

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
ESCOLA DE ENGENHARIA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIAS DE MINAS,
METALÚRGICA E DE MATERIAIS

CLEITON COSTA MERTZ

ANÁLISE DO COMPORTAMENTO DO SEGUNDO HARMÔNICO DE ONDAS
GUIADAS EM RESPOSTA À FADIGA E AO TEMPO DE PROPAGAÇÃO EM TIRAS
DE ARMADURA DE TRAÇÃO DE RISERS FLEXÍVEIS

PORTO ALEGRE
2023

CLEITON COSTA MERTZ

ANÁLISE DO COMPORTAMENTO DO SEGUNDO HARMÔNICO DE ONDAS
GUIADAS EM RESPOSTA À FADIGA E AO TEMPO DE PROPAGAÇÃO EM TIRAS
DE ARMADURA DE TRAÇÃO DE RISERS FLEXÍVEIS

Dissertação submetida ao Programa de Pós-Graduação em Engenharias de Minas, Metalúrgica e de Materiais da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, como requisito parcial à obtenção do título de Mestre em Engenharia, modalidade Acadêmica.

Orientador: Prof. Dr. Thomas Clarke

PORTO ALEGRE
2023

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL

Reitor: Carlos André Bulhões Mendes

Vice-Reitora: Patricia Pranke

ESCOLA DE ENGENHARIA

Diretora: Carla Schwengber ten Caten

Vice-Diretor: Afonso Reguly

PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIAS DE MINAS,
METALÚRGICA E DE MATERIAIS

Coordenador: Rodrigo de Lemos Peroni

Vice-coordenadora: Annelise Kopp Alves

CLEITON COSTA MERTZ

ANÁLISE DO COMPORTAMENTO DO SEGUNDO HARMÔNICOS DE ONDAS
GUIADAS EM RESPOSTA À FADIGA E AO TEMPO DE PROPAGAÇÃO EM TIRAS
DE ARMADURA DE TRAÇÃO DE RISERS FLEXÍVEIS

Essa dissertação foi analisada e julgada adequada para a obtenção do título de Mestre em Engenharia e aprovada em sua forma final pelo Orientador e Banca Examinadora designada pelo Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Minas, Metalúrgica e de Materiais da Universidade Federal do Rio Grande do Sul.

Prof. Dr. Thomas G.R. Clarke, UFRGS
Professor do Programa de Pós Graduação em Engenharia de Minas, Materiais e Metalúrgica

BANCA EXAMINADORA:

Dr Allan Romário Dias, FAURGS
Fundação de Apoio a Universidade Federal do Rio Grande do Sul

Dr. Lúcio de Abreu Corrêa, FAURGS
Fundação Luiz Englert

Dr. Ricardo Callegari Jacques, UFRGS
Universidade Federal do Rio Grande do Sul

AGRADECIMENTOS

Após uma longa jornada de madrugadas intermináveis e intensos desafios na construção de linhas de código, cheias de variáveis com nomenclatura caótica, chega ao seu desfecho uma etapa marcante. Para alcançar o destino desejado, contei com o suporte muito importante, em todos os aspectos, tanto no âmbito emocional quanto no técnico, envolvendo pessoas que desempenharam papéis fundamentais na construção desta dissertação.

Primeiramente gostaria de expressar meus sinceros agradecimentos ao meu orientador Prof. Dr. Thomas Clarke, que assumiu os riscos e me concedeu todo apoio necessário e a oportunidade de abordar o tema desta pesquisa. Agradeço também aos meus colegas de LAMEF, cujo constante apoio foi crucial para o avanço desta pesquisa, seja assumindo tarefas para proporcionar-me mais tempo ou oferecendo conselhos para superar obstáculos cruciais, a colaboração desse grupo foi essencial. Destaco especialmente Henrique Haan, sempre disponível para compreender minhas dúvidas. Além disso, expresso minha gratidão ao meu grande amigo e "chef" Lúcio Corrêa, cuja participação foi fundamental na elaboração de cada parágrafo desta dissertação. Agradeço ainda às minhas amigas Carolina Fink e Carolina Delwing, cujo apoio e disposição para compartilhar conversas desempenharam papel vital. Por fim, meu grande amigo Matheus Schmidt, parceiro em todas as frentes e sempre presente ao longo dessa jornada.

Estendo meus agradecimentos àqueles que estiveram ao meu lado, lutando para que eu pudesse dedicar-me aos estudos sem ser sobrecarregado pelos desafios da vida, que não foram poucos ao longo desta jornada. Agradeço eternamente aos meus pais, que sempre se sacrificaram para que eu pudesse focar em meus objetivos, e que me ensinaram a perseverar. Além disso, reconheço o apoio decisivo de minha companheira Kamila em escolhas extremamente importantes. Ela nunca desistiu de me apoiar, independentemente dos obstáculos que surgiram, sempre com serenidade e amor.

RESUMO

Este trabalho destaca a importância da detecção de danos em estruturas de engenharia correlacionando dano em fadiga com a segunda harmônica de ondas guiadas. Danos microscópicos são difíceis de identificar com as técnicas atuais, porém têm um impacto significativo nos parâmetros não-lineares dos materiais. Técnicas de ultrassom não-linear demonstraram ser eficazes na detecção e monitoramento de dano e alterações microestruturais. O propósito principal deste estudo é aplicar o método de inspeção de ondas guiadas não-lineares para detectar a propagação cumulativa de harmônicos superiores e analisar danos microestruturais nas tiras de armadura de tensão dos *risers* flexíveis durante o processo de fadiga. Os resultados obtidos revelam que o arame de armadura de tração de um *risers* flexível estudado exibe propagação cumulativa ao realizar a análise através de modos longitudinais e flexurais. Consequentemente, os valores do parâmetro de não-linearidade aumentam em até dez vezes à medida que o tempo de propagação avança. Além disso, o indicador de dano calculado é capaz de indicar o dano resultante do processo de fadiga até a falha do material através da análise com modos longitudinais, mas ao realizar a análise com modos flexurais os resultados não se mostraram positivos.

Palavras-chave: Ondas guiadas não-lineares. Fadiga. *Risers* flexíveis

ABSTRACT

This work emphasizes the significance of damage detection in engineering structures by correlating fatigue damage with the second harmonic of guided waves. Microscopic damages are challenging to identify using current techniques, yet they have a significant impact on the nonlinear parameters of materials. Nonlinear ultrasound techniques have proven effective in detecting and monitoring damage and microstructural changes. The primary purpose of this study is to apply the nonlinear guided wave inspection method to detect the cumulative propagation of higher harmonics and analyze microstructural damage in the tension armor strips of flexible risers during the fatigue process. The obtained results reveal that the tension armor wire of a studied flexible riser exhibits cumulative propagation when analyzed through longitudinal and flexural modes. Consequently, the values of the nonlinearity parameter increase up to ten times as the propagation time advances. Furthermore, the calculated damage indicator is capable of indicating the damage resulting from the fatigue process up to material failure through the analysis with longitudinal modes, but the results were not positive when conducting the analysis with flexural modes.

Keywords: Nonlinear guided waves. Fatigue. Flexible risers.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Posicionamento de <i>Risers</i> e <i>Flowlines</i> no arranjo submarino. . .	17
Figura 2 – Camadas típicas de um duto flexível.	18
Figura 3 – Máquina armadora.	19
Figura 4 – Curva de Wöhler com exemplificações das curvas de histerese em diferentes níveis de tensão.	22
Figura 5 – (a) Ilustração das bandas de escorregamento formadas dentro de um grão, em que dipolos de discordâncias se formam e migram até regiões de mais baixa energia, como superfícies livres ou (b) interfaces de contorno de grão, onde regiões de concentração de tensão são geradas pelas movimentações internas das estruturas de discordâncias, que se movem pelas bandas de escorregamento persistente.	23
Figura 6 – (a) Banda de escorregamento na superfície de um cristal como resultado de 54,5 k ciclos de fadiga. (b) Acúmulo de deformação e início de uma trinca na interface entre a matriz e a banda de escorregamento com 72 k ciclos de fadiga	24
Figura 7 – Curva <i>S-N</i> com a descrição dos fenômenos de acordo com estágios da fadiga em materiais metálicos, em que temos tensão média no eixo das ordenadas e número de ciclos no eixo das abscissas.	26
Figura 8 – Fotomicrografia transversal de um aço perlítico (a) observado através de microscopia óptica e (b) através de microscopia de varredura eletrônica.	27
Figura 9 – Fotomicrografia da evolução da microestrutura ferrítica após (a) 0 ciclos (b) 30 ciclos (c) 800 ciclos e (d) 6000 ciclos.	29
Figura 10 – (a) Fotomicrografia em microscópio de transmissão eletrônica que ilustra os diferentes espaçamentos entre as lamelas ferrita e cementita e (b) apresenta os valores de como a a distância interlamelar diminui com a fadiga.	30
Figura 11 – Diagrama esquemático da formação de células de discordâncias (a) através do mecanismo de Franck-Read e (b) o mecanismo de projeção de discordâncias.	30
Figura 12 – Desformações geradas em um sólido infinitesimal (a) através da onda longitudinal (b) e através da onda transversal.	34
Figura 13 – Movimento das partículas do sólido durante a passagem de (a) ondas longitudinais (b) e de ondas transversais.	34
Figura 14 – Formação das ondas de Lamb. Múltiplas reflexões das ondas longitudinais e transversais.	35
Figura 15 – Movimentos das partículas através da espessura de uma chapa.	36
Figura 16 – Curvas de dispersão da velocidade de fase para uma placa de alumínio no vácuo.	38
Figura 17 – Curvas de dispersão da velocidade de grupo para uma placa de alumínio no vácuo.	38
Figura 18 – Campo de deslocamento simétrico para o modo S_0 no plano xy	39
Figura 19 – Campo de deslocamento anti-simétrico para o modo A_0 no plano xy	39

Figura 20 – Regiões de análise da microestrutura do material.	44
Figura 21 – Regiões de análise do perfil de dureza do material.	44
Figura 22 – Equipamento de ensaios de tração com uma das amostras de armadura de tração posicionada.	45
Figura 23 – Bancada de interferometria utilizada para análise dos deslocamento na superfície do material de estudo.	49
Figura 24 – <i>Toneburst</i> de 10 ciclos com janelamento Hanning e frequência de 215 kHz.	50
Figura 25 – Instrumentações adotadas para os diferentes modos selecionados	51
Figura 26 – Fotomicrografias da seção transversal do arame com aumento de 100x na região da (a) superfície e (b) do núcleo.	53
Figura 27 – Fotomicrografias da seção transversal do arame com aumento de 500x na região da (a) superfície e (b) do núcleo.	54
Figura 28 – Fotomicrografias da seção longitudinal do arame com aumento de (a) 100x e (b) 500x.	56
Figura 29 – Resultados dos ensaios de dureza Rockwell.	57
Figura 30 – Curvas de tensão x deformação obtidas através dos ensaios de tração em três amostras de arame.	58
Figura 31 – Curvas de dispersão para o número de onda em um arame de <i>riser</i> com geometria 12x6 mm.	60
Figura 32 – Curvas de dispersão da velocidade de fase para um arame de <i>riser</i> com geometria 12x6 mm.	60
Figura 33 – Curva de dispersão da velocidade de fase com a presença de pontos que apresentam condições de sincronismo para propagação cumulativa na faixa de frequências de 180 kHz até 220 kHz.	61
Figura 34 – Resultados da análise dos deslocamentos do modo principal longitudinal de primeira ordem (L_1), com $f=192$ kHz e $V_f=4656$ m/s. Deslocamentos no plano indicados pelas setas e deslocamentos fora do plano indicado pela malha tridimensional	61
Figura 35 – Resultados da análise dos deslocamentos do modo principal flexural em x de primeira ordem (B_2^x), com $f=215$ kHz e $V_f=4016$ m/s. Deslocamentos no plano indicados pelas setas e deslocamentos fora do plano indicado pela malha tridimensional	62
Figura 36 – Resultados da análise dos deslocamentos do modo harmônico longitudinal de segunda ordem (L_2) com $f=384$ kHz e $V_f=4656$ m/s. Deslocamentos no plano indicados pelas setas e deslocamentos fora do plano indicado pela malha tridimensional	62
Figura 37 – Resultados da análise dos deslocamentos do modo harmônico flexural em y de primeira ordem (B_2^y), com $f=430$ kHz e $V_f=4016$ m/s. Deslocamentos no plano indicados pelas setas e deslocamentos fora do plano indicado pela malha tridimensional	63
Figura 38 – Resultados da análise dos deslocamentos do modo harmônico torsional de primeira ordem (T_1), com $f=405$ kHz e $V_f=4347$ m/s. Deslocamentos no plano indicados pelas setas e deslocamentos fora do plano indicado pela malha tridimensional	63
Figura 39 – Modos B_1^x (à esquerda) e B_0^x (à direita) estão presentes na frequência de excitação de 215 kHz para a instrumentação adotada. . .	65

Figura 40 – Deslocamentos nas direções xyz encontrados na seção transversal do modo B_1^x	66
Figura 41 – Deslocamentos nas direções xyz encontrados na seção transversal do modo B_1^y	67
Figura 42 – Evolução de β com o tempo de propagação na amostra analisada.	68
Figura 43 – Deslocamentos nas direções xyz encontrados na seção transversal do modo L_1	69
Figura 44 – Deslocamentos nas direções xyz encontrados na seção transversal do modo L_2	70
Figura 45 – Evolução de β com o tempo de propagação na amostra analisada.	71
Figura 46 – Malha tridimensional apresentando o comportamento do indicador de dano frente ao aumento dos ciclos de fadiga e distância de propagação para a relação entre os modos B_1^x e B_1^y	73
Figura 47 – Malha tridimensional apresentando o comportamento do indicador de dano frente ao aumento dos ciclos de fadiga e distância de propagação para a relação entre os modos L_1 e L_2	74

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Típica distribuição das camadas em um duto flexível.	17
Tabela 2 – Resultado da análise química.	52
Tabela 3 – Valores médios obtidos nos ensaios de dureza Rockwell C para as direções horizontal e vertical.	56
Tabela 4 – Resultados dos ensaios de tração.	58

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	14
1.1	OBJETIVOS	15
1.1.1	Objetivos específicos	15
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	16
2.1	DUTOS FLEXÍVEIS	16
2.1.1	Tipos de dutos flexíveis	16
2.1.2	Camadas de um duto flexível	17
2.1.2.1	<i>Armaduras de tração</i>	17
2.2	FADIGA	19
2.2.1	Limites de tensão e deformação plástica na vida em fadiga	21
2.2.2	Evolução de dano e bandas de escorregamento irreversíveis	22
2.2.3	A influência da microestrutura perlítica na vida em fadiga de aços ao carbono	26
2.3	ONDAS GUIADAS	30
2.3.1	Ondas de Lamb	34
2.3.2	Ondas guiadas não lineares	40
2.3.3	Condições para propagação cumulativa de harmônicos superiores	41
3	METODOLOGIA	43
3.1	CARACTERIZAÇÃO MICROESTRUTURAL E MECÂNICA	43
3.1.1	Análise química	43
3.1.2	Análise Microestrutural	43
3.1.3	Análise de inclusões	43
3.1.4	Ensaio de perfil de dureza HRC	44
3.1.5	Ensaio de tração	44
3.1.6	Ensaio de fadiga	45
3.2	MÉTODO SEMI-ANALÍTICO DE ELEMENTOS FINITOS	46
3.3	VALIDAÇÃO NO EQUIPAMENTO DE INTERFEROMETRIA	48
3.3.1	Bancada de interferometria	48
3.3.2	Instrumentação	50
3.4	ANÁLISE DE PROPAGAÇÃO CUMULATIVA DO SEGUNDO HARMÔNICO	51
4	RESULTADOS E DISCUSSÕES	52
4.1	CARACTERIZAÇÃO MICROESTRUTURAL E MECÂNICA	52
4.1.1	Análise Química	52
4.1.2	Análise metalográfica	53
4.1.3	Ensaio de dureza	55
4.1.4	Ensaio de tração	57

4.2	PROPAGAÇÃO DE ONDA	59
4.2.1	Curvas de dispersão em barra de seção retangular	59
4.2.2	Verificação das condições de não linearidade	59
4.3	VALIDAÇÃO NO EQUIPAMENTO DE INTERFEROMETRIA	64
4.4	ANÁLISE DE PROPAGAÇÃO CUMULATIVA DO SEGUNDO HARMÔNICO	65
4.4.1	Análise do relacionamento entre os modos B_1^x e B_1^y	66
4.4.2	Análise do relacionamento entre os modos L_1 e L_2	68
4.5	RELAÇÃO ENTRE DANO DE FADIGA E COEFICIENTE DE NÃO LINEARIDADE	71
4.5.1	Análise do relacionamento entre os modos B_1^x e B_1^y sob fadiga . . .	72
4.5.2	Análise do relacionamento entre os modos L_1 e L_2 sob fadiga	72
5	CONCLUSÃO	75
5.1	SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS	75
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	81

1 INTRODUÇÃO

Estratégias precisas e eficientes para a detecção de danos em estruturas de engenharia são essenciais para prever a necessidade de manutenção e a vida útil remanescente dessas estruturas. A avaliação estrutural durante a fase de degradação de uma estrutura, que ocorre antes da formação de trincas e microtrincas, é de fundamental importância. Isso ocorre porque a etapa de nucleação de defeitos macroscópicos acontece após um longo e demorado estágio de alterações microestruturais. Nesse estágio, o processo de nucleação e propagação compõe apenas uma pequena parte da vida útil do material, mas, eventualmente, leva à etapa final do processo de acumulação de danos, a falha do componente.

A evolução do dano em diferentes escalas é controlada por mecanismos distintos, sendo categorizada em períodos de evolução micro e macroestrutural. Os danos materiais na fase de evolução microestrutural, como a etapa de iniciação de trincas, permanecem fora da sensibilidade das técnicas convencionais de ensaios não destrutivos e afetam drasticamente parâmetros não lineares, como as constantes elásticas de ordem superior, mas têm pouca ou nenhuma influência nos parâmetros lineares dos materiais, como o módulo de Young e o coeficiente de Poisson. Além disso, as mudanças microestruturais que precedem a nucleação de trincas representam uma parte significativa da vida total em fadiga de componentes de engenharia, podendo chegar a 90% do ciclo de vida do material. O segundo estágio envolve o crescimento de trincas e a falha do material, ocorrendo em uma escala macroestrutural. Este estágio é distinto do primeiro, uma vez que a variação na natureza linear do material é dominante, embora represente uma porcentagem relativamente pequena da vida útil do material. Portanto, quando os danos causados pela degradação do material evoluem para a ordem macroscópica e se tornam detectáveis por técnicas convencionais, o tempo para implementar uma estratégia de manutenção eficaz se torna limitado.

