 1847, com a descoberta dos métodos de excitação ultrassônicos. Contudo, o fenômeno da dispersão, propriamente dito, já era observado nas ondas de superfície da água em 1776, por Pierre-Simon Laplace.

Em meados do final do século XIX, ocorreu um aumento da atenção voltada ao estudo da acústica, devido às grandes implicações do assunto no ramo da geofísica. Particularmente essa atenção se deve à descoberta de características da propagação de ondas em sólido, realizadas entre os anos de 1880 e 1910, por Rayleigh, Lamb e Love (AULD, 1973). Posteriormente, com o avanço tecnológico dos equipamentos de teste atingindo capacidades ultrassônicas e a descoberta do fenômeno piezoelétrico, o estudo da acústica conseguiu se estabelecer como o campo bem definido que é hoje.

No que diz respeito ao fenômeno da dispersão, não se pode definir exatamente quando se começou a estudar a dispersão de ondas mecânicas, visto que o fenômeno já era observado para ondas ópticas muito antes. Contudo, no início do século XX, pode-se encontrar trabalhos que já abordavam a dispersão em ondas mecânicas, como NAGAOKA (1906) na análise da variação do perfil de

velocidade no abalo sísmico ou nos renomados trabalhos de STONELEY (1925, 1928) na análise da dispersão de ondas sísmicas superficiais em meios stratificados e STONELEY e TILLOTSON (1928) no estudo da dispersão em ondas de Love.

A aplicação da metodologia MASW junto com transformada dupla de Fourier para análise do perfil de dispersão é um conceito bem mais recente na história. Pode-se dizer que a MASW se originou de um outro método, no qual se empregavam dois sensores para aquisição de dados, o chamado SASW (HEISEY *et al.*, 1982). Este método era usado na análise espectral das ondas superficiais de Rayleigh, onde era possível avaliar dispersão através da imagem (FFT), obtida dos dados da velocidade de fase e frequências dos sinais recebidos. Posteriormente, GABRIELS *et al.* (1987) expandiu este método pela avaliação do perfil de velocidade cisalhante através das ondas de superfície captadas pelos sensores, no qual os dados foram gravados em 24 sensores em linha. Apesar disso, é considerado que o pioneiro na utilização da metodologia MASW é PARK *et al.* (1999) quando aplicou sensores em linha para análise de sinais sonoros verificando que a dispersão da emissão se tornava mais precisa e redundante com a utilização de mais canais. Esse fato correlacionava com os problemas que se tinha na SASW, onde até então os sinais continham ondas de corpo e ruídos, os quais não eram distinguíveis e acabavam sendo considerados na construção do perfil de dispersão. Desde então, a metodologia MASW é vastamente aplicada em análises de emissões, principalmente na geotécnica, como pode ser visto em MILLER *et al.* (1999), onde se aplicou a MASW para o mapeamento dispersivo de uma base rochosa numa profundidade de 2 a 7m, em RYDÉN *et al.* (2001) na construção do perfil de dispersão em um pavimento através da MASW e com WATABE e SASSA (2008) na avaliação da estratigrafia do solo através da análise das ondas cisalhantes obtidas da MASW. Mais recentemente podem ser encontrados estudos como de STRELEC *et al.* (2017), onde os autores aplicaram a MASW junto com outros métodos geotécnicos de análise para estudar o solo em uma superfície de encosta de deslizamento, COLE *et al.* (2018) onde se comparou os resultados de uma emissão de fonte ativa através da aplicação de uma matriz de fibra óptica e da aplicação da MASW ou em TAIPODIA e DEY (2018) no qual se estudou o efeito das características da fonte emissiva na resolução da imagem de dispersão obtida pela MASW. Outros estudos que podem ser citados são: MARTÍNEZ-PAGÁN *et al.* (2018), onde os autores avaliaram a resposta sísmica de solo através da MASW e do método SPA; KURTULUS *et al.* (2017), na determinação das frequências dominantes de um sítio, variando-se a magnitude

da excitação e aplicando as metodologias MASW, Remi e o método do microtremor; e PARK e RICHTER (2017) na avaliação da compactação do terreno ao longo da construção de uma rodovia utilizando a MASW com 4 fileiras de sensores.

Saindo da geotécnica e adentrando na aplicação da metodologia MASW no estudo de guias de onda propriamente, podem-se encontrar as pesquisas de ASTANEH e GUDDATI (2016) onde elevou-se a eficácia da computação das curvas de dispersão utilizando os modelos PMDL para meios estratificados e CFEM para configuração de espaço semi-infinito, em HORA e CERVENA (2012) onde se avaliou a dispersão nas ondas de Lamb em um guia de onda discretizado com o FEM através da 2DFFT, em GÓMEZ *et al.* (2011), na extração da dispersão das ondas de Lamb e suas aplicações em NDTs com o pacote Consol Multiphysics, em GHODRATI *et al.* (2017) na extração das curvas de dispersão em nano-chapas utilizando a teoria do estresse conjunto e em GROTH (2016) no qual o autor aplicou três metodologias distintas para obtenção das curvas de dispersão de um guia de ondas retangular.

4 MATERIAIS E MÉTODOS

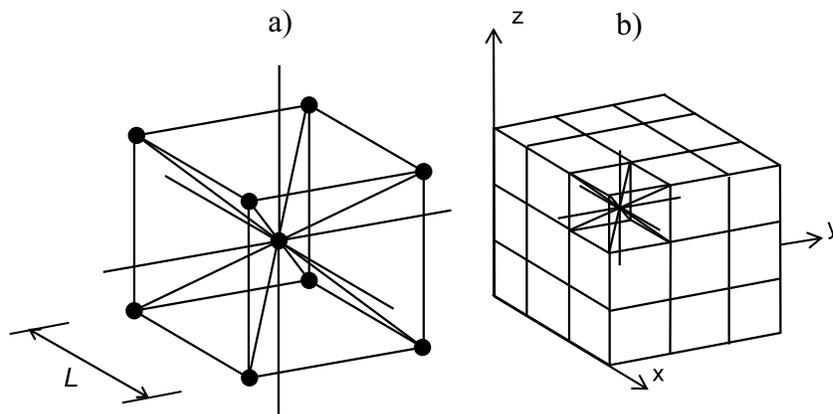
4.1 Método dos Elementos Discretos Formado por Barras (LDEM)

O LDEM, proposto por RIERA (1984) baseado na ideia de NAYFEH e HEFZY (1978), representa o contínuo pelo arranjo cúbico de barras de treliça no qual as massas ficam alocadas nos nós que as conectam. O LDEM tem boa autonomia para problemas de mecânica da fratura, pois, ao se chegar no limite de resistência de alguma das barras do arranjo, esta é apagada e segue-se o processo de simulação. Sendo essa representação coesa com o fenômeno da ruptura dos materiais.

4.1.1 Descrição do Método

Um módulo básico do LDEM tem 20 barras de treliças e 9 nós. Dentre as barras, têm-se elementos longitudinais e diagonais, sendo que os primeiros tem o comprimento coincidente com a aresta do cubo, ou seja, $L_l = L$. As barras diagonais possuem um comprimento proporcional, definido como $L_d = \frac{\sqrt{3}}{2}L$. As barras representam os elementos elásticos que suportam as cargas e desenvolvem esforços internos e, as massas nodais são os elementos que se deslocam, as quais possuem três graus de liberdade que são referentes as três coordenadas cartesianas. A representação do arranjo cúbico do LDEM é mostrada na figura 16.

Figura 16 - a) Arranjo cúbico do LDEM e b) modelo discretizado com LDEM.



Fonte: Autoria própria.

As áreas de seção transversal das barras diagonais e longitudinais são funções do comprimento da aresta do módulo L e das funções de isotropia ϕ e δ , como mostrado em (18) e (19). Em sólidos isotrópicos tem-se $\phi = (9 + 8\delta) / (18 + 24\delta)$ e $\delta = 9\nu / (4 - 8\nu)$, onde ν é coeficiente de Poisson do

material. Detalhes das funções de discretização podem ser encontrados em HAYASHI (1982).

$$A_1 = \phi L^2 \quad \dots (18)$$

$$A_d = \frac{2}{\sqrt{3}} \delta \phi L^2 \quad \dots (19)$$

A segunda lei do movimento de Newton rege o comportamento global do sistema. Essa que é iterada a cada instante de tempo para cada nó do modelo, conforme (20).

$$M\ddot{u} + C\dot{u} + F(t) - P(t) = 0 \quad \dots (20)$$

No qual a matriz de massa M e a matriz de amortecimento C são matrizes diagonais, portanto, a equação é desacoplada e pode ser resolvida por métodos diretos para obtenção do deslocamento u e suas derivadas temporais, sendo possível a resolução pelo método de diferenças finitas centrais. O balanço de forças da equação (20) leva em conta o efeito da rigidez do elemento, no qual F representa a componente das forças internas resultantes das barras atuando ao nó e P a componente das cargas externas. A expressão é integrada em cada instante de forma direta, podendo-se contabilizar grandes deslocamentos de forma eficiente (KOSTESKI *et al.*, 2011).

No LDEM o incremento de tempo Δt utilizado é que define se o teste é estático ou dinâmico. Esse incremento depende da velocidade de propagação do meio, que é uma propriedade material. Como as barras do LDEM são elementos unidimensionais a velocidade acústica de referência é a velocidade de propagação longitudinal do meio, mostrada na equação (21).

$$C_L = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad \dots (21)$$

O incremento máximo que garante a estabilidade numérica do sistema é limitado a conferir o tempo necessário para onda elástica atravessar o elemento de menor comprimento (crítico) antes da próxima iteração. No LDEM são as barras diagonais os elementos críticos, pois, $L_d \approx 0,6L$ para $\nu = 0,25$. Em BATHE (1996) é mostrado que essa condição é chamada critério de Courant-Friedrich-Lewy, e é mostrada em (22).

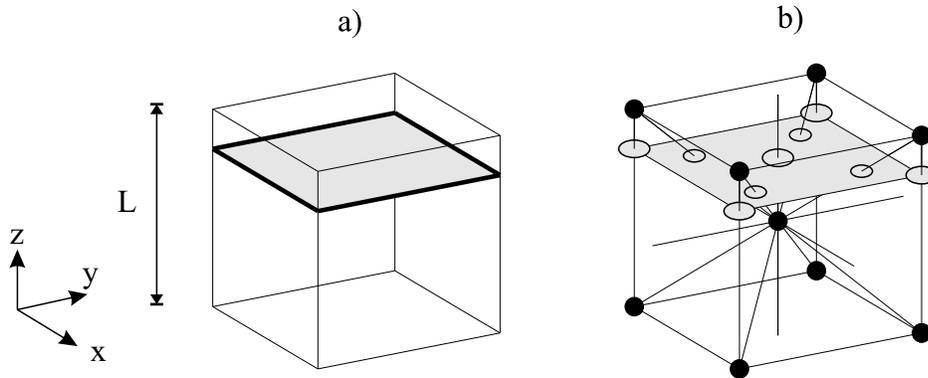
$$\Delta t_{\text{máx}} \leq \frac{L_d}{C_L} \quad \dots (22)$$

4.1.2 Equivalência Energética entre LDEM e Contínuo

Para correta correlação entre o modelo contínuo e o LDEM, estabelece-se que o balanço energético envolvido no processo de ruptura dos dois métodos deve ser igual. Considerando-se a fratura de um espécime cúbico contínuo de aresta L, num plano paralelo a uma de suas faces (fig. 17.a), tem-se uma energia dissipada igual a:

$$\Gamma = G_f \Lambda = G_f L^2 \quad \dots (23)$$

Figura 17 - Fratura em um plano paralelo a uma das faces a) no contínuo e b) no LDEM.



Fonte: Autoria própria.

Em que Λ representa a área da superfície de fratura. Para o LDEM a energia dissipada pela ruptura em um plano paralelo a uma de suas faces (fig. 17.b) contém a contribuição de cinco elementos longitudinais e quatro diagonais. Com isso para o LDEM a energia pode ser expressa como:

$$\Gamma_{\text{DEM}} = G_f \left(4 \cdot \frac{1}{4} \cdot c_A + c_A + 4 \cdot c_A \cdot \left(\frac{2}{\sqrt{3}} \right)^2 \right) L^2 \quad \dots (24)$$

Onde cada termo da soma leva em consideração a quantidade de módulos que compartilham um mesmo elemento e o número de barras que pertencem ao módulo. O coeficiente c_A é o parâmetro de interesse que garante a equivalência $\Gamma_{\text{DEM}} = \Gamma$. Igualando-se às expressões, então, se chega a relação (25).

$$G_f L^2 = G_f \left(\frac{22}{3} c_A \right) L^2 \quad \dots (25)$$

Obtém-se, obrigatoriamente, $c_A = \frac{3}{22}$ para garantir a equivalência dos métodos. Substituindo-se então o valor de c_A na expressão (24), pode-se encontrar as áreas de fraturas equivalentes dos elementos longitudinais e diagonais, na forma:

$$A_1^f = \left(\frac{3}{22}\right) L^2, A_d^f = \left(\frac{4}{22}\right) L^2 \quad \dots (26)$$

É possível se obter a relação entre a área de fratura equivalente do elemento e a área de seção transversal do mesmo, na forma:

$$\frac{A_1^f}{A_1} = \frac{3}{22\phi}, \frac{A_d^f}{A_d} = \frac{2\sqrt{3}}{11\delta\phi} \quad \dots (27)$$

No qual se pode destacar que a relação entre as áreas depende apenas das funções de isotropia δ e ϕ do modelo, que dependem exclusivamente do coeficiente de Poisson ν do material não importando a discretização do modelo. Para $\nu = 0,25$, têm-se $\delta = 1,125$ e $\phi = 0,4$, o que leva a uma relação $\left(\frac{A_1^f}{A_1}\right) \approx \left(\frac{A_d^f}{A_d}\right) \approx 0,34$.

4.1.3 Lei Constitutiva Bilinear

ROCHA (1989) e RIERA e ROCHA (1991) aplicaram o LDEM no estudo da ruptura de estruturas de concreto através da implementação da uma lei constitutiva para o dano anisotrópico, baseando-se na proposta de HILLERBORG (1978). Esta lei estabelece uma relação triangular para a força de tração e a deformação do elemento, levando em conta o dano irreversível causado pela propagação e nucleação de trincas e descontinuidades. A área da curva é equivalente a densidade de energia necessária para fraturar o elemento. Da mecânica da fratura linear elástica, estabelece-se a relação entre essa densidade energética e as propriedades do modelo no LDEM, conforme (28).

$$\int_0^{\varepsilon_r} F(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{G_f A_1^f}{L_i} \quad \dots (28)$$

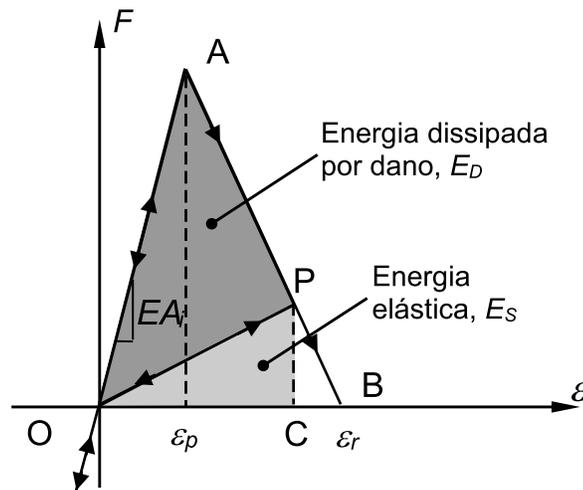
No qual F é a força, ε é a deformação e G_f é a energia de fratura que é uma propriedade material. A variável A^f representa a área de fratura equivalente já denotada e L é o comprimento do módulo. A^f e L são propriedades da discretização, pois A^f é determinada em função de L . Os subíndices i se tornam l para elementos longitudinais e d para elementos diagonais. O módulo tangente elástico da curva, ou coeficiente angular α , é o produto da seção transversal da barra pelo módulo de Young, ou seja, $\alpha = EA_i$. Em compressão no LDEM o elemento tem comportamento linear-elástico, o que causa ruptura pelo efeito de Poisson nas demais direções, a chamada tração indireta. Este

comportamento é representativo em materiais frágeis e quase-frágeis, cuja resistência a tração é cerca de 10 vezes superior a trativa (POPOV, 1980).

A equação geral que descreve a lei é mostrada em (29), no qual ε_p representa a deformação crítica que é o limite elástico e também o limite no qual o elemento consegue suportar esforços sem sofrer dano. ε_r é a deformação de ruptura do elemento na qual o elemento perde a capacidade de carga. A figura 18 mostra a forma da lei.

$$f(\varepsilon) = \begin{cases} EA_i \varepsilon & \text{se } \varepsilon \leq \varepsilon_p \\ EA_i \varepsilon_p \frac{\varepsilon_r - \varepsilon}{\varepsilon_r - \varepsilon_p} & \text{se } \varepsilon_p < \varepsilon \leq \varepsilon_r \\ 0 & \text{se } \varepsilon > \varepsilon_r \end{cases} \quad \dots (29)$$

Figura 18 - Lei constitutiva bilinear de Hillerborg.



