

MINISTÉRIO DA EDUCAÇÃO
UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA

ANÁLISE DA PROPAGAÇÃO DE ONDAS GUIADAS EM ESTRUTURAS COM UMA
DIMENSÃO PREDOMINANTE

por

Paulo Dambros Menin

Monografia apresentada ao Departamento de Engenharia Mecânica da Escola de Engenharia da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, como parte dos requisitos para obtenção do diploma de Engenheiro Mecânico.

Porto Alegre, novembro de 2015



Universidade Federal do Rio Grande do Sul
Escola de Engenharia
Departamento de Engenharia Mecânica

ANÁLISE DA PROPAGAÇÃO DE ONDAS GUIADAS EM ESTRUTURAS COM UMA
DIMENSÃO PREDOMINANTE

por

Paulo Dambros Menin

ESTA MONOGRAFIA FOI JULGADA ADEQUADA COMO PARTE DOS
REQUISITOS PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO DE
ENGENHEIRO MECÂNICO
APROVADA EM SUA FORMA FINAL PELA BANCA EXAMINADORA DO
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA

Prof. Dr. Alcy Rodolfo dos Santos Carrara
Coordenador do Curso de Engenharia Mecânica

Área de Concentração: **Mecânica dos Sólidos**

Orientador: Prof. Dr. Ignácio Iturrioz

Co-orientador: Eng. Eduardo Becker Groth

Comissão de Avaliação:

Prof. Dr. Herbert Martins Gomes

Prof. Dr. Rogério José Marczak

Prof. Dr. Walter Jesus Paucar Casas

Porto Alegre, 09 de novembro de 2015

AGRADECIMENTOS

Agradeço ao orientador deste trabalho Professor Ignácio Iturrioz, pelos ensinamentos, conselhos e suporte no desenvolvimento deste trabalho.

Agradeço ao co-orientador e Mestrando Eduardo Becker Groth, por todo o auxílio prestado no trabalho, pelos ensinamentos e por compartilhar dados de sua pesquisa que muito enriqueceram e tornaram possível a realização deste trabalho.

Agradeço também à minha família, meus pais e irmãos, pelo incentivo, compreensão e suporte que sempre me deram durante todos os desafios e conquistas presentes na minha graduação.

Agradeço de forma geral aos Professores da UFRGS, aos colegas e amigos da engenharia e a todos que contribuíram de alguma forma com a minha formação de Engenheiro Mecânico.

MENIN, P. D. **Análise da propagação de ondas guiadas em estruturas com uma dimensão predominante**. 2015. 26 folhas. Monografia (Trabalho de Conclusão do Curso em Engenharia Mecânica) – Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 2015.

RESUMO

O conhecimento da propagação de ondas guiadas em estruturas laminares possui várias aplicações, sobretudo na área de inspeção de estruturas com grande utilização na engenharia moderna como vasos de pressão, tubulações, trilhos de trem, entre outras. No presente trabalho se explora este tópico abordando o mesmo através de técnicas numéricas (modelos de elementos finitos) e comparando os resultados obtidos com medições experimentais. Para o estudo da propagação de ondas neste tipo de estrutura é fundamental a determinação das curvas de dispersão, as quais definem as funções base da excitação propagada na guia de ondas estudada. Os estudos foram concentrados numa haste retangular de grande interesse prático por ser parte da camada estrutural de um *riser* (tubulação flexível utilizada na tecnologia do petróleo). Sobre o modelo desta haste foram simuladas aplicações de ondas com diferentes formas e frequências e foi estudado como estas excitações se propagam e dispersam na estrutura em análise. Os resultados obtidos são discutidos avaliando como as excitações aplicadas se decompõe na base de ondas modais apresentadas nas curvas de dispersão.

PALAVRAS-CHAVE: Propagação de ondas em estruturas laminares; ensaios não destrutivos; elementos finitos; curvas de dispersão.

MENIN, P. D. **Analysis of guided wave propagation in structures with a predominant dimension.** 2015. 26 folhas. Monografia (Trabalho de Conclusão do Curso em Engenharia Mecânica) – Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 2015.

ABSTRACT

The knowledge of guided waves propagation in laminar structures has many practical applications, particularly in the inspection of structures widely used in modern engineering as pressure vessels, pipes, railroads, among others. This topic is explored here through numerical methods (finite element model) and the results compared with experimental measurements. To study the wave propagation in this kind of structure is necessary determining the dispersion curves, which define the basis functions of the excitation propagated in the waveguide studied. The studies were concentrated on a rectangular rod of great practical interest as part of the structural layer of a riser (flexible pipe used in oil technology). A model of this rod was subjected to simulations applying waves with different shapes and frequencies and has been studied how these excitations propagate and disperse in the structure in analysis. The results are discussed evaluating how the applied excitations decompose on the basis of modal waves presented in the dispersion curves.

KEYWORDS: Wave propagation in laminar structures; non-destructive testing; finite element; dispersion curves.

ÍNDICE

	Pág.
1. INTRODUÇÃO	1
2. OBJETIVOS	2
3. FUNDAMENTOS TEÓRICOS	2
3.1 Propagação de ondas nos sólidos	2
3.2 Solução clássica de D'Alembert	3
3.3 Dispersão de ondas mecânicas	5
3.4 Integração numérica das equações de movimento	7
4 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	8
5 METODOLOGIA	9
5.1 Modelo de Elementos Finitos	9
5.2 Aquisição dos dados	9
5.3 Transformada de Fourier	10
6. RESULTADOS E DISCUSSÃO	11
6.1 Curvas de dispersão para uma haste metálica	11
6.2 Medições experimentais	12
6.3 Modelo numérico de elementos finitos	12
7. CONCLUSÕES	14
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	15
ANEXO A	16
APÊNDICE A	17
APÊNDICE B	18
APÊNDICE C	19
APÊNDICE D	19
APÊNDICE E	20

1. INTRODUÇÃO

A presença de defeitos em equipamentos ou componentes utilizados na área industrial pode gerar sérios riscos e prejuízos econômicos e ambientais. Para prevenir falhas e monitorar a integridade de estruturas industriais faz-se o uso de ensaios não-destrutivos (ENDs), os quais apresentam a vantagem de avaliar a estrutura sem a necessidade de danificá-la. Entre as várias técnicas utilizadas nos ENDs está o uso de ondas guiadas, sendo uma técnica aplicável quando a estrutura em estudo for laminar. Estudos envolvendo a utilização de ondas guiadas em técnicas para ensaios não-destrutivos, técnicas de monitoramento de estruturas e detecção de danos tiveram grandes avanços nas últimas décadas. Grande parte deste avanço se deve à enorme evolução computacional adquirida nos últimos anos, isto permitiu resolver problemas envolvendo técnicas com elementos finitos que seriam inviáveis alguns anos atrás.

O uso de técnicas com ondas guiadas tem apresentado vantagens em relação a técnicas pontuais como o ensaio por ultrassom convencional. Nesta técnica a onda mecânica emitida é capaz de se propagar através de toda a seção transversal da estrutura, podendo percorrer grandes distâncias e permitindo inspecionar trechos extensos de uma estrutura a partir de um único ponto de acesso [Rose, 2014]. Estas características permitem a inspeção em áreas de difícil acesso como, por exemplo, em tubulações enterradas ou submersas. Caso fosse utilizada uma técnica por ultrassom convencional, o transdutor necessitaria ser movido através de toda a superfície para coletar dados e inspecionar a mesma área abrangida pelas ondas guiadas. Uma representação que ilustra a diferença entre técnicas de ondas guiadas e ultrassom convencional pode ser vista Figura 1.1.

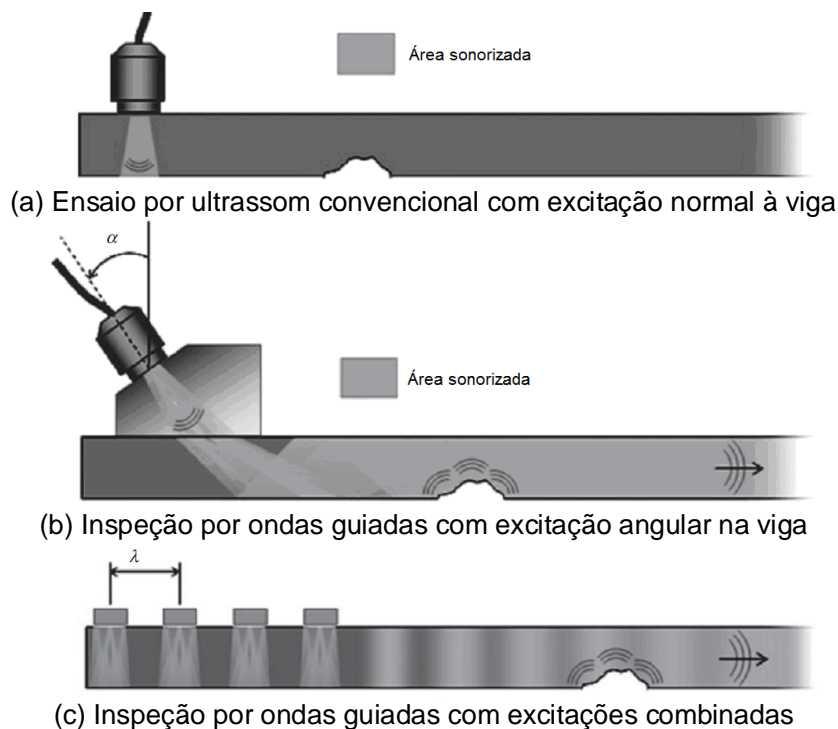


Figura 1.1 – Comparação entre método de inspeção por ultrassom e dois métodos com ondas guiadas. [adaptado de Rose, 2014].

Esta técnica é aplicada em estruturas laminares, onde pelo menos uma das dimensões da estrutura é muito menor que as outras, servindo a dimensão maior como guia para a propagação das ondas. Um meio sólido que contém superfícies que servem como guias de onda pode suportar modos de propagação de ondas que se sustentam por longas distâncias sem uma fonte externa de energia [Potel e Bruneau, 2009]. Uma eventual descontinuidade na

estrutura geraria uma interação que dependeria das condições da geometria e do modo de propagação presente neste meio. Este é um dos motivos pelo qual os modos de propagação das ondas elásticas em um meio devem ser conhecidos e estudados, pois desta forma se poderá determinar para cada diferente situação uma forma mais eficiente de caracterizar descontinuidades presentes na estrutura analisada.