As técnicas de ultrassom não linear têm demonstrado capacidade para detectar e monitorar o acúmulo de danos e mudanças microestruturais em condições especiais de operação. O princípio por trás desse método pode ser entendido como uma resposta elástica não linear quando uma onda incidente se propaga em um material, distorcida pelas propriedades elásticas não lineares do material, levando à geração de harmônicos de ordem superior. O componente de onda de segundo harmônico geralmente é dominante (MATLACK et al., 2015). A amplitude do segundo harmônico gerado está relacionada com as constantes elásticas de terceira ordem do material, permitindo a quantificação da degradação do material por meio da medição da amplitude dos harmônicos superiores. Este método demonstrou ser sensível aos estágios iniciais da evolução microestrutural, em particular às subestruturas de discordância geradas por fadiga (CANTRELL; YOST, 2001).

A análise não linear de ondas guiadas ultrassônicas combina as vantagens do ultrassom não linear e das ondas guiadas, tornando-se uma ferramenta útil para a análise de alterações microestruturais causadas pela degradação em grandes estruturas de guias de onda. Comparando com ondas ultrassônicas volumétricas, a propagação de ondas em guias de ondas é mais complexa devido à variedade de modos de propagação, muitos dos quais são dispersivos. Portanto, é importante identificar as condições sob as quais a resposta não linear do guia de ondas pode ser maximizada. A teoria de ondas guiadas não lineares foi investigada pela primeira vez em estruturas semelhantes a placas (MÜLLER et al., 2010), com duas condições geralmente chamadas de condições ressonantes internas. Em condições ideais, o segundo harmônico cresce cumulativamente ao longo da distância de propagação, assim como o parâmetro de não linearidade, definido pela amplitude do segundo harmônico sobre o quadrado da amplitude da onda fundamental.

As análises apresentadas neste trabalho foram realizadas em segmentos de uma estrutura de engenharia, especificamente nas tiras de armaduras de tração de *risers* flexíveis, com o objetivo de avaliar a quantidade de dano gerado por fadiga. Dado que a degradação ocorre gradualmente e a etapa de organização microestrutural é fundamental para prever o dano causado por fadiga, o comportamento não linear será o foco do estudo e servirá como parâmetro para analisar o acúmulo de danos ao longo do carregamento cíclico.

1.1 OBJETIVOS

De forma geral, o trabalho tem como objetivo analisar o comportamento das ondas guiadas não lineares no guia de onda selecionado, o arame de armadura de tração de *riser* flexível, diante do incremento gradual de dano gerado por fadiga axial. Além disso, o estudo e aplicação das condições necessárias para propagação cumulativa de harmônicos superiores também será abordado.

1.1.1 Objetivos específicos

- Geração das curvas de dispersão para o guia de onda estudado e validação do método numérico através de análise em bancada de interferometria.
- Análise do comportamento dos harmônicos gerados frente ao aumento do tempo de propagação do sinal e, por consequência, incremento na distância de propagação, visando analisar o comportamento cumulativo diante das condições aplicadas na seleção das frequências de operação.
- Relacionar a evolução do parâmetro de não linearidade (β) frente ao aumento de dano gerado por fadiga.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Neste capítulo será apresentada uma revisão de conceitos para facilitar a leitura deste trabalho. A revisão começa com uma contextualização sobre o material estudado, o arame de armadura de tração de *risers* flexíveis. Em seguida, a forma como evolui o dano em fadiga em materiais metálicos e, por fim, será feita uma revisão sobre os conceitos de ondas guiadas e o comportamento de sua não linearidade.

2.1 DUTOS FLEXÍVEIS

O arranjo de dutos flexíveis desempenha um papel fundamental no desenvolvimento de campos petrolíferos, afetando todo o sistema de extração. A configuração dos dutos está diretamente relacionada à disposição submarina dos poços de extração e ao tipo de Unidade Exploratória de Produção utilizada (como plataformas semi-submersíveis, embarcações flutuantes, unidades de produção, armazenamento e transferência). Esses dutos interligam os poços de petróleo às plataformas e são responsáveis pelo transporte de óleo, fluidos de injeção, gás e água.

Comparados aos dutos rígidos, os dutos flexíveis oferecem vantagens significativas, uma vez que os processos de instalação e transporte são mais rápidos e requerem embarcações menores, resultando em custos operacionais reduzidos. No entanto, a fabricação e montagem dos dutos flexíveis envolvem custos mais elevados (SANTOS, 2011).

Uma das características distintivas dos dutos flexíveis, que justifica sua aplicação, é a combinação de baixa rigidez à flexão com alta rigidez axial. A estrutura desses dutos é composta por camadas não aderidas entre si, cada uma com funções e características específicas. Eles são constituídos por camadas cilíndricas poliméricas extrudadas e camadas metálicas dispostas de forma helicoidal (COELHO, 2013).

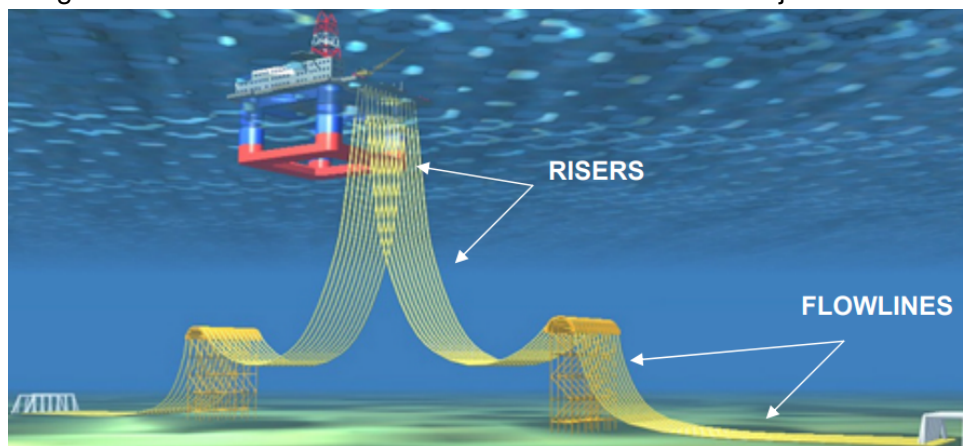
2.1.1 Tipos de dutos flexíveis

Os dutos flexíveis podem ser subdivididos em dois tipos: os *flowlines* e os *risers*. Uma das principais distinções entre eles é a sua localização no sistema de exploração. Os *flowlines* são posicionados no leito marinho, operando principalmente sob condições de carga estática. Eles conectam os poços submarinos à região onde as solicitações flutuantes começam a ser aplicadas, exigindo, portanto, uma conexão com um *riser*. Por outro lado, os *risers* fazem a ligação entre os *flowlines* e a unidade flutuante, operando sob condições de carga dinâmica. Devido à sua aplicação altamente complexa, os dutos flexíveis devem atender a especificações físicas rigorosas.

A vida útil dos dutos é estendida, muitas vezes atingindo 30 anos, sendo essenciais características como resistência mecânica interna e externa à deterioração, além

de exigir baixa manutenção. Além desses requisitos, os *risers* devem ser altamente flexíveis e resistentes à fadiga. A Figura 1 ilustra a disposição de *risers* e *flowlines* em um campo de exploração (VARGAS, 2013).

Figura 1 – Posicionamento de *Risers* e *Flowlines* no arranjo submarino.



Fonte: (VARGAS, 2013)

2.1.2 Camadas de um duto flexível

Os dutos flexíveis são compostos por diversas camadas, cada uma delas com propriedades específicas, projetadas para enfrentar diversas solicitações e adversidades encontradas nas unidades de exploração. Além das camadas que proporcionam sustentação mecânica, há aquelas destinadas a garantir a estanqueidade do sistema, evitando a permeação de líquidos e gases que possam entrar em contato com as estruturas metálicas e causar degradação. A Figura 2 ilustra as camadas típicas de um duto flexível e a Tabela 1 apresenta os nomes e as funções básicas de cada camada.

Tabela 1 – Típica distribuição das camadas em um duto flexível.

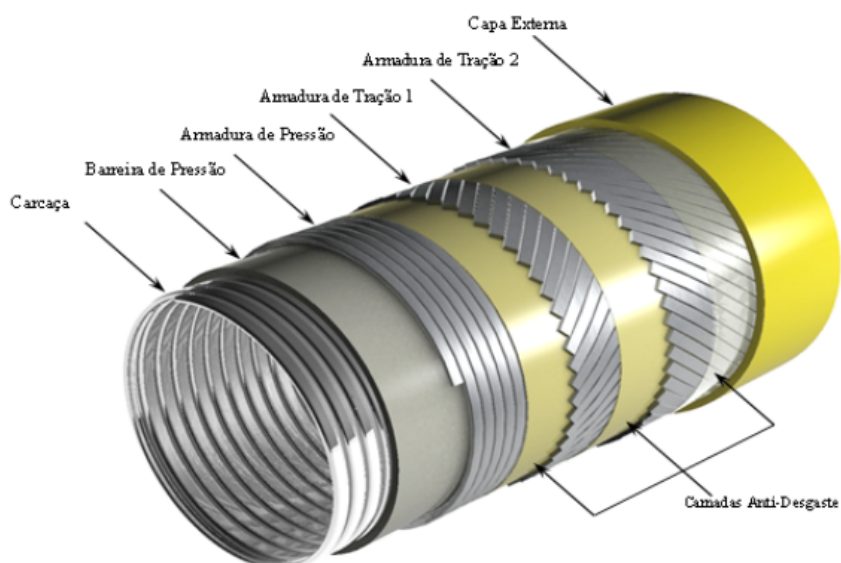
Camada	Função Principal
Carcaça Intertravada	Pressão externa, colapso, compressão e mecânica radial
Barreira de Pressão	Estanqueidade ao fluido interno
Armaduras de Pressão	Pressão interna, colapso, compressão e mecânica radial
Armaduras de Tração	Cargas axiais de tração
Capa Externa	Estanqueidade ao fluido externo

Fonte: (VARGAS, 2013).

2.1.2.1 Armaduras de tração

Dentro das diversas camadas que compõem a estrutura complexa de um duto flexível, onde cada camada desempenha uma função específica em sua organização,

Figura 2 – Camadas típicas de um duto flexível.



Fonte: Adaptado de (LOPES, 2013).

as armaduras de tração são o foco deste trabalho. Durante seu ciclo de vida, as armaduras de tração suportam carregamentos dinâmicos trativos e podem ser analisadas individualmente, permitindo o estudo de como o dano por fadiga se desenvolve em cada arame separadamente. De forma geral, as armaduras de tração consistem em camadas compostas por arames de aço carbono com perfil retangular e bordas côncavas, variando conforme o projeto, dispostas helicoidalmente no duto flexível. Sua principal função é proporcionar sustentação e resistência axial trativa aos dutos, tanto em situações estáticas quanto dinâmicas, sendo o modo de falha predominante e característico a fadiga. Enquanto as solicitações compressivas levam à flambagem das camadas, este fenômeno ocorre principalmente durante a instalação. O número de camadas é geralmente par, uma vez que cada uma é aplicada em direções opostas para equilibrar a estrutura e evitar torção do tubo quando sujeito a forças internas e externas (PADILHA, 2009).

A maioria dos aços usados para as armaduras de tração possui teor médio/alto de carbono em sua composição, o que está próximo dos valores que garantem a transformação eutética durante a produção e tratamento térmico. Isso resulta em uma microestrutura quase que totalmente perlítica, com uma matriz ferrítica e lamelas de cementita distribuídas intercaladamente. No entanto, algumas armaduras de tração utilizam aços de baixo/médio carbono, o que resulta em uma matriz composta por ferrita com carbonetos dispersos. Antes de serem instalados no duto flexível, os arames de tração chegam às fábricas em carretéis, conhecidos como *coils*, onde são rebobinados e retificados para atender aos requisitos do equipamento que os posiciona no duto flexível, a máquina armadora, conforme ilustra a Figura 3, obtida na página da

Technip¹.

Figura 3 – Máquina armadora.



Fonte: Retirado da página da Technip no Facebook¹.

O carregamento mencionado faz com que os arames já entrem em operação com uma quantidade considerável de deformação plástica, resultando em um aumento de seus valores de tensão de escoamento devido ao encruamento das estruturas metálicas e, por consequência, um comportamento mais resistente em relação à nucleação de trincas em sua superfície devido ao aumento de dureza. Entretanto, microtrincas podem ser introduzidas durante o processo de pré-deformação ao enrolar e desenrolar o carretel com arames (TALEMI; CHHITH; WAELE, 2016).

2.2 FADIGA

A falha de materiais metálicos submetidos a carregamentos alternados, fenômeno mais conhecido como fadiga, concentrou grande atenção de engenheiros e cientistas nos últimos 150 anos. Durante muito tempo, esse fenômeno desafiou engenheiros, uma vez que componentes frequentemente apresentavam falhas em situações consideradas seguras para operação, nas quais as cargas não ultrapassavam valores que causariam falhas em condições estáticas.

Em 1870, August Wöhler ganhou notoriedade devido aos seus estudos sobre o comportamento em fadiga de materiais metálicos, motivados pela alta incidência de falhas em eixos de vagões de trem com os quais estava envolvido. Os estudos de Wöhler concluíram que as falhas ocorriam em valores específicos de amplitude e carregamento, agora conhecidos como limites de fadiga. Abaixo desses limites, as

¹Disponível em: <www.facebook.com/TechnipGroup/photos/>. Acessado em 2 de novembro de 2023.

falhas eram raras. Foi a partir dos trabalhos de Wöhler que as curvas de fadiga, expressas pela relação entre a amplitude de tensão e o número de ciclos, começaram a ser desenvolvidas, conhecidas como curvas S-N (WÖHLER, 1870). Alguns anos depois, novas técnicas de medição de deformação foram desenvolvidas por Bauschinger (1886), que também explorou fenômenos com seu nome, avançando as metodologias de teste de fadiga. Suas técnicas revelaram que várias alterações microestruturais ocorriam durante o processo de fadiga, incluindo pequenas deformações plásticas e elásticas que afetavam localmente as características da microestrutura dos materiais metálicos. Apesar dos estudos de Wöhler e Bauschinger, a razão subjacente às falhas por fadiga ainda era incerta. Posteriormente, os estudos de Ewing e Humfrey (1903) elucidaram como as bandas de escorregamento levavam à formação de microtrincas, com origem superficial, em amostras metálicas submetidas à fadiga. Os estudos de Bauschinger, Ewing e outros pesquisadores convergiram em uma causa para a falha por fadiga de materiais metálicos. O dano causado pela fadiga envolve o acúmulo de numerosas, embora muito pequenas, deformações plásticas irreversíveis. Essas deformações cíclicas levam os materiais ao colapso, mesmo em níveis de tensão muito inferiores aos que causariam falhas sob carregamento estático.

Tanaka e Mura (1981) deram continuidade aos estudos sobre o dano causado por fadiga em materiais metálicos e abordou a previsão de trincas iniciadas durante o processo de fadiga, tanto em materiais dúcteis quanto em materiais de alta resistência mecânica. Ambos os autores foram pioneiros na adoção do conceito de fluxo de escorregamento plástico na microestrutura metálica. Esse conceito se baseia na competição entre a energia armazenada devido ao acúmulo de discordâncias e a energia superficial em regiões próximas à superfície livre do material. Esse processo ocorre em áreas com acumulação de deformação plástica localizada, formando dipolos de discordâncias, como ilustrado na Figura 5. Quando a energia superficial se iguala à energia armazenada pelo acúmulo de discordâncias, microtrincas de fadiga começam a se formar na superfície do material.

Além dos modelos clássicos para compreender o comportamento de materiais metálicos sob fadiga, estudos mais recentes avaliam o comportamento microestrutural à medida que a estrutura se degrada devido às solicitações dinâmicas. Por meio de alterações e do comportamento de suas propriedades não lineares, é possível avaliar informações sobre a vida útil remanescente da estrutura. Pruell et al. (2009), Cantrell (2004), Pham et al. (2013) e outros pesquisadores demonstraram que o dano causado pela fadiga pode ser relacionado ao parâmetro de não linearidade do material, fornecendo assim um indicativo de dano. Por meio das alterações nos harmônicos superiores gerados por diferentes tipos de emissões acústicas, o estudo pode se concentrar na etapa que normalmente consome mais tempo na vida útil dos componentes: a etapa de nucleação de trincas.

A compreensão dos fenômenos microestruturais que ocorrem durante a fadiga de materiais metálicos é bem consolidada, uma vez que esses eventos são estudados de forma sistemática ao longo dos anos, como descrito acima. À medida que as técnicas de instrumentação foram aprimoradas, proporcionando maior resolução, juntamente com o auxílio da computação para o pós-processamento, tornou-se viável a aplicação de novas metodologias de inspeção e monitoramento de estruturas metálicas para analisar o dano causado por alterações microestruturais ao longo da vida útil dos materiais.