Fonte: Autoria própria.

Para um ponto P da figura 18, a área formada pelo triângulo OPC representa a densidade de energia elástica armazenada (E_s) e a área de OAP equivale a densidade energética dissipada pela propagação de trincas, ou seja, a energia de dano (E_d). Uma vez que a densidade energética dissipada pelo dano for igual à densidade energética total da curva, ocorre-se a falha do elemento. A descarga ocorre de forma linear até a origem, porém, se $\varepsilon \geq \varepsilon_p$ então ela ocorre numa inclinação angular menor representando a perda de rigidez do elemento devido ao dano sofrido.

A tensão crítica que o elemento suporta sem sofrer dano σ_p e a tenacidade a fratura do material K_c podem ser correlacionados pela relação elementar da mecânica da fratura para o fator de intensidade de tensões, na qual:

$$K_c = \sigma_p Y \sqrt{\pi d} \quad \dots(30)$$

Em que Y é o parâmetro adimensional que depende das dimensões do corpo e da trinca e d é o comprimento intrínseco da trinca que pode ser estabelecido como um parâmetro preexistente do próprio material (ITURRIOZ, 1995; KOSTESKI, 2012).

A energia específica de fratura do material G_f pode ser obtida das relações de IRWIN (1957) entre a tenacidade à fratura do material K_c e o módulo de elasticidade E , conforme mostra (31).

$$G_f = \frac{K_c^2}{E} \text{ (tensão plana) e } G_f = \frac{K_c^2}{E}(1 - \nu^2) \text{ (deformação plana)} \quad \dots(31)$$

Sabendo-se que a deformação é linearmente proporcional até se atingir a tensão crítica, ou seja, $\sigma_p = E\varepsilon_p$ e, igualando-se os valores de K_c mostrados nas equações (31) e (30), chega-se no arranjo:

$$\sqrt{G_f E} = E\varepsilon_p Y \sqrt{\pi d} \quad \dots(32)$$

Onde para simplificação de (32) se considera $d_{eq} = d\pi Y^2$. Então, pelo rearranjo de (32), obtém-se d_{eq} como:

$$d_{eq} = \frac{G_f}{\varepsilon_p^2 E} \quad \dots(33)$$

d_{eq} pode ser considerado uma propriedade material na forma de um comprimento característico do modelo que não depende da discretização, sendo função de G_f , ε_p e E . Isolando-se então a deformação crítica ε_p da relação (33), obtém-se a expressão (34).

$$\varepsilon_p = \sqrt{\frac{G_f}{d_{eq} E}} \quad \dots(34)$$

A fratura de um elemento com constituição bilinear ocorre ao atingir-se a deformação ε_r , essa deformação é correlacionada com a deformação crítica ε_p através da introdução de uma constante K_r , como mostrado em (35).

$$\varepsilon_r = K_r \varepsilon_p \quad \dots(35)$$

Rearranjando-se os termos da expressão (29) e substituindo os valores encontrados de (35) se obtém a expressão para a densidade energética total do modelo bilinear em função de K_r , ε_p , E e A_i ,

como mostra-se em (36).

$$\int_0^{\varepsilon_r} F(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{K_r \varepsilon_p^2 E A_i}{2} \quad \dots (36)$$

Através da relação do balanço energético da curva apresentado em (36) com a forma equivalente mostrada em (28), pode-se isolar o valor de K_r na forma de (37).

$$K_r = \left(\frac{G_f}{E \varepsilon_p^2} \right) \left(\frac{A_i^f}{A_i} \right) \left(\frac{2}{L_i} \right) \quad \dots (37)$$

A estabilidade da lei é assegurada pela condição de que $K_r \geq 1$, o que denota $\varepsilon_r \geq \varepsilon_p$. Substituindo esta condição de K_r em (37), pode-se rearranjar os termos e encontrar o comprimento crítico L_{cr} correspondente:

$$L_{cr} = 2 \left(\frac{G_f}{E \varepsilon_p^2} \right) \left(\frac{A_i^f}{A_i} \right) \quad \dots (38)$$

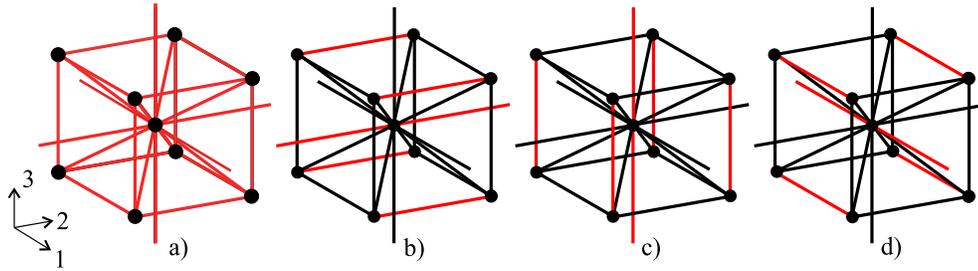
No qual o comprimento do elemento deve respeitar a condição $L_i \leq L_{cr}$. Reescrevendo a relação de áreas do termo no segundo parênteses de (38) para $\nu = 0,25$ e substituindo o primeiro parênteses pelo valor de d_{eq} se obtém que o comprimento crítico para os elementos longitudinais e diagonais é:

$$L_{cr} \approx 0,68 d_{eq} \quad \dots (39)$$

4.1.4 Índices Escalares de Dano do LDEM

Os índices de dano sofridos por um elemento no LDEM são denotados por valores adimensionais situados entre 0 e 1. O índice é calculado para cada elemento como a relação entre a energia dissipada por dano (área E_d da figura 18) e a energia total do elemento (E_t da figura 18). Tem-se também a quantificação do dano modular I_d que é obtido pela soma aritmética do dano escalar de cada uma das barras e o dano direcional que é a soma dos índices individuais dos elementos longitudinais na dada direção. A figura 19 mostra as barras que são levadas em conta em vermelho para cada um dos índices globais definidos.

Figura 19 - Índices de dano, a) modular, b) direcional em 2, c) direcional em 3 e d) direcional em 1.



Fonte: Adaptado de KOSTESKI (2012).

4.2 Implementação do LDEM no ambiente Abaqus

O modelo espacial é discretizado através de elementos finitos de dois nós com três graus de liberdade (T3D2), disponíveis na biblioteca do Abaqus. Diferente do LDEM, no Abaqus, a discretização das massas e a implementação da lei constitutiva não podem ser realizadas da mesma forma devido às restrições dos algoritmos padrões do ambiente Abaqus.

4.2.1 Discretização das Massas

No ambiente Abaqus, as massas não podem ser alocadas somente nos nós, pois propriedades mecânicas, como a rigidez E e o coeficiente de Poisson ν , não podem ser atribuídas a um elemento de massa nula no programa. Com isto, utiliza-se um modelo de desidade equivalente levando em conta o volume de influência do nó. Para os nós centrais do módulo (fig. 16.a), tem-se a contribuição de 6 barras longitudinais e 3 diagonais e, para os nós de vértice têm-se 3 longitudinais e 1 diagonal. Realizando o produto da densidade das barras pelo seus respectivos volumes e considerando que a massa é dividida em partes iguais pelos nós, obtém-se o sistema (40) para as massas dos nós internos ($\frac{1}{2}\rho L^3$) e de vértice ($\frac{1}{16}\rho L^3$).

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}\rho L^3 &= \frac{1}{2}6\rho_l\phi L^3 + \frac{1}{2}8\rho_d\frac{2}{\sqrt{3}}\delta\phi L^3 \\ \frac{1}{16}\rho L^3 &= \frac{1}{2}3\rho_l\frac{1}{4}\phi L^3 + \frac{1}{2}\rho_d\frac{2}{\sqrt{3}}\delta\phi L^3 \end{aligned} \quad \dots (40)$$

Resolvendo-se o sistema (40), encontram-se as densidades ρ_l e ρ_d para as barras longitudinais e diagonais, respectivamente. Com $\nu = 0,25$ se tem $\delta = 1,125$ e $\phi = 0,4$, o que gera densidades

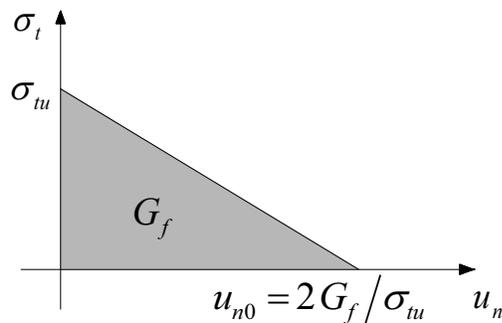
equivalentes $\rho_1 = \frac{\rho}{7,8}$ e $\rho_d = \frac{\rho}{5,2}$. Mesmo assim, ocorrem que os nós nos elementos externos de quina acabam tendo massa menor se comparada do contínuo. Para contornar esse déficit, no Abaqus, aplica-se o modelo de exertos de massas se concentrando nos nós.

4.2.2 Modelo *Brittle Cracking*

O modelo *Brittle Cracking* é um modelo de ruptura do concreto presente nas bibliotecas do software Abaqus. O modelo tem características similares às da lei bilinear, como o comportamento linear em compressão e a capacidade de remoção de elementos rompidos, como ocorre no LDEM.

O critério se baseia em representar fissuras distribuídas como descontinuidades que causam comportamento frágil no concreto. Utiliza-se a taxa de liberação de energia em Modo I, G_f como parâmetro de fratura. A figura 20 mostra o modelo graficamente.

Figura 20 - Parâmetros do modelo *Brittle Cracking*.



Fonte: Autoria própria.

A curva é função do deslocamento normal u_n e da tensão de tração σ_t . A tensão na qual o elemento começa a sofrer dano definida por σ_{tu} , comparando-se com os parâmetros do LDEM ela é equivalente a:

$$\sigma_{tu} = E\varepsilon_p \quad \dots(41)$$

Onde o deslocamento máximo u_n que o elemento pode experimentar é um valor diretamente relacionado com a deformação limite ε_r , que se estabelece como:

$$u_{n0} = \frac{2G_f}{\sigma_{tu}} \quad \dots(42)$$

No modelo, têm-se a propriedade do STATUS do elemento que atribui valores 0 para elementos rompidos e 1 para elementos que ainda possuem capacidade de carga. Com isto, pode-se remover

do display os elementos rompidos ou os que ainda suportam carga, facilitando a visualização da configuração de ruptura dos corpos.

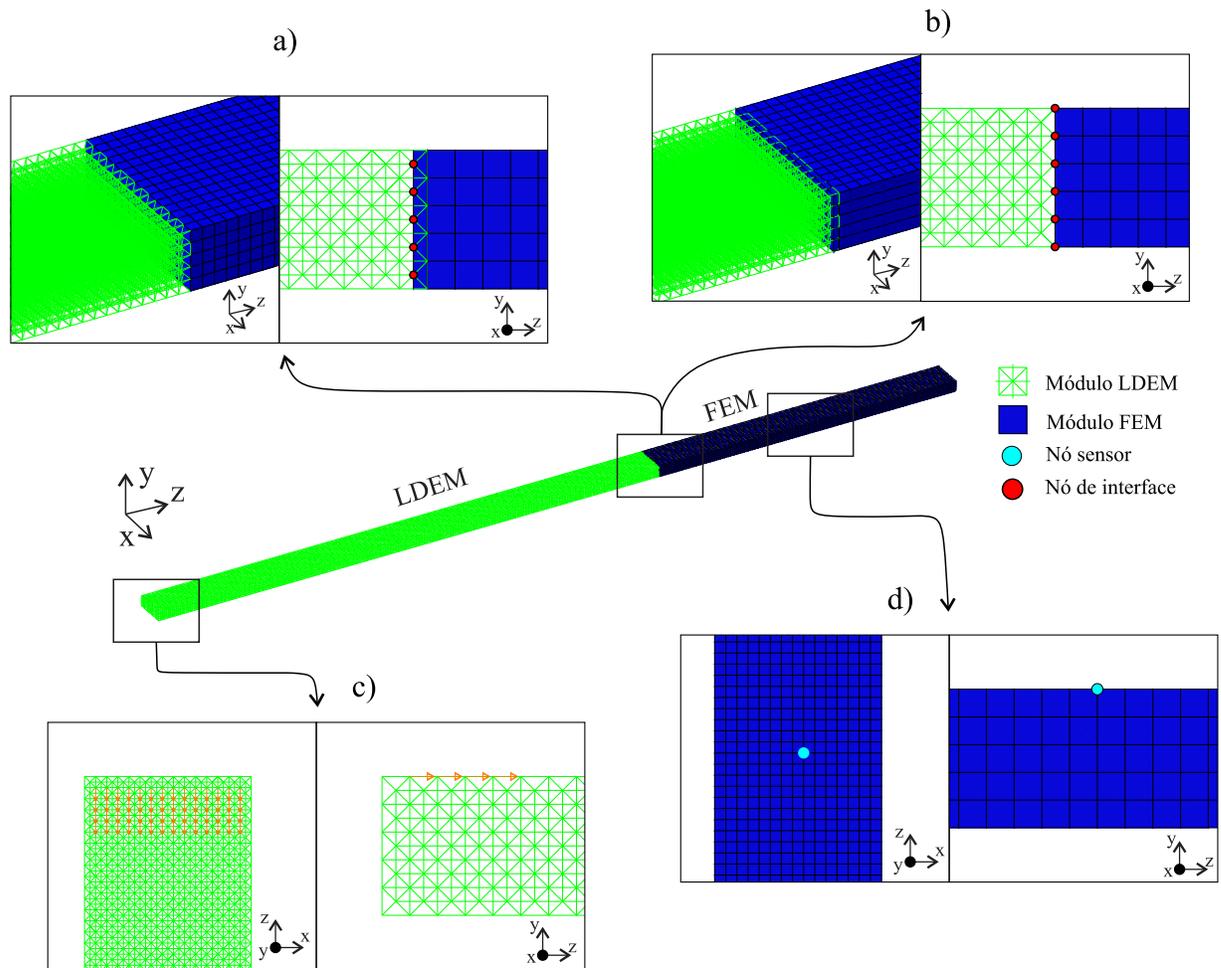
5 RESULTADOS E DISCUSSÃO

5.1 Validação do Modelo Numérico LDEM-Abaqus

Através de um guia de onda de seção transversal 15 x 5 mm e comprimento de 500 mm, discretizam-se os modelos utilizados na validação do método híbrido LDEM-Abaqus. No teste aplicado, avaliam-se duas características distintas. A primeira avaliação se faz para verificar se a escolha do método de discretização afeta a resposta acústica. Para isso, realizam-se um teste discretizando o modelo com o FEM, outro com o LDEM e na metodologia híbrida LDEM-FEM. A segunda característica avaliada é se a interface LDEM-FEM afeta a perturbação. Para realizar esta interface, têm-se duas possibilidades, a primeira é a união ser feita entre os nós presentes na face externa do LDEM com os nós da face do FEM e, no segundo tipo de união, pode-se conectar os nós internos do módulo da face do LDEM aos da face do FEM. As figuras 21.a e 21.b apresentam a representação das duas formas distintas de união, onde, em verde, tem-se a região discretizada pelo LDEM, em azul a parcela discretizada pelo FEM e, em vermelho, têm-se os nós pertencentes a interface em destaque.

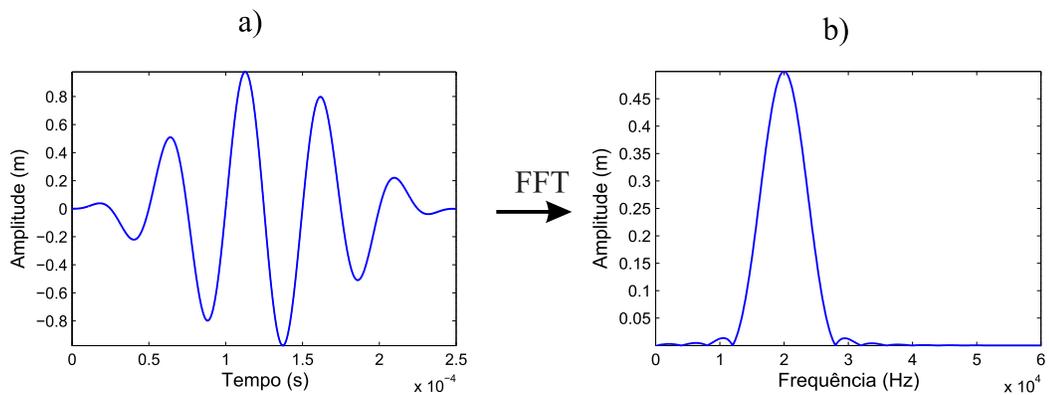
O material utilizado para modelagem é linear-elástico isotrópico com as propriedades de um aço SAE baixo carbono, onde $E = 210$ GPa, $\nu = 0,25$ e $\rho = 7850$ kg/m³. A discretização do modelo se dá através de módulos cúbicos cujo comprimento de aresta é $L = 1$ mm. O contorno é aplicado na forma de engaste na face posterior ($z = 500$ mm) e um deslocamento prescrito em uma região da face superior. O deslocamento prescrito é orientado ao longo de z e tem a forma da função tone burst, que é mostrada na figura 22.a, juntamente com sua FFT na figura 22.b. Os nós excitados abrangem uma região de 4 mm na direção z e toda largura do corpo em x , como o ilustrado na figura 21.c. Como sensor de captação do sinal-resposta é escolhido um nó na face superior no centróide da largura em x e em uma distância longitudinal $z = 400$ mm, como mostrado no detalhe d da figura 21.