Entre as indústrias que demandam grande confiabilidade em seus equipamentos e fazem o uso constante de ENDs está a indústria do petróleo. Um dos componentes utilizados na extração de petróleo que exige alta confiabilidade é o *riser*. O *riser* é a tubulação que faz a ligação entre as instalações no leito submarino e a plataforma ou navio na superfície, estando constantemente submetido a esforços dinâmicos das ondas, correntes marítimas e movimentos da plataforma. Sendo assim é um componente cujo monitoramento pode ser muito importante para prevenir vazamentos e conseqüentemente danos ambientais e econômicos. Na figura 1.2 pode-se visualizar um *riser* flexível de petróleo em maiores detalhes.

Seguindo este contexto, o presente trabalho visa estudar a propagação de ondas guiadas em sólidos que tenham pelo menos uma dimensão maior do que as outras duas, como, por exemplo, em hastes estruturais utilizadas na armadura de *risers* flexíveis de petróleo. Neste trabalho se pretende explorar este tópico através de técnicas numéricas (modelos de elementos finitos) e comparar os resultados obtidos com técnicas semi-analíticas aplicadas a este problema.

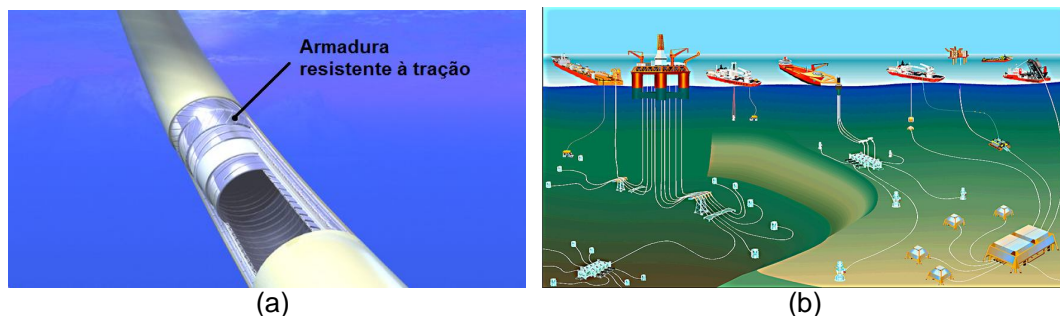


Figura 1.2 – *Riser*. (a) Seção de um *riser* flexível. (b) Distribuição de *risers* em poços de extração de petróleo. [adaptado de KIM, 2015].

2. OBJETIVOS

O presente trabalho tem como objetivo geral explorar a propagação de ondas guiadas em uma haste metálica retangular.

Objetivos específicos:

- Gerar um modelo de elementos finitos para a geometria a ser estudada (integração explícita da equação de movimento implementada no *software* comercial *LS-Dyna*).
- Validar o modelo criado comparando resultados obtidos com medidas experimentais.
- Aplicar sobre o modelo diferentes excitações, estudando como as mesmas propagam sobre a guia de ondas com o auxílio das curvas de dispersão.

3. FUNDAMENTOS TEÓRICOS

3.1 Propagação de ondas nos sólidos

A propagação de ondas em sólidos ocorre devido à interação entre os átomos de um corpo. Considerando um meio contínuo discretizado em uma série de massas e molas interconectadas, pode-se dizer que uma perturbação se propaga de uma massa à outra através das molas que as interconectam. Este movimento ocorre de forma a manter o equilíbrio do corpo quando este recebe uma perturbação externa, desta forma a energia acaba se propagando através do meio.

Existem dois comportamentos distintos gerados com a propagação de ondas em meios infinitos. Em um deles o sólido irá transmitir tensões compressivas e trativas e o movimento das partículas do sólido ocorre na direção do movimento da onda. No outro o sólido irá transmitir tensões cisalhantes e a direção das partículas será transversal à direção de propagação da onda [Graff, 1975]. Estas ondas são conhecidas como ondas dilatacionais, ou ondas-P, e ondas distorcionais, ou ondas-S, sendo que a primeira se propaga de modo longitudinal e a segunda de modo transversal, ambas podem ser visualizadas na Figura 3.1.

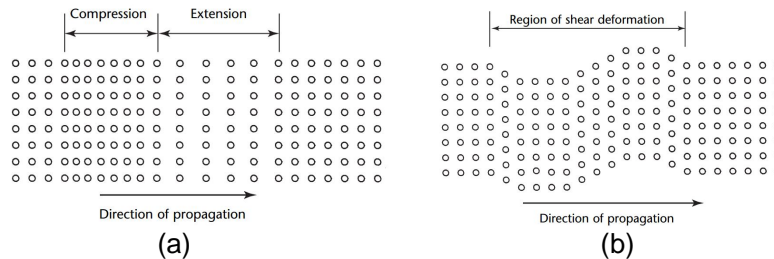


Figura 3.1 – Propagação em meio infinito. (a) Ondas-P. (b) Ondas-S. [Moore, et. al., 2005].

As velocidades de propagação destas ondas podem ser obtidas através da solução da equação de movimento para um corpo elástico, linear, isotrópico com uma força externa aplicada [Moore, et. al., 2005]. As equações 3.1 e 3.2 apresentam as velocidades de propagação c_1 e c_2 das ondas P e S respectivamente, onde λ e μ são as constantes de Lamé e ρ é a massa específica do material do corpo.

$$c_1 = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \quad (3.1),$$

$$c_2 = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \quad (3.2)$$

Percebe-se que a velocidade de propagação para estes casos depende exclusivamente do material, no entanto, ao interagirem com as fronteiras do sólido, estas ondas poderão produzir ondas de compressão e cisalhantes ao mesmo tempo, conduzindo a modos de vibração característicos do formato da geometria na qual a onda está propagando. Por este motivo existem equacionamentos próprios para representar a propagação das ondas em diferentes tipos de geometria. Nas seções seguintes é apresentada a solução clássica para a propagação de uma onda em estruturas laminares. As ondas que se propagam numa estrutura laminar podem ser descritas como uma combinação linear de ondas modais. Estas ondas modais são famílias de curvas que possuem frequência, número de onda e modos característicos. As curvas de dispersão permitem conhecer estas famílias de curvas.

3.2 Solução clássica de D'Alembert

O equacionamento que descreve a propagação unidimensional de uma onda em uma haste longa é descrito por Graff, 1975, e pode ser obtido a partir do modelo apresentado abaixo. Considerando uma haste prismática reta (Figura 3.2) e uma seção diferencial na direção longitudinal da haste de comprimento dx , se assume que esta seção está sujeita a um campo de tensões variável no tempo $\sigma(x,t)$ e a um campo de deslocamentos longitudinais variáveis $u(x,t)$.

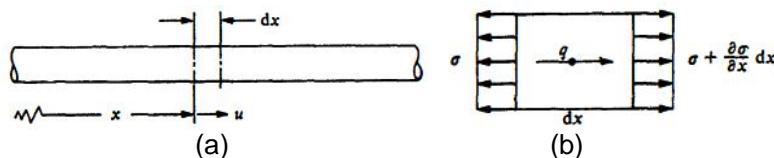


Figura 3.2 – Haste prismática. (a) Sentido do deslocamento. (b) Tensões presentes em um elemento diferencial da barra. [Graff, 1975].

Considerando presente também uma força de corpo por unidade de volume $q(x,t)$, a equação do movimento na direção x pode ser descrita pela equação 3.3 como segue:

$$-\sigma A + \left(\sigma + \frac{\partial \sigma}{\partial x} dx \right) A + q A dx = \rho A dx \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (3.3)$$

Onde A é a área da seção e ρ é a massa específica do material da haste.

Ao considerar o material elástico linear e pequenas deformações e deslocamentos, pode-se escrever que:

$$\sigma = E\varepsilon \quad (3.4), \quad \varepsilon = \frac{\partial u}{\partial x} \quad (3.5)$$

A partir da substituição das equações 3.4 e 3.5 na equação de movimento 3.3, considerando E e ρ constantes e desprezando forças de corpo, é obtida a equação 3.6.

$$E \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (3.6)$$

Considerando ainda c_1 , já apresentada na equação 3.1, expressa em termos do módulo de elasticidade longitudinal pode-se escrever a equação 3.7:

$$c_1 = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (3.7)$$

Introduzindo c_1 na equação 3.6 obtêm-se:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \frac{1}{c_1^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (3.8)$$

A equação 3.8 é conhecida como Equação da Onda, a qual possui uma solução clássica obtida por D'Alembert mostrada na equação 3.9 (dedução no Anexo A).

$$u(x,t) = f(x - c_1 t) + g(x + c_1 t) \quad (3.9)$$

Esta solução considera que a onda propaga sem distorções, onde f e g são funções que dependem da excitação inicial. No caso particular de uma onda gerada por uma excitação harmônica, tem-se o comportamento obtido na equação 3.10.

$$u(x,t) = A \cos(\omega t - kx) \quad (3.10)$$

Esta solução permite definir alguns parâmetros importantes para o estudo das ondas: A representa a amplitude do deslocamento da onda, ω a frequência da onda (em rad/s) e k o número de onda, sendo estes dois definidos nas equações 3.11 e 3.12.

$$\omega = 2\pi f \quad (3.11), \quad k = \frac{\omega}{c} \quad (3.12)$$

O parâmetro f representa a frequência da onda (em Hz) e c a velocidade de propagação (ou velocidade de fase), obtida através da relação com o comprimento de onda (λ), apresentada na equação 3.13.

$$c = \lambda f$$

5
(3.13)

3.3 Dispersão de ondas mecânicas

Nos meios reais, as ondas mudam de amplitude enquanto se propagam através do meio sólido, esta diminuição de amplitude é definida como atenuação, causada geralmente pela dissipação de energia da onda. Porém é interessante lembrar que nem todos os mecanismos de atenuação estão associados com dissipação de energia, em alguns casos a atenuação ocorre devido a uma redistribuição de energia em diferentes modos de vibração, como na atenuação geométrica, atenuação por dispersão e atenuação por espalhamento e difração [Moore, et. al., 2005].

O fenômeno da dispersão ocorre em sistemas onde existe uma dependência da frequência em relação à velocidade de fase da onda. De modo geral, este fenômeno pode ocorrer quando ondas propagam em um meio sólido no qual o comprimento da onda é comparável a uma ou mais dimensões do meio, isto ocorre em estruturas laminares. Como resultado da dispersão, a frequência e número de onda se modificam durante a propagação. Para estudar este efeito faz-se o uso das curvas de dispersão. Estas curvas são características da geometria e do material das lâminas estudadas. É possível demonstrar que as ondas que se propagam neste tipo de estrutura podem ser expressas como uma combinação linear das famílias de funções com frequência e número de ondas determinadas. As curvas de dispersão representam os possíveis pares de valores (f, k) que se posicionam formando linhas contínuas, as quais representam uma forma modal, indicando assim a dependência da frequência em relação à velocidade para diferentes modos de propagação da onda.