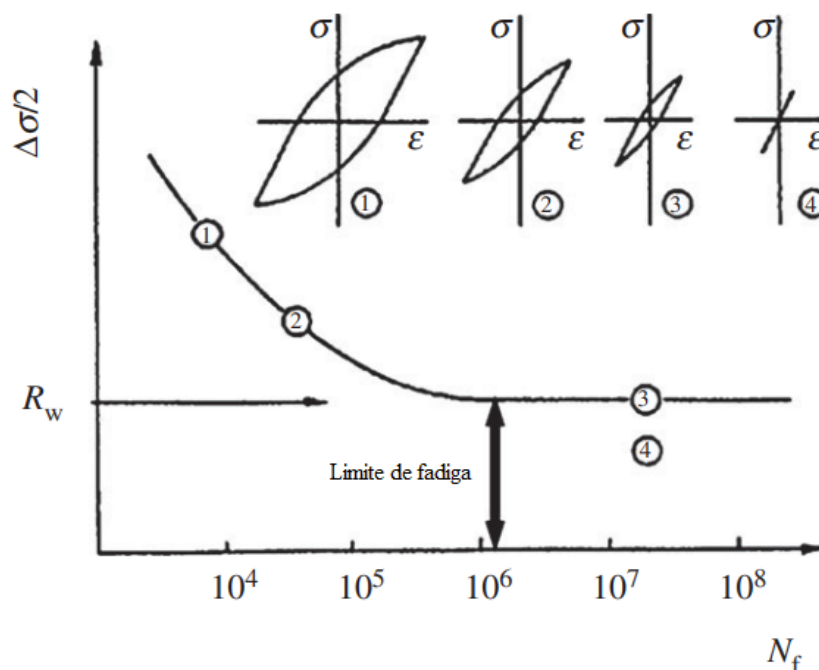
2.2.1 Limites de tensão e deformação plástica na vida em fadiga

Inicialmente estudado por Wöhler e posteriormente corroborado por Bauschinger, o comportamento em fadiga de materiais metálicos é um fenômeno que se aplica principalmente a aços ferríticos em carregamentos de baixa amplitude. Para a maioria dos outros materiais ou ligas metálicas, o limite em fadiga, representado pelo patamar final nas curvas S-N, como ilustrado na Figura 4 ou na Figura 7, não é um fenômeno comum. O tempo de serviço que um componente específico pode suportar varia de acordo com o nível de tensão ao qual está submetido. Conforme as tensões sobre o material aumentam, geralmente em relação a um percentual do limite de escoamento ou da resistência, o número de ciclos que ele pode suportar até a falha diminui. Esse fenômeno nos leva à fadiga de baixo ciclo, onde os níveis aplicados de tensão são elevados e, conseqüentemente, o número de ciclos necessários para a falha é baixo. A Figura 4 ilustra essa relação. À medida que os níveis de tensão no material se tornam menos severos, ele tende a suportar um número crescente de ciclos antes da falha, o que caracteriza a fadiga de alto ciclo e pode até atingir um patamar considerado como de vida infinita para certas ligas metálicas (MUGHRABI, 2013).

Por muitos anos, a definição de fadiga de alto ciclo era suficiente para caracterizar materiais com o conceito de vida infinita em fadiga, com números de ciclos entre 10^5 e 10^7 . No entanto, com o avanço no controle do refino e na composição microestrutural, uma nova definição de vida infinita para materiais metálicos foi proposta, conhecida como fadiga de ultra alto ciclo, que pode suportar até 10^{10} ciclos (BATHIAS, 1999).

A relação entre os níveis de tensão aplicados se reflete nas curvas de histerese, uma vez que diferentes amplitudes de tensão durante carregamentos cíclicos podem resultar em microdeformações plásticas na microestrutura do material. Mesmo operando dentro do regime elástico, com amplitudes de tensão baixas, ocorre deformação plástica localizada, envolvendo o movimento e acúmulo de discordâncias. Assim, além do limite de tensão em fadiga amplamente reconhecido, também podemos considerar um limite de deformação plástica em fadiga. Mesmo com carregamentos dentro do

Figura 4 – Curva de Wöhler com exemplificações das curvas de histerese em diferentes níveis de tensão.



Fonte: Adaptado de (MUGHRABI, 1984)

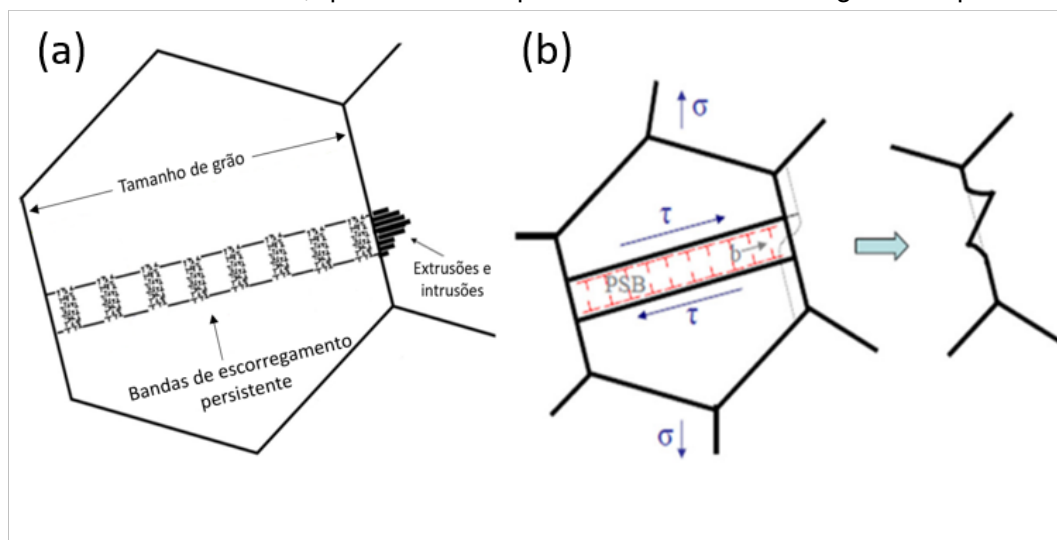
regime elástico do material, o dano microestrutural localizado está presente (LUKÁŠ; KLESNIL, 1973).

2.2.2 Evolução de dano e bandas de escorregamento irreversíveis

Para uma compreensão aprofundada do acúmulo de defeitos gerados por fadiga na matriz microestrutural, é necessário aprofundar o conhecimento nos mecanismos de deformação e acúmulo de danos em escala atômica, uma escala comum às vacâncias e discordâncias. Em grande parte das ligas metálicas, os escorregamentos cristalinos são observados como mecanismo primário durante a vida sob fadiga. Quando esses escorregamentos ocorrem de maneira irreversível, geram zonas de concentração de tensão com uma alta densidade de discordâncias, o que, por sua vez, leva a mecanismos de iniciação de trincas. Esse processo é determinado e controlado pelas características individuais de cada microestrutura e pelos mecanismos de ancoragem de discordâncias presentes na matriz do material (MUGHRABI, 2015).

De maneira genérica, é possível descrever os processos em nível microestrutural em materiais metálicos, pois os planos de escorregamento irreversíveis seguem uma série de etapas durante o processo de fadiga, seguindo a enumeração que segue: (i) as discordâncias estão presentes desde os processos de manufatura e produção dos materiais ou acabam surgindo nos contornos de grão, (ii) uma vez atingido a tensão de cisalhamento resolvida crítica em planos de escorregamento com orienta-

Figura 5 – (a) Ilustração das bandas de escorregamento formadas dentro de um grão, em que dipolos de discordâncias se formam e migram até regiões de mais baixa energia, como superfícies livres ou (b) interfaces de contorno de grão, onde regiões de concentração de tensão são geradas pelas movimentações internas das estruturas de discordâncias, que se movem pelas bandas de escorregamento persistente.

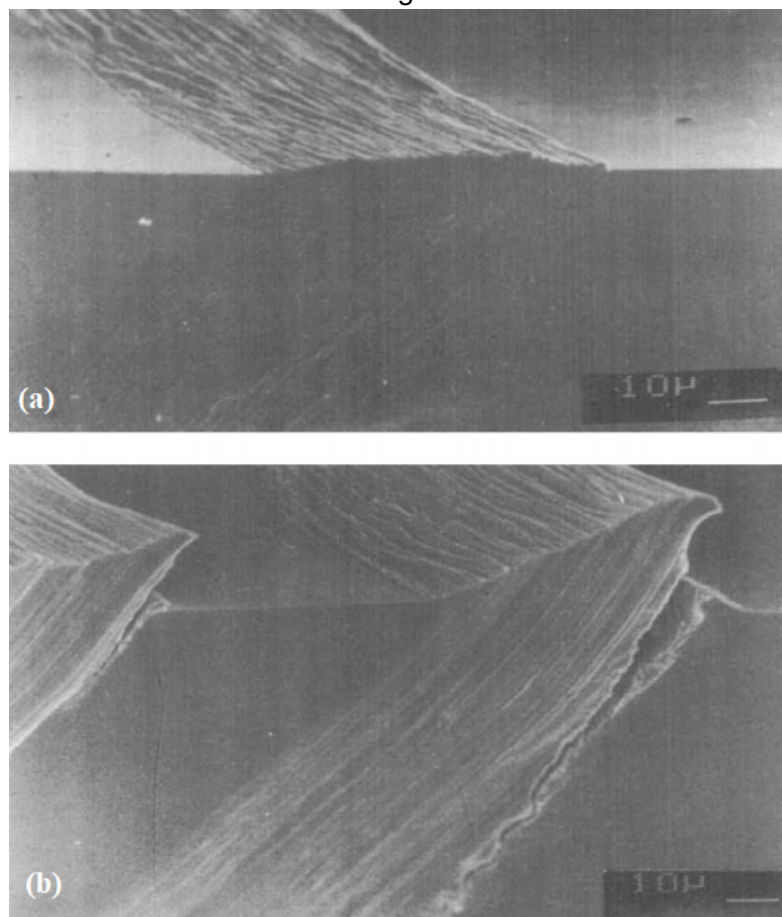


Fonte: Adaptado de (SANGID, 2013).

ção favorável, as discordâncias começam a deslizar por estes planos, em que (iii) o escorregamento continua na microestrutura até as discordâncias encontrarem algum obstáculo, seja ele um precipitado, uma partícula de soluto, outra discordância ou um contorno de grão, formando um campo elástico ao redor. (iv) Com o avanço dos ciclos de fadiga, novas discordâncias acabam sendo ancoradas como no processo iii, como muitas também conseguem superar os obstáculos de ancoragem por diversos processos diferentes, como escorregamento cruzado, cisalhamento do particulado de ancoragem, escalagem ou pelo ato de contornar o obstáculo, (v) os passos de i-iv acabam se repetindo durante o processo de fadiga ao longo do mesmo caminho se este caminho for um caminho de baixa energia para a deformação e movimentação das discordâncias, (vi) devido a existência de caminhos preferenciais, de baixa energia, pelas discordâncias durante o processo de movimentação, há a formação das bandas de escorregamento persistentes, (vii) a deformação plástica resultante do movimento cíclico das discordâncias pelas bandas de escorregamento persistentes faz com que discordâncias positivas e negativas acabem sendo empilhadas e organizadas de forma a produzir uma estrutura que busca minimizar a energia local, essa estrutura também é conhecida como dipolo de discordâncias. A Figura 5 ilustra a formação de intrusões e extrusões a partir das discordâncias que se movem pelas bandas de escorregamento persistentes. (viii) Caso discordâncias positivas e negativas estiverem próximas o suficiente, elas acabam por se aniquilarem pelos processos de escorregamento cruzado (discordâncias helicoidais) ou escalagem (discordâncias em cunha), gerando uma vacância, (ix) com o aumento da densidade discordâncias na região da

banda de escorregamento persistente e, por consequência, o aumento da interação entre discordâncias, a região sofre o efeito de encruamento local, resultando na formação de degraus na microestrutura ou bandas de escorregamento paralelas. (x) As vacâncias geradas pelos processos de movimentação de discordâncias difundem pela microestrutura do material, formando intrusões e extrusões em superfícies livres ou contornos de grão, (xi) os defeitos acabam sendo empilhados nos contornos de grão, resultando em um concentrador de tensões, fazendo com que planos vizinhos acabem tendo energia suficiente para serem ativados e (xii) o acúmulo de deformação plástica aumenta a deformação localizada em um pequeno volume dentro da banda de escorregamento persistente no material, o que resulta na nucleação de trinca nesta interface, como ilustrado na Figura 6 (SANGID, 2013; BASINSKI; BASINSKI, 1992).

Figura 6 – (a) Banda de escorregamento na superfície de um cristal como resultado de 54,5 k ciclos de fadiga. (b) Acúmulo de deformação e início de uma trinca na interface entre a matriz e a banda de escorregamento com 72 k ciclos de fadiga



Fonte: (BASINSKI; BASINSKI, 1992)

Portanto, o processo físico de iniciação de trincas está diretamente relacionado às interações entre discordâncias e defeitos microestruturais do material. Isso leva à formação de arranjos cada vez mais complexos de discordâncias. Como resultado, ocorrem movimentos irreversíveis das bandas de escorregamento durante os ciclos

de fadiga, uma vez que as alterações microestruturais geradas durante os ciclos de carregamento não são completamente revertidas durante a retirada do carregamento. Alguns dos fenômenos que impedem a reversibilidade do movimento das bandas de escorregamento são descritos a seguir:

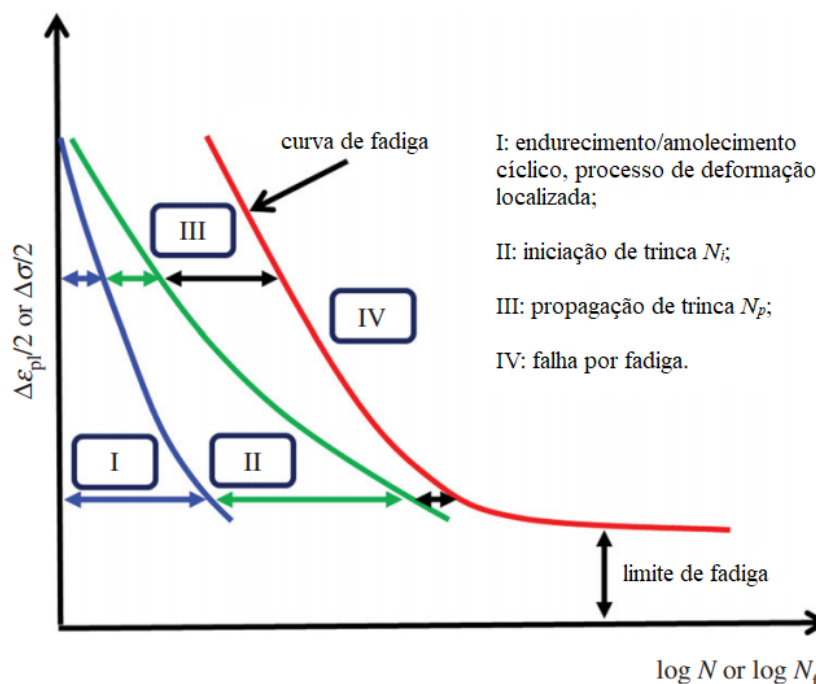
- Um número igual de discordâncias em cunha positivas e negativas é gerado durante os ciclos de fadiga, em que estas se acumulam em configurações de dipolos de baixa energia.
- O escorregamento cruzado e diferentes caminhos, durante o carregamento e descarregamento do material, gera movimento difuso das discordâncias helicoidais durante cada ciclo completo de fadiga, acarretando em aniquilação de discordâncias e irreversibilidade do movimento, além do fato que discordâncias helicoidais possuem maior facilidade em executar escorregamento cruzado.
- Devido ao movimento das discordâncias, há um equilíbrio dinâmico gerado entre aniquilação e geração de discordâncias, então defeitos pontuais acabam sendo introduzidos de maneira dispersa durante os ciclos de fadiga. Além disso, o fluxo de vacâncias geradas acaba produzindo as extrusões e intrusões em superfícies livres e contornos de grão (Figura 5).
- Os fenômenos de interação entre as discordâncias acabam por impedir os movimentos das mesmas durante parte dos ciclos de fadiga.
- Diferenças na tensão de retorno devido ao deslizamento em diferentes planos durante as etapas de carregamento e descarregamento da fadiga resultam em irreversibilidade (SANGID, 2013).

Para materiais metálicos em geral, a deformação cíclica pode ser dividida em quatro etapas distintas, como pode ser observado na Figura 7, em que, de acordo com as propriedades mecânicas do material, cada zona descrita pode ter uma contribuição diferente na vida em fadiga do material. Além disso, alguns fenômenos estão presentes durante o ciclo de aplicação do material, como o de endurecimento e amolecimento cíclico, saturação cíclica, evolução do dano em fadiga causado pela irreversibilidade dos movimentos das bandas de escorregamento, iniciação e subsequente crescimento de trinca até a falha do componente (MUGHRABI, 2015).

O endurecimento cíclico é uma característica de materiais recozidos quando fadigados, materiais que possuem pouca deformação plástica acumulada, em que o acúmulo de discordâncias através dos mecanismos de ancoragem acabam por encruar o material em regiões específicas ao longo do processo de fadiga. Por outro lado, o fenômeno conhecido como amolecimento cíclico também pode estar presente durante a processo de fadiga. Este último, por sua vez, acontece em materiais que já

foram previamente deformados plasticamente em algum nível antes do processo de fadiga, o que pode acontecer com arames de armadura de tração de *risers* flexíveis (KLESNIL; LUKÁŠ, 1972; LUKÁŠ; KLESNIL, 1973).

Figura 7 – Curva $S-N$ com a descrição dos fenômenos de acordo com estágios da fadiga em materiais metálicos, em que temos tensão média no eixo das ordenadas e número de ciclos no eixo das abscissas.