Figura 21 - Tipos de união: a) centro do módulo e b) externo ao módulo, c) área de excitação e d) localização do sensor de resposta.



Fonte: Autoria própria.

Figura 22 - Função de excitação: a) no domínio do tempo e b) no domínio das frequências.

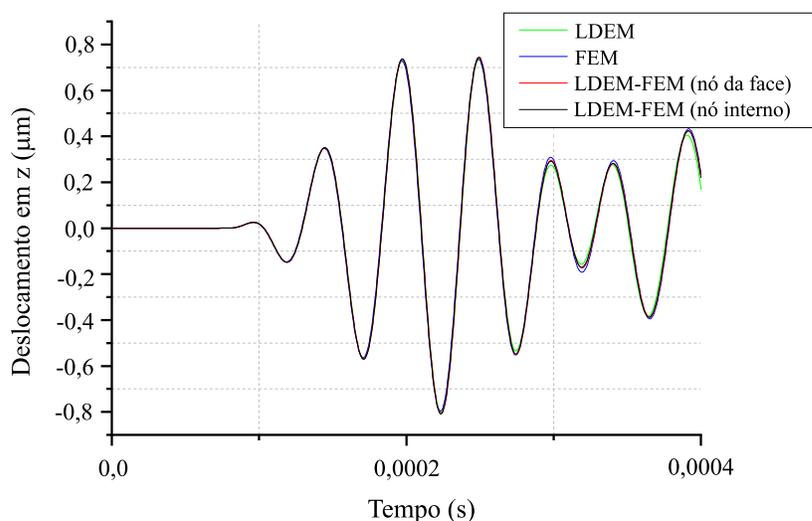


Fonte: Autoria própria.

A figura 23 compara os resultados encontrados no teste para o deslocamento na direção longi-

tudinal z das discretizações do FEM, LDEM, e o modelo híbrido LDEM-FEM aplicando as duas formas de conexão distintas. Fica claro que, tanto o método de discretização do modelo como a forma de conexão na modelagem híbrida, não afetam o comportamento da resposta acústica do corpo, pois todas as curvas encontram-se sobrepostas. Para as demais direções também se encontra esse mesmo comportamento.

Figura 23 - Deslocamento em z recebido no receptor.



Fonte: Autoria própria.

5.2 Configuração da Análise Acústica nos Modos de Fratura

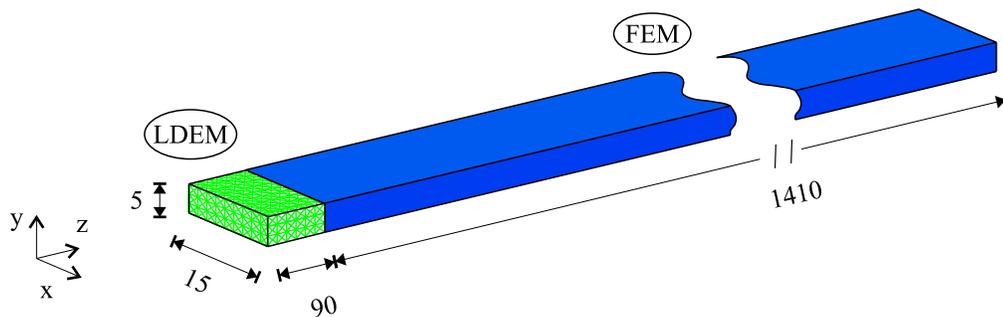
Para esta modelagem, aplicam-se as propriedades materiais do mesmo material do guia de ondas do tópico anterior. A geometria se apresenta na forma de uma chapa com mesma seção transversal (15 x 5 mm) com comprimento total maior de 1500 mm. A dimensão superior do comprimento do guia é aplicada para reduzir a possibilidade de se ter a detecção de ondas refletidas propagando no sentido negativo de z após o choque com a fronteira no fundo da chapa, evitando-se assim a ocorrência de uma interferência das ondas refletidas no sinal emitido pela trinca. A parcela discretizada pelo LDEM detém um comprimento total em z de 90 mm, enquanto a parte complementar composta com o FEM apresenta os 1410 mm de extensão complementar na direção z. O modelo apresenta as propriedades do LDEM e do FEM mostrados na tabela 1. O comprimento baixo da região discreta comparado a região finita é utilizado no intuito de confinar a região propensa a fratura, ou seja, a fonte de emissão, para uma pequena parcela do elemento próxima a região de carregamento.

Tabela 1 - Propriedades do modelo discretizado para análise acústica.

Método	Parâmetro	Símbolo	Valor
LDEM + FEM	Comprimento de Aresta	L	1 mm
	Coeficiente de Poisson	ν	0,25
	Densidade	ρ	7850 kg/m ³
	Módulo de Elasticidade	E	210 GPa
	Incremento de Tempo	Δ_t	1x10 ⁻⁸ s
	Velocidade de Propagação Longitudinal	C _L	5172,2 m/s

Fonte: Autoria Própria.

Figura 24 - Dimensões em mm do modelo LDEM-FEM.



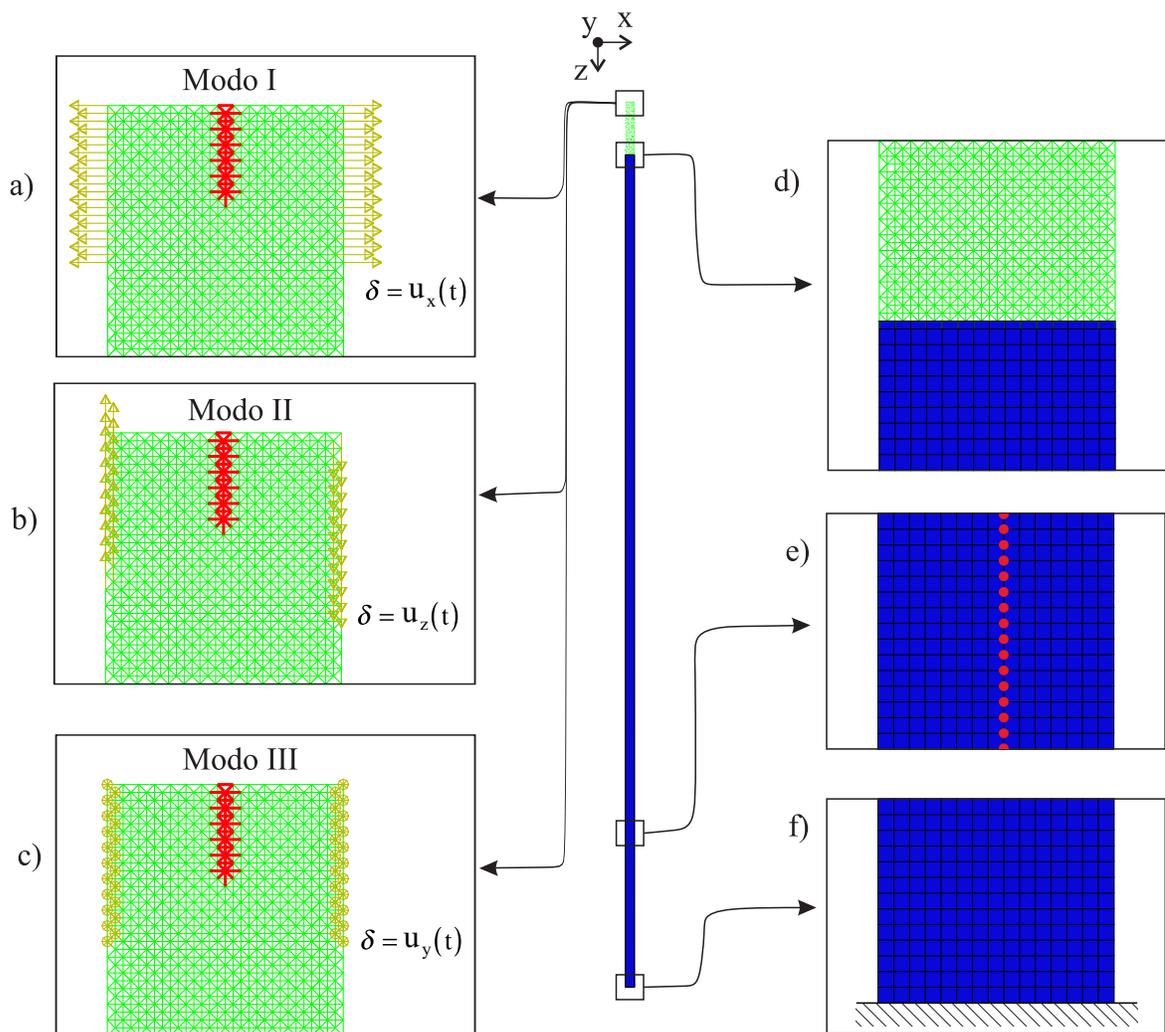
Fonte: Autoria própria.

É aplicada a restrição na forma de engaste em toda seção transversal na face posterior do guia, discretizada com o FEM, a qual $z = 1500$ mm (fig. 25.f). As cargas são aplicadas nas faces laterais da região discreta próximas as arestas da face frontal ($z = 0$) na forma de deslocamentos prescritos com taxa de incremento monotônico constante no tempo, na forma $\delta = u(t)$. O deslocamento prescrito segue sendo aplicado com a mesma taxa mesmo após a fissuração no corpo, desta forma evitando a propagação de ondas elásticas devido a choques de carga. A interface dos métodos se dá através da união nos nós internos do módulo de face do LDEM com o FEM (fig. 25.d).

Para configurar cada modo da mecânica da fratura variam-se as direções do deslocamento, sendo na direção x para Modo I, em z para Modo II e em y para Modo III, como mostram as figuras 25.a, 25.b e 25.c. A condição de ruptura puramente nos modos de fratura é respeitada através do estabelecimento de uma região debilitada na parcela do LDEM, a esta região se atribui o nome de pré-trinca. A região da pré-trinca é delimitada por 1 módulo cúbico de largura em x, todos os

módulos na direção y e com comprimento de 6 módulos cúbicos na direção longitudinal em z , a partir da borda frontal (ver detalhe em vermelho das figs. 25.a, b e c). Pelas condições de simetria essa configuração assegura que a pré-trinca será tensionada em cada modo da mecânica da fratura.

Figura 25 - Configuração do teste, a) teste em modo I, b) teste em modo II, c) teste em modo III, d) engaste.



Fonte: Autoria própria.

A pré-trinca se caracteriza com uma região com propriedade de energia específica de fratura equivalente a 130 N/m, o que gera um d_{eq} de 0,308 mm para a parcela. Os sensores configurando a metodologia MASW são representados através dos nós dos módulos da face superior da geometria (círculos vermelhos da figura 25.e) abrangendo uma linha de monitoramento entre os comprimentos z de 1000 mm e 1300 mm totalizando uma quantidade de 300 pontos igualmente espaçados por $\Delta z = 1$ mm. A captação dos resultados se dá na forma de medição dos campos

de acelerações $a = (a_x, a_y, a_z)$ a cada incremento de tempo Δt . Devido ao esforço computacional elevado que se tem para trabalho com um elevado número de pontos flutuantes em frequências de aquisição altas, optou-se por captar um valor específico de pontos no tempo para cada teste, buscando uma frequência de aquisição mínima de aquisição $f_a \geq 2$ MHz.

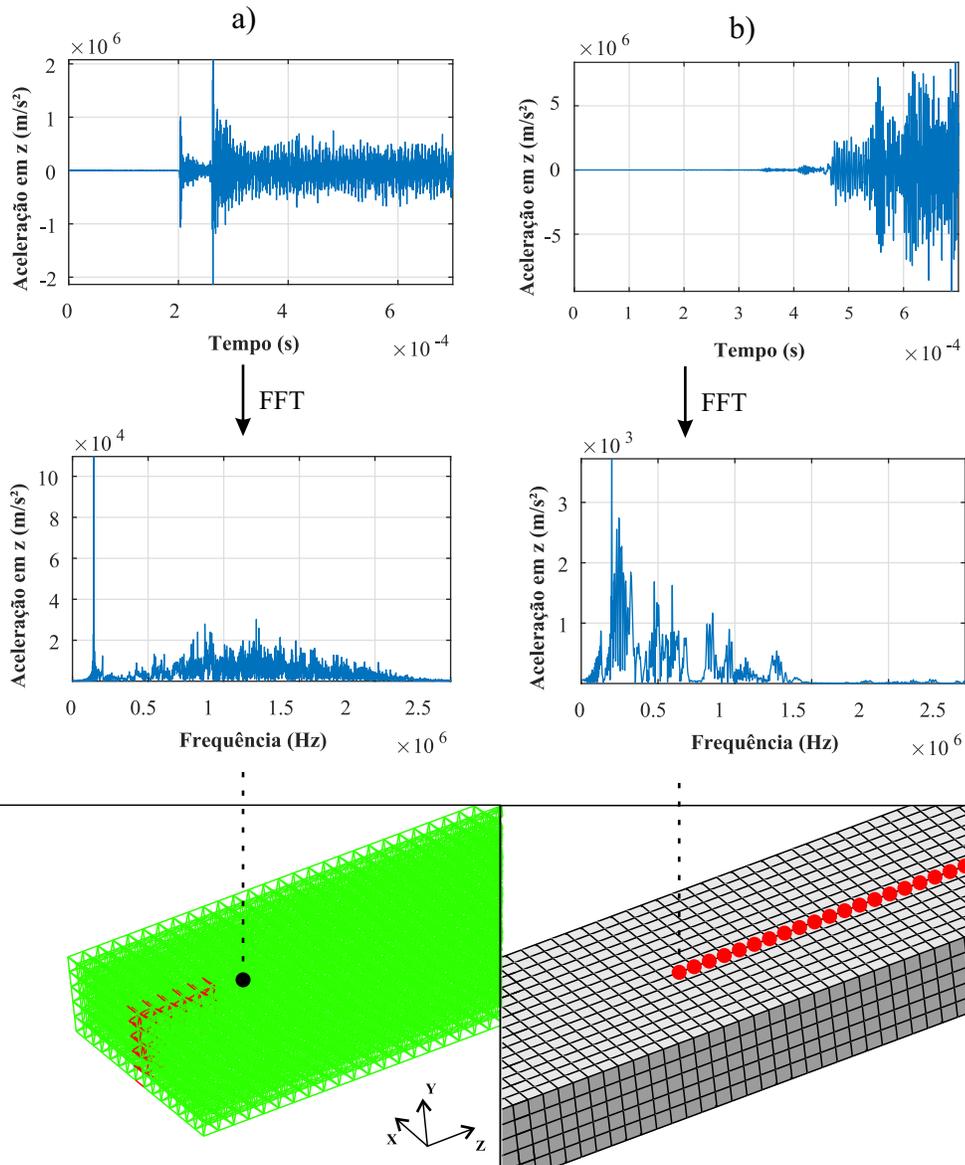
5.3 Resultados Modo I

No processamento em modo I o tempo total para finalização fora de $T_t = 7 \times 10^{-4}$ s onde como *output* obtiveram-se 5000 pontos no tempo para as variáveis. Nessa configuração, obteve-se uma frequência de aquisição $f_a = 7,1$ MHz respeitando a condição da frequência mínima estabelecida. A figura 26 mostra a variação do perfil de aceleração tanto no espectro temporal como no espectro das frequências de um ponto próximo à trinca e a detecção do primeiro ponto de varredura. Observa-se o efeito da atenuação drástica na onda, onde a onda emitida apresenta amplitude na faixa 10^6 e a recebida na faixa 10^4 . Também fica notável o efeito da dispersão da propagação na qual a forma do espectro de frequências próximo a ruptura é totalmente distinto do recebido no sensor, nessa distinção o sinal do sensor contém faixas de frequência mais definidas o que pode ser o efeito da onda já estar "guiada".

A figura 27 mostra a evolução da trinca ao longo do tempo para o processamento, sendo o detalhe a) a primeira propagação da pré-trinca observada e o detalhe c) a última configuração. É possível perceber que o primeiro crescimento da trinca e o segundo coincidem com os picos de amplitude observados no sinal próximo a trinca.