Para melhor entendimento de como podem ser obtidas as curvas de dispersão, abaixo é apresentada a solução de uma perturbação propagando através de uma lâmina infinita de fluido, na qual são propagados apenas movimentos de tração e compressão [Royer e Dieulesaint, 1996]. Na Figura 3.3a o vetor de onda \mathbf{k} representa a direção de propagação da onda. Ao decompor este vetor nos eixos x_1 e x_2 verifica-se que para uma onda propagar a componente k_1 deve ser um múltiplo de π/L , pois desta forma é obtida uma condição de ressonância para a parcela da onda propagando no eixo x_1 . Com esta consideração a onda não perde energia, pois é perfeitamente refletida no sentido deste eixo em ambas as paredes da fronteira.

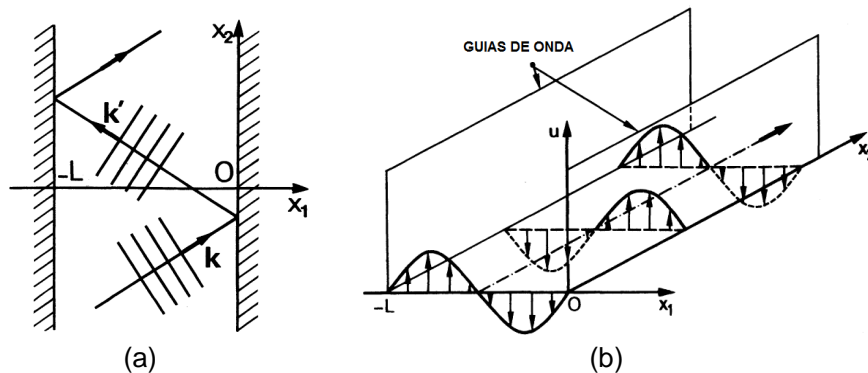


Figura 3.3 – Propagação de ondas guiadas em uma lâmina de fluido. (a) Reflexões da onda. (b) Modo assimétrico de propagação. [adaptado de Royer e Dieulesaint, 1996].

Para cada múltiplo inteiro n de π/L é associado um modo de propagação da onda. Considerando ainda $\beta = k_2$, o número de onda β da onda guiada pode ser descrito pela equação 3.14. Na Figura 3.3b pode-se visualizar a condição da onda propagando com $n=2$, onde é propagado um modo assimétrico da onda. Valores pares de n geram modos assimétricos e valores ímpares geram modos simétricos.

$$\beta^2 = k^2 - k_1^2 = k^2 - \left(\frac{n\pi}{L}\right)^2 \quad (3.14)$$

Segundo Royer e Dieulesaint, 1996, uma guia de onda é uma estrutura dispersiva, na qual a velocidade de fase da onda depende da sua frequência ω , a qual não é proporcional ao número de onda β . Esta relação de dispersão para a lâmina de fluido é dada pela equação 3.15.

$$\omega = ck = \left[\beta^2 - \left(\frac{n\pi}{L}\right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.15)$$

No caso de ondas propagando em meios sólidos, ocorrem fenômenos mais complexos de reflexão nas bordas da superfície, necessitando outras formas de solução. Na propagação de ondas em sólidos existem, além das ondas longitudinais vistas anteriormente em um meio fluido, as ondas cisalhantes (ou transversais). Outro fenômeno presente neste caso é que a cada reflexão de uma destas ondas em uma fronteira, serão refletidas duas novas ondas, uma longitudinal e uma transversal, com ângulos de saída diferentes entre si. Para ilustrar o comportamento de uma curva de dispersão em um meio sólido, é mostrada na figura 3.4 a curva de dispersão de uma barra quadrada obtida por Hayashi et al., 2003, onde podem ser vistas diferentes curvas que representam modos distintos de vibração. A mesma curva de dispersão também pode ser representada em função da velocidade de fase vs. frequência, sendo que este formato corresponde à derivada da curva anterior em relação à frequência.

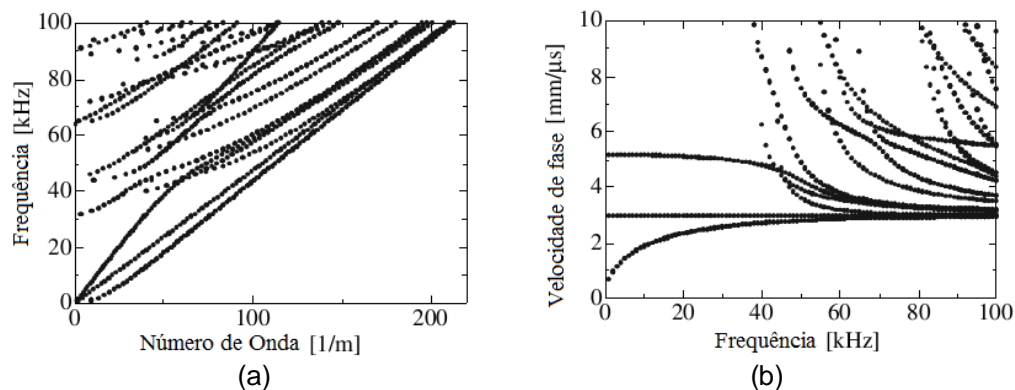


Figura 3.4 – Curvas de dispersão de uma barra quadrada. (a) Frequência vs. Número de onda. (b) Velocidade de fase vs. Frequência. [adaptado de Hayashi et al., 2003].

No caso de meios sólidos, a solução mais utilizada para descrever a propagação de uma onda guiada em uma placa infinita foi definida por Lamb, que consiste na solução numérica das Equações de Rayleigh-Lamb. Estas equações, que governam a propagação de ondas longitudinais e transversais em uma placa de espessura definida, são mostradas nas equações 3.16 e 3.17 representando os modos simétricos e assimétricos, respectivamente [Auld, 1973].

$$\frac{\tan\left(k_{ts} \frac{b}{2}\right)}{\tan\left(k_{tl} \frac{b}{2}\right)} = -\frac{4\beta^2 k_{tl} k_{ts}}{(k_{ts}^2 - \beta^2)^2} \quad (3.16), \quad \frac{\tan\left(k_{ts} \frac{b}{2}\right)}{\tan\left(k_{tl} \frac{b}{2}\right)} = -\frac{(k_{ts}^2 - \beta^2)^2}{4\beta^2 k_{tl} k_{ts}} \quad (3.17)$$

Onde b representa a espessura da placa, β o número de onda na direção da propagação, k_{ts} e k_{tl} o número de onda na direção transversal e longitudinal a propagação, respectivamente. Os números de onda k_{ts} e k_{tl} podem ser representados pelas equações 3.18 e 3.19.

$$k_{tl}^2 = \left(\frac{\omega}{c_1}\right)^2 - \beta^2 \quad (3.18), \quad k_{ts}^2 = \left(\frac{\omega}{c_2}\right)^2 - \beta^2 \quad (3.19)$$

Onde ω é a frequência da onda (em rad/s) e c_1 e c_2 representam as velocidades de propagação das ondas longitudinais e transversais, respectivamente. As ondas cujos β e ω verificam as expressões de Rayleigh-Lamb podem ser apresentadas nas curvas de dispersão como modos propagantes na placa em termos de ω vs. a parte real do número de onda β .

Para o cálculo de curvas de dispersão em geometrias que possuem duas dimensões finitas, contendo seções transversais características, é necessária a aplicação de técnicas diferenciadas. Uma possibilidade para o levantamento das curvas de dispersão nestes casos é a utilização de métodos híbridos conhecidos como SAFE (*Semi-analytical Finite Element Method*), os quais serão exemplificados no capítulo de revisão bibliográfica.

3.4 Integração numérica das equações de movimento

A resolução de problemas dinâmicos através de softwares comerciais implica muitas vezes na utilização de métodos numéricos para a integração direta da equação de movimento do problema, que pode ser definida para cada elemento pela equação 3.21, conforme consta em *LS-Dyna Theory Manual* (2006).

$$m\ddot{u} + c\dot{u} + ku = p(t) \quad (3.21)$$

Onde m é a massa do elemento, c o amortecimento, k a rigidez e $p(t)$ a carga externa aplicada. Para a resolução de um sistema de elementos finitos, pode-se substituir na equação 3.21 m por \mathbf{M} (matriz de massas do sistema), c por \mathbf{C} (matriz de amortecimento), k por \mathbf{K} (matriz de rigidez), $p(t)$ por $\vec{P}(t)$ (vetor de carregamentos externos) e u por \vec{u} (vetor de deslocamentos).

Na integração direta, a equação de movimento é resolvida para um número finito de instantes dentro do intervalo da solução, separados por intervalos Δt de tempo, onde a variação de aceleração dentro destes intervalos é definida por uma função que deverá representar este comportamento.

Nos métodos explícitos de integração o estado do sistema é calculado para um instante posterior ao atual, utilizando um instante t para calcular a resposta no instante $t+\Delta t$. Um método explícito amplamente utilizado em softwares comerciais é o método das diferenças finitas centrais. Neste método são considerados os vetores de deslocamento \vec{u} , velocidade $\vec{\dot{u}}$ e aceleração $\vec{\ddot{u}}$ nos instantes t_{i-1} , t_i e t_{i+1} separados por um intervalo de tempo Δt . Através de relações lineares para velocidades e acelerações entre os intervalos de tempo, pode-se escrever a equação de movimento em função apenas do vetor \vec{u} , conforme a equação 3.22.

$$\left(\frac{1}{\Delta t^2} \mathbf{M} + \frac{1}{2\Delta t} \mathbf{C}\right) \vec{u}(t_{i+1}) = \vec{P}(t_i) - \left(\mathbf{K} - \frac{2}{\Delta t^2} \mathbf{M}\right) \vec{u}(t_i) - \left(\frac{1}{\Delta t^2} \mathbf{M} - \frac{1}{2\Delta t} \mathbf{C}\right) \vec{u}(t_{i-1}) \quad (3.22)$$

Ao resolver a equação 3.22 obtêm-se valores de $\vec{u}(t_{i+1})$ que serão necessários para os cálculos de acelerações e velocidades do intervalo i , a partir deste ponto os resultados de cada intervalo são utilizados para calcular os valores dos intervalos seguintes.

4. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Diversos trabalhos sobre ondas guiadas já foram desenvolvidos no sentido de determinar as curvas de dispersão para uma determinada geometria. A solução proposta por Lamb apresenta bons resultados para uma placa com dimensões infinitas, porém para o cálculo de curvas de dispersão em geometrias que possuem duas dimensões finitas, contendo seções transversais características, é necessária a aplicação de técnicas diferenciadas. Uma possibilidade para o levantamento das curvas de dispersão nestes casos é a utilização de métodos híbridos conhecidos como SAFE (*Semi-analytical Finite Element Method*), os quais combinam soluções analíticas com técnicas numéricas [Rose, 2014].