Fonte: (BASINSKI; BASINSKI, 1992)

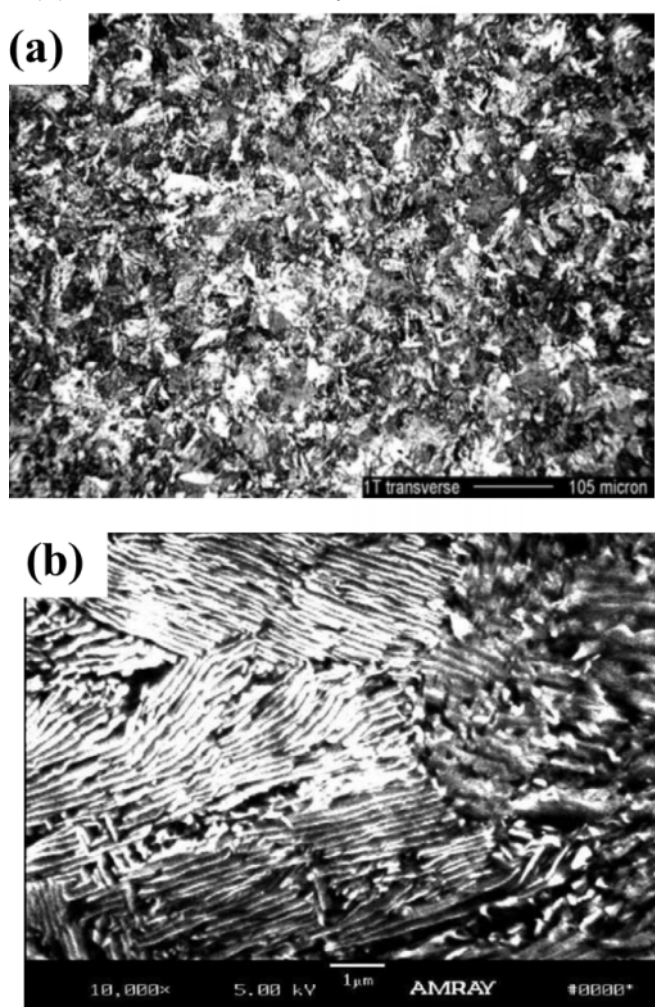
2.2.3 A influência da microestrutura perlítica na vida em fadiga de aços ao carbono

A compreensão da evolução do dano, associada ao tipo de microestrutura, auxilia no entendimento de como o arranjo de discordâncias evolui com o dano em fadiga. Isso é especialmente relevante, uma vez que, em sua grande maioria, os aços ao carbono com composição próxima à eutética são aplicados em camadas de *risers* flexíveis, que constituem o foco deste estudo. Os aços perlíticos conformados a frio representam uma grande parcela dos materiais de engenharia, encontrando ampla aplicabilidade em cabos para sustentação de pontes, tiras para pneus e molas na indústria automobilística, rodas e trilhos no setor ferroviário e arames para armaduras de tração em dutos flexíveis na indústria de petróleo e gás. Além disso, novas aplicações estão sendo testadas, como reforço estrutural em linhas de produção de energia eólica (ZHANG et al., 2016).

Para alcançar alta dureza e resistência mecânica em aços perlíticos, é essencial controlar o processo de resfriamento do material. Durante esse processo, microes-

truturas como bainita e martensita são evitadas, pois o objetivo é obter uma microestrutura composta por perlita com alto grau de refinamento. Isso implica em grãos refinados e uma pequena distância entre as lamelas de cementita na matriz ferrítica do aço. A Figura 8 ilustra a típica organização microestrutural de um aço perlítico, onde é possível observar a distribuição de lamelas intercaladas de ferrita e cementita. A alternância entre lamelas com alta dureza de cementita, acomodadas na matriz macia de ferrita, atua como estruturas para ancoragem de discordâncias na microestrutura do material. Isso resulta no empilhamento de discordâncias nas interfaces das lamelas de cementita com a matriz, o que, por sua vez, aumenta os valores de resistência mecânica do material (KENDERIAN et al., 2003).

Figura 8 – Fotomicrografia transversal de um aço perlítico (a) observado através de microscopia óptica e (b) através de microscopia de varredura eletrônica.



Fonte: (KENDERIAN et al., 2003)

Arame de armadura de tração normalmente passa por processos de conformação à frio para adquirir as geometrias apropriadas para sua aplicação. Esses processos têm o efeito de alterar a microestrutura do aço, resultando em condições significativamente diferentes em comparação com o material original. A microestrutura do

material original apresenta uma matriz com grãos semelhantes aos grãos austeníticos prévios, baixa anisotropia e uma densidade menor de discordâncias. Após a conformação, a nova condição microestrutural exibe uma maior densidade de discordâncias, com a matriz ferrítica sendo a principal responsável por armazená-las. Além disso, os grãos costumam se alongar na direção da laminação. O espaçamento entre as lamelas de ferrita e cementita diminui, assim como a espessura da lamela de cementita, que pode reduzir de 20 nm para 2 nm durante o processo de conformação (ZHANG et al., 2011).

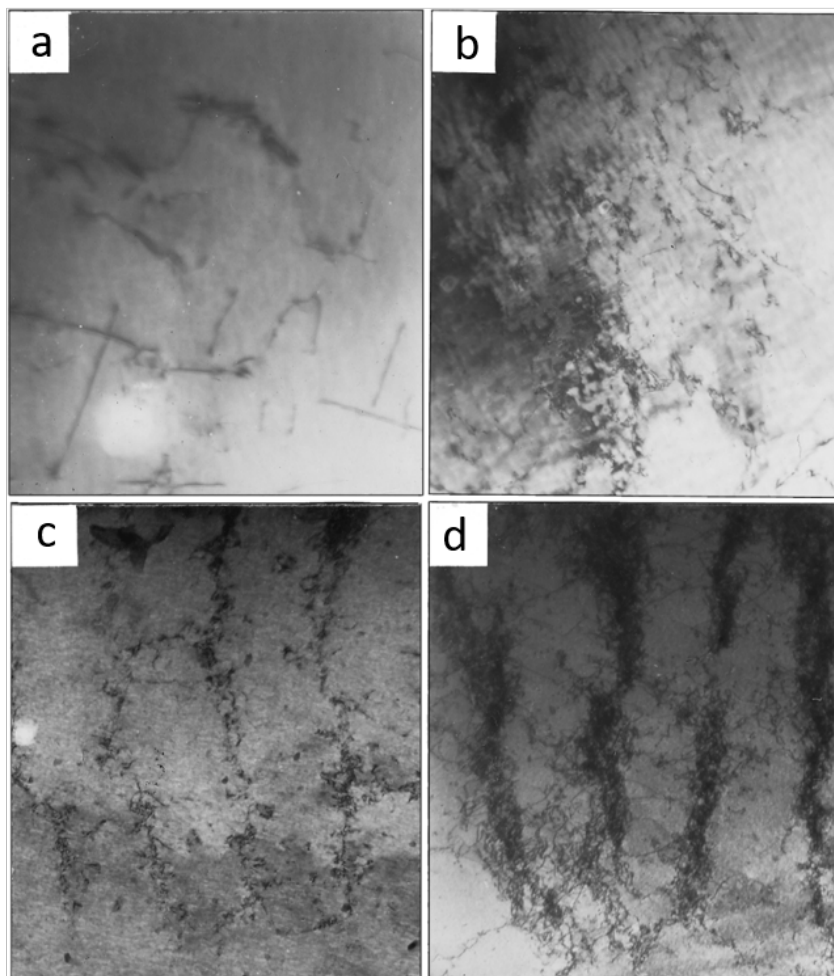
Esses efeitos, dependendo da aplicação, podem ser considerados positivos, uma vez que resultam em um aumento da resistência mecânica do material. Além do refinamento da microestrutura, outros efeitos contribuem para o aumento da resistência mecânica após a conformação, como o processo de decomposição da cementita. Esse processo quebra as lamelas de cementita, promovendo a difusão de carbono para a ferrita e, assim, contribui para a ancoragem de discordâncias e o consequente aumento da resistência mecânica (ZHANG; XUAN; XIANG, 2013).

Conforme mencionado anteriormente, umas das consequências do processo de fadiga é o aumento e a reorganização das discordâncias na microestrutura do material. No estágio inicial, com baixos níveis de deformação, quase não se encontram estruturas desenvolvidas de discordâncias. No entanto, logo nos primeiros ciclos de fadiga, surgem pequenos emaranhados de discordâncias, que evoluem para estruturas de maior complexidade à medida que os ciclos de fadiga progridem, originando estruturas mais complexas, como células e sub-grãos de discordâncias. A Figura 9 ilustra a evolução da organização das estruturas de discordâncias na microestrutura do material, que ocorre principalmente na matriz ferrítica (LIANG et al., 2019).

Ao lidar com a fadiga de alto ciclo, onde ocorrem pequenas deformações, o aumento da densidade de discordâncias no material é lento e gradual. Isso ocorre porque tanto a ferrita quanto a perlita permanecem deformando-se elasticamente, com apenas alguns pontos de deformação plástica localizada. No entanto, com o aumento da tensão e da deformação (fadiga de baixo ciclo), já nos primeiros ciclos observam-se regiões com maior densidade de discordâncias, acelerando assim os processos de organização das estruturas de discordâncias (LIANG et al., 2020).

Conforme Liang et al. (2020) e reforçando o que Kenderian et al. (2003) haviam mencionado, durante a fadiga, as discordâncias têm a tendência de se formar nas interfaces entre a ferrita e a cementita, migrando, posteriormente, para o interior da matriz ferrítica. Isso significa que materiais pré-deformados podem passar pelo fenômeno de amolecimento cíclico nessa etapa do processo. Paralelamente, a nucleação de novas discordâncias nas interfaces entre a ferrita e a cementita concorre com o fluxo de discordâncias em direção ao centro da matriz ferrítica de cada grão. Além disso, compete com o processo de aniquilação que ocorre durante o acúmulo na in-

Figura 9 – Fotomicrografia da evolução da microestrutura ferrítica após (a) 0 ciclos (b) 30 ciclos (c) 800 ciclos e (d) 6000 ciclos.



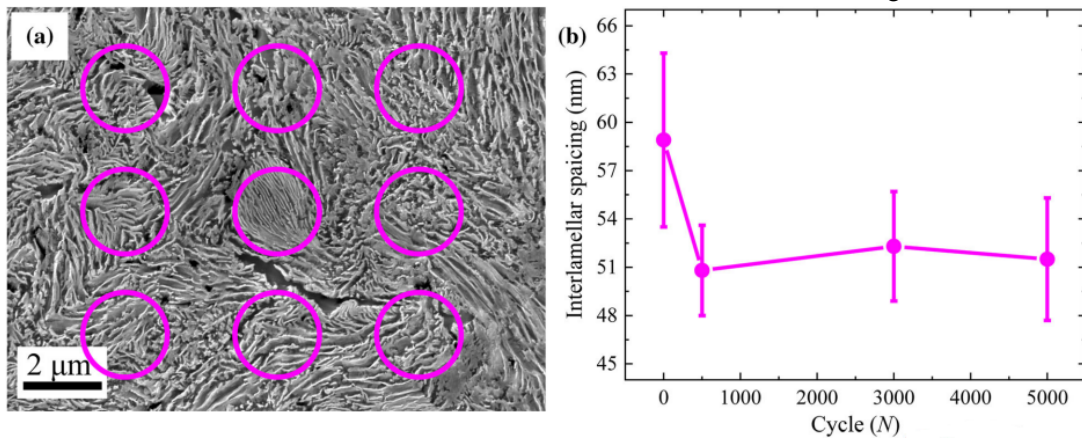
Fonte: (YE; WANG, 2001)

terface. Nesse contexto, as impurezas presentes na matriz e os átomos de carbono intersticiais que difundem da cementita para a ferrita desempenham o papel de ancorar o movimento das discordâncias. Isso significa que o processo de amolecimento cíclico eventualmente cessa, dando lugar ao processo de endurecimento cíclico.

De acordo com Liang et al. (2019), à medida que a deformação cíclica avança, a distância entre as lamelas diminui, conforme ilustrado na Figura 10. Além disso, as lamelas começam a se romper à medida que os ciclos progridem e se deformam nos espaços que conseguem ocupar, contribuindo também para a redução do espaço interlamelar.

Existe uma relação adicional entre as estruturas de células e sub-grãos formadas pelas discordâncias e o fluxo de carbono da cementita para a ferrita. Essas estruturas têm a sua formação facilitada pela diminuição da distância entre as lamelas de ferrita e cementita. Além disso, as fontes de geração de discordâncias também são favorecidas pelas diminuições das distâncias interlamelares, como demonstrado na Figura 11. Nesse contexto, o mecanismo pelo qual as discordâncias surgem de uma interface e

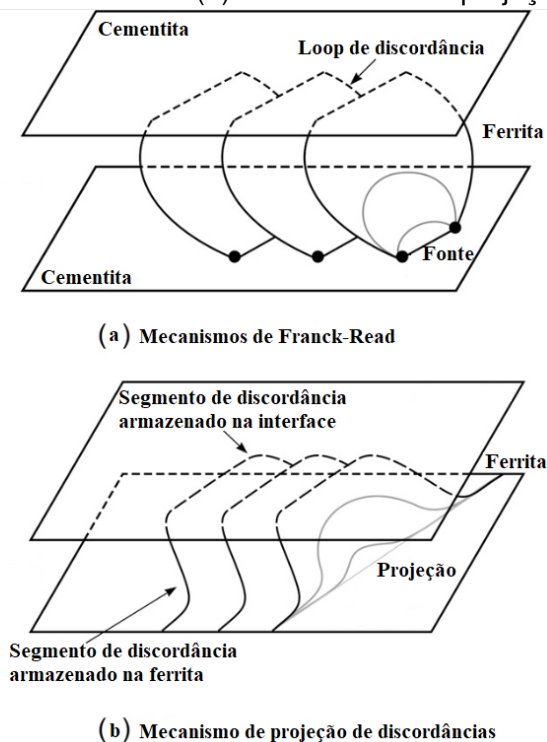
Figura 10 – (a) Fotomicrografia em microscópio de transmissão eletrônico que ilustra os diferentes espaçamentos entre as lamelas ferrita e cementita e (b) apresenta os valores de como a a distância interlamelar diminui com a fadiga.



Fonte: (LIANG et al., 2019)

se movem até outra interface é um dos principais processos envolvidos na formação das células de discordâncias (LI et al., 2011).

Figura 11 – Diagrama esquemático da formação de células de discordâncias (a) através do mecanismo de Franck-Read e (b) o mecanismo de projeção de discordâncias.



Fonte: (GAVRILJUK, 2001)

2.3 ONDAS GUIADAS

O termo onda guiada é usado para descrever ondas que requerem limites para sua existência. Ondas guiadas podem viajar na superfície de sólidos semi-infinitos

(ondas Rayleigh), na interface entre dois meios diferentes (ondas Stoneley), ao longo de placas ou camadas de placas, em vigas de seção transversal genérica, hastes axiais simétricas e tubos. Todos os componentes estruturais descritos são comumente referidos como guias de onda. Eles são uniformes em uma direção, ao longo do eixo longitudinal do guia de ondas, portanto, sua seção transversal tem as mesmas propriedades físicas e geométricas em todos os pontos ao longo do eixo do guia de ondas. As ondas guiadas por ultrassom são geradas pela interferência construtiva de ondas longitudinais e transversais ou de cisalhamento (ROSE, 1999). As ondas volumétricas, geradas por um transdutor genérico, interagem com os limites do guia de ondas. Múltiplas reflexões e conversões de modo ocorrem até que sua superposição forme pacotes de ondas, ou seja, ondas guiadas por ultrassom.

Os fundamentos da compreensão das ondas guiadas em guias de ondas planos foram estabelecidos principalmente por Rayleigh (1887) e Lamb (1917). Lord Rayleigh derivou a equação para ondas que se propagam ao longo da superfície livre de um semi-espço elástico semi-infinito. Sua derivação resultou em uma expressão de terceira ordem, cujas raízes determinam a velocidade de propagação da onda de superfície. Stoneley (1924) generalizou o problema da interface única. Ele estudou a propagação de ondas de interface sem a difração que ocorre na fronteira entre dois meios sólidos. As faixas de existência das soluções das ondas livres (onde as ondas se propagam indefinidamente sem perda de energia) foram investigadas por Scholte (1947). Pilant (1972) estendeu o estudo de Stoneley e examinou as soluções das ondas com vazamento, representando ondas que se atenuam à medida que se propagam (BARTOLI, 2007).

Love (1911) e Lamb (1917) acrescentaram outra interface ao problema estudado por Rayleigh e introduziram a noção de espessura finita. A derivação de Lamb (1917) consiste em duas expressões distintas (equações de Rayleigh-Lamb) cujas raízes representam modos de placas simétricos e antissimétricos (ROSE, 1999). Algumas equações serão apresentadas antes de partirmos para as equações citadas neste parágrafo.

Começaremos em um sistema de eixos cartesianos fixos nas direções x , y e z no material em estudo, um meio elástico, linear e isotrópico em que a densidade é ρ , consideramos o equilíbrio de um cubo infinitesimal do material, e usando a lei de Hooke para relacionar tensões com deformações infinitesimais, a seguinte equação

diferencial para o campo de deslocamento pode ser deduzida

$$\begin{aligned}
 \rho \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} &= (\lambda + \mu) \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + \mu \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) u_x \\
 \rho \frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2} &= (\lambda + \mu) \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + \mu \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) u_y \\
 \rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} &= (\lambda + \mu) \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + \mu \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) u_z
 \end{aligned} \tag{1}$$

em que u_x , u_y e u_z são as componentes do campo de deslocamento nas direções x , y e z , respectivamente, λ e μ são as constantes de Lamé para o material e t representa o tempo. Estas são as equações diferenciais de movimento que devem ser satisfeitas por todas as ondas elásticas que se propagam no material, que chamamos de equações de onda. Qualquer campo de deslocamento que satisfaça as equações de onda satisfaz implicitamente as condições de equilíbrio, de modo que as únicas restrições restantes no campo de deslocamento devem vir de condições de contorno. Deve-se notar que as equações de onda são lineares e, portanto, a superposição de duas ou mais soluções válidas para o campo de deslocamento ainda produzirá uma solução válida (WILCOX, 1998).