A figura 28.a mostra os resultados encontrados dispostos na forma da metodologia MASW para a emissão no componente de aceleração nodal em z e na figura 28.b se acompanha a passagem da emissão pelos sensores 1, 2 e 3 destacados. Observa-se que o sinal apresenta três bandas de amplitude distintas. Considerando que a distância entre a posição da pré-trinca e o primeiro sensor da linha é 1 m, a diferença de tempos entre o tempo de início da faixa 2 e o tempo da primeira propagação da trinca, coincide o tempo necessário para a propagação longitudinal. Portanto, a faixa 2 representa o sinal recebido da propagação da trinca, denotando que a faixa 1 pode então ser considerada como algum ruído decorrente da inércia da aplicação da carga no início da simulação. A faixa 3 se inicia num tempo próximo ao tempo necessário para propagação longitudinal da emissão proveniente do avanço da trinca, observado no detalhe b da figura 27.

Figura 26 - Sinal a) da região próxima a trinca e b) detectado pelo primeiro sensor na configuração de modo I.

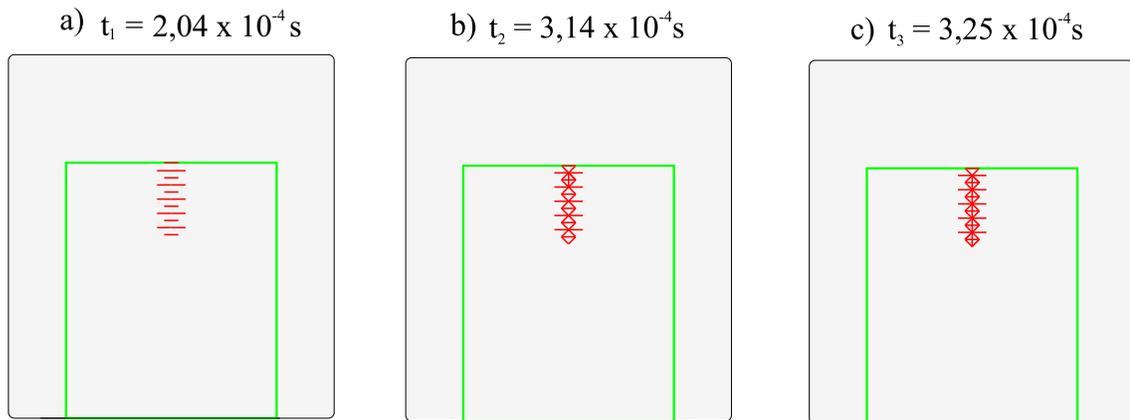


Fonte: Autoria própria.

Pela passagem pelos sensores 1, 2 e 3 é possível notar o efeito da dispersão, pois a segunda faixa de amplitudes apresenta um aumento no tamanho da banda com o aumento da distância em z do sensor. Para os resultados da metodologia MASW da direção x e o monitoramento da passagem pelos sensores, se obteve uma amplitude máxima cerca de 50% menor da observada para a componente z e apenas ocorrência de duas bandas de amplitudes indetectáveis, sendo coincidentes em tempo com o início das faixas 2 e 3 observadas para z (fig. 28.a). Em y se teve

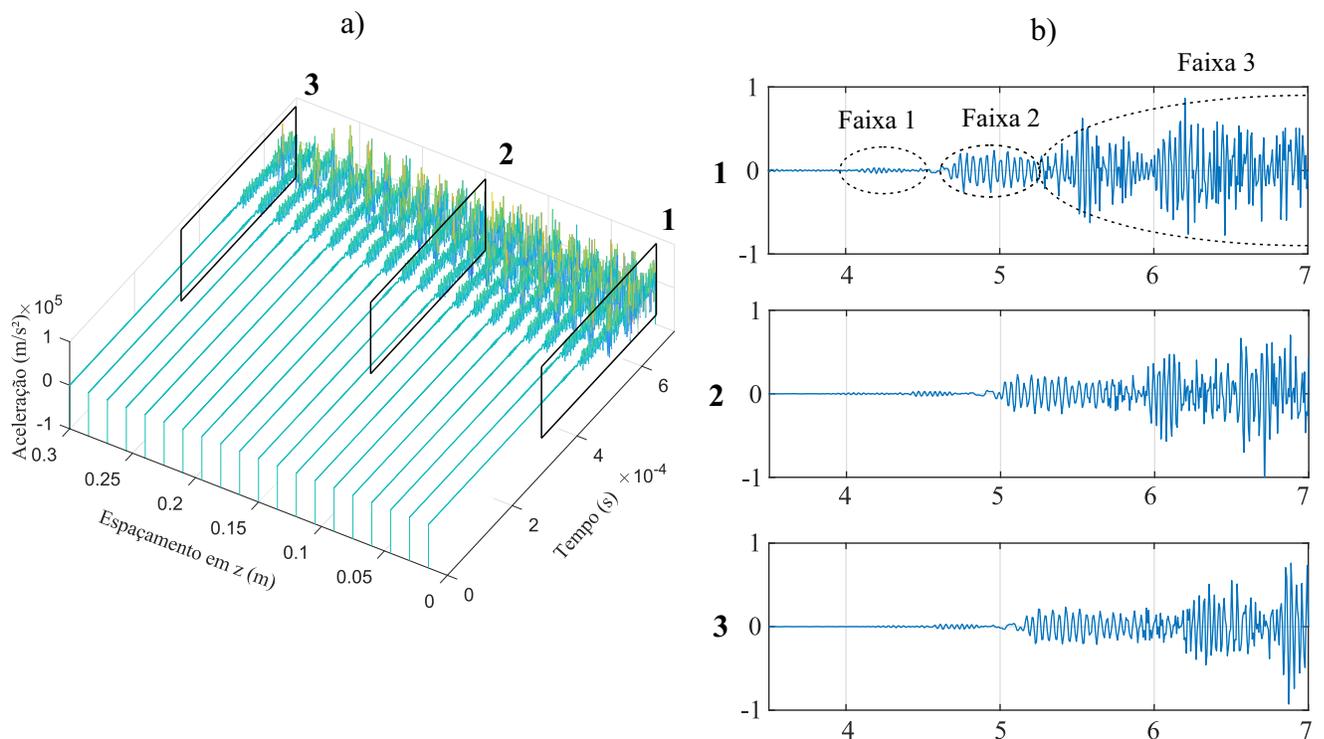
uma amplitude máxima na mesma faixa da obtida para a direção x e a mesma ocorrência das bandas observáveis. A metodologia MASW para as direções x e y encontra-se na seção B.1.1 do Anexo B.

Figura 27 - Avanço da trinca nos tempos a) $t_1 = 2,04 \times 10^{-4}$ s, b) $t_2 = 3,14 \times 10^{-4}$ s e c) $t_3 = 3,25 \times 10^{-4}$ s.



Fonte: Autoria própria.

Figura 28 - a) Resposta na forma do método MASW para aceleração nodal em z em modo I e b) detalhe dos sinais encontrados nos sensores 1, 2 e 3.

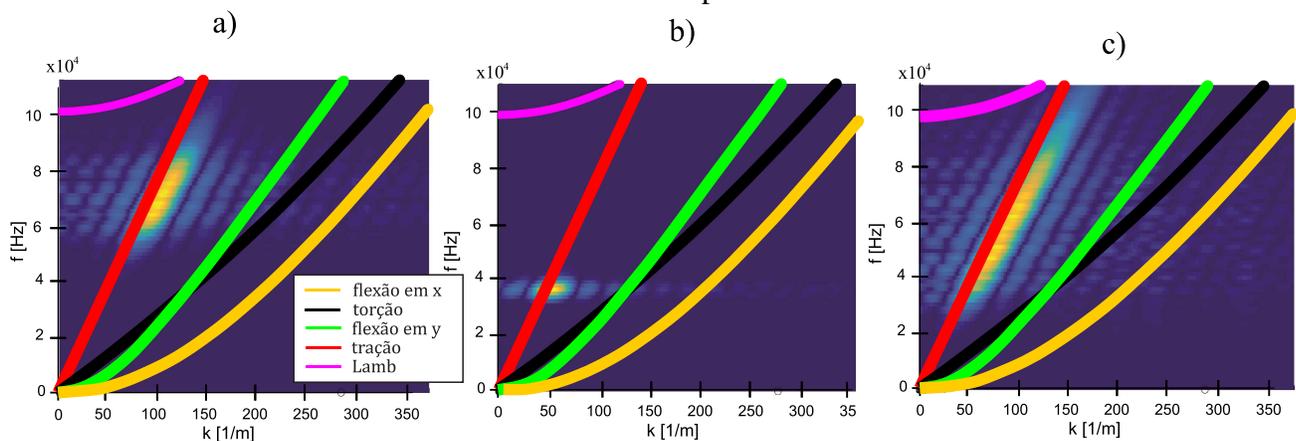


Fonte: Autoria própria.

Na figura 29, têm-se a comparação da resposta dos sensores através da transformada dupla de

Fourier (2DFFT) de cada componente das acelerações cartesianas, comparando-se com as curvas de dispersão da geometria estudada, mostradas previamente na figura 14. Pode-se observar que o modo longitudinal foi excitado puramente em todas as componentes de aceleração. Em x o modo longitudinal foi excitado numa faixa de frequências entre 50 e 90 kHz, para a componente y teve-se apenas uma pequena parcela do modo longitudinal excitada entre 30 e 40 kHz e, por último, na componente z, teve-se a maior faixa de excitação do modo longitudinal, com a janela de frequências entre 30 e 90 kHz.

Figura 29 - Comparação das 2DFFT em modo I das acelerações em a) x e b) y e c) z com as curvas de dispersão.



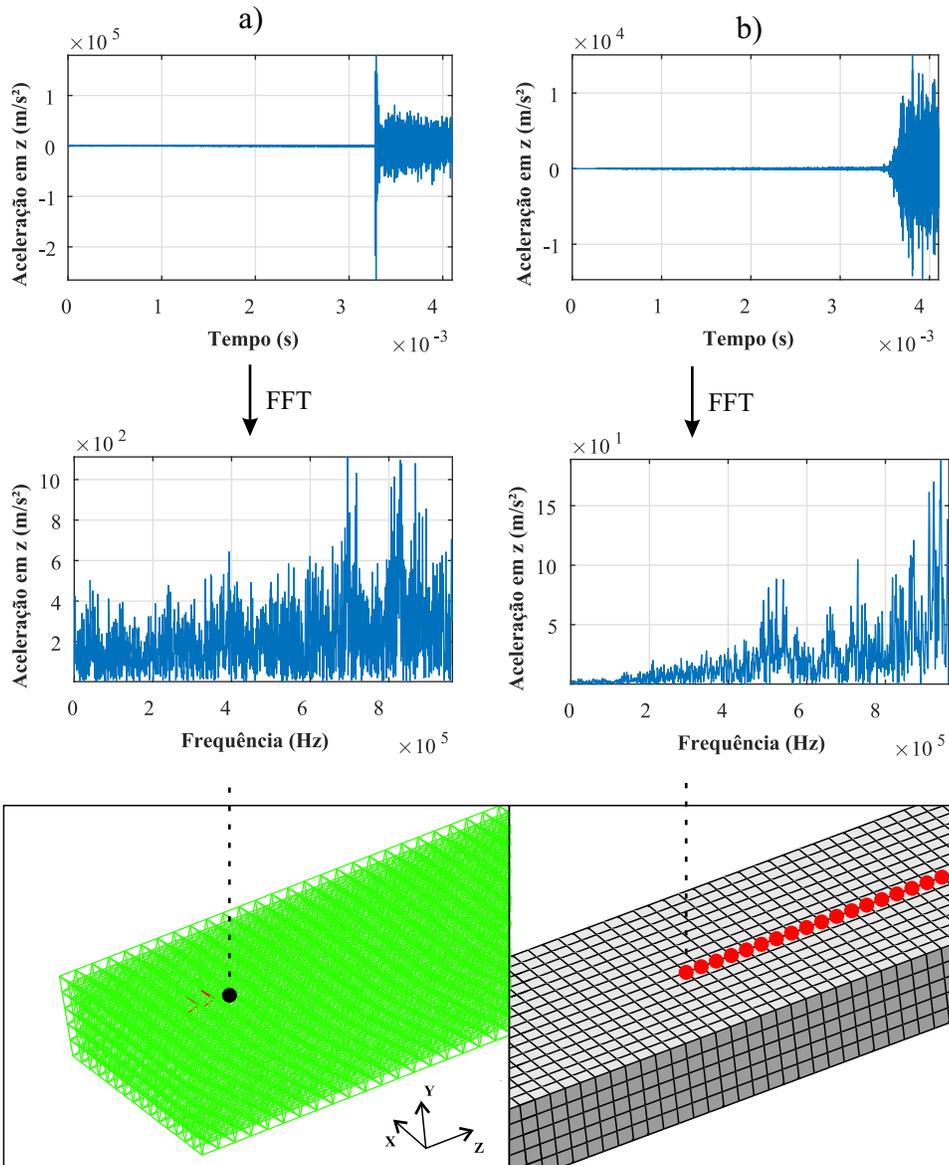
Fonte: Autoria própria.

5.4 Resultados Modo II

O processamento em modo II se deu num tempo total de $T_t = 4,2 \times 10^{-3}$ s com um número total de pontos no tempo de 8000, onde se teve uma frequência de aquisição $f_a = 1,92$ MHz a qual não atingiu a frequência de aquisição mínima estipulada. Este modo, também, apresentou-se como o mais difícil para confinar a ruptura a ocorrer apenas na região da pré-trinca e demandou o maior tempo computacional. Isto explicaria a frequência de aquisição não alcançar a precisão desejada, mesmo com um alto número de pontos captados no tempo.

Na figura 30, tem-se a comparação do sinal próximo a região de pré-trinca e o primeiro sinal captado na região de varredura, comparando-se eles, percebe-se que, igual ao modo I, ocorre-se uma atenuação do sinal até a região de varredura. Contudo, o que se apresenta diferente para este modo é o espectro das frequências onde próximo a região de ruptura e também na captação do sensor ocorre um sinal similar a um ruído excitando várias frequências.

Figura 30 - Sinal a) da região próxima a trinca e b) detectado pelo primeiro sensor na configuração de modo II.

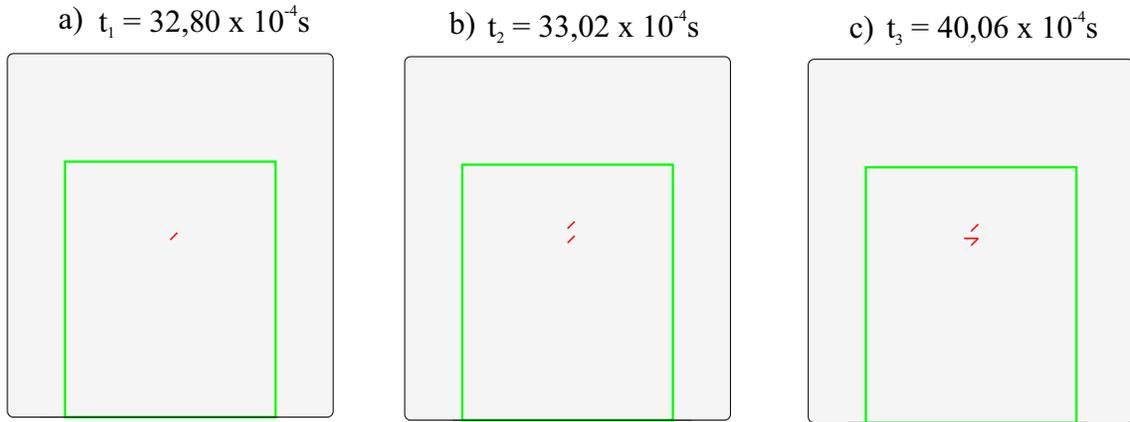


Fonte: Autoria própria.