Um dos trabalhos realizados que utiliza métodos SAFE foi feito por Hayashi et al., 2003, o qual faz o uso do método de elementos finitos no domínio da seção transversal e funções harmônicas na direção da guia de ondas. Com esta metodologia foi possível obter as curvas de dispersão para uma barra de seção quadrada e um perfil de trilhos de trem.

Um método alternativo consiste na utilização de um modelo de elementos finitos tridimensional considerando condições de contorno periódicas. Sorohan et al., 2011, utilizou este método em seu trabalho, com o qual pôde calcular modos e frequências naturais de vibração aplicando condições periódicas de contorno nas fronteiras da estrutura, na direção do guia de ondas.

Entre os autores que propuseram métodos SAFE também está Wilcox et al., 2002, que utilizou um modelo axissimétrico para calcular as curvas de dispersão. Neste método a seção transversal do modelo corresponde à geometria que servirá de guia para as ondas, desta forma, este método possibilita o cálculo de geometrias semelhantes a uma haste delgada se for considerado um raio para o modelo axissimétrico muito maior que as dimensões de sua seção, se aproximando assim de uma seção retilínea. Na figura 4.1 pode ser visto um exemplo de modelo axissimétrico utilizado para o cálculo dos modos de propagação em uma tira de aço.

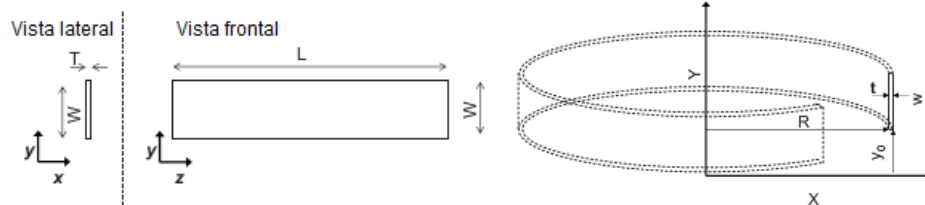


Figura 4.1 – Modelo axissimétrico. [adaptado de Cegla, 2008].

Quando é considerado um raio muito grande, é válida a relação apresentada na equação 4.1.

$$\lambda = \frac{2\pi R}{C_{order}} \quad (4.1)$$

Onde C_{order} é um parâmetro utilizado na elaboração do modelo que especifica o número de comprimentos de onda existentes ao redor da circunferência do corpo axissimétrico, de modo que ao fixar C_{order} , está se fixando também um número de onda. Utilizando um comprimento de onda fixo, podem-se extrair valores de frequências ressonantes a partir de um sistema comercial de elementos finitos. Realizando este procedimento para diferentes comprimentos de onda (e conseqüentemente diferentes números de onda) se obtêm valores de frequência com os quais se poderá construir a curva de dispersão para a geometria analisada.

Cegla, 2008, fez uso deste método para calcular as curvas de dispersão em uma tira de aço muito fina com largura relativamente grande. Neste trabalho também foi estudado o formato com que alguns modos se propagam na seção transversal, permitindo visualizar onde ocorre uma maior amplitude de deslocamento. Este estudo também mostrou como diferentes formas de excitação podem alterar os modos que estão sendo propagados na geometria.

Outra técnica utilizada para determinar modos de propagação em estruturas foi apresentada por Alleyne e Cawley, 1990, neste trabalho foi utilizada uma transformada dupla de Fourier em dados de amplitude vs. tempo para a obtenção de dados de número de onda vs. frequência. Através desta técnica foi feita a análise dos modos de propagação presentes em uma placa de aço utilizando dados provenientes de um ensaio experimental e também de uma simulação numérica feita com um modelo de diferenças finitas centrais. Este estudo permitiu verificar uma boa aproximação dos métodos utilizados com os resultados teóricos previamente calculados, além permitir a identificação de mais de um modo de propagação simultaneamente.

5. METODOLOGIA

Nesta seção são descritos os parâmetros adotados no modelo de elementos finitos utilizado, bem como os procedimentos realizados no pós-processamento das análises para obtenção dos modos de propagação presentes em cada excitação.

5.1 Modelo de Elementos Finitos

A geometria foi projetada de modo a representar uma haste metálica com as mesmas dimensões das hastes utilizadas como elemento estrutural de *risers* de petróleo. As características e condições aplicadas no modelo foram definidas de modo semelhante ao utilizado em ensaio realizado pelo mestrando de Engenharia Mecânica Eduardo Becker Groth para este tipo de geometria, para posterior comparação dos resultados e validação do modelo numérico. Todo o trabalho de pré e pós-processamento foi realizado utilizando o *software LS-PrePost 4.0*.

O modelo da haste possui um formato retangular com comprimento de 1500 mm, largura de 15 mm e altura de 5 mm. A malha utilizada nas análises dividiu a haste em 900000 elementos cúbicos de lado 0,5 mm, gerando 1023341 nós. Na Figura 5.1 estão presentes as condições de contorno aplicadas. Pode-se visualizar na Figura 5.1a que a haste foi fixada através do engaste dos dois nós da sua extremidade inferior e na Figura 5.1b se encontram os nós na superfície submetidos a cada diferente tipo de excitação, abrangendo uma área de 4mmx13mm.

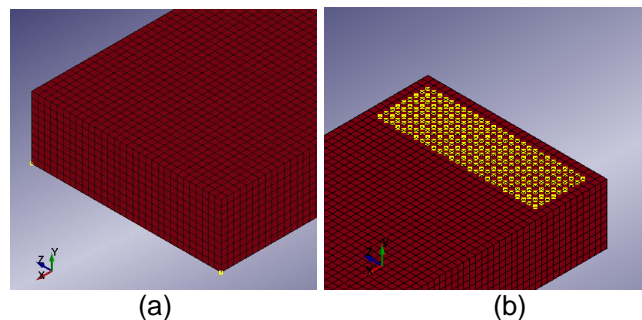


Figura 5.1 - Condições de contorno. (a) Nós engastados. (b) Nós excitados.

O material utilizado na simulação é um aço carbono com $E = 210$ GPa e $\rho = 7860$ kg/m³, o tempo total das análises foi 0.001s, o intervalo de integração foi 7.06e-8s e o elemento utilizado foi o hexaedro sólido com 8 nós do *LS-Dyna*. O processamento foi realizado utilizando um *software* comercial de análises dinâmicas, o *ANSYS® LS-Dyna*. Esse *software* permite a realização de análises explícitas no tempo utilizando o método das diferenças finitas centrais para resolver as equações de movimento, conforme *LS-Dyna Theory Manual* (2006).

5.2 Aquisição dos dados

Após o processamento são obtidas para cada nó do modelo as funções de deslocamento vs. tempo. Em posse destes dados são gravados os resultados de 200 nós,

correspondendo a um intervalo de 100 mm centralizado na superfície da haste metálica. Este intervalo foi selecionado a 1000 mm da extremidade excitada da haste, distância estimada para que os principais modos de propagação presentes na análise possam ser detectados, levando em consideração a velocidade de propagação dos modos presentes na curva de dispersão apresentada nos resultados.

A Figura 5.2 ilustra a região dos pontos analisados (em vermelho) assim como os sentidos longitudinais e transversais nos quais as excitações foram aplicadas em diferentes análises.

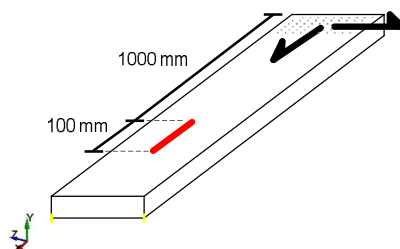


Figura 5.2 - Intervalo de análise.

Após a aquisição dos dados de deslocamento vs. tempo dos pontos em análise, estes são estruturados em matrizes com o auxílio do *software Matlab* e é aplicada a função *fft* (*Fast Fourier transform*) do *Matlab* tanto no intervalo de tempo quanto na distância ocupada pela onda. Este procedimento é detalhado no capítulo 5.3.

5.3 Transformada de Fourier

Para tornar possível a visualização dos modos de propagação excitados na simulação, é necessário organizar os dados de deslocamento vs. tempo para cada um dos 200 nós em uma relação de frequência vs. número de onda. Essa transformação é possível aplicando a função *fft* do *Matlab*, conforme *Matlab Documentation* (2015).

A Transformada de Fourier é uma ferramenta matemática que realiza a transição entre as variáveis de tempo e frequência de sinais. O algoritmo da Transformada Rápida de Fourier utilizado realiza a transformação em funções discretas, de modo que os valores são retornados na forma de um vetor. Neste trabalho os dados foram organizados em uma matriz com 200 colunas, referentes à distância analisada na haste, e 1668 linhas, referentes ao número de pontos no intervalo de tempo. A figura 5.3 ilustra a distribuição dos dados adquiridos.

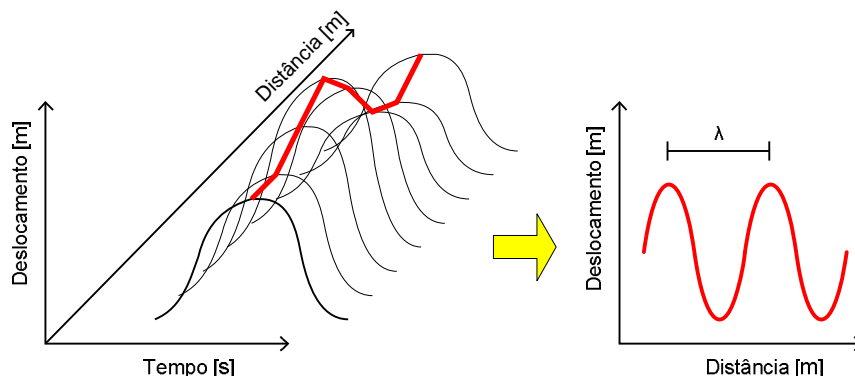


Figura 5.3 - Distribuição dos dados adquiridos.

Com a distribuição dos dados desta forma, aplica-se a função *fft* tanto na direção da dimensão de tempo quanto na direção da dimensão da distância da haste analisada. Realizando este procedimento são obtidos dados de frequência (inverso do tempo) relacionados com o número de onda (inverso do comprimento de onda).