As soluções das equações de onda que serão consideradas aqui são para ondas planas homogêneas e contínuas que se propagam na direção x positiva. Desta forma, cada frente de onda é um plano infinito paralelo ao plano yz , e o campo de deslocamento é independente das direções y e z . Portanto, uma dependência espacial harmônica, dada por $\exp(kx)$, é incluída em qualquer solução proposta, em que k é o número de onda vetorial e kx o produto interno. Duas formas de solução são possíveis, dependendo se o deslocamento da partícula é paralelo ou perpendicular à direção de propagação da onda. A primeira forma de resolução considera o caso em que o deslocamento da partícula é paralelo à direção de propagação da onda. O campo de deslocamento é então dado pela Equação 2 a seguir

$$\begin{aligned}
 u_x &= A_x \exp(kx - i\omega t) \\
 u_y &= 0 \\
 u_z &= 0
 \end{aligned} \tag{2}$$

em que A_x é uma constante arbitrária, ω a frequência angular e i é definido como sendo $\sqrt{-1}$. Este campo de deslocamento pode se mostrar irrotacional, sendo a propagação da onda efetuada por compressões e trações localizadas do material. Substituindo a Equação 2 na Equação 1, a frequência angular e o número de onda podem

ser relacionados pela Equação 3 abaixo,

$$\frac{\omega}{k} = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} = v_l \quad (3)$$

em que a razão entre a frequência angular e o número de onda define a velocidade de fase das ondas (v_l), ou seja, a velocidade na qual as cristas das ondas se propagam. Neste caso, uma vez que o movimento da partícula foi restringido a estar na direção da propagação da onda, as ondas são geralmente descritas como sendo ondas longitudinais e, portanto, v_l é referida como a velocidade longitudinal da onda volumétrica (MOORE; MILLER; HILL, 2005). A segunda solução para as equações de onda é quando os deslocamentos das partículas são perpendiculares à direção de propagação. Portanto, o campo de deslocamentos pode ser descrito pela Equação 4,

$$\begin{aligned} u_x &= 0 \\ u_y &= A_y \exp(kx - i\omega t) \\ u_z &= A_z \exp(kx - i\omega t) \end{aligned} \quad (4)$$

em que, novamente, A_y e A_z são constantes arbitrárias. Porém, ao contrário do campo de deslocamento para ondas longitudinais, este campo de deslocamento é puramente rotacional. Portanto, não há mudanças localizadas no volume do material à medida que a onda se propaga. A Figura 12 e a Figura 13 ilustram os movimentos e o comportamento do sólido e das partículas durante a propagação das ondas citadas. Similar à metodologia anterior, substituindo a Equação 4 na Equação 1, obtemos a Equação 5

$$\frac{\omega}{k} = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} = v_t \quad (5)$$

em que v_t é a velocidade de fase das ondas propagantes e é chamada de velocidade da onda volumétrica transversal ou de cisalhamento, uma vez que o movimento da partícula é perpendicular à direção de propagação (WILCOX, 1998).

Uma abordagem comum, e mais elegante, é expressar o vetor deslocamento \vec{u} em termos das derivadas de um potencial escalar ϕ e um potencial vetorial $\vec{\psi} = [\psi_x \ \psi_y \ \psi_z]^T$ que satisfazem equações diferenciais desacopladas (BARTOLI, 2007). O vetor de deslocamento decomposto se encontra na Equação 6

$$\vec{u} = \nabla\phi + \nabla \times \vec{\psi} \quad (6)$$

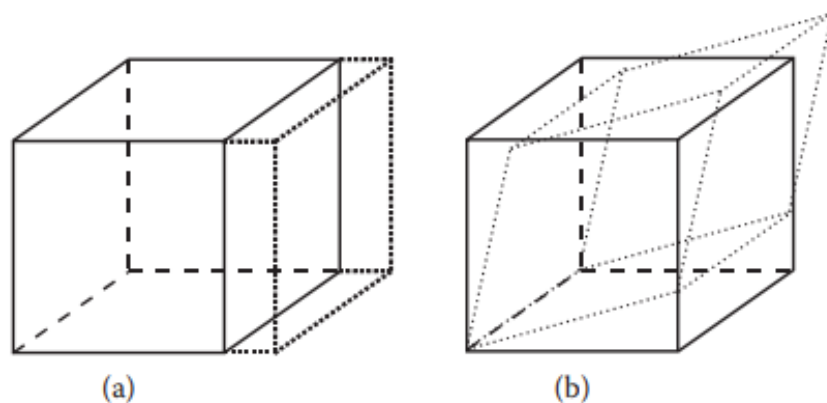
e, então, desde que ambas sejam funções contínuas, com derivadas contínuas, o campo de deslocamento também será uma função contínua e, portanto, a compatibilidade será satisfeita. As equações de onda podem agora ser reescritas em termos das

funções potenciais para obter a Equação 7 abaixo,

$$\begin{aligned}\rho \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} &= (\lambda + 2\mu) \nabla \phi \\ \rho \frac{\partial^2 \vec{\psi}}{\partial t^2} &= \mu \nabla^2 \vec{\psi}\end{aligned}\quad (7)$$

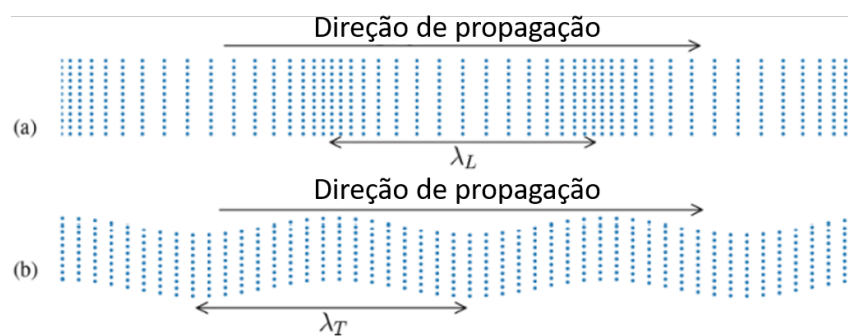
em que a primeira equação é para ondas longitudinais, já a segunda para ondas transversais (ACHENBACH, 2012; WILCOX, 1998).

Figura 12 – Deformações geradas em um sólido infinitesimal (a) através da onda longitudinal (b) e através da onda transversal.



Fonte: (CHEEKE, 2010)

Figura 13 – Movimento das partículas do sólido durante a passagem de (a) ondas longitudinais (b) e de ondas transversais.



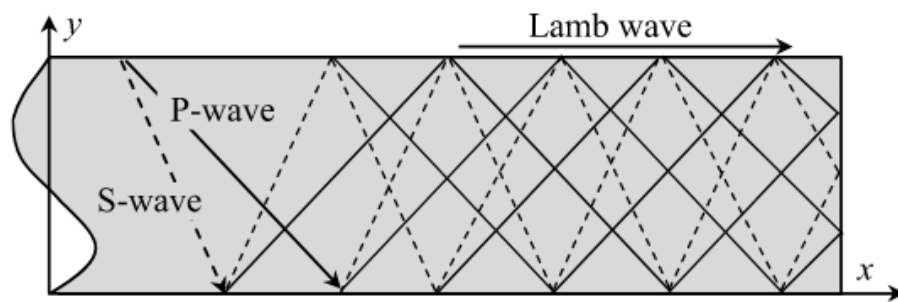
Fonte: Adaptado de (ROYER; DIEULESAINT, 1999)

2.3.1 Ondas de Lamb

Quando uma onda volumétrica encontra uma interface para outro meio, existirá tanto o fenômeno de reflexão quanto o de transmissão, em que se respeita a lei de Snell para o ângulo de incidência. A interface, como uma condição de equilíbrio para o movimento, traz outros aspectos à propagação, como a possibilidade da conversão de um modo para outro ou mesmo a existência de ondas que propagam utilizando a

interface como guia, a exemplo das ondas de Rayleigh, ondas de Love e ondas de Lamb (GRAFF, 2012), já introduzidas anteriormente. Em chapas podemos ter sobreposição das reflexões quando os comprimentos de onda da onda volumétrica são da mesma escala da espessura da chapa. Nesse caso a onda se soma a sua própria reflexão criando um campo acústico que se desloca no plano da chapa. Quando essa soma é estável, a medida que se afasta da origem, trata-se de um modo propagante (ROSE, 2014). A Figura 14 ilustra o efeito citado.

Figura 14 – Formação das ondas de Lamb. Múltiplas reflexões das ondas longitudinais e transversais.



Fonte: (SHEN; GIURGIUTIU, 2015)

Partindo das equações deduzidas anteriormente sobre propagação de onda, em especial a relação encontrada pela Equação 6, em que definimos as funções de potencial para os deslocamentos, a relação de dependência com o tempo é considerada harmônica, na forma de $e^{-i\omega t}$. A solução para equação citada encontra-se abaixo

$$\begin{aligned}\phi &= (A_1 \sin py + A_2 \cos py)e^{i(kx-\omega t)} \\ \psi &= (B_1 \sin qy + B_2 \cos qy)e^{i(kx-\omega t)}\end{aligned}\quad (8)$$

em que

$$\begin{aligned}p^2 &= \frac{\omega^2}{v_L^2} - k^2 \\ q^2 &= \frac{\omega^2}{v_T^2} - k^2\end{aligned}\quad (9)$$

onde A_1 , A_2 , B_1 e B_2 são as amplitudes da onda e são determinados pelas condições de contorno. A utilização das relações entre as funções de potencial e os deslocamentos, tensões e deformação a seguir

$$u_x = \frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad u_y = \frac{\partial \phi}{\partial y} + \frac{\partial \psi}{\partial x}, \quad \varepsilon_x = \frac{\partial u_x}{\partial x} \quad (10)$$

$$\tau_{yx} = \mu \left(2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial y} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right) \quad (11)$$

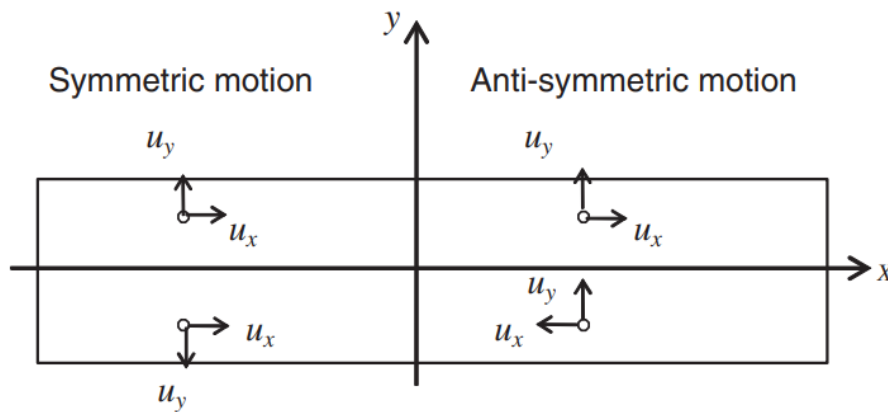
$$\tau_{yy} = \lambda \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \right) + 2\mu \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial y} \right) \quad (12)$$

possibilitam obter as seguintes soluções:

$$\begin{aligned} u_x &= [(A_2 i k \cos py + B_1 q \cos qy) + (A_1 i k \sin py - B_2 q \sin qy)] e^{i(kx - \omega t)} \\ u_y &= [-(A_2 i k \sin py + B_1 q \sin qy) + (A_1 i k \cos py - B_2 q \cos qy)] e^{i(kx - \omega t)} \end{aligned} \quad (13)$$

em que os termos na Equação 13 podem ser separados em duas partes. A primeira corresponde ao movimento simétrico e a segunda corresponde ao movimento anti-simétrico (ACHENBACH, 2012). Na Figura 15 se encontram os deslocamentos de ambos os movimentos.

Figura 15 – Movimentos das partículas através da espessura de uma chapa.



Fonte: (GIURGIUTIU, 2005)

Em chapas, os modos são nomeados de acordo com o deslocamento da partícula e seu estado de simetria com relação ao plano médio da chapa. Os modos que apresentam esta simetria são nomeados com a letra *S*, seguido de um número (a ordem), que representa o ordenamento sequencial em que se apresentam. Aos modos que apresentam anti-simetria é designada a letra *A* e a numeração segue da mesma forma. Essas duas famílias abrangem os deslocamentos compressivos e de cisalhamento na direção da espessura. Para os modos que tem seu deslocamento cisalhante paralelo ao plano da chapa chamamos de *SH*, também seguidos da sua ordem (OLIVEIRA, 2017).

Considerando um deslocamento da onda livre de forças externas, ou seja, aplicando estas condições de contorno para uma chapa de espessura $y = \pm d$, em que d é a metade da espessura da chapa, obtemos as equações características abaixo

$$D_S = (k^2 - q^2)^2 \cos pd \sin qd + 4k^2 pq \sin pd \cos pd = 0 \quad (14)$$

$$D_A = (k^2 - q^2)^2 \sin pd \cos qd + 4k^2 pq \cos pd \sin pd = 0 \quad (15)$$

onde a primeira equação representa o movimento simétrico, já a segunda representa o movimento anti-simétrico. Reescrevendo as Equações 14 e 15 chegamos na forma compacta da equação de Rayleigh-Lamb

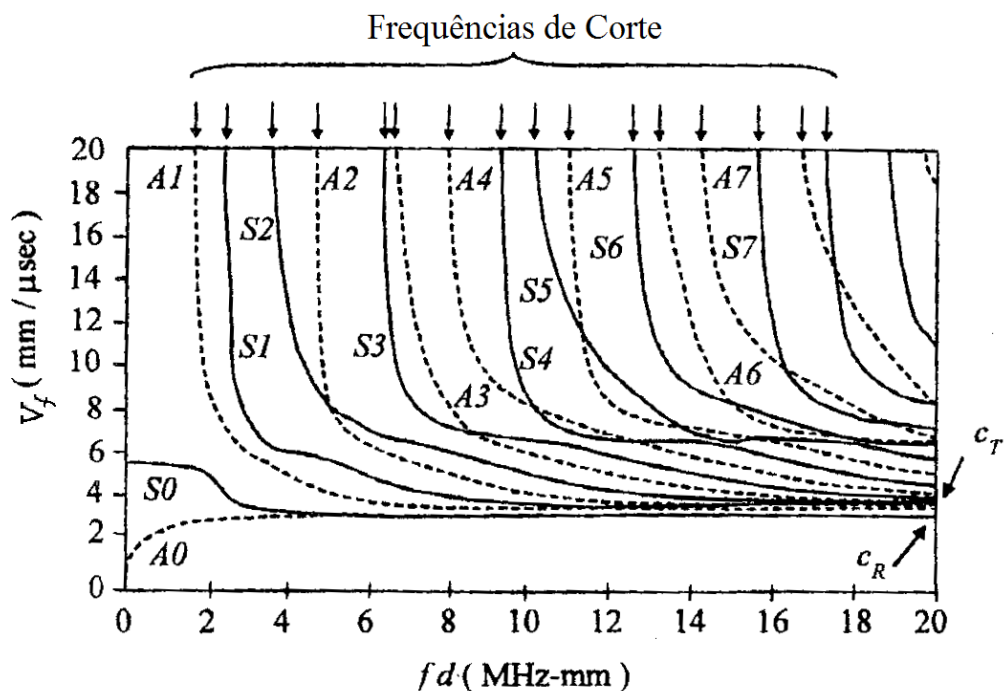
$$\frac{\tan pd}{\tan qd} = - \left[\frac{4k^2 pq}{(k^2 - q^2)^2} \right]^{\pm 1} \quad (16)$$

em que o expoente $+1$ corresponde ao movimento simétrico (S) e -1 corresponde ao movimento anti-simétrico (A).

Uma das dificuldades na aplicação das ondas guiadas reside na complexidade da solução das equações que governam o fenômeno. A partir dos resultados dessa solução, torna-se evidente que as ondas guiadas são dependentes tanto do comprimento de onda quanto da frequência. A propagação de um modo de onda guiada está condicionada a uma combinação específica de geometria, número de onda e frequência. Essas relações geram um fenômeno conhecido como dispersão (CORRÊA, 2014). A dispersão, no contexto das ondas guiadas, significa que a velocidade é uma função da frequência. Compreender esse fenômeno é essencial para a aplicação das ondas guiadas como método de ensaio não destrutivo. Os coeficientes p e q nas Equações 14 e 15 variam com a frequência angular ω , e, portanto, os autovalores k_i^s e k_i^a variam com a frequência de excitação. Como resultado, as velocidades correspondentes, expressas como $v_i = \omega/k_i$, também variam com as mudanças na frequência, caracterizando assim a dispersão. Para um determinado produto de espessura de frequência, cada solução da equação de Rayleigh-Lamb resulta em uma velocidade de onda Lamb correspondente e um modo de onda Lamb específico. Um gráfico das velocidades de onda Lamb em relação ao produto fd , onde f é a frequência, gera as curvas de dispersão de velocidade de onda (GIURGIUTIU, 2005). A dispersão também dá origem a um fenômeno não observado no ultrassom convencional: a distinção entre velocidades de fase e velocidades de grupo (ROYER; DIEULESAINT, 1999). Em geral, os modos propagantes possíveis podem ser representados graficamente, com linhas que representam as relações estáveis entre comprimento de onda, frequência e velocidades de fase e de grupo. Essas curvas são características do guia de onda, como ilustrado nas Figuras 16 e 17.

O gráfico de velocidade de fase contém os valores obtidos pela solução da equação de onda, mencionada anteriormente, e inclui propriedades como a velocidade de fase (V_f), frequência (f), velocidade das ondas de Rayleigh (C_R) e a velocidade da onda cisalhante (C_T). No entanto, quando tratamos de múltiplas ondas propagando em uma estrutura com frequências semelhantes, esse conjunto de ondas viaja a uma velocidade conhecida como velocidade de grupo, conforme ilustrado na Figura 17. A velocidade de grupo pode variar significativamente em função do produto da frequência pela espessura. A velocidade de grupo é a que utilizamos para determinar

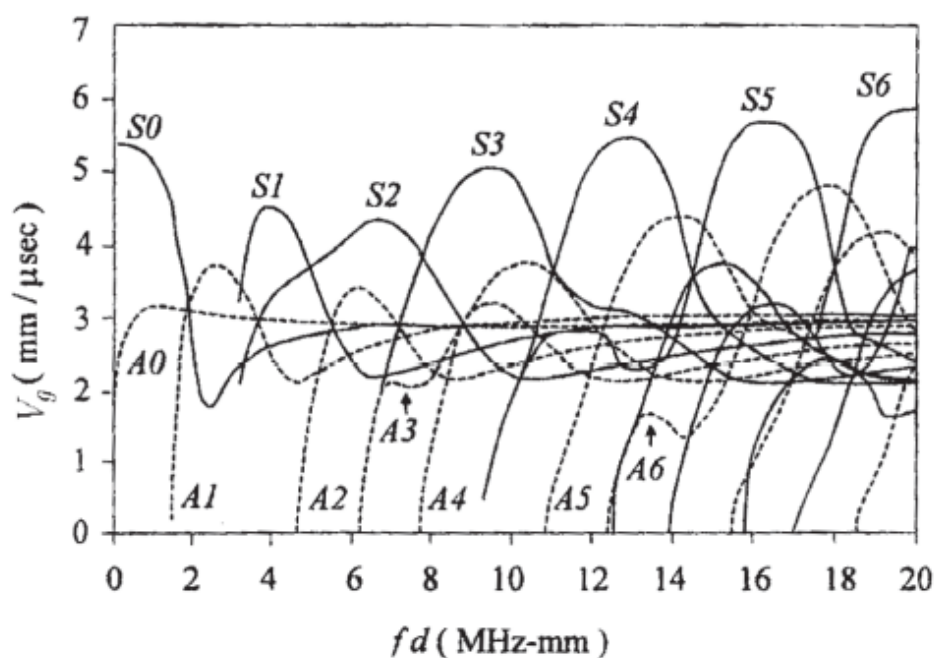
Figura 16 – Curvas de dispersão da velocidade de fase para uma placa de alumínio no vácuo.