A figura 32.a mostra os resultados encontrados na forma da metodologia MASW para a emissão na componente de aceleração nodal em z e a figura 32.b acompanha a passagem da perturbação pelos sensores 1, 2 e 3 destacados. Pela análise do gráfico, não se observa nenhuma característica acerca do sinal, assemelhando-se aos sinais encontrados em ruídos brancos. Esse mesmo comportamento é encontrado também para as direções x e y. Encontram-se na seção B.1.2 do Anexo B os resultados na forma da metodologia MASW com ênfase na passagem da onda pelos sensores para

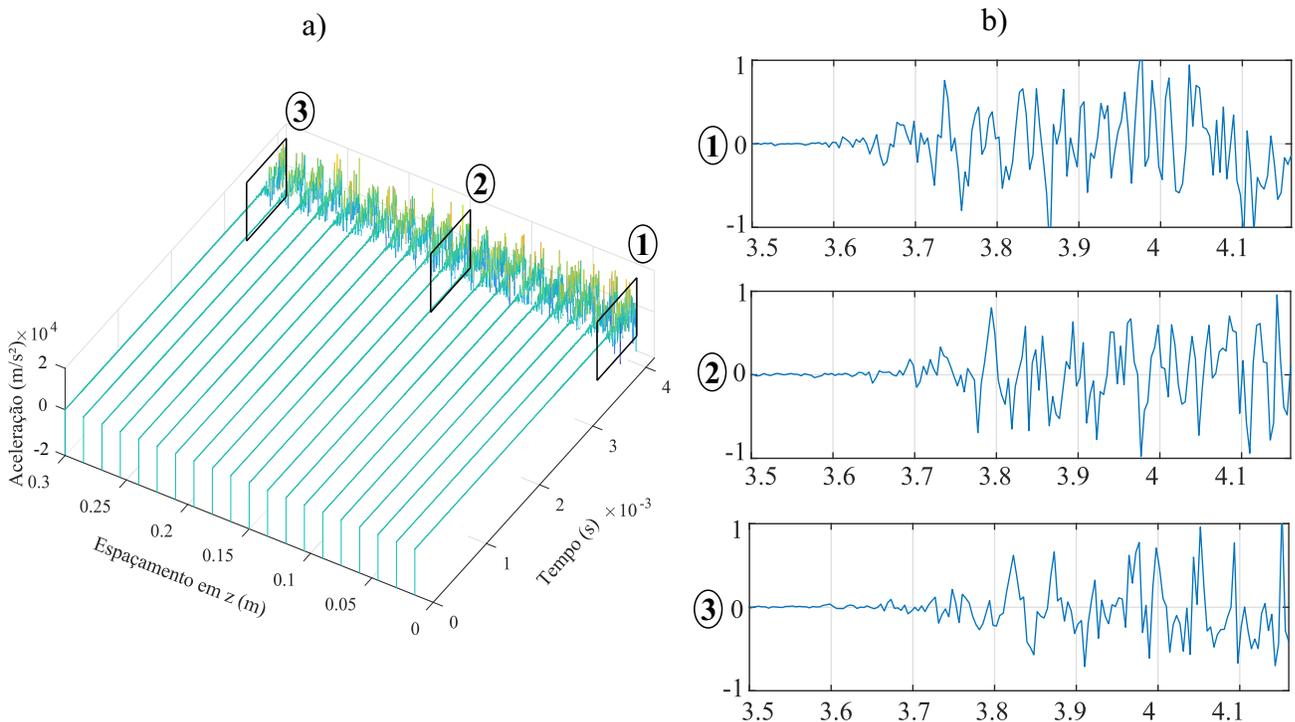
as direções x e y.

Figura 31 - Avanço da trinca nos tempos a) $t_1 = 32,80 \times 10^{-4}$ s, b) $t_2 = 33,02 \times 10^{-4}$ s e c) $t_3 = 40,06 \times 10^{-4}$ s.



Fonte: Autoria própria.

Figura 32 - a) Resposta na forma do método MASW para aceleração nodal em z em modo II e b) detalhe dos sinais encontrados nos sensores 1, 2 e 3.



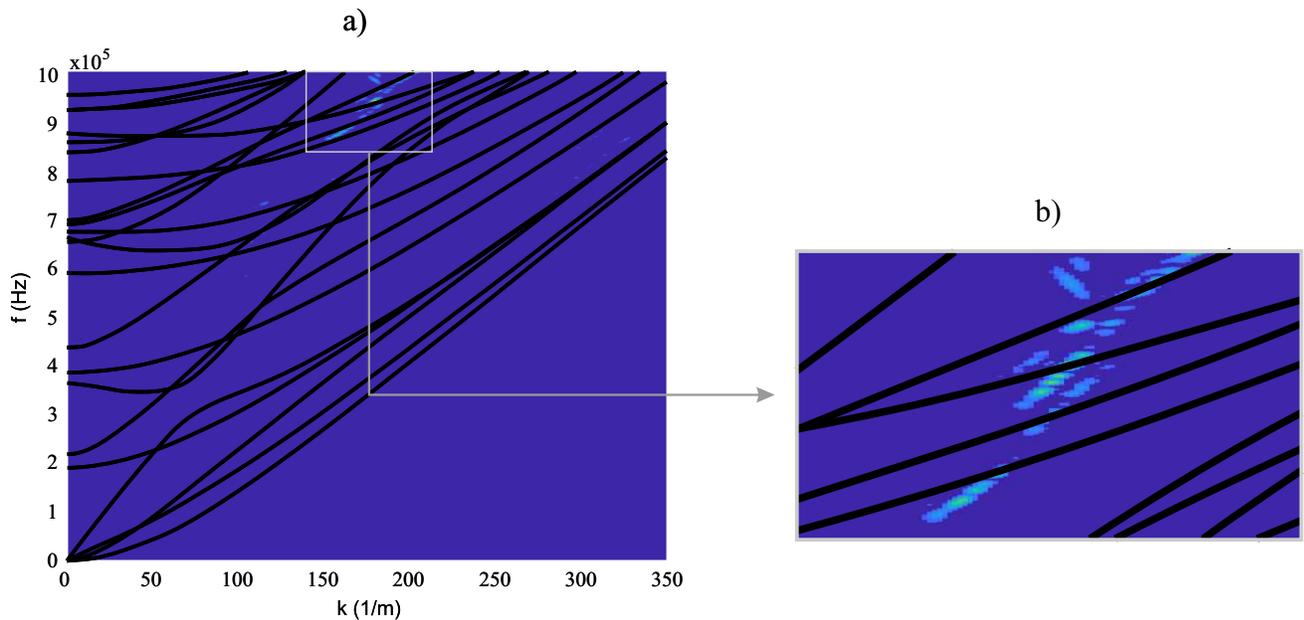
Fonte: Autoria própria.

A figura 31 mostra os avanços da trinca em função do tempo para o modo. É possível constatar que o pico do sinal da região próxima a ruptura (fig. 30.a) coincide com o momento da primeira

ruptura, igual ao acontecido em modo I.

A figura 33 mostra o resultado da transformada dupla de Fourier para a componente da aceleração em z comparada com as curvas de dispersão para a faixa de frequências de [0,1] MHz. A faixa maior de frequências não foi explorada nem mencionada antes neste trabalho pois, como se pode ver, para um determinado par (f, k), pode-se ter vários modos sobrepostos, que não fornece uma visualização precisa da emissão e dificulta a distinção dos próprios modos entre si. O foco principal da resposta captada não se encaixa em nenhum dos modos, o que não leva a nenhuma conclusão acerca dos sinais. As transformadas duplas das componentes cartesianas nas direções x e y, apresentam-se também fora das curvas de dispersão e com regiões mais dispersas sem um foco centralizado, como este mostrado para direção z. Essas curvas de dispersão para x e y são mostradas no item B.2 Anexo B.

Figura 33 - a) Comparação da 2DFFT em modo II da aceleração em z com as curvas de dispersão do guia para a faixa de frequências [0,1] MHz e b) detalhe no foco da 2DFFT.



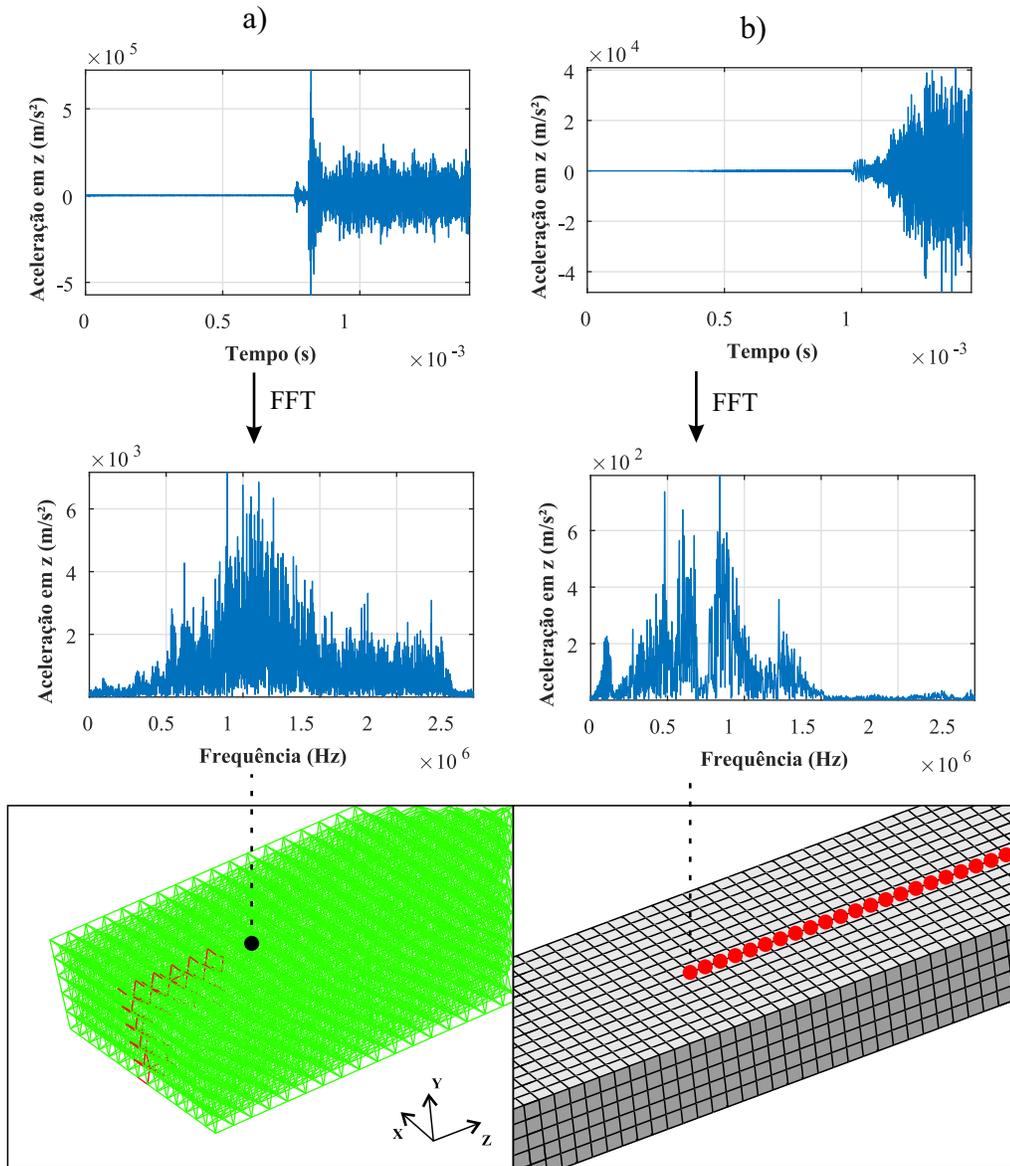
Fonte: Autoria própria.

5.5 Resultados Modo III

Na configuração de modo III o tempo total para finalização foi de $T_t = 1,47 \times 10^{-3}$ s, obtendo-se um número total de 8000 pontos no tempo onde a frequência de aquisição $f_a = 5,6$ MHz se estabeleceu acima da frequência mínima estipulada. A figura 34 compara a onda num ponto próximo a

região de ruptura e a propagação captada no primeiro sensor. Como ocorrido nos demais modos se tem a redução significativa da amplitude e, como em modo I, obteve-se um arranjo no espectro das frequências em que algumas frequências ficam mais visíveis mostrando o efeito claro da dispersão.

Figura 34 - Sinal a) da região próxima a trinca e b) detectado pelo primeiro sensor na configuração de modo III.

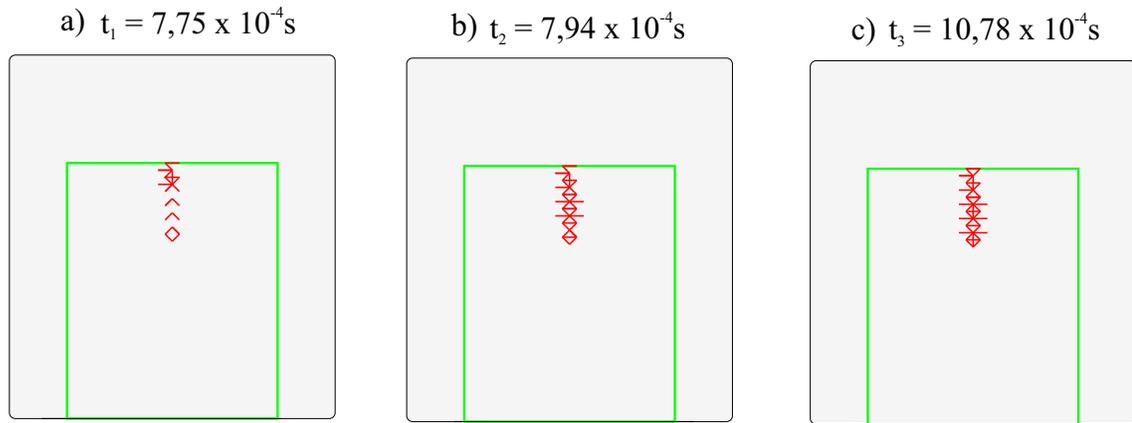


Fonte: Autoria própria.

Na figura 35, mostra-se a evolução da trinca com a primeira configuração em a), uma configuração intermediária em b) e a configuração final em c). Similar ao modo I, a ruptura ocorre abrangendo quase toda região de pré-trinca. Também é possível perceber que o primeiro avanço da

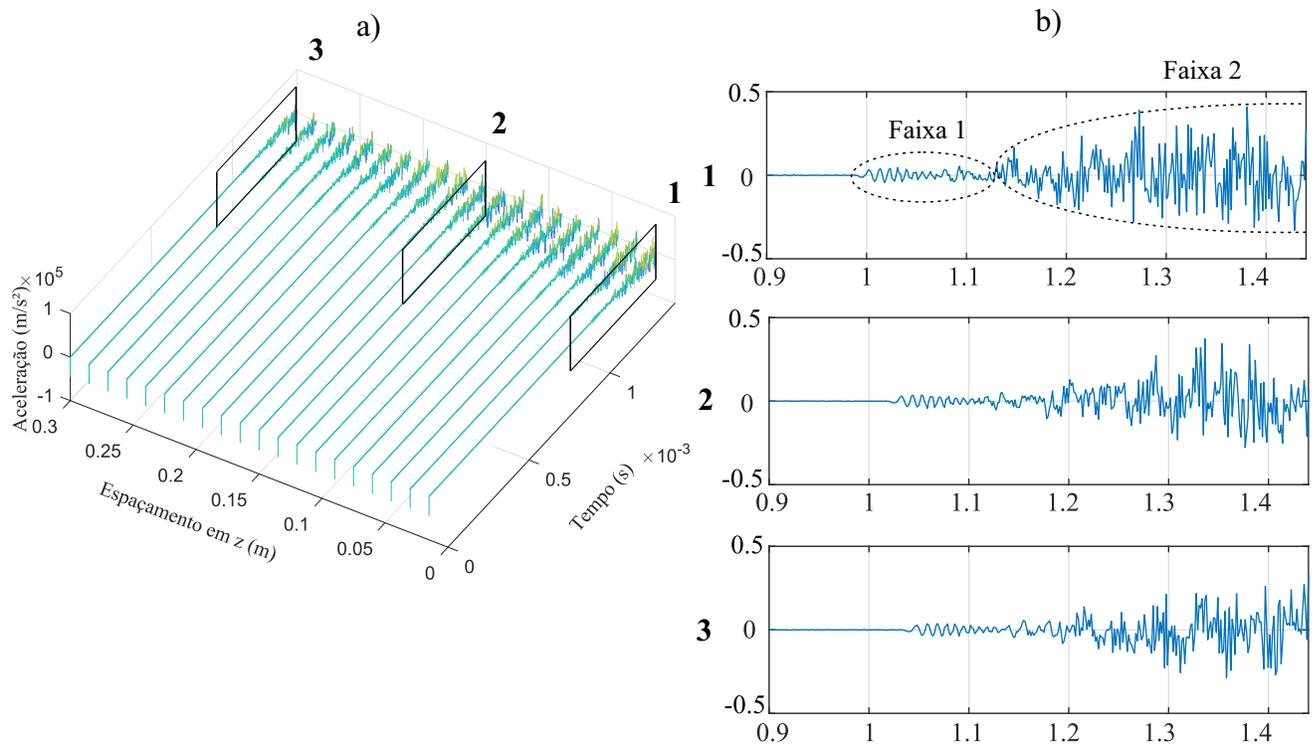
trinca coincide com a primeira banda que se tem no sinal do ponto próximo a região de ruptura e o segundo avanço da trinca observado é coerente com o pico de amplitude observado no sinal.

Figura 35 - Avanço da trinca nos tempos a) $t_1 = 7,75 \times 10^{-4}$ s, b) $t_2 = 7,94 \times 10^{-4}$ s e c) $t_3 = 10,78 \times 10^{-4}$ s.



Fonte: Autoria própria.

Figura 36 - a) Resposta na forma do método MASW para aceleração nodal em z em modo III e b) detalhe dos sinais encontrados nos sensores 1, 2 e 3.