6. RESULTADOS E DISCUSSÃO

A seção de resultados está dividida em três partes distintas. Como este trabalho foi desenvolvido a partir das pesquisas do mestrando em Engenharia Mecânica da UFRGS Eduardo Becker Groth, parte dos resultados de sua pesquisa são apresentados como critério de comparação com os resultados das simulações com o modelo numérico obtidos neste trabalho. Na primeira parte são apresentadas curvas de dispersão para a haste analisada levantadas por Groth, na segunda parte são apresentados resultados experimentais obtidos em ensaio por Groth que servirão para validação do modelo utilizado e na terceira parte serão apresentados os resultados obtidos com o modelo numérico.

6.1 Curvas de dispersão para uma haste metálica

As curvas de dispersão aqui apresentadas foram estimadas por Groth com a aplicação de um método SAFE, sendo calculadas para um intervalo de frequências de 0 a 100 kHz. As características geométricas e do material da haste destas curvas são as mesmas que foram descritas para o modelo numérico. Na figura 6.1 podem ser vistas as curvas de dispersão para a barra estudada.

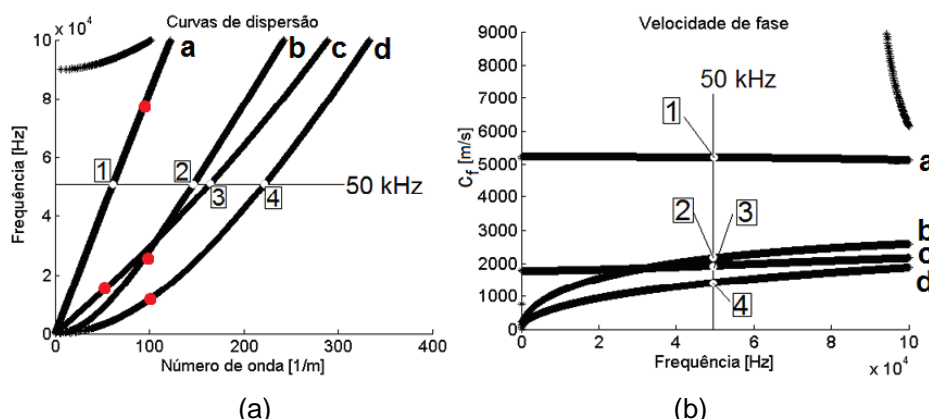


Figura 6.1 - Curvas de dispersão para a barra de aço carbono de seção retangular 15x5mm. (a) Número de onda vs. frequência. (b) Frequência vs. Velocidade de fase.

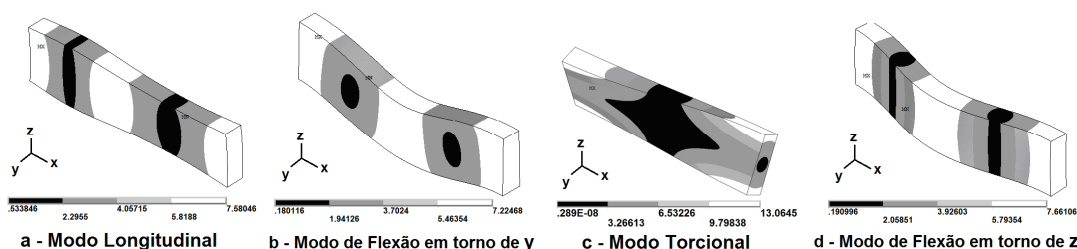


Figura 6.2 – Representação dos modos de propagação.

Analisando as curvas, pode-se notar 4 modos de propagação distintos presentes. Estes modos foram verificados, sendo o modo **a** um modo longitudinal, os modos **b** e **d** modos flexurais e o modo **c** um modo torcional. Na figura 6.2 estes modos estão representados para a região dos pontos em vermelho marcados em cada uma das curvas da figura 6.1a. Verifica-se ainda que a velocidade do modo longitudinal se aproxima muito da definida por Graff, 1975, presente na equação 3.7 aplicando as características do material utilizado. Nota-se também que os modos longitudinal e torcional mantêm suas velocidades praticamente constantes para diferentes frequências, já os modos flexurais variam suas velocidades de fase em função da frequência. No caso de ondas em diferentes frequências se propagando juntas em algum dos

modos flexurais, estas irão se dispersar ao longo do tempo, o que praticamente não iria ocorrer no caso dos modos longitudinal ou torcional encontrados.

6.2 Medições experimentais

Os ensaios apresentados aqui foram desenvolvidos em parceria com o Laboratório de Metalurgia Física da UFRGS (LAMEF). Com a utilização de uma bancada contendo um sistema de interferometria a laser foram medidos valores de velocidade na superfície da haste analisada quando submetida a excitações em sua extremidade. Estes valores de velocidade podem ser relacionados com o deslocamento superficial devido à relação de derivação entre eles. Ao considerar o formato da resposta uma função harmônica, os valores de deslocamento e velocidade diferem entre si apenas na amplitude e na diferença de fase, sendo assim possível de indicar os modos de propagação na haste a partir da velocidade superficial.

Realizando a Transformada de Fourier nas dimensões de tempo e de espaço dos dados obtidos, foram geradas curvas indicando a relação frequência vs. número de onda para cada excitação imposta na haste. Os ensaios foram feitos utilizando como excitação um sinal senoidal modulado por uma função gaussiana, também conhecida como *Tone-Burst*, tanto na direção longitudinal quanto na direção transversal da haste. Na figura 6.3 estão presentes os resultados da Transformada de Fourier para duas formas diferentes de excitação, sobrepostos nas curvas de dispersão já apresentadas.

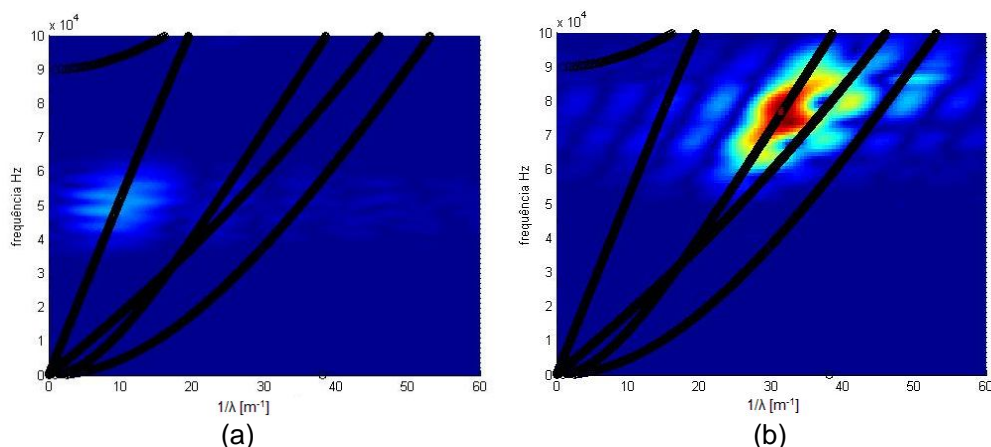


Figura 6.3 - Resultados experimentais. (a) Excitação longitudinal com *Tone-Burst* - 50 kHz. (b) Excitação transversal com *Tone-Burst* - 80 kHz.

Percebe-se que em ambos os ensaios apresentados foram obtidos valores de acordo com as curvas de dispersão calculadas. Para a excitação longitudinal pode-se visualizar que a relação de frequência vs. número de onda com maiores amplitudes (escala de cores) são condizentes com o modo longitudinal de vibração. Para a excitação transversal os valores obtidos indicam que foram excitados os modos **b** e **c**, sendo o primeiro com maior intensidade.

6.3 Modelo numérico de elementos finitos

Utilizando o modelo numérico já descrito, foram realizadas análises submetendo a haste a uma excitação *Tone-Burst* no sentido do eixo x . As simulações foram feitas utilizando este tipo de excitação em frequências de 30, 50 e 80 kHz, com o intuito de verificar quais modos de vibração poderiam ser excitados desta forma. Os resultados destas análises serviram como base para validar o modelo numérico comparando com resultados obtidos experimentalmente.

As funções *Tone-Burst* utilizadas consistem em uma função senoidal com 5 ciclos modulada por uma curva gaussiana, na figura 6.4 está ilustrado o formato desta curva para o caso de 50 kHz, assim como o módulo do seu espectro de frequências, obtido através da Transformada de Fourier.

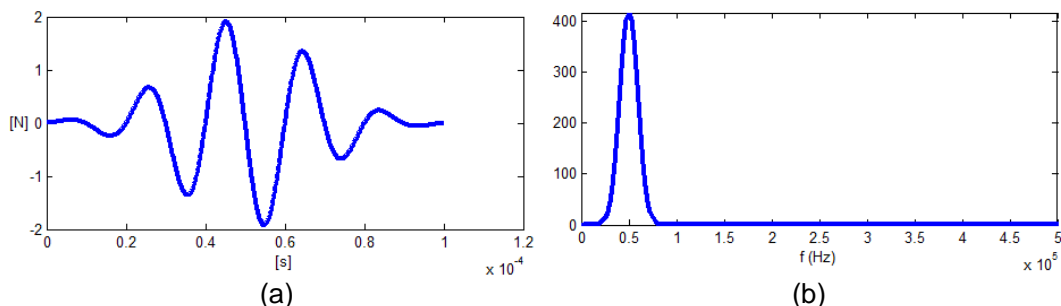


Figura 6.4 - *Tone-Burst* 50kHz - 5 ciclos. (a) Domínio do tempo. (b) Domínio da frequência.

Na figura 6.5 podem-se visualizar os resultados obtidos aplicando a excitação *Tone-Burst* de 50 kHz na haste na direção longitudinal e na direção transversal.

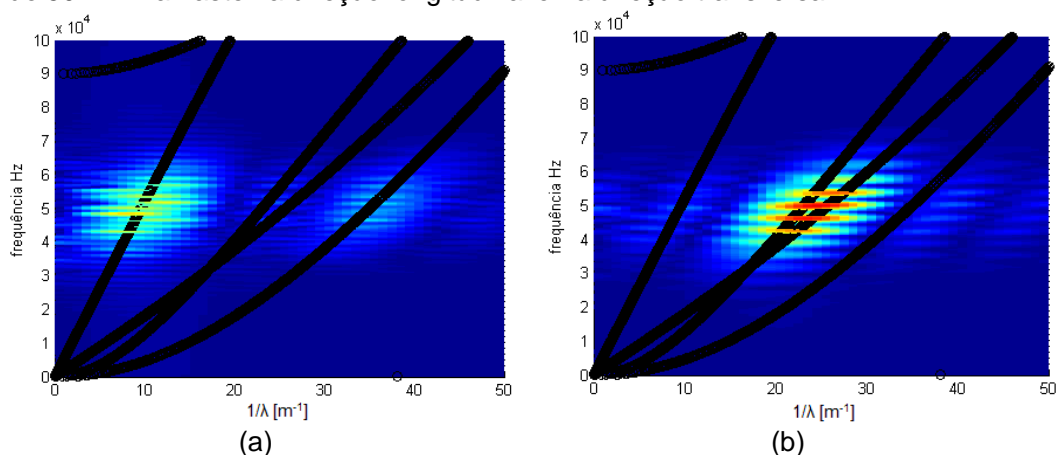


Figura 6.5 - Resultados simulação *Tone-Burst* - 50 kHz. (a) Excitação longitudinal. (b) Excitação transversal.