Fonte: (CORRÊA, 2014)

a posição de discontinuidades durante inspeções, de maneira geral. A velocidade de grupo é derivada das curvas de velocidade de fase e, portanto, está relacionada com a velocidade de fase por meio de sua inclinação (CORRÊA, 2014).

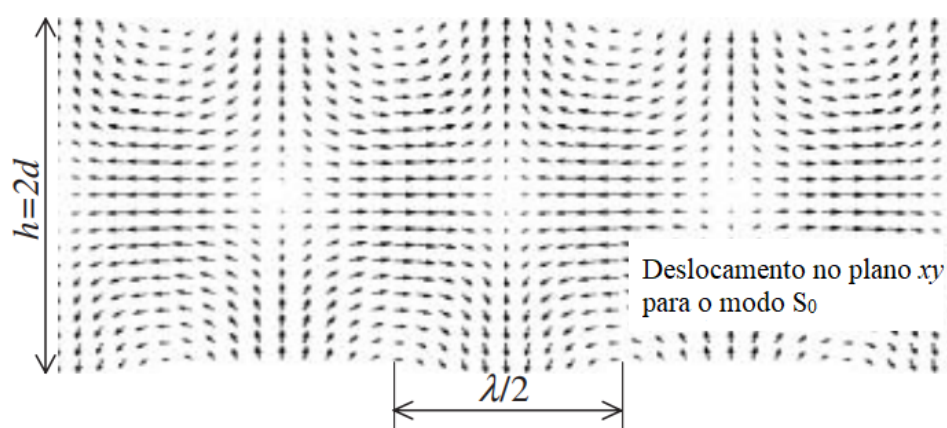
Figura 17 – Curvas de dispersão da velocidade de grupo para uma placa de alumínio no vácuo.



Fonte: (CORRÊA, 2014)

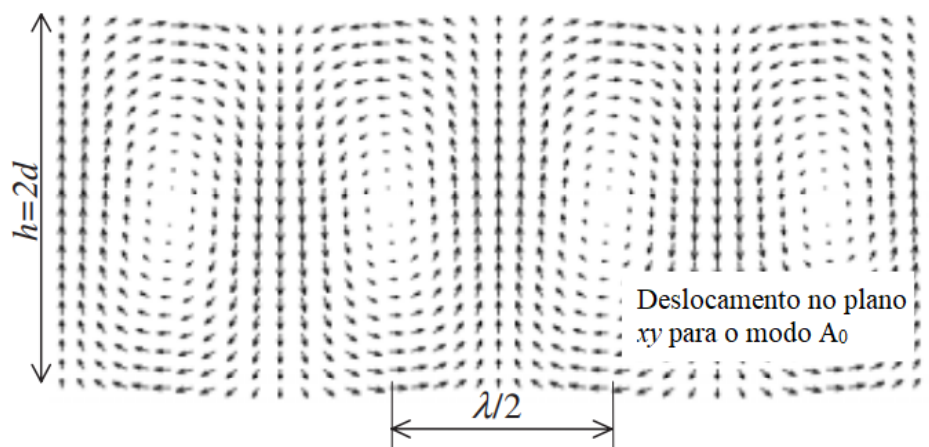
Em baixas frequências, o modo de onda S_0 é quase reto em toda a espessura e se assemelha ao campo de deslocamento da onda longitudinal. Da mesma forma, o modo de onda A_0 se assemelha ao campo de deslocamento de uma onda flexural. Outro fato importante a ser observado é que as ondas de Lamb possuem a dupla característica de serem ondas estacionárias ao longo da espessura e onda viajante ao longo da placa. Para ilustração, as Figuras 18 e 18 mostram os campos de deslocamento típicos dos modos de onda S_0 e A_0 nas direções x e y .

Figura 18 – Campo de deslocamento simétrico para o modo S_0 no plano xy .



Fonte: (GIURGIUTIU, 2005)

Figura 19 – Campo de deslocamento anti-simétrico para o modo A_0 no plano xy .



Fonte: (GIURGIUTIU, 2005)

A propriedade fundamental das ondas lineares é de que qualquer onda pode ser obtida através da simples superposição de ondas monocromáticas separadas, que se propagam de forma individual e independentemente. No entanto, ao considerar a evolução de dano microestrutural, as ondas deixarão de apresentar comportamento exclusivamente linear em suas equações constitutivas, o que levará a uma relação tensão-deformação não linear e equações de movimento não lineares. Nesse cenário, efeitos não lineares, embora muito pequenos, podem se tornar significativos de de

grande aplicação na detecção de danos microscópicos. Devido a estas propriedades das ondas de ultrassom, elas têm sido amplamente exploradas em *non-destructive testing* (NDT) e *Structural Health Monitoring* (SHM) (ROSE, 2014).

2.3.2 Ondas guiadas não lineares

Técnicas de ultrassom não linear são ferramentas com uma poderosa aplicabilidade para detectar alterações microestruturais em materiais diversos. Em comparação com a técnica convencional de ultrassom linear, que é caracterizada pela detecção de descontinuidades de tamanho de onda semelhante ao ultrassom, as técnicas de ultrassom não linear são sensíveis às alterações microestruturais do material em análise. O fenômeno físico subjacente a essas análises envolve ondas de ultrassom propagando-se por guias de onda. A interação entre as ondas e as descontinuidades microestruturais do material resulta na geração de harmônicos superiores. A quantificação desse efeito é realizada por meio do parâmetro de não linearidade acústica, conhecido como β (MATLACK et al., 2015).

Em geral, as estruturas estão constantemente expostas a carregamentos dinâmicos durante sua utilização. Esforços repetitivos levam ao acúmulo de microdeformações em regiões do material, o que resulta no surgimento de microtrincas e, conseqüentemente, na redução da vida útil do componente. A deformação plástica localizada é um efeito causado pelas alterações microestruturais que ocorrem durante o processo de fadiga. Durante esse processo, ocorrem multiplicações, aniquilações e rearranjos das estruturas de discordâncias, conforme apresentado anteriormente neste trabalho. O comportamento e a movimentação das discordâncias são fenômenos extremamente complexos e variam de acordo com a matriz microestrutural e suas complexidades (ZBIB; RHEE; HIRTH, 1998; PHAM et al., 2013; ZHAO; XUAN, 2012).

Os danos microestruturais em estruturas podem estar relacionados ao coeficiente de não linearidade acústica (β), que pode ser interpretado como um indicador de dano, tanto em situações estáticas quanto dinâmicas (ZHANG et al., 2013). O indicador de dano é comumente expresso através do parâmetro de não linearidade acústica (β), como já foi citado, que pode ser definido em termos de quantidades mensuráveis experimentalmente, através da Equação 17

$$\beta = \frac{8A_1}{k^2 A_2^2 x} \quad (17)$$

em que k é o número de onda, x é a distância de propagação e A_1 e A_2 as amplitudes do primeiro e segundo harmônicos, respectivamente, de modo que β pode ser facilmente representado na equação de onda não linear unidimensional logo abaixo, pois

quando β é nulo, temos apenas a porção linear da Equação 17 (CASH; CAI, 2011)

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = c^2 \left(1 - \beta \frac{\partial u}{\partial x} \right) \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}. \quad (18)$$

Porém, a simples relação entre as amplitudes do modo principal gerado e a sua harmônica são utilizadas para o cálculo de β , como apresentado na Equação 19

$$\beta = \frac{A_2}{A_1^2}. \quad (19)$$

Durante as últimas décadas, diversos estudos têm abordado diferentes aplicações relacionadas à geração de harmônicos superiores durante inspeções, em várias condições para a geração de danos nos materiais estudados. O dano causado por carregamentos estáticos foi avaliado utilizando o parâmetro β por autores como Rao et al. (2009), Croxford et al. (2009) e Zhang et al. (2013). Nesse contexto, o parâmetro β apresenta considerável evolução durante a plastificação do material.

Por outro lado, autores como Viswanath et al. (2011) e Zhang et al. (2013) investigaram a evolução da quantidade de discordâncias em processos de conformação a frio, e seus resultados apontaram que discordâncias em cunha intensificam os harmônicos superiores em comparação com as discordâncias helicoidais. No caso da fadiga, Cantrell e Yost (2001) observaram um aumento de 300% no parâmetro de não linearidade após poucos ciclos de fadiga de baixo ciclo, quando comparado com o material em condições iniciais de ensaio. Além disso, Oruganti et al. (2007) notaram um aumento na não linearidade à medida que a densidade de discordâncias aumenta durante a vida em fadiga.

Autores como Valluri, Balasubramaniam e Prakash (2010) e Xiang et al. (2012) utilizaram a técnica de ultrassom não linear para avaliar a evolução do dano gerado na ordem microestrutural durante ensaios de fluência em materiais metálicos. Por fim, o dano causado pela fadiga térmica foi avaliado por Xiang et al. (2011) por meio das ondas guiadas. Nesse caso, o autor observou um aumento da não linearidade com o aumento da densidade de discordâncias, bem como uma diminuição na magnitude de β com o surgimento de defeitos macroscópicos.

2.3.3 Condições para propagação cumulativa de harmônicos superiores

As ondas de Lamb podem aumentar sua amplitude à medida que se propagam, mas isso ocorre apenas sob certas condições. A primeira é o sincronismo, que requer igualdade nas velocidades de fase entre o modo principal e seu harmônico, permitindo a transferência de energia. A velocidade síncrona ocorre quando a onda principal e o segundo harmônico têm velocidades de fase idênticas. A segunda condição para gerar

o segundo harmônico é que sua frequência seja o dobro da onda principal, garantindo sincronização (PRUELL et al., 2009; LIMA; HAMILTON, 2003).

A terceira condição para o crescimento cumulativo do segundo harmônico é que as velocidades de grupo da onda principal e do harmônico gerado devem ser iguais, permitindo a acumulação de energia transferida. Modos não dispersivos, como ondas longitudinais e de Rayleigh, atendem a essas condições. Em altas frequências, há infinitos pares de modos que satisfazem essas condições devido às curvas de dispersão horizontais (PRUELL et al., 2009).

Considerando a importância prática da ressonância interna, reconhecemos a relevância do emparelhamento de velocidades de grupo em medições. A velocidade de grupo representa a velocidade de propagação de "pacotes de onda" finitos com frequências semelhantes, diferente da velocidade de fase. Sinais com diferentes velocidades de grupo variam entre si durante a propagação (MÜLLER et al., 2010). É importante notar que a correspondência das velocidades de grupo entre a onda principal e suas harmônicas ainda é debatida. Teoricamente e experimentalmente, pode não ser necessária, conforme indicado por Deng, Xiang e Liu (2011).

Além do sincronismo, para assegurar a transferência de energia da onda principal para os harmônicos, é fundamental que a onda harmônica seja simétrica, a quarta condição necessária, independentemente da simetria da onda principal. Em termos de caracterização de materiais por meio de métodos não destrutivos, a ressonância interna exata ou aproximada oferece diversas vantagens. O aumento da amplitude resulta em grandes deslocamentos após uma determinada distância de propagação, melhorando a relação sinal-ruído durante as medições (MÜLLER et al., 2010).

3 METODOLOGIA

O desenvolvimento da metodologia será apresentado em três partes. A primeira etapa trata das propriedades microestruturais e mecânicas do material analisado. A segunda parte trata do método para determinação dos modos que serão utilizados, de acordo com a geometria do material analisado. Por fim, as simulações e aplicações das condições para propagação cumulativa de harmônicos superiores.

3.1 CARACTERIZAÇÃO MICROESTRUTURAL E MECÂNICA

Para garantir que o material analisado se encontra em boas condições e que possui uma condição microestrutural homogênea, foi realizada uma série de ensaios para análise microestrutural e mecânica. Além disso, os valores obtidos servirão para parametrizar os ensaios de fadiga, visando atingir uma quantidade de ciclos que possibilite bons intervalos para inspeções através de ondas guiadas. A seguir se encontram os procedimentos e metodologias adotados para estas caracterizações.

3.1.1 Análise química

A análise química foi efetuada em uma amostra retirada do arame de *riser*. Esta amostra foi preparada mediante lixamento para planificação e remoção de possíveis contaminantes e em seguida foi analisada através de espectrometria de emissão ótica, utilizando-se um espectrômetro marca Spectro, modelo Spectrolab.

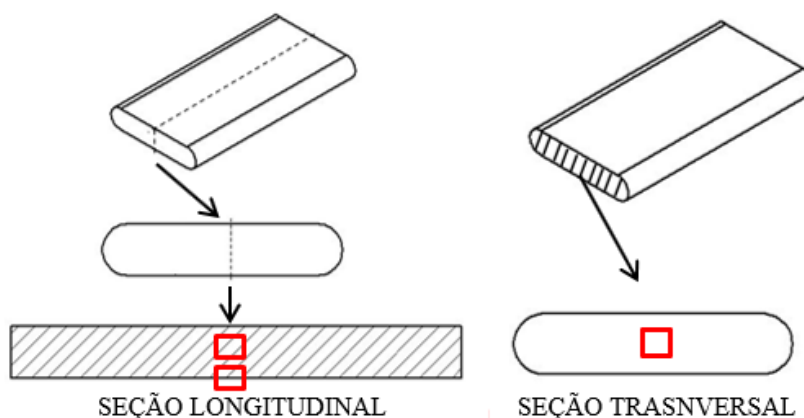
3.1.2 Análise Microestrutural

A análise microestrutural do componente foi realizada nas seções longitudinal e transversal, como mostrado na Figura 20. A amostra foi preparada para observação mediante embutimento em resina termofixa, lixamento e polimento. Para revelar a microestrutura foi realizado o ataque com reativo de Nital 2%. As observações foram efetuadas através de microscopia ótica, utilizando-se um microscópio marca Olympus, modelo BX 51 M com as micrografias obtidas através de câmera digital acoplada ao microscópio.

3.1.3 Análise de inclusões

Juntamente com a análise da composição da microestrutura, a análise de inclusões do material também foi realizada, visto que para os ensaios seguintes é um fator importante. A análise de inclusões foi baseada na norma ASTM E45, método A, porém somente no sentido longitudinal. As observações das inclusões também foram efetuadas através de microscopia ótica, utilizando-se um microscópio marca Olympus,

Figura 20 – Regiões de análise da microestrutura do material.

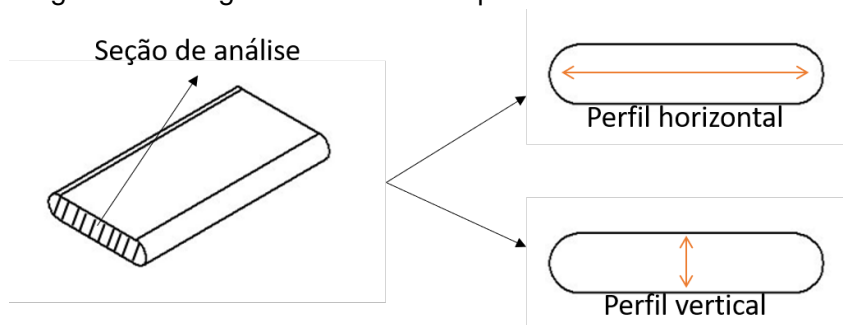


modelo BX 51 M com as micrografias obtidas através de câmera digital acoplada ao microscópio.

3.1.4 Ensaio de perfil de dureza HRC

O ensaio de dureza foi realizado nas amostras utilizando-se um durômetro automático marca EMCO-TEST Prüfmaschinen GmbH, modelo DV 30, na escala Rockwell C (HRC), baseando-se nas normas ABNT NBR NM-ISO 6508 e ASTM E18. O espaçamento entre cada medida foi de 0,5 mm, sendo as análises realizadas em uma seção transversal do arame de tração, como pode ser visto na Figura 21, em que um perfil foi traçado na direção horizontal (vinte e oito pontos analisados) da seção e outro na seção vertical (doze pontos analisados).

Figura 21 – Regiões de análise do perfil de dureza do material.



3.1.5 Ensaios de tração

Os ensaios foram realizados em uma máquina eletromecânica da marca americana INSTRON, modelo 5585HQ, como mostra a Figura 22, em que os arames foram submetidos a uma taxa de carregamento de 1,00 mm/min, no sentido de carregamento axial. Uma base de medida de comprimento inicial (l_0) de 130 mm foi utilizada para a

determinação do valor do alongamento dos corpos de prova. Os valores de deformação foram calculados com a utilização de um extensômetro embutido no equipamento de ensaio, sendo os valores calculados a partir da relação $\varepsilon = L_0/\Delta L$; em que ε é a deformação; L_0 o tamanho da abertura inicial do extensômetro, com valor fixo de 25 mm, e ΔL é a variação na abertura do extensômetro conforme o carregamento é aplicado. Já os valores de tensão são calculados pela relação $\sigma = T/A$, em que σ é a tensão, T é a carga aplicada no material e A a área da seção útil do material ensaiado. Para o cálculo da tensão de escoamento, um *offset* de 0,2% em relação à origem e com mesma inclinação da região linear de cada ensaio foi traçado para detectar o ponto de intersecção das curvas e determinação do valor de escoamento do material. Já para o cálculo do valor de limite de resistência do material se deu através do valor máximo de tensão suportada pela amostra durante o ensaio.

Figura 22 – Equipamento de ensaios de tração com uma das amostras de armadura de tração posicionada.



Para realização dos ensaios de tração, as amostras foram ensaiadas na geometria original do arame de armadura de tração, sem a realização de uma redução de seção nas amostras.