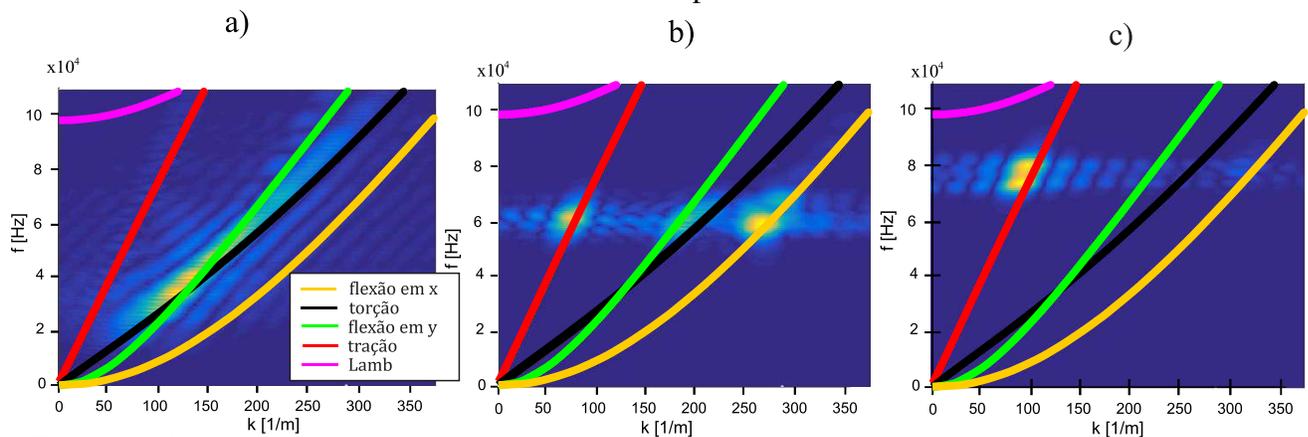
Fonte: Autoria própria.

A figura 36.a mostra as respostas em aceleração nodal da metodologia MASW para a direção

z, onde a fig. 36.b mostra a passagem da onda pelos sensores 1, 2 e 3 destacados. Na passagem da emissão se tem duas bandas de amplitudes identificáveis e também se consegue ver o efeito da dispersão da onda ao propagar pelos sensores. Para a análise na direção, encontram-se respostas no mesmo patamar de amplitudes que z, porém, não se consegue distinguir nenhuma banda com amplitudes distintas. Para a direção y, tem-se uma amplitude máxima na faixa de 2×10^4 m/s², o que é inferior a metade da amplitude máxima dos sinais nas direções x e z. O sinal obtido da direção y também não apresenta nenhuma característica observável. São mostradas as metodologias MASW para x e y no item B.1.3 do Anexo B.

A figura 37 mostra a comparação das 2DFFT com as curvas de dispersão da geometria. Constatam-se vários modos diferentes excitados durante a emissão nessa configuração. Para direção x não é possível distinguir se a emissão ocorreu em modo torcional ou flexural em y, pois o foco se encontra muito próximo a intersecção dos modos, cuja janela de frequências se situa entre 20 e 70 kHz. Para a componente da transformada em y se observa uma excitação de três modos diferentes: flexural em x, flexural em y e o modo longitudinal, sendo o foco de todos eles para uma mesma janela de frequências entre 50 a 70 kHz. Por último a componente da aceleração em z excita puramente o modo longitudinal com uma curta janela de frequências entre 70 e 90 kHz.

Figura 37 - Comparação das 2DFFT em modo III das acelerações em a) x e b) y e c) z com as curvas de dispersão.



Fonte: Autoria própria.

6 CONCLUSÕES

6.1 Conclusões do Corpo Principal do Trabalho

Quanto ao objetivo geral, a aplicação da modelagem numérica híbrida do LDEM-FEM se apresentou promissora, onde se teve coerência entre os resultados encontrados com padrões acústicos definidos, os quais podem ser usados em avaliações de integridade estrutural ou monitoramento. Conhecendo-se os padrões de cada modo de propagação da mecânica da fratura, pode-se ter uma prevenção maior em relação à falha, podendo a identificação do dano ocorrer em estágios iniciais, evitando a falha catastrófica. Exemplificando a ideia, encontrou-se uma excitação puramente no modo longitudinal na propagação em modo I da mecânica da fratura, com isso, em um monitoramento, durante o serviço, fosse encontrada uma excitação do modo longitudinal a estrutura poderia estar gerando fissuras de modo I. Entretanto, para este exemplo, não poderia se distinguir a propagação de modo I e modo III, visto que o modo propagador longitudinal está presente nas duas formas de abertura de trincas.

No que diz respeito aos objetivos específicos, pode-se concluir que:

- A utilização dos modelos híbridos é perfeitamente utilizável, visto que em resposta elástica, tanto o LDEM, FEM e o modelo LDEM-FEM, apresentaram um comportamento perfeitamente coerente;
- Na avaliação da dispersão do sistema, obtiveram-se padrões acústicos bem definidos para os modos I e III, onde excitaram-se modos fundamentais da geometria e em modo II não se obteve um caráter de dispersão definido, impossibilitando a avaliação dos modos propagadores;
- Em casos reais, a metodologia apresentada tem possibilidade de implementação, entretanto, ainda se têm vários estudos adicionais que devem ser realizados, principalmente para verificar se os padrões encontrados se repetem para modos mistos. Salvo o caso de modo II em que se deve refazer todo o procedimento e buscar se é possível encontrar os padrões.

6.2 Carácter Tecnológico

No trabalho, têm-se a possibilidade de identificação dos padrões de dispersão emitido por trincas propagando nos modos fundamentais da mecânica da fratura como um método NDT de avaliação

de integridade, com demais estudos em cima dessa abordagem, poderia-se mapear os padrões de dispersão de cada modo fundamental da mecânica da fratura para um determinado guia de ondas. Aplicando isto na prática, poderia-se utilizar este mapa nos monitoramentos práticos em casos reais, onde falhas não podem ocorrer e se tem uma limitação física de acesso ao guia para utilização de outros NDTs, como exemplo disto, o caso de dutos de extração petrolífera.

6.3 Sugestões para Trabalhos Futuros

Como sugestões para continuação do abordado nessa pesquisa, pode-se considerar refazer o estudo aplicando trincas de diferentes configurações, podendo gerar assim rompimentos em modos mistos e não puramente nos modos fundamentais da mecânica da fratura. Com isto, poderia-se verificar se os padrões se assemelham ou se diferem aos padrões encontrados para os modos fundamentais.

Também seria interessante fazer a remodelagem do problema nos modos da fratura com a aplicação de pré-trincas em diferentes posições, a fim de verificar se os modos propagadores encontrados se repetiriam para uma emissão de mesmo modo com a trinca disposta de forma distinta.

REFERÊNCIAS

- ANASTASOPOULOS, A., KOUROUSIS, D., BOTTEN, S., WANG, G. **Acoustic emission monitoring for detecting structural defects in vessels and offshore structures**. *Ships and Offshore Structures*, 4(4):363–372, 2009.
- ASTANEH, A. V. GUDDATI, M. N. **Efficient computation of dispersion curves for multilayered waveguides and half-spaces**. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 300:27–46, 2016.
- AULD, B. A. **Acoustic fields and waves in solids**, 1973.
- BATHE, K. J. **Finite Element Procedures**. Prentice Hall, Nova Jersey, 1996.
- CEGLA, F. B. **Energy concentration at the center of large aspect ratio rectangular waveguides at high frequencies**. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 123(6):4218–4226, 2008.
- COCHARD, C. *et al.* **Application of Acoustic Emission and Modal Analysis Techniques to Offshore Platform Surveillance**. In Middle East Oil Technical Conference and Exhibition. Society of Petroleum Engineers, 1983.
- COLE, S., KARRENBACH, M., GUNN, D., DASHWOOD, B. **MASW Analysis of DAS Fiber-Optic Data for Active and Passive Seismic Sources**. In 80th EAGE Conference and Exhibition 2018, 2018.
- COOLEY, J. W. **How the FFT gained acceptance**. In Proceedings of the ACM conference on History of scientific and numeric computation, pages 97–100. ACM, 1987.
- EAGLE, D. M. **Acoustic Emission Testing**. American Society for Nondestructive Testing, Columbus, USA, 2005.
- GABRIELS, P., SNIEDER, R., NOLET, G. **In situ measurements of shear-wave velocity in sediments with higher-mode Rayleigh waves**. *Geophysical prospecting*, 35(2):187–196, 1987.
- GHODRATI, B., YAGHOOTIAN, A., ZADEH, A. G., MOHAMMAD-SEDIGHI, H. **Lamb wave extraction of dispersion curves in micro/nano-plates using couple stress theories**. *Waves in Random and Complex Media*, 28(1):15–34, 2017.
- GÓMEZ, P., FERNÁNDEZ, J. P., GARCÍA, P. D. **Lamb Waves and Dispersion Curves in Plates and its Applications in NDE Experiences Using Comsol Multiphysics**. In COMSOL,, 2011.
- GROSSE, C. OHTSU, M. **Acoustic Emission Testing**. Springer Berlin Heidelberg, 2008.
- GROTH, E. B. **Propagação de ondas de tensão em hastas retangulares no intervalo de frequência de (0; 100 [kHz])**. Tese de Mestrado, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, 2016.

- HAYASHI, Y. **Sobre uma representação discreta de meios contínuos em dinâmica não-linear.** Tese de Mestrado, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, 1982.
- HEISEY, J., STOKOE, K., MEYER, A., *et al.* **Moduli of pavement systems from spectral analysis of surface waves.** Transportation research record, 852(22-31):147, 1982.
- HILLERBORG, A. **A model for fracture analysis.** Cod LUTVDG/TV BM-3005/1-8, 1978.
- HORA, P. CERVENA, O. **Determination of Lamb and wave dispersion curves and by means of Fourier and transform,** 2012.
- IRWIN, G. R. **Analysis of stresses and strains near the end of a crack traversing a plate.** J. appl. Mech., 1957.
- ITURRIOZ, I. **Aplicação do metodo dos elementos discretos ao estudo de estruturas laminares de concreto armado.** Tese de Doutorado, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, 1995.
- JEBAHI, M., ANDRÉ, D., TERREROS, I., IORDANOFF, I. **Discrete element method to model 3D continuous materials.** John Wiley & Sons, 2015.
- KOSTESKI, L., ITURRIOZ, I., BATISTA, R. G., CISILINO, A. P. **The truss-like discrete element method in fracture and damage mechanics.** Engineering Computations, 28(6):765–787, 2011.
- KOSTESKI, L. E. **Aplicação do metodo dos elementos discretos formado por barras no estudo do colapso de estruturas.** Tese de Doutorado, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, 2012.
- KRAJCIKOVIC, D. **Damage Mechanics.** North-Holland Series in Applied Mathematics and Mechanics. Elsevier Science, 1996.
- KURTULUS, C., SERTÇELIK, F., LIVAOĞLU, H., SERTÇELIK, I., CEKEN, U., KURU, T., TEPEUGUR, E., ALTIOK, S., ALKAN, M., TEKIN, K., *et al.* **Seismic Site Characterization Of The Marmara Region Using Masw, Remi And Microtremor Methods.** In 9th Congress of the Balkan Geophysical Society, 2017.
- MARTÍNEZ-PAGÁN, P., NAVARRO, M., PÉREZ-CUEVAS, J., ALCALÁ, F. J., GARCÍA-JEREZ, A., VIDAL, F. **Shear-wave velocity structure from MASW and SPAC methods: The case of Adra town, SE Spain.** Near Surface Geophysics, 16(3):356–371, 2018.
- MILLER, R. D., XIA, J., PARK, C. B., IVANOV, J., WILLIAMS, E., *et al.* **Using MASW to map bedrock in Olathe, Kansas.** In 1999 SEG Annual Meeting. Society of Exploration Geophysicists, 1999.
- NAGAOKA, H. **Dispersion of seismic waves.** Tokyo Sugaku-Butsurigakukai Kiji-Gaiyo, 3(2):44–51, 1906.
- NAYFEH, A. H. HEFZY, M. S. **Continuum modeling of three-dimensional truss-like space**

- structures.** AIAA Journal, 16(8):779–787, 1978.
- PARK, C. RICHTER, J. **Compaction evaluation by MASW surveys (CEMS).** In SEG Technical Program Expanded Abstracts 2017, pages 5213–5217. Society of Exploration Geophysicists, 2017.
- PARK, C. B. **Multichannel analisys of surface waves (MASW) – active and passive methods.** Kansas Geological Survey, Lawrence, USA, 2007.
- PARK, C. B., MILLER, R. D., XIA, J. **Multichannel analysis of surface waves.** Geophysics, 64(3):800–808, 1999.
- POPOV, E. P. **Introducción a la Mecánica de Sólidos.** Technical report, 1980.
- RIERA, J. **Local effects in impact problems on concrete structures,** 1984.
- RIERA, J. D., MIGUEL, L. F. F., ITURRIOZ, I. **Study of imperfections in the cubic mesh of the truss-like discrete element method.** International Journal of Damage Mechanics, 23(6):819–838, 2013.
- RIERA, J. D. ROCHA, M. M. **A note on velocity of crack propagation in tensile fracture.** Revista Brasileira de Ciências Mecânicas, v. XII/3, p. 217-240, 1991.
- ROCHA, M. M. **Ruptura e Efeito de Escala em Materiais Não-homogêneos.** Tese de Mestrado, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, 1989.
- ROSE, J. L. **Ultrasonic guided waves in solid media.** Cambridge University Press, 2014.
- RYDÉN, N., ULRIKSEN, P., PARK, C. B., MILLER, R. D., XIA, J., IVANOV, J. **High frequency MASW for non-destructive testing of pavements—Accelerometer approach.** In 14th EEGS Symposium on the Application of Geophysics to Engineering and Environmental Problems, 2001.
- STANLEY, R. K., MOORE, P. O., MCINTIRE, P. **Special nondestructive testing handbook.** American Society for Nondestructive Testing, 1995.
- STONELEY, R. **Dispersion of Seismic Waves.** Geophysical Journal International, 1(s6):280–282, 1925.
- STONELEY, R. **The dispersion of waves in a double superficial layer.** Geophysical Journal International, 1(s10):527–532, 1928.
- STONELEY, R. TILLOTSON, E. **The Effect of a Double Surface Layer on Love Waves.** Geophysical Journal International, 1(s10):521–527, 1928.
- STRELEC, S., MESEC, J., GRABAR, K., JUG, J. **Implementation of in-situ and geophysical investigation methods (ERT & MASW) with the purpose to determine 2D profile of landslide.**

Acta Montanistica Slovaca, 22(4):345, 2017.

TAIPODIA, J. DEY, A. **Impact of Strike Energy on the Resolution of Dispersion Image in Active MASW Survey.** In GeoShanghai International Conference, pages 419–427. Springer, 2018.

UNGER, D. J. **Analytical fracture mechanics.** Courier Corporation, 2001.

WATABE, Y. SASSA, S. **Application of MASW technology to identification of tidal flat stratigraphy and its geoenvironmental interpretation.** Marine Geology, 252(3-4):79–88, 2008.

ANEXO A - Resultados das Modelagens Numéricas nos modos da Mecânica da Fratura

Apresentam-se neste Anexo resultados detalhados referentes as análises acústicas nos modos da mecânica da fratura.

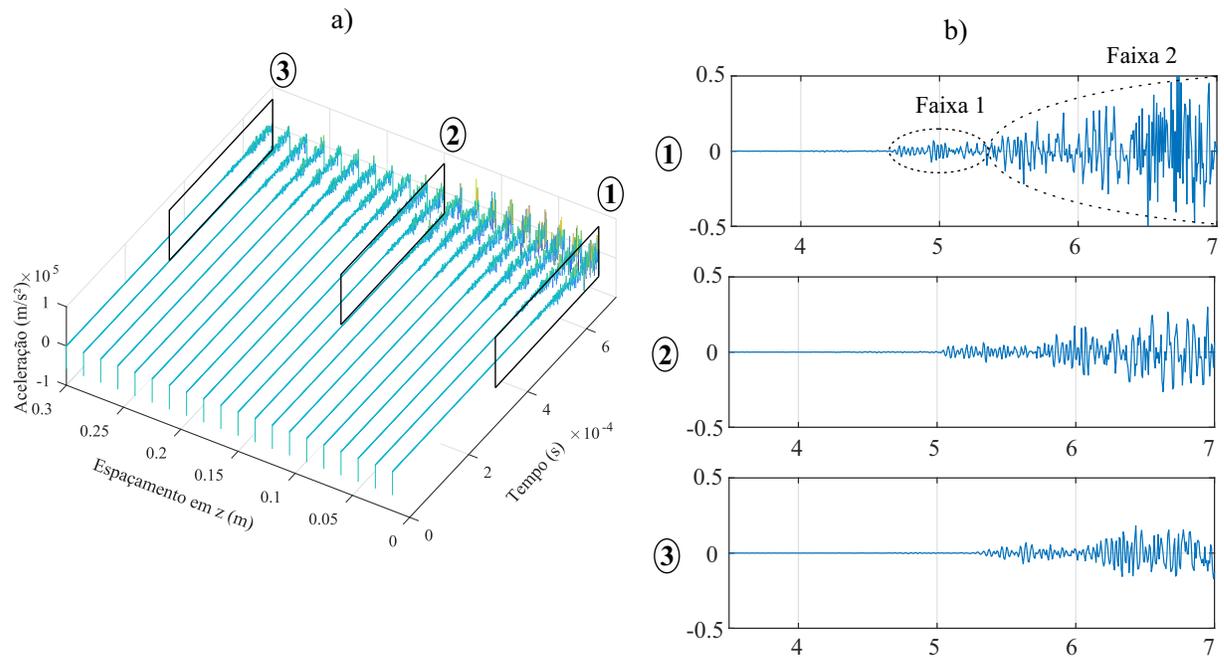
A.1 MASW dos modos I, II e III

Neste primeiro tópico são detalhados os resultados da metodologia MASW para cada um dos três modos da mecânica da fratura.