Pode-se notar que na excitação longitudinal as maiores amplitudes presentes na propagação da excitação condizem com o modo longitudinal de vibração, em uma faixa próxima da frequência de excitação de 50 kHz. Nesta simulação também pôde ser detectado o modo **d** de vibração, porém com menor intensidade. Na excitação transversal nota-se uma maior propagação dos modos **b** e **c**, embora não seja possível distinguir claramente qual dos dois tenha sido excitado com maior intensidade. Na figura 6.6 é mostrada a tensão de Von Mises se propagando na haste para ambos os casos, pode-se notar que tanto na simulação com excitação longitudinal quanto na transversal dois modos distintos podem ser visualizados.

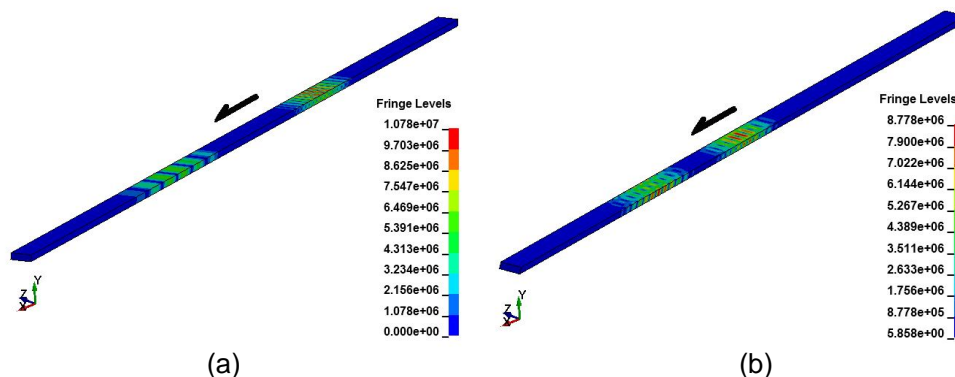


Figura 6.6 - Propagação da Tensão de Von Mises *Tone-Burst* - 50 kHz. (a) Excitação longitudinal. (b) Excitação transversal.

Os resultados obtidos para análises utilizando o mesmo tipo de excitação *Tone-Burst* desta vez nas frequências de 30 e 80 kHz se encontram no Apêndice A. Nestas simulações os resultados apresentaram um comportamento coerente com a simulação feita para 50 kHz, excitando os mesmos dois modos em cada excitação.

Comparando os resultados obtidos experimentalmente com as simulações correspondentes, nota-se que para no caso da excitação longitudinal, a simulação apresentou dois modos bem definidos, sendo um deles excitado com maior intensidade. No experimento com a onda aplicada longitudinalmente, apenas o modo longitudinal foi detectado com clareza, possivelmente pela utilização de um tempo de aquisição insuficiente para a detecção do modo de propagação com menor velocidade. Uma situação semelhante ocorreu para o experimento com excitação transversal, onde dois modos foram excitados, sendo que um deles com maior intensidade que o outro. Neste caso a simulação apresentou uma região que abrange dois modos, de forma que não foi possível distinguir qual destes modos foi excitado com maior intensidade. Apesar destas diferenças, constatou-se que houve concordância entre os resultados obtidos experimentalmente e através do método de simulação computacional, de forma que a simulação numérica foi considerada uma opção viável para a aplicação de excitações diferentes da *Tone-Burst* para a exploração dos modos de propagação.

Utilizando o modelo numérico, foram explorados os modos de propagação para outras formas de excitação. Simulações foram feitas utilizando um ruído branco, um pulso retangular, um trem de pulsos retangulares de frequência 80 kHz e um trem de pulsos triangulares de frequência 80 kHz. Os resultados de todas estas análises podem ser vistos nos apêndices B, C, D e E. Algumas destas excitações não apresentaram condições favoráveis para visualização dos modos propagação, como por exemplo, o pulso retangular, que apresentou resultados com frequências muito baixas, inconclusivos sobre qual modo de propagação pode ter sido excitado. No caso do ruído branco, quando a haste foi excitada longitudinalmente apresentou vibrações propagando em diferentes frequências no modo longitudinal e, em menor quantidade, no modo **d**. Quando aplicado transversalmente, o ruído branco excitou vibrações condizentes com os modos **b** e **c** para praticamente todo o intervalo de frequências analisado.

As simulações utilizando os trens de pulsos retangulares e triangulares apresentaram resultados semelhantes ao da excitação *Tone-Burst*. Aplicando estes pulsos longitudinalmente foram excitados os modos **a** e **d**. Ao aplicar transversalmente foram excitados os modos **b** e **c**, os quais apresentaram maior intensidade na frequência aplicada de 80 kHz, porém também foram excitados com menor força em outras frequências.

É interessante lembrar que um modo de propagação pode ser mais interessante que outro para diferentes geometrias e ensaios a serem realizados. A utilização de ondas guiadas em ensaios não destrutivos muitas vezes necessita de modos com pouca dispersão, como o longitudinal ou o torcional que não variam sua velocidade de fase para diferentes frequências. No caso específico do modo longitudinal, os sinais retangulares e triangulares apresentaram um comportamento muito semelhante ao de excitações senoidais, permitindo também uma escolha alternativa em relação a equipamentos, levando em consideração que geração de ondas retangulares e/ou triangulares é mais fácil do que a geração de ondas senoidais.

7. CONCLUSÕES

No presente trabalho foi realizado um estudo sobre os modos fundamentais de propagação de ondas guiadas em uma haste estrutural de *riser* flexível utilizando um modelo numérico de elementos finitos e comparando os resultados obtidos com pesquisas realizadas através de métodos semi-analíticos e com resultados de ensaios experimentais. Os resultados obtidos com o modelo numérico foram condizentes com os ensaios experimentais, tornando a metodologia aplicada uma ferramenta válida para a investigação dos modos de propagação para geometrias semelhantes à analisada. Foi verificada também uma concordância com a teoria aplicada em métodos semi-analíticos para o cálculo de curvas de dispersão, sendo possível identificar modos de propagação originados através de diferentes formas de excitação.

As simulações realizadas com diferentes excitações apresentaram resultados semelhantes para alguns dos sinais utilizados. De maneira geral, as excitações aplicadas longitudinalmente excitaram com maior intensidade o modo longitudinal e com menor intensidade o modo flexural **d**. As excitações aplicadas transversalmente excitaram os modos torcional e flexural **b**. Os pulsos de ondas retangulares e triangulares aplicados apresentaram resultados muito próximos da onda senoidal modulada (*Tone-Burst*) geralmente utilizada neste tipo de aplicação. Esta característica permite uma maior flexibilidade em relação à escolha de equipamentos necessários para geração de sinais.

Como sugestão para trabalhos futuros, pode-se utilizar a metodologia aplicada no modelo de elementos finitos utilizando outras regiões de excitação e modificar os sinais aplicados para investigar outras características na propagação dos modos fundamentais. Sugere-se ainda a aplicação desta metodologia para investigação de interações de ondas guiadas com possíveis falhas na geometria estudada.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ALLEYNE D., CAWLEY P.; **“A two-dimensional Fourier transform method for the measurement of propagating multicode signals”**, Journal of Acoustical Society of America, 1990.

AULD B. A.; **“Acoustic fields and waves in solid”**, John Wiley and Sons, Vol. II, 1973.

CEGLA F. B.; **“Energy concentration at the center of large aspect ratio rectangular waveguides at high frequencies”**, Journal of Acoustical Society of America, 2008.

GRAFF K. F.; **“Wave Motion in Elastic Solids”**, Dover Publications, 1975.

HAYASHI T., SONG W.; ROSE J. L.; **“Guided wave dispersion curves for bar with an arbitrary cross section, a rod and rail example”**, Ultrasonics, 2003.

KIM **“Asset Integrity Management”**, <http://www.kimintegratedservice.com>. Acessado em: 04/11/2015.

LS-DYNA®; **“Theory Manual”**, Livermore Software Technology Corporation, 2006.

MATLAB®; **“Documentation”**, The MathWorks Inc., 2015.

MOORE P. O., MILLER R. K., HILL E. v.K.; **“Acoustic emission testing - Nondestructive testing handbook”**, 3rd edition, American Society for Nondestructive Testing, 2005.

POTEL C., BRUNEAU M.; **“Materials and Acoustic handbook”**, ISTE Ltd, 1st Edition, 2009.

ROSE J. L.; **“Ultrasonics Guided Waves in Solid Media”**, Cambridge University Press, 2014.

ROYER D., DIEULESAINT E.; **“Elastic Waves in Solids I, Free and Guided Propagation”**, Springer, 1996.

SOROHAN S., CONSTANTIN N., GAVAN M., ANGHEL V.; **“Extraction of dispersion curves for waves propagating in free complex waveguides by standard finite element codes”**, Ultrasonics, 2011.

WILCOX P., EVANS M., DILIGENT O., LOWE M., CAWLEY P.; **“Dispersion and excitability of guided acoustic waves in isotropic beams with arbitrary cross section”**, Ultrasonics, 2002.

ANEXO A

Solução de D'Alembert para a equação da onda (equação A.1):

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (\text{A.1})$$

Inicialmente é considerada uma mudança de variáveis, conforme equações A.2 e A.3:

$$\xi = x - c_0 t \quad (\text{A.2})$$

$$\eta = x + c_0 t \quad (\text{A.3})$$

Pela regra da cadeia, teremos o seguinte equacionamento presente nas equações A.4 e A.5:

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial u}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial x} = \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{\partial u}{\partial \eta} \quad (\text{A.4})$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial u}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial t} = -c_0 \frac{\partial u}{\partial \xi} + c_0 \frac{\partial u}{\partial \eta} \quad (\text{A.5})$$

A partir da segunda derivada destas equações se obtêm as equações A.6 e A.7:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 u}{\partial \xi^2} + 2 \frac{\partial^2 u}{\partial \xi \partial \eta} + \frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2} \quad (\text{A.6})$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = c_0^2 \left(\frac{\partial^2 u}{\partial \xi^2} - 2 \frac{\partial^2 u}{\partial \xi \partial \eta} + \frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2} \right) \quad (\text{A.7})$$

Substituindo as equações A.6 e A.7 na equação A.1, obtêm-se a equação A.8:

$$\frac{\partial^2 u(\xi, \eta)}{\partial \xi \partial \eta} = 0 \quad (\text{A.8})$$

Integrando diretamente a equação A.8, chega-se nas equações A.9 e A.10:

$$\frac{\partial u}{\partial \xi} = F(\xi) \quad (\text{A.9})$$

$$u(\xi, \eta) = f(\xi) + g(\eta) \quad (\text{A.10})$$

Retornando às variáveis x,t, obtêm-se a solução clássica de D'Alembert na equação A.11:

$$u(x, t) = f(x - c_0 t) + g(x + c_0 t) \quad (\text{A.11})$$

APÊNDICE A

Resultados simulação *Tone-Burst* - 30 kHz.