3.1.6 Ensaios de fadiga

Os ensaios de fadiga foram realizados em uma máquina servo-hidráulica da marca MTS, modelo 810, com capacidade de 100 kN. As amostras foram fixadas

no equipamento por meio de garras hidráulicas, onde pares de castanhas prendiam as amostras em suas extremidades, aplicando pressão para garantir que não escorregassem durante os ensaios. Dado que as amostras na região de fixação estavam sujeitas a uma condição de carregamento diferente do restante, devido ao aperto das castanhas, optou-se por conduzir os ensaios de fadiga em amostras de arame de armaduras de tração com uma leve redução de seção. Inicialmente, as amostras possuíam dimensões de 14x6 mm, e foram reduzidas para uma seção útil de 12x6 mm. Essa geometria foi escolhida para assegurar que a falha ocorresse na região de interesse durante o ciclo de fadiga. Os valores de tensão aplicados nos ensaios de fadiga foram determinados com base nos ensaios de tração prévios, de modo a submeter o material à fadiga de baixo ciclo, correspondendo a 70% da tensão de escoamento, o que garante uma boa janela para realização dos ciclos de fadiga e inspeções. Os ensaios de fadiga foram conduzidos intercaladamente com as aquisições na bancada de interferometria, permitindo a avaliação da evolução do dano por fadiga por meio da técnica de ondas guiadas não lineares, portanto o percentual adotado visa também evitar que o material alcance vida infinita em fadiga .

3.2 MÉTODO SEMI-ANALÍTICO DE ELEMENTOS FINITOS

Assim como nos elementos finitos convencionais em um plano, esse método depende da discretização da seção transversal do guia de ondas, mas também admite um termo de propagação harmônica ao longo de sua direção axial (neste caso, z). Sua formulação aparece na Equação 20, onde o subscrito e indica o domínio do elemento. A matriz de interpolação elementar N depende apenas das variáveis planas x e y , e sua forma varia com o número de nós M e o tipo de elemento. A dimensão total de N é $3 \times 3M$, enquanto U compreende os componentes nodais do elemento em um vetor de dimensão $3M \times 1$. O elemento usado neste trabalho é quadrado, isoparamétrico, com quatro nós ($M = 4$) e dois pontos de Gauss.

$$u(x, y, z, t)_e = \begin{bmatrix} u_x(x, y, z, t) \\ u_y(x, y, z, t) \\ u_z(x, y, z, t) \end{bmatrix}_e = N_e(x, y)U_e(x, y) \exp [i(kz - \omega t)] \quad (20)$$

O cálculo das matrizes de rigidez e massa é semelhante ao de um método tradicional de elementos finitos. Sua matriz de derivadas B possui um componente real e um imaginário, em que este último surge ao derivar o termo harmônico ao longo do eixo

z , como mostra a Equação 21.

$$\epsilon_e = \left[L_x \frac{\partial}{\partial x} + L_y \frac{\partial}{\partial y} + L_z \frac{\partial}{\partial z} \right] N_e U_e \exp [i(kz - \omega t)] = (B_1 - ikB_2) U_e \exp [i(kz - \omega t)] \quad (21)$$

onde $B_1 = L_x N_{,x} + L_y N_{,y}$ e $B_2 = L_z N$. Usando o princípio variacional combinado com as matrizes elementares de massa e rigidez, o balanço do elemento finito se torna

$$(k_1^e + ikk_2^e + k^2k_3^e - \omega^2m_e) U_e \quad (22)$$

Os termos k_1 , k_2 , k_3 e m são definidos na Equação 23, onde C representa a matriz constitutiva 6x6 do material. Deve-se observar que essa formulação SAFE só pode ser aplicada em materiais com variações de propriedades no plano, como materiais isotrópicos e transversalmente isotrópicos.

$$\begin{aligned} k_1^e &= \int_{\Omega^e} B_1^T C B_1 d\Omega^e \\ k_2^e &= \int_{\Omega^e} B_2^T C B_1 d\Omega^e - \int_{\Omega^e} B_1^T C B_2 d\Omega^e \\ k_3^e &= \int_{\Omega^e} B_2^T C B_2 d\Omega^e \\ m^e &= \int_{\Omega^e} N^T C N d\Omega^e \end{aligned} \quad (23)$$

As matrizes globais do modelo são construídas a partir da Equação 22. A parte imaginária do termo global K_2 é removida por meio de uma matriz de transformação T , que contém a parte imaginária na posição do componente z , eliminando assim as partes imaginárias de K_2 , mas mantendo inalteradas as outras matrizes. Esse procedimento é necessário para que o sistema permaneça um problema de autovalor real, que é o único tipo que a maioria dos solucionadores comerciais consegue lidar. O resultado final é um problema de autovalor-autovetor com múltiplos graus de liberdade, em que a matriz de rigidez total é uma função do número de onda k , conforme a Equação 24. Descrições mais detalhadas desse método são fornecidas em (VIOLA; MARZANI; BARTOLI, 2007; AHMAD; VIVAR-PEREZ; GABBERT, 2013; NIELSEN, 2015), incluindo as funções de simplificação aplicáveis a geometrias "padrão", como placas e tubos.

$$[K_1 + kK_2 + k^2K_3 - \omega^2M] U = [K(k) - \omega^2M] U = 0 \quad (24)$$

3.3 VALIDAÇÃO NO EQUIPAMENTO DE INTERFEROMETRIA

Foram levantadas medidas experimentais de campos acústico para validação dos resultados dos modelos numéricos utilizados no estudo dos parâmetros de emissão. Para isso, foi utilizado o método de interferometria laser em uma bancada.

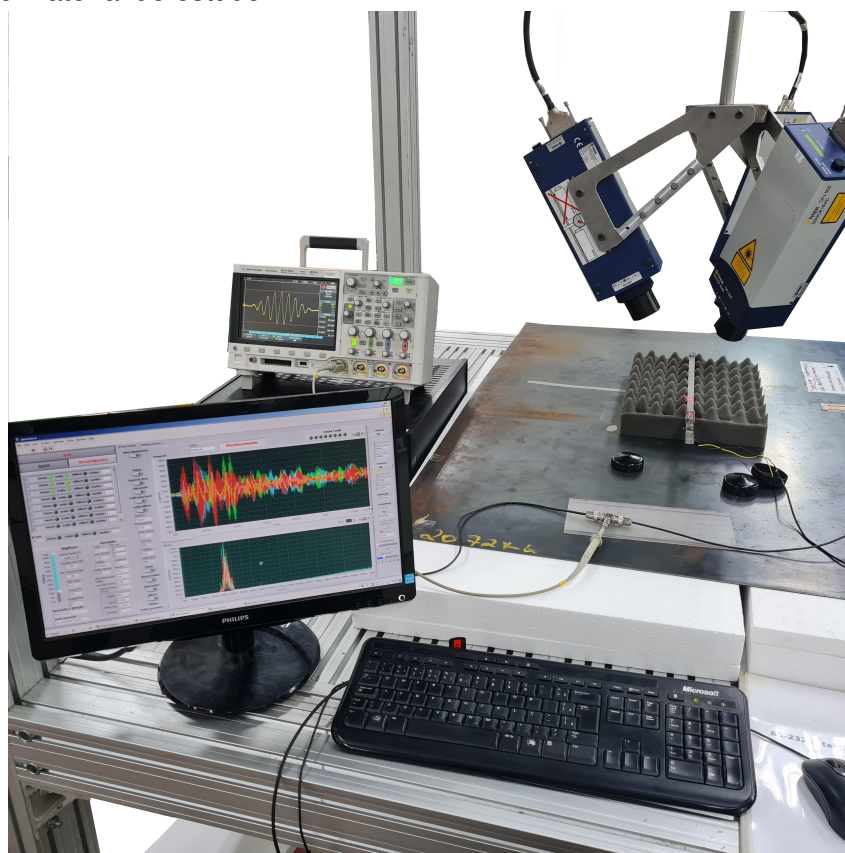
3.3.1 Bancada de interferometria

A bancada é construída com perfis de alumínio, desde sua estrutura até a mesa de posicionamento da amostra. Ela possui uma considerável massa, o que auxilia na redução da captação de vibrações externas, além de contar com um sistema passivo de amortecimento nos pés. Na parte superior, possui um sistema de posicionamento semelhante a uma ponte rolante, com a adição de um braço vertical controlável. Todos os movimentos são controlados por motores de passo, que são acionados por um computador industrial NI PXIe-8108 da National Instruments. O controlador da bancada também inclui uma placa de geração de sinais arbitrários NI PXI-5422 para os pulsos utilizados nos testes. Além disso, o sistema opera com uma placa de digitalização de 8 canais NI PXI-5105 para a digitalização dos sinais dos vibrômetros. O software usado para controlar os movimentos dos lasers, adquirir dados e gerar pulsos foi desenvolvido pelo Grupo de Ensaios Não Destrutivos do LAMEF/UFRGS em linguagem LabView.

Na bancada, estão instalados três interferômetros ópticos no braço, que são usados para ler a velocidade de movimento superficial. Esses interferômetros estão posicionados de modo que seus feixes incidam a 30 graus com relação ao vetor normal ao plano da mesa, mantendo um ângulo de 60 graus entre os dois feixes. Os feixes incidem sobre a mesa com ângulos nesse plano de 120°. Os interferômetros utilizados são da marca Polytec, que emprega um conceito modular em seus equipamentos. Cada sistema é composto por uma unidade de controle (OFV-5000), um decodificador digital de banda larga de velocidades (VD-09) e um cabeçote sensor classe 2 (OFV-505). A Figura 23 ilustra o equipamento mencionado.

O sensor tem a capacidade de medir a velocidade em um ponto focal com aproximadamente 18 μm de diâmetro, a uma distância ótima de 438 mm, por meio do efeito Doppler, medido a partir da interferência da luz refletida com a luz emitida pelo emissor. O movimento na superfície do material testado gera pequenas variações na frequência captada, que são demoduladas pelo decodificador e amplificadas para um estágio de filtro, de forma que a medida de cada interferômetro representa a projeção do vetor velocidade na direção do feixe. Posteriormente, o sinal é disponibilizado em uma saída analógica por meio de um conector BNC de 50 Ohms. As saídas estão conectadas à placa de digitalização do controlador da bancada. A Polytech recomenda o uso de uma fita reflexiva autoadesiva para a melhoria do sinal recebido. Portanto,

Figura 23 – Bancada de interferometria utilizada para análise dos deslocamento na superfície do material de estudo.



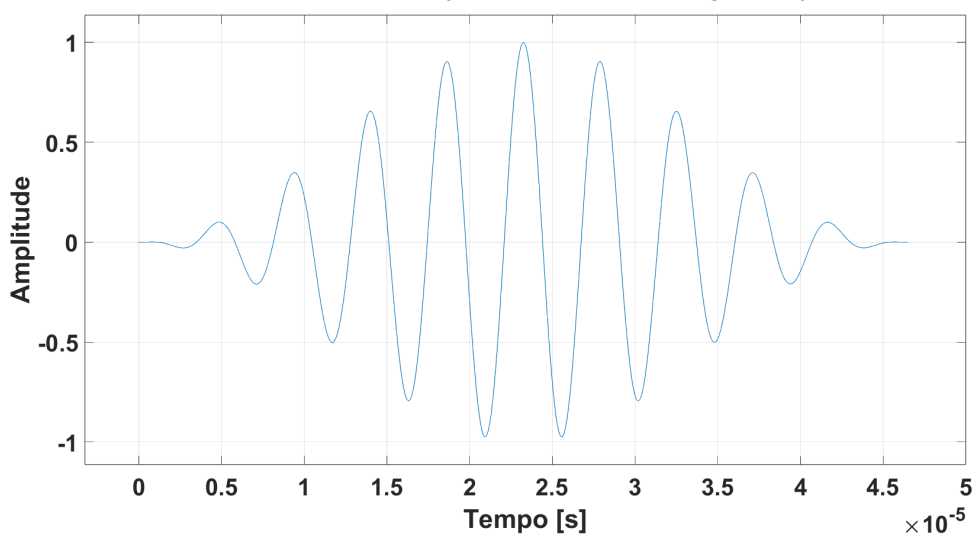
uma faixa dessa fita foi aplicada à superfície de medição. Com esse arranjo, o sistema é sensível a movimentos em três dimensões. Para transformar os resultados descritos nas direções dos feixes em direções paralelas e normais à mesa, pode-se realizar uma transformação de base para coordenadas cartesianas.

Para validar o método numérico utilizado na obtenção das curvas de dispersão e verificar a eficácia da instrumentação selecionada, uma análise das velocidades na superfície da amostra foi realizada. Para este fim, utilizou-se a bancada de interferometria a laser, apresentada na Figura 23 e descrita acima. As análises foram realizadas na região central da superfície, onde a largura é máxima, e medidos as velocidades a cada 2,5 mm, em intervalos sucessivos, cobrindo uma distância total de 250 mm. Para excitar a amostra e gerar os modos propagantes no material, foi gerado um pulso de onda no formato *toneburst* de 10 ciclos, utilizando um janelamento Hanning e uma frequência central definida para cada uma das condições que são apresentadas posteriormente, como ilustrado na Figura 24, usando a placa de geração de ondas do equipamento acima descrito.

Após a emissão e aquisição dos resultados, segue-se a etapa de processamento dos sinais obtidos e análise dos modos de propagação. Nesse contexto, empregou-se a Transformada Rápida de Fourier Bidimensional (FFT2D), um algoritmo eficaz para calcular a Transformada de Fourier Discreta de uma matriz bidimensional. A FFT2D

representa uma extensão da FFT unidimensional para o domínio bidimensional. Esse processo de transformação é dividido em duas etapas: a transformação ao longo das linhas e a transformação ao longo das colunas da matriz. O resultado da aplicação do algoritmo descrito acima, neste caso, é o mapa/malha que relaciona o número de onda vs a frequência. Para obter informações mais detalhadas sobre o método aplicado, é possível consultar o trabalho de Alleyne e Cawley (1991), onde o método é explicado de maneira abrangente.

Figura 24 – *Toneburst* de 10 ciclos com janelamento Hanning e frequência de 215 kHz.

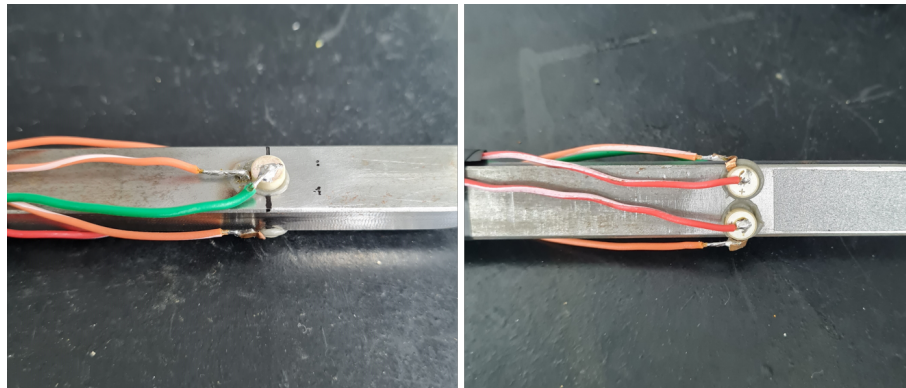


3.3.2 Instrumentação

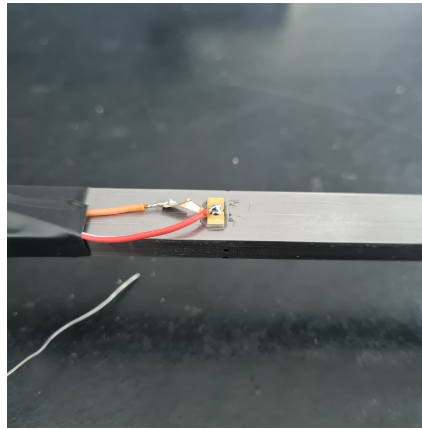
A excitação de ondas guiadas é comumente realizada utilizando elementos piezoelétricos, pois são dispositivos de baixo custo, compactos, operados por eletrônicos relativamente simples e econômicos, e geram sinais com boas relações sinal-ruído (CLARKE et al., 2009). Esses elementos são eficazes na geração de diversos modos, pois, ao se juntarem elementos piezoelétricos em forma de disco, polarizados através da espessura e com diâmetro substancialmente menor que o comprimento de onda, podem atuar como uma fonte quase pontual. Portanto, para a geração das ondas neste trabalho, foram utilizados três piezoelétricos de titanato zirconato de chumbo (*PZT-5A*) com 5 mm de diâmetro e 2 mm de espessura, polarizados nesta última, visando a geração específica de modos flexurais, modos estes que serão analisados através das aquisições na bancada de interferometria.

Além da instrumentação mencionada anteriormente, adotou-se uma segunda disposição de sensores, mas desta vez com o objetivo de gerar outro modo de propagação específico. Para isso, optou-se por unir dois *PZT-5A* retangulares com área de 6x3 mm e 1 mm de espessura, polarizados no sentido da aresta de 3 mm, para realizar parte dos ensaios. Os sensores posicionados podem ser visualizados na Figura 25.

Figura 25 – Instrumentações adotadas para os diferentes modos selecionados



(a) Instrumentação direcionada para o modo B_1^x .



(b) Instrumentação direcionada para o modo L_1 .

3.4 ANÁLISE DE PROPAGAÇÃO CUMULATIVA DO SEGUNDO HARMÔNICO

Para avaliar a propagação cumulativa do segundo harmônico no guia de onda, foi estabelecida uma relação entre a amplitude de energia do modo principal e a amplitude de energia do modo harmônico, conforme a Equação 19. Primeiramente, uma análise das condições do material sem aplicação de dano por fadiga foi realizada, visando avaliar a propagação cumulativa do sinal emitido conforme há um aumento no tempo de propagação do sinal na amostra.

A segunda etapa consiste em avaliar como o indicador de dano β evolui com a adição dos ciclos de fadiga no material, mas mantendo a abordagem anterior de avaliar o a evolução do β com o aumento do tempo de propagação do sinal. Para ambas etapas, foram analisados o comportamento de dois pares de modos. A relação entre os modos longitudinal de ordem 1 (L_1) e longitudinal de ordem 2 (L_2), como também a relação entre e os modos flexurais em x de ordem 1 (B_1^x) e flexurais em y de ordem 1 B_1^y .