A.1.1 Modo I

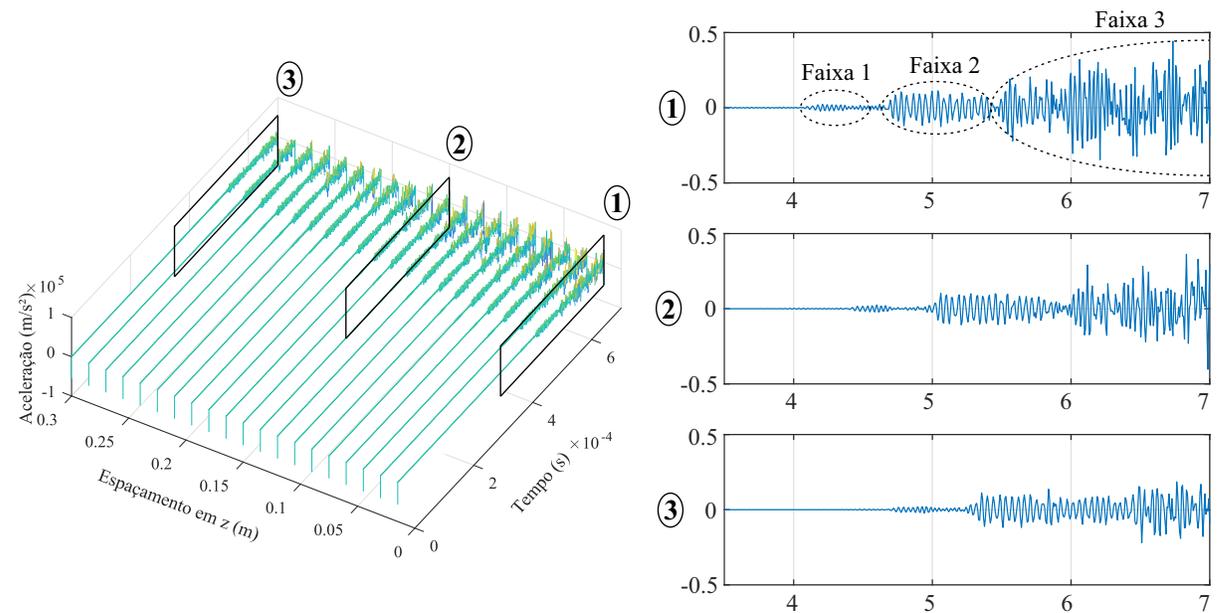
A figura 38 mostra os resultados encontrados na metodologia MASW para a aceleração nodal em x com detalhe na passagem da emissão pelos sensores, respectivamente. Se observa que a amplitude máxima atingida pelo sinal fica em torno de $5 \times 10^4 \text{ m/s}^2$ e se tem duas bandas de amplitude distintas observáveis, as quais se considerando o tempo necessário para captação da resposta longitudinal coincidem com os avanços de trinca a) e b) que forma mostradas na figura 27. Para a componente nodal em y, mostrada na figura 39 se tem uma amplitude máxima na mesma faixa da ocorrida na direção x, porém com a ocorrência de três bandas de amplitude distintas, a qual a primeira refere-se a algum ruído ocasionado no modelo. Por fim a componente nodal em z, já denotada no corpo do trabalho (fig. 40) ocorre numa amplitude máxima duas vezes maior da encontrada em x e y, ficando em torno de $1 \times 10^5 \text{ m/s}^2$. Também tem-se presença de três bandas de amplitude igual ao ocorrido em y.

Figura 38 - a) Resposta na forma da metodologia MASW para aceleração nodal na direção x em modo I, b) detalhe na passagem da emissão pelos sensores.



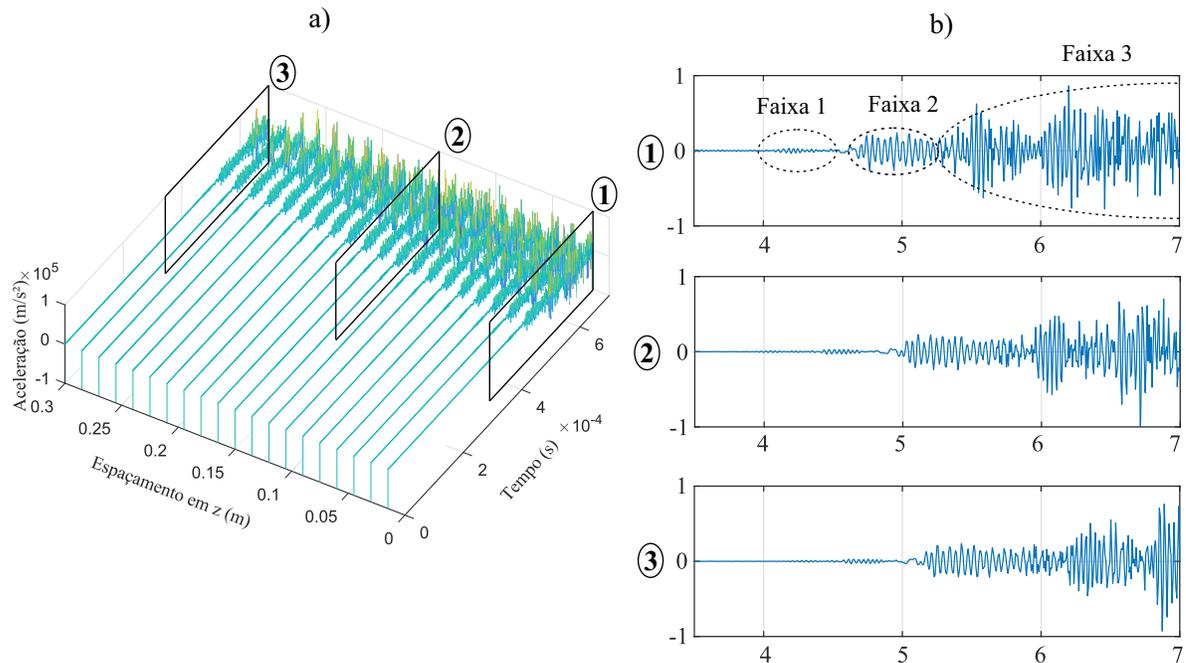
Fonte: Autoria própria.

Figura 39 - a) Resposta na forma da metodologia MASW para aceleração nodal na direção y em modo I, b) detalhe na passagem da emissão pelos sensores.



Fonte: Autoria própria.

Figura 40 - a) Resposta na forma da metodologia MASW para aceleração nodal na direção z em modo I, b) detalhe na passagem da emissão pelos sensores.

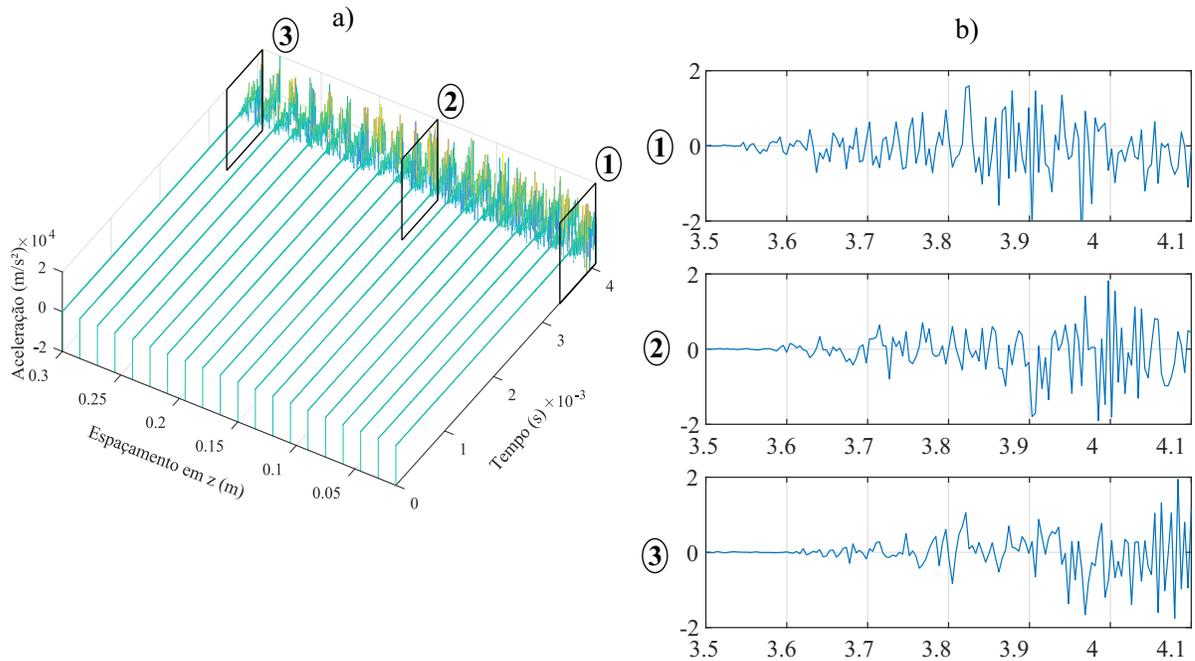


Fonte: Autoria própria.

A.1.2 Modo II

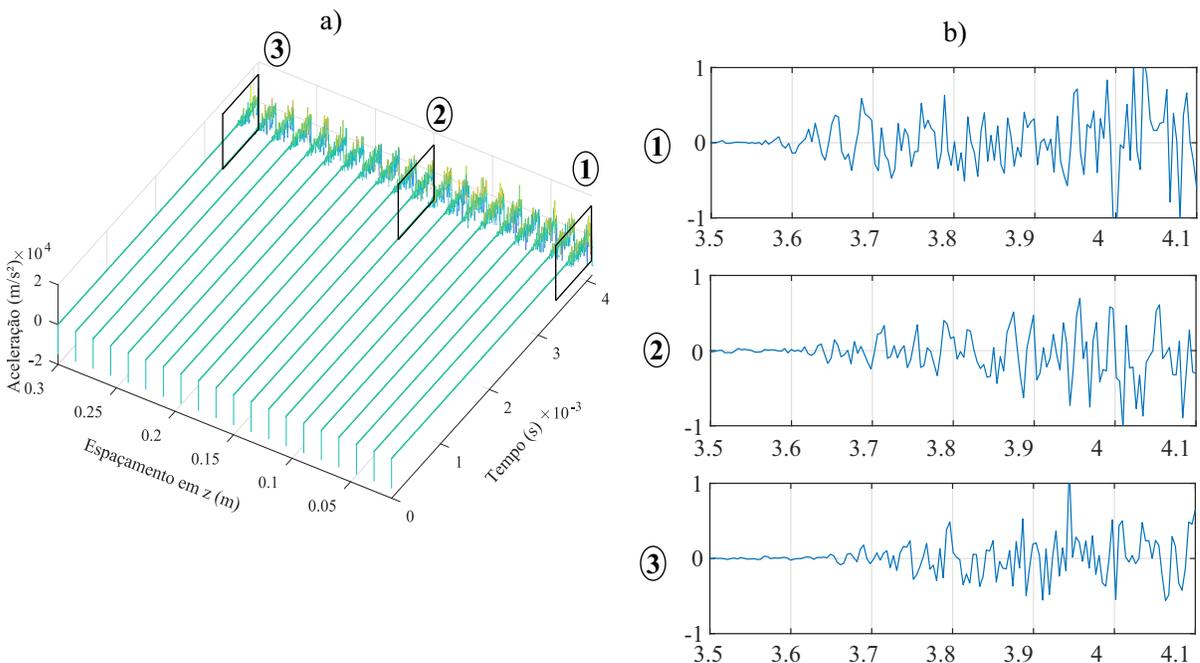
A figura 41 apresenta a metodologia MASW e a variação do perfil da emissão ao longo dos sensores para a direção x. Na figura se observa uma amplitude máxima na faixa de $2 \times 10^4 \text{ m/s}^2$ na qual não se destaca nenhuma banda de amplitude. O formato do sinal fica similar ao de sinais de ruído, o que se correlaciona com a precisão baixa na simulação deste modo. Os resultados na metodologia MASW para as direções y (fig. 42) e z (fig. 43) apresentam o mesmo comportamento do sinal, apenas diferindo na amplitude máxima, que para estas direções fica em torno de $1 \times 10^4 \text{ m/s}^2$.

Figura 41 - a) Resposta na forma da metodologia MASW para aceleração nodal na direção x em modo II, b) detalhe na passagem da emissão pelos sensores.



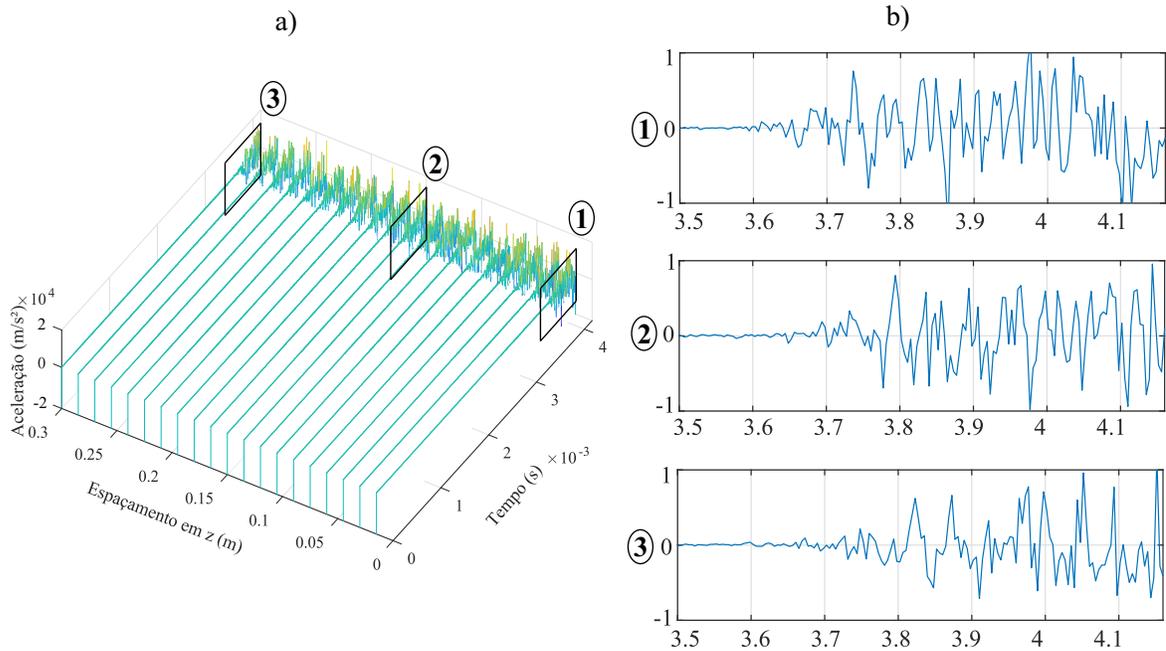
Fonte: Autoria própria.

Figura 42 - a) Resposta na forma da metodologia MASW para aceleração nodal na direção y em modo II, b) detalhe na passagem da emissão pelos sensores.



Fonte: Autoria própria.

Figura 43 - a) Resposta na forma da metodologia MASW para aceleração nodal na direção z em modo II, b) detalhe na passagem da emissão pelos sensores.