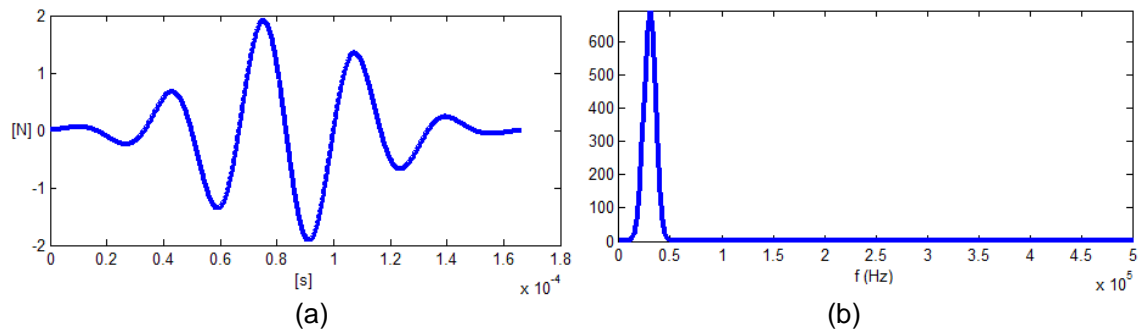


Figura A.1 - *Tone-Burst* 30 kHz - 5 ciclos. (a) Domínio do tempo. (b) Domínio da frequência.

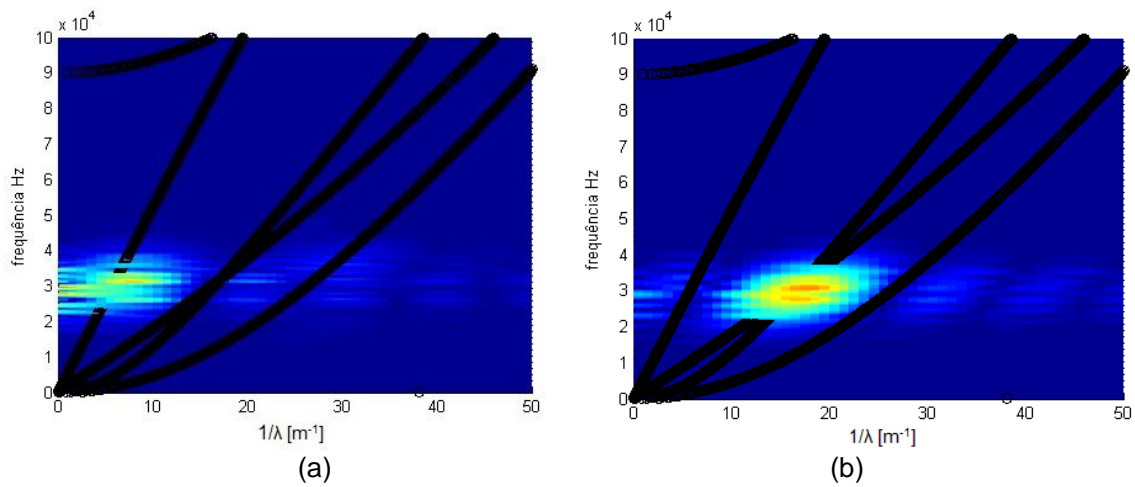


Figura A.2 - Resultados simulação *Tone-Burst* - 30 kHz. (a) Excitação longitudinal. (b) Excitação transversal.

Resultados simulação *Tone-Burst* - 80 kHz.

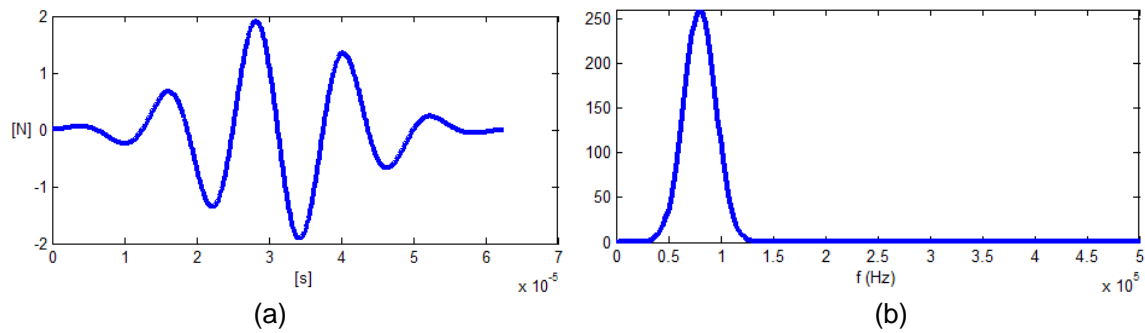


Figura A.3 - *Tone-Burst* 80 kHz - 5 ciclos. (a) Domínio do tempo. (b) Domínio da frequência.

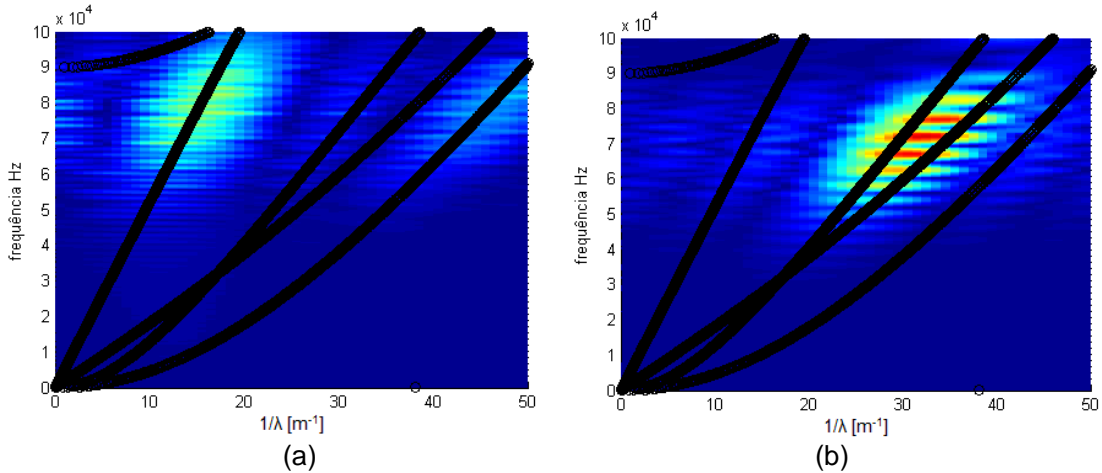


Figura A.4 - Resultados simulação *Tone-Burst* - 80 kHz. (a) Excitação longitudinal. (b) Excitação transversal.

APÊNDICE B

Resultados simulação Ruído Branco. Sinal gerado utilizando a função *wgn* (*White gaussian noise*) do *Matlab*, modulado por uma função senoidal.

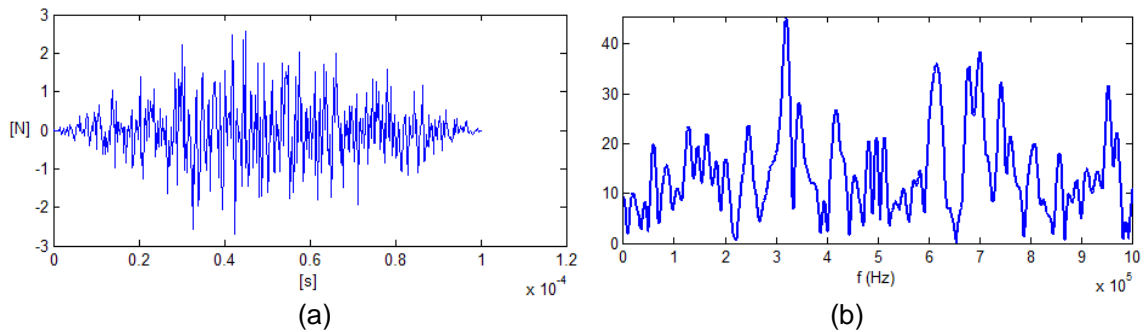


Figura B.1 - Ruído branco. (a) Domínio do tempo. (b) Domínio da frequência.

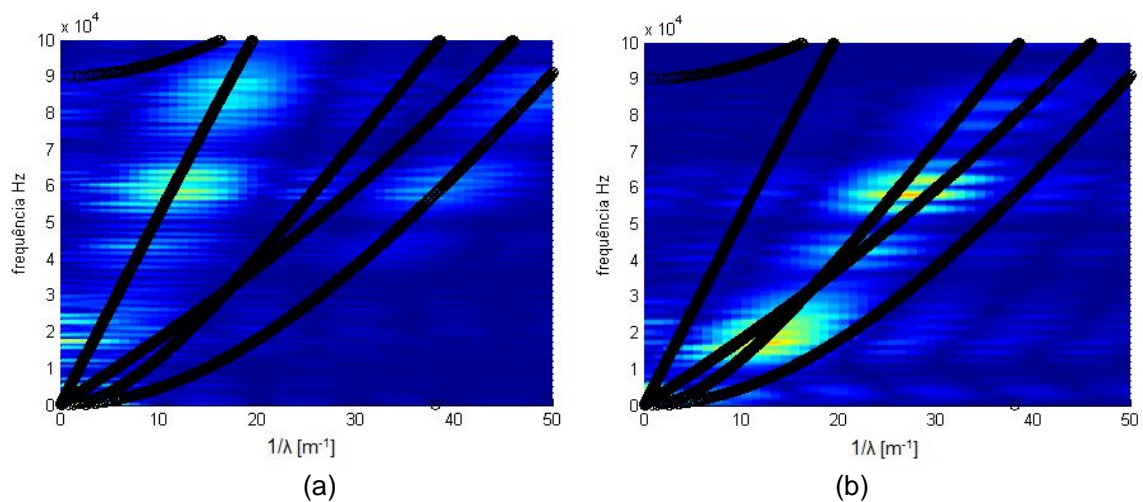


Figura B.2 - Resultados simulação Ruído Branco. (a) Excitação longitudinal. (b) Excitação transversal.