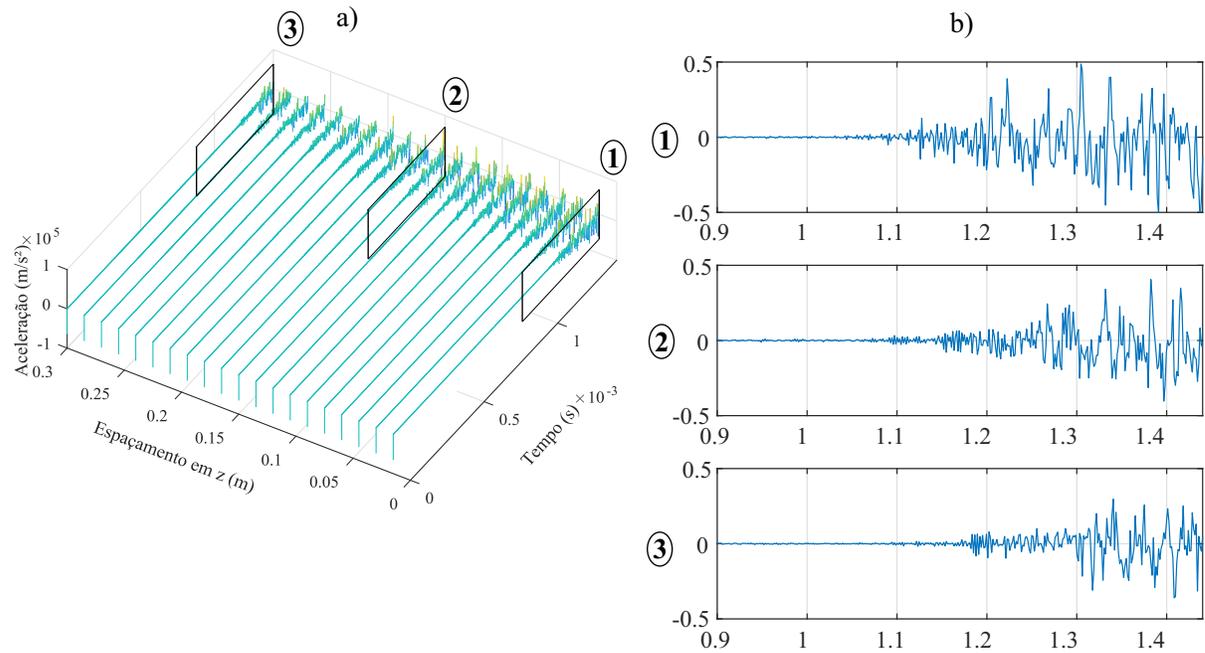


Fonte: Autoria própria.

A.1.3 Modo III

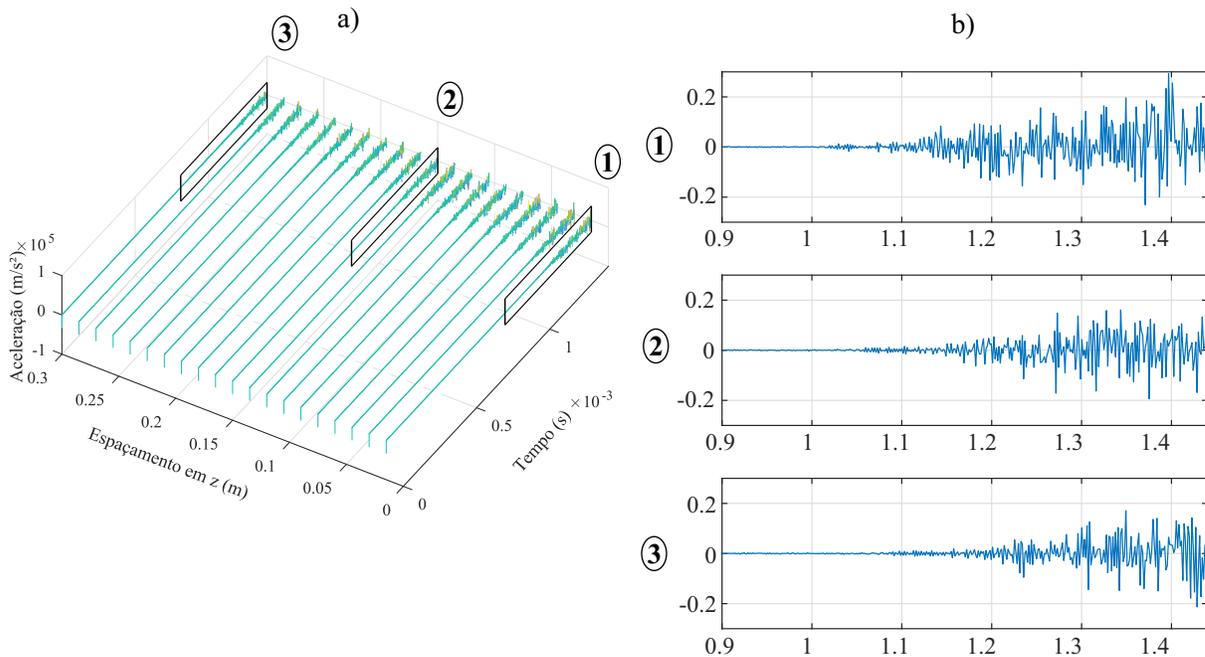
A figura 44 apresenta a metodologia MASW e a variação do perfil da emissão ao longo dos sensores para a direção x. Se constata uma amplitude máxima de ocorrência de $5 \times 10^4 \text{ m/s}^2$ e pelo perfil da emissão nos sensores não se observa nenhuma banda distinta. Na direção y se tem uma amplitude de $5 \times 10^4 \text{ m/s}^2$ e também não se pode observam bandas através do sinail. Por fim em z se encontra uma amplitude na mesma faixa de x e se consegue observar duas bandas de amplitude distintas, em que a primeira coincide em tempo com o necessário para captação da resposta longitudinal do primeiro rompimento da pré-trinca mostrado em 35.

Figura 44 - a) Resposta na forma da metodologia MASW para aceleração nodal na direção x em modo III, b) detalhe na passagem da emissão pelos sensores.



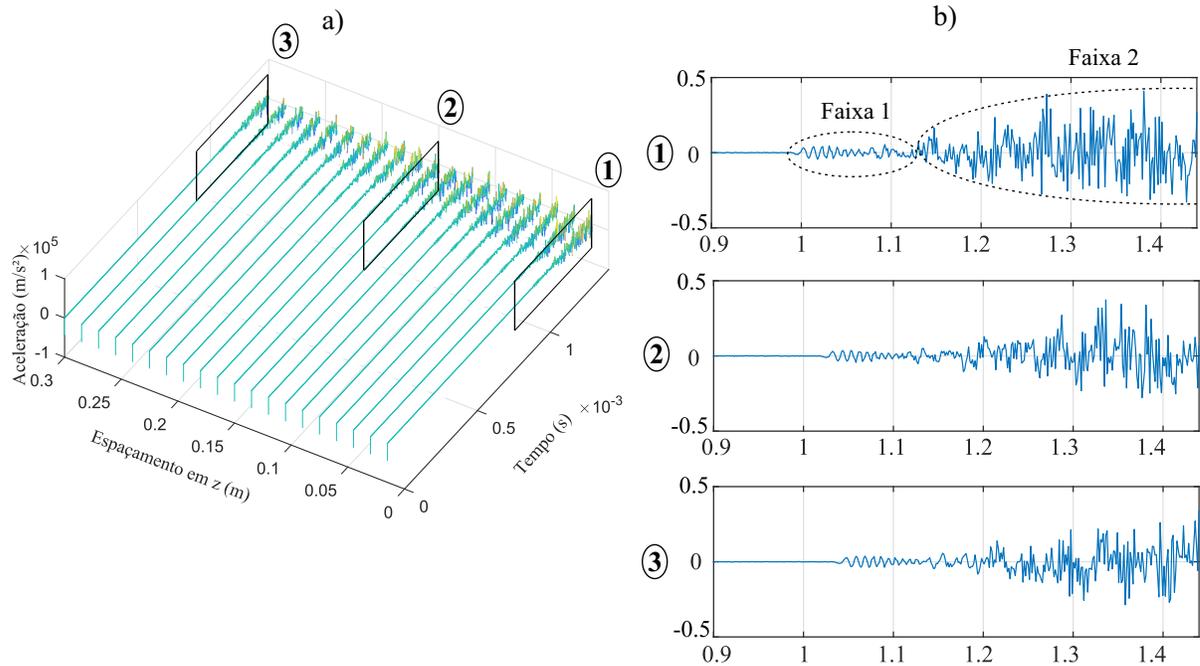
Fonte: Autoria própria.

Figura 45 - a) Resposta na forma da metodologia MASW para aceleração nodal na direção y em modo III, b) detalhe na passagem da emissão pelos sensores.



Fonte: Autoria própria.

Figura 46 - a) Resposta na forma da metodologia MASW para aceleração nodal na direção z em modo III, b) detalhe na passagem da emissão pelos sensores.

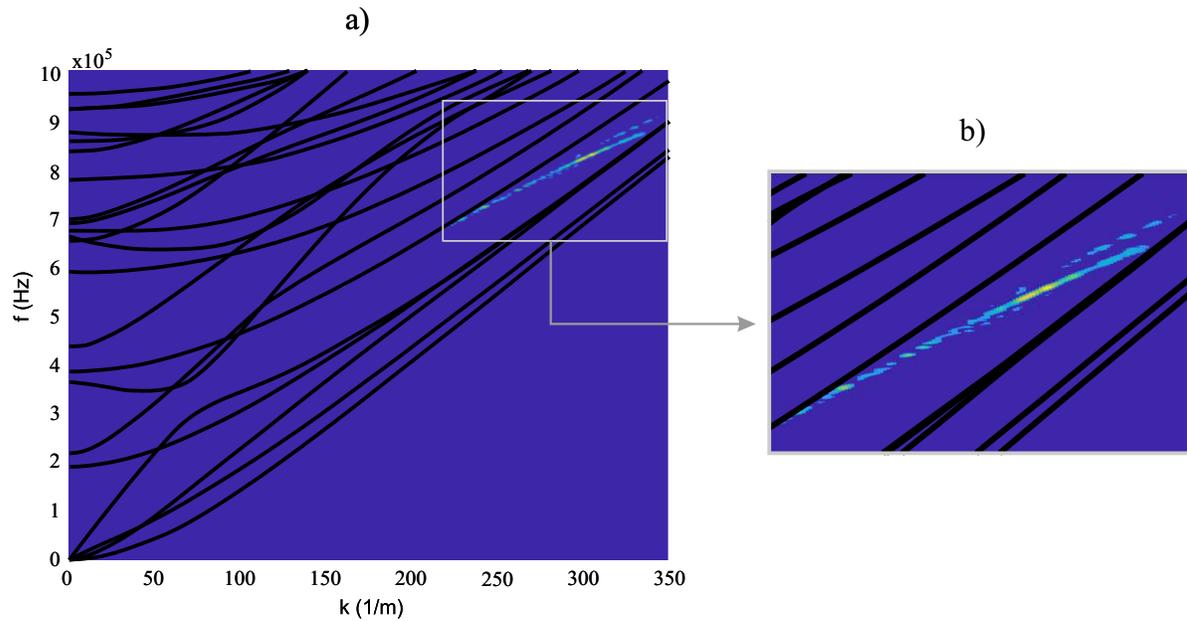


Fonte: Autoria própria.

A.2 Comparação das 2DFFTs para modo II com as curvas de dispersão de frequência na faixa [0,1] MHz

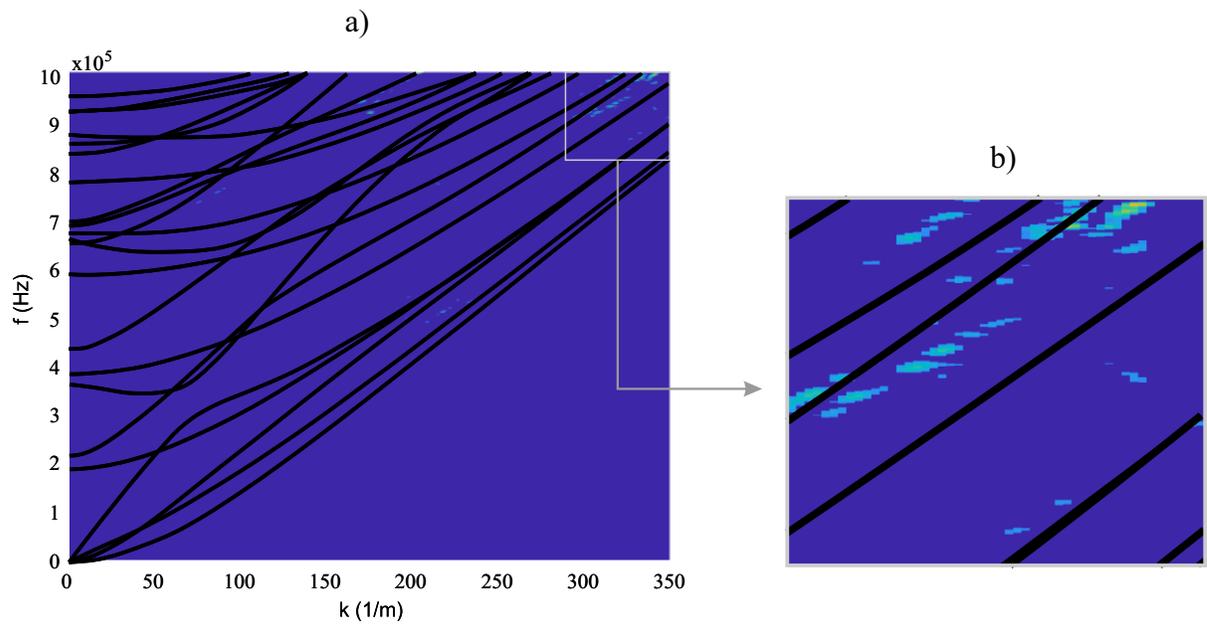
A figura 47 apresenta a transformada dupla (2DFFT) para a componente em x comparada as curvas de dispersão dos modos na faixa [0,1] MHz. O foco da transformada (fig. 47.b) se estabelece numa região fora da abrangência das curvas, o que induz a duas possibilidades, ou, no modo se encontrou de fato apenas ruído, ou, deve-se isto a falta de precisão da resposta. Para as transformadas das demais direções (figs. 48 e 49) também têm-se o mesmo comportamento, porém com pequenas regiões dispersas sem um foco centralizado como na componente x. As transformadas destas direções ainda apresentaram componentes acima da faixa [0,1] MHz onde não se tem disponível informação acerca das curvas de dispersão.

Figura 47 - Comparação da 2DFFT da componente de aceleração nodal em x com as curvas de dispersão da geometria na faixa [0,1] MHz e b) detalhe no foco da 2DFFT.



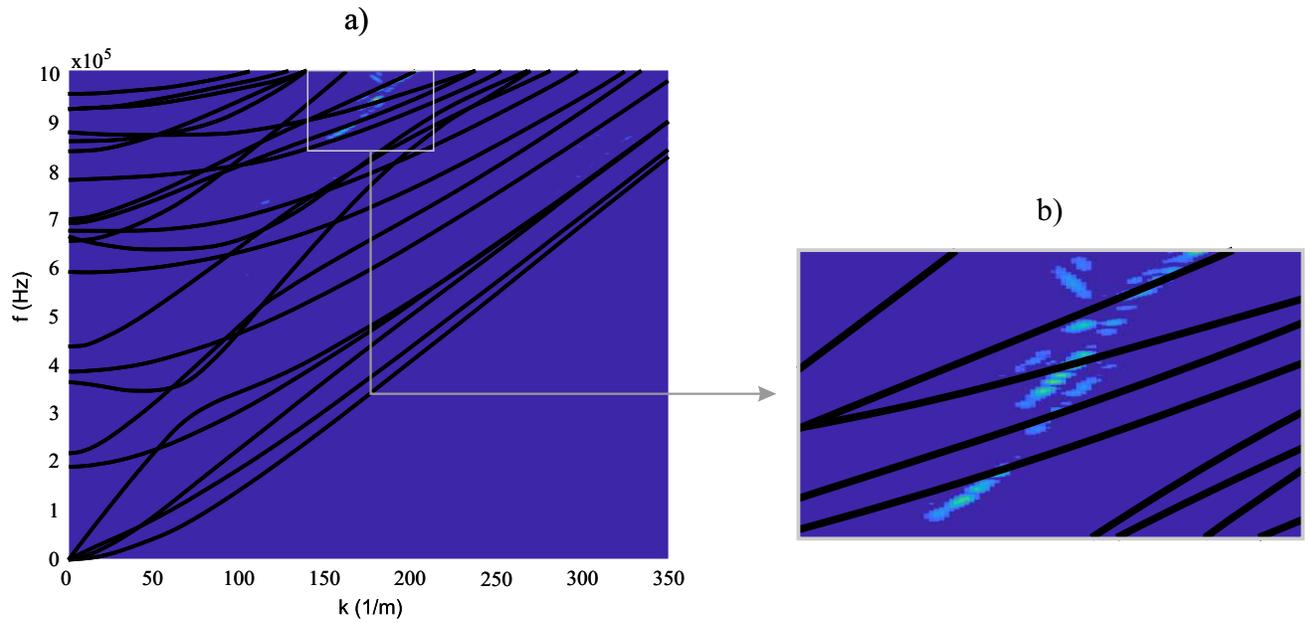
Fonte: Autoria própria.

Figura 48 - Comparação da 2DFFT da componente de aceleração nodal em y com as curvas de dispersão da geometria na faixa [0,1] MHz e b) detalhe no foco da 2DFFT.



Fonte: Autoria própria.

Figura 49 - Comparação da 2DFFT da componente de aceleração nodal em z com as curvas de dispersão da geometria na faixa [0,1] MHz e b) detalhe no foco da 2DFFT.



Fonte: Autoria própria.