APÊNDICE C

Resultados simulação Pulso Retangular.

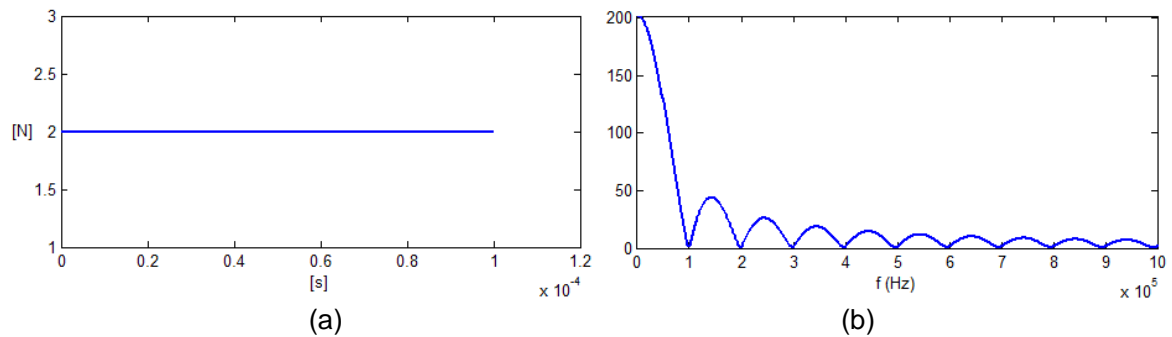


Figura C.1 - Pulso retangular. (a) Domínio do tempo. (b) Domínio da frequência.

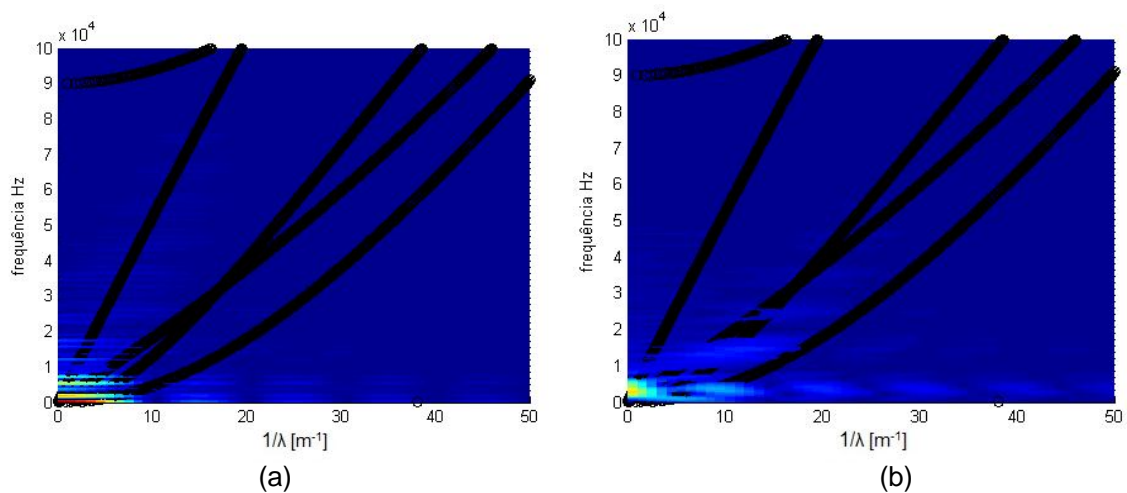


Figura C.2 - Resultados simulação Pulso Retangular. (a) Excitação longitudinal. (b) Excitação transversal.

APÊNDICE D

Resultados simulação Trem de Pulsos Retangulares - 80 kHz.

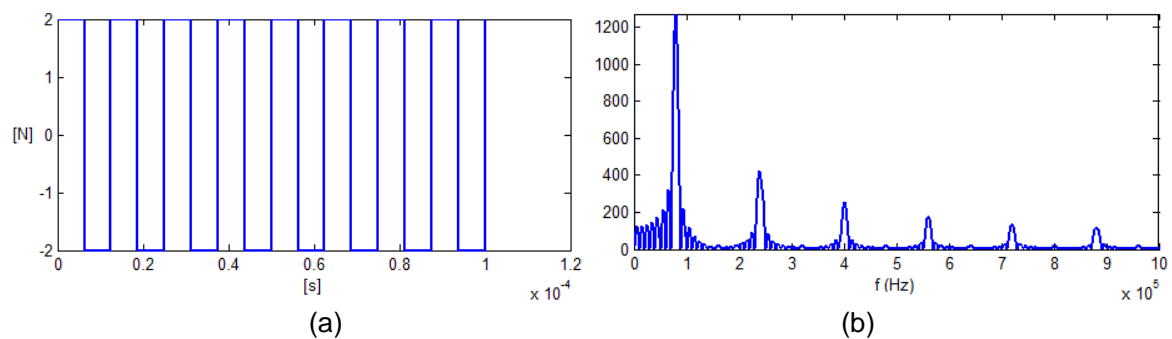


Figura D.1 - Trem de pulsos retangulares - 80kHz - 8 ciclos. (a) Domínio do tempo. (b) Domínio da frequência.

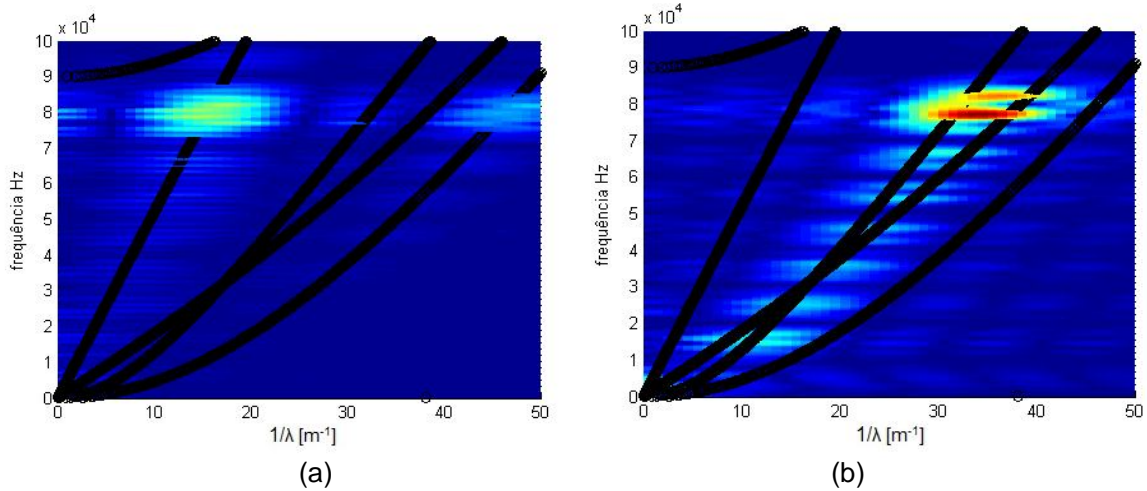


Figura D.2 - Resultados simulação trem de pulsos retangulares 80 kHz.
(a) Excitação longitudinal. (b) Excitação transversal.

APÊNDICE E

Resultados simulação Trem de Pulsos Triangulares - 80 kHz.

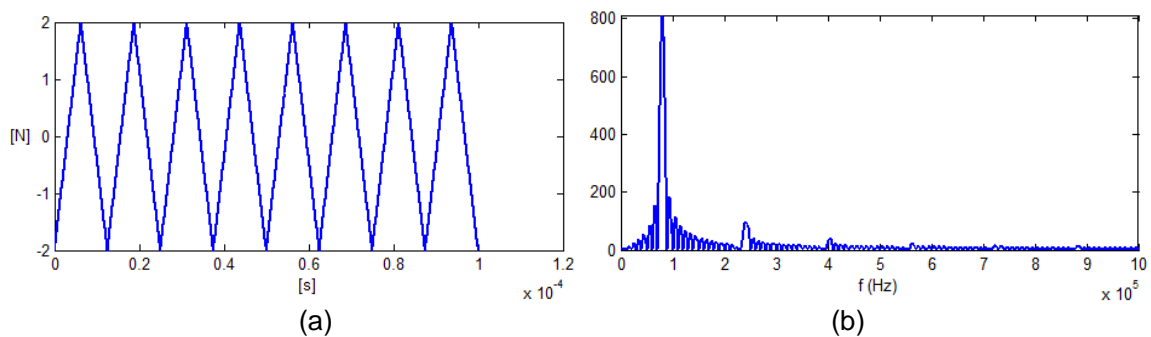


Figura E.1 - Trem de pulsos triangulares - 80kHz - 8 ciclos. (a) Domínio do tempo.
(b) Domínio da frequência.

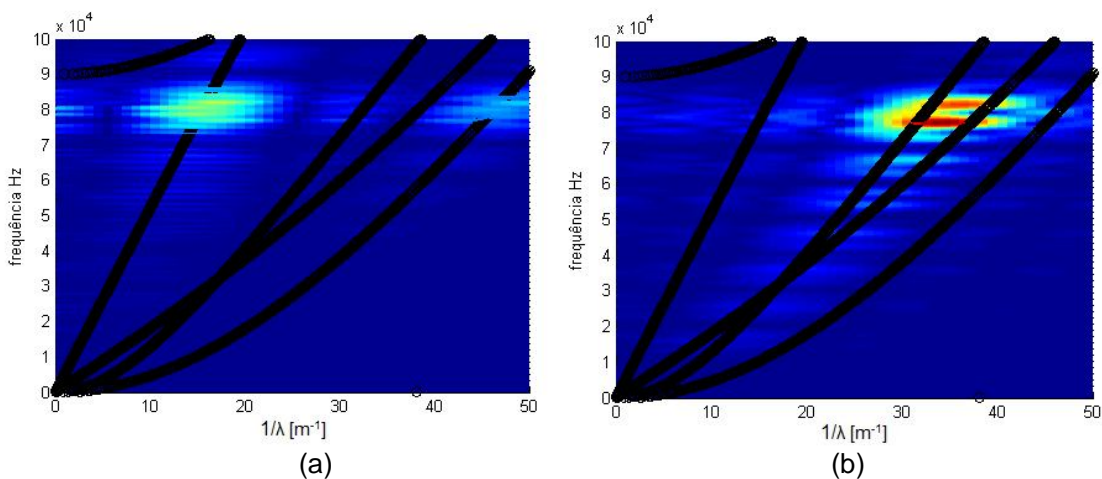


Figura E.2 - Resultados simulação trem de pulsos triangulares 80 kHz.
(a) Excitação longitudinal. (b) Excitação transversal.