4 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Neste capítulo serão apresentados os resultados obtidos através de simulações do comportamento das ondas guiadas no guia de onda selecionado, o arame de armadura tração de *riser* flexível, seguindo a metodologia apresentada no capítulo anterior. A validação dos resultados e aplicação das condições de propagação cumulativa foram feitas através de ensaios mecânicos, com o intuito de induzir dano por fadiga no material, seguidos de uma avaliação do comportamento não linear do guia de onda.

4.1 CARACTERIZAÇÃO MICROESTRUTURAL E MECÂNICA

De forma a garantir que o material analisado esteja livre de imperfeições que possam afetar os resultados de alguma forma, uma sequência de ensaios de caracterização mecânica e microestrutural foram realizados e estão descritos abaixo.

4.1.1 Análise Química

A composição química da amostra do arame apresentou-se similar a de uma liga de aço ao carbono SAE 1030, porém com um pouco mais de carbono do que a faixa de composição sugere, que é entre $0,27\% < C < 0,34\%$. Esse valor um pouco mais elevado de carbono o deixa dentro da faixa de composição química dos aços ao carbono da norma SAE 1035.

Tabela 2 – Resultado da análise química.

Elemento	Quantidade em massa [%]
C	0,3728
Si	0,2219
Mn	0,810
P	0,009
S	0,0018
Cr	0,0773
Mo	<0,005
Ni	<0,005
Al	0,0435
Co	<0,01
Cu	<0,01
Nb	<0,001
Ti	<0,001
V	<0,001

Os aços SAE 1035 possuem $0,31\% < C < 0,38\%$ e $0,60\% < Mn < 0,90\%$, sendo assim, a composição química encontrada é muito semelhante aos aços desta categoria, que é considerado um aço de médio/baixo carbono. Do ponto de vista comercial,

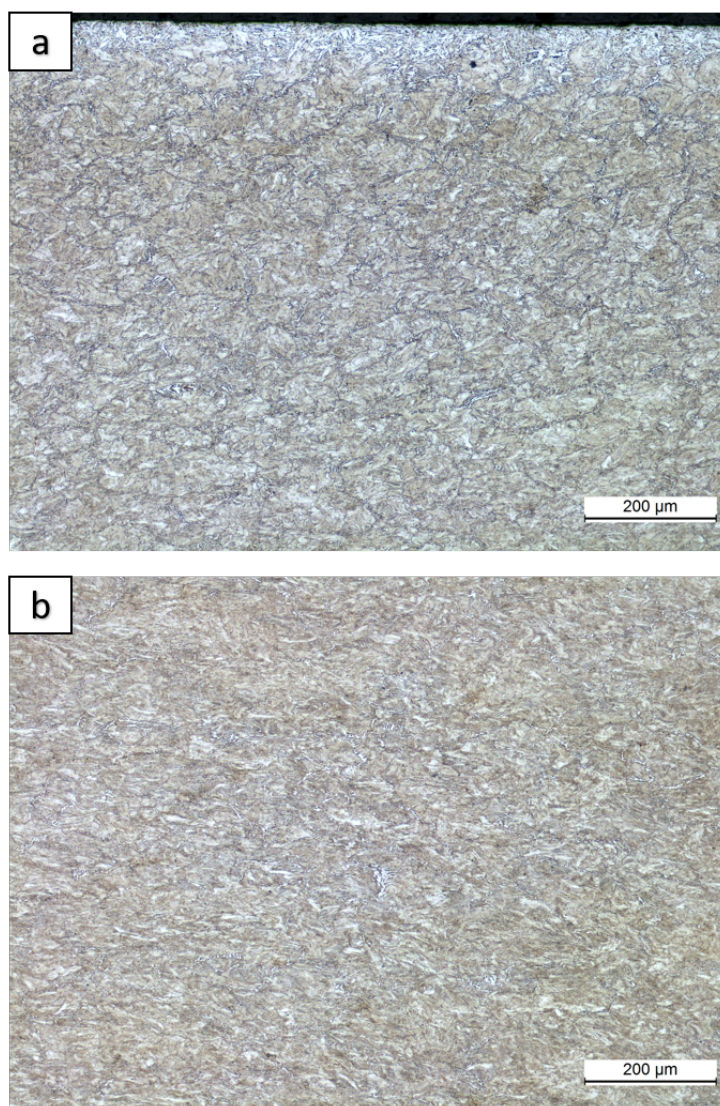
é muito comum no mercado aços com esta composição. Os reflexos do médio/baixo teor de carbono nas características microestruturais e mecânicas do material serão apresentados nas próximas seções.

A seleção de um arame de *riser* com um teor menor de carbono foi proposital, visto que a estrutura ferrítica predominante acaba por acomodar uma quantidade maior de discordâncias, podendo assim destacar o aumento da não-linearidade do material no começo da etapa de introdução de dano por fadiga.

4.1.2 Análise metalográfica

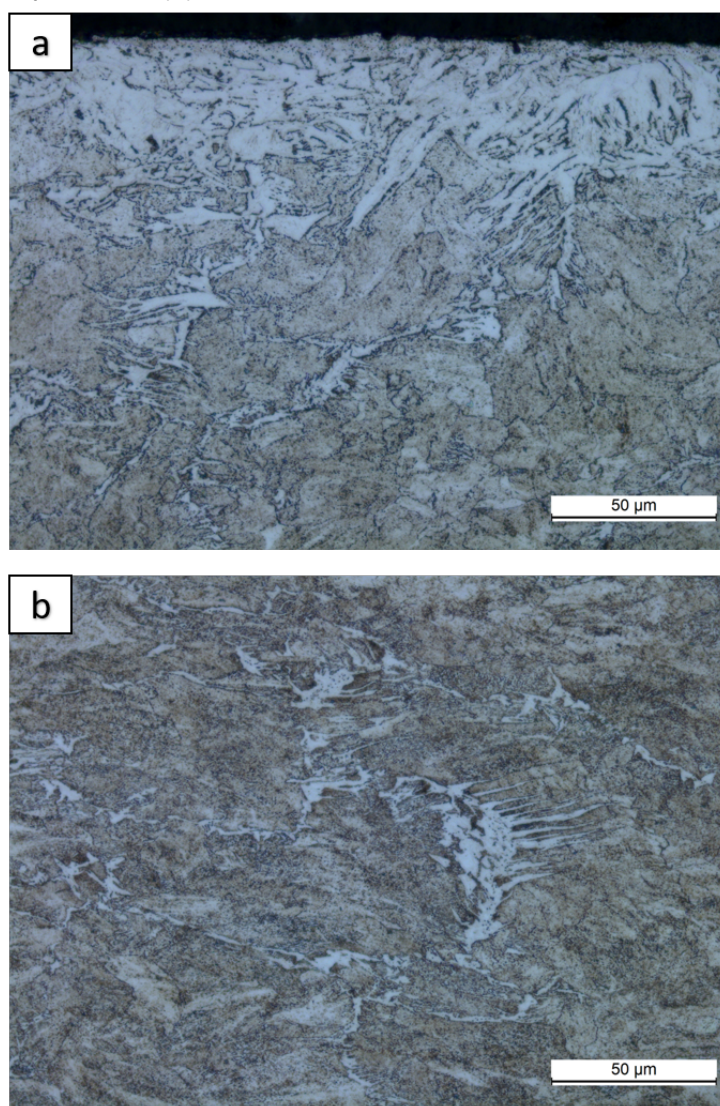
Os resultados obtidos nas análises metalográficas convergem com a composição química encontrada anteriormente, pois foi observado uma matriz que é predominantemente ferrítica e com uma considerável quantidade de carbonetos dispersos.

Figura 26 – Fotomicrografias da seção transversal do arame com aumento de 100x na região da (a) superfície e (b) do núcleo.



A provável origem dos carbonetos dispersos, e bem distribuídos, se dá pelo processo de conformação a frio que o arame de tração é submetido para atingir a geometria ideal para sua aplicação nos *risers* flexíveis. Essa configuração, por sua vez, acarreta em alterações mecânicas positivas. Porém, tanto na Figura 26 (a), como na Figura 27 (a) é notável uma zona de descarbonetação próxima à superfície do material, o que se reflete em uma quantidade menor de carbonetos dispersos nesta região e, como será visto mais a frente, uma menor dureza e resistência superficial.

Figura 27 – Fotomicrografias da seção transversal do arame com aumento de 500x na região da (a) superfície e (b) do núcleo.



A grande quantidade de carbonetos, relativamente finos e dispersos, na matriz ferrítica agrega boas propriedades ao aço, pois os carbonetos agem como mecanismo de frenagem para a movimentação das discordâncias no material, melhorando suas propriedades mecânicas. Porém, a ausência de outros elementos de liga, junto ao teor baixo de carbono, acabam limitando os valores que podem ser alcançados nas propriedades mecânicas do aço, como limite de escoamento, dureza e limite de resistência.

A Figura 26 (b) e a Figura 27 (b) apresentam uma condição microestrutural que revela, em parte, o tratamento térmico no qual a amostra possivelmente foi submetida. Em sua matriz, nota-se a presença de ferrita de Widmanstätten, que é característica de um processo lento de resfriamento. Partindo da austenita, a ferrita acaba se formando primeiro nos contornos de grão e, então, ocorre o processo de difusão do carbono para a região central do grão, que ainda se encontra na fase austenítica e tem maior capacidade para acomodar os átomos de carbono. Este processo acaba por gerar a ferrita de Widmanstätten, que é dependente da difusão do carbono para austenita ao longo do processo (WATSON, 1970). Portanto, devido ao possível resfriamento lento durante o tratamento térmico, há poucas chances de encontramos martensita na microestrutura do aço, pois unido ao médio/baixo teor de carbono e baixo teor de liga, a temperabilidade do material é muito baixa.

Partindo para análise da micrografia da seção longitudinal, apresentada na Figura 28, pode-se notar um alongamento nas fases presentes e, por consequência, nos grãos da microestrutura, apesar de não serem facilmente visualizados devido ao ataque com reagente Nital 2%. Este efeito já era esperado, pois o alongamento das fases segue a direção na qual o material foi laminado durante sua fabricação. Além do alongamento das fases, a região do núcleo da seção longitudinal não apresenta segregação de elementos que possam prejudicar os valores de resistência do material e fragilizá-lo, como também não foram encontradas a presença de inclusões nas regiões analisadas.

Por fim, a análise metalográfica apresenta uma microestrutura condizente com a composição química do material, como também as características do processo de laminação que o material foi submetido para alcançar a geometria desejada. Temos uma matriz ferrítica com carbonetos dispersos, este último oriundo da quebra das lamelas de cementita durante o processo de conformação citado.

4.1.3 Ensaios de dureza

Os ensaios de dureza demonstram que temos uma leve variação de dureza ao longo da seção analisada, justificada através da zona de descarbonetação existente, como foi demonstrado acima. Tal condição não afeta de maneira significativa as propriedades do material, relativas à dureza, ao longo da seção em ambas as direções. A Figura 29 ilustra o comportamento na seção analisada, já a Tabela 3 apresenta uma médias dos valores obtidos em cada direção.

Nota-se que há um valor superior de dureza na região central do arame, o que já era esperado devido ao processo de produção do material visto que há um grande encruamento, além de um refinamento maior na microestrutura da região. Além disso, a descarbonetação também influencia nessa variação ao longo da seção. Em geral, os

Figura 28 – Fotomicrografias da seção longitudinal do arame com aumento de (a) 100x e (b) 500x.

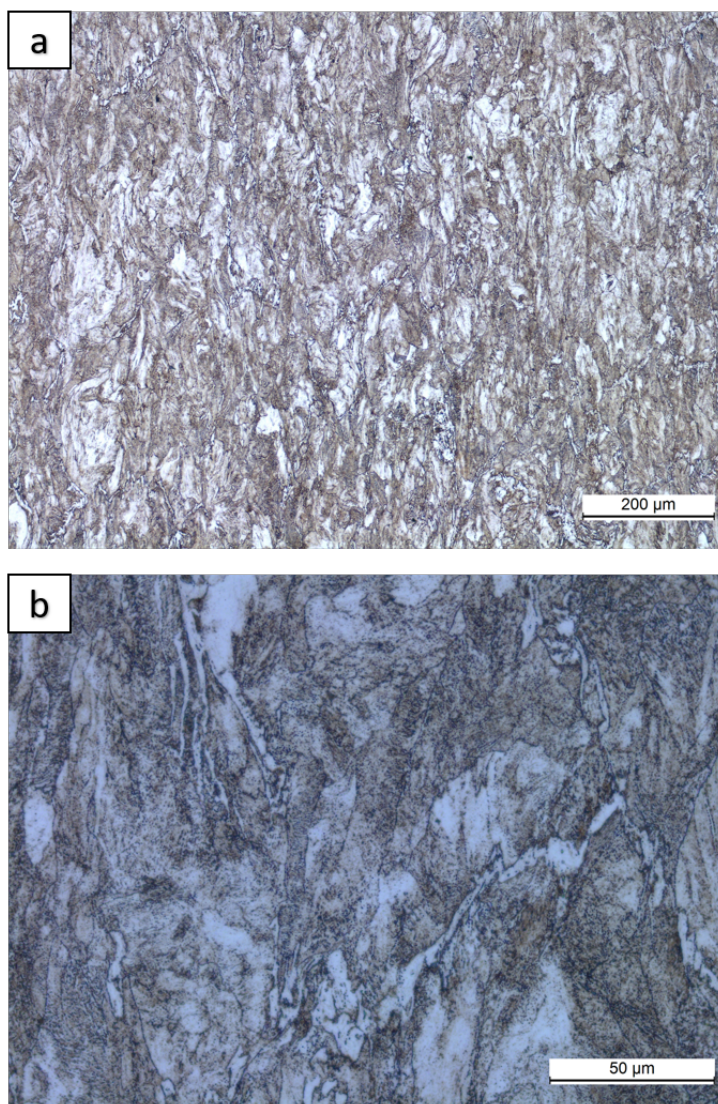
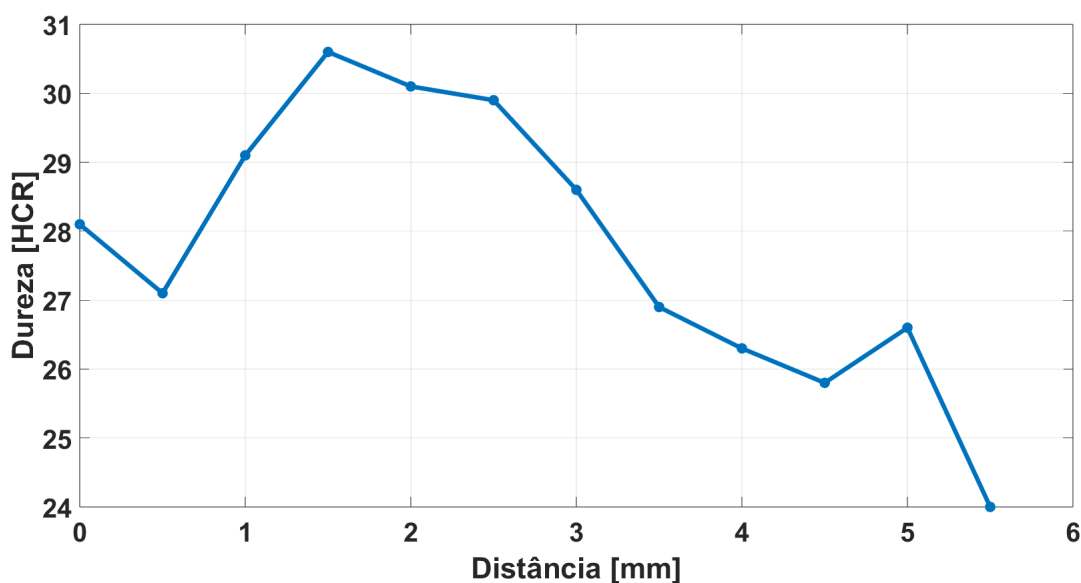


Tabela 3 – Valores médios obtidos nos ensaios de dureza Rockwell C para as direções horizontal e vertical.

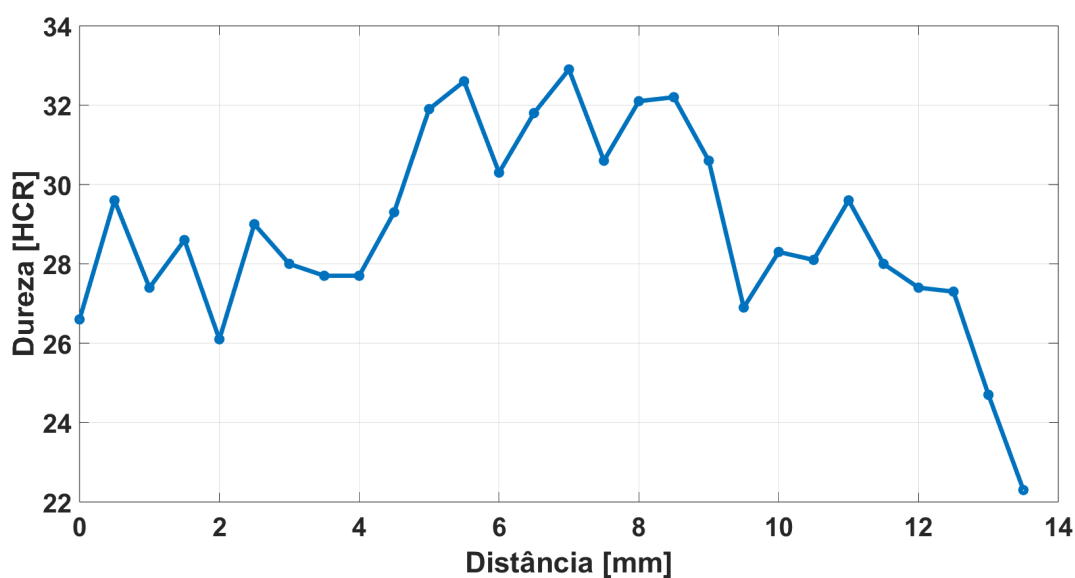
Direção	Dureza média [HRC]
Horizontal	28,8
Vertical	27,8

valores de dureza esperados para um aço SAE 1035 são consideravelmente menores do que o apresentado pelo material analisado, mas devido ao elevado encruamento do material durante o processo de conformação à frio para obtenção da sua geometria, os valores de dureza são acrescidos de forma considerável. A dureza de um aço SAE 1035 pode variar dependendo do tratamento térmico ao qual foi submetido. Se o aço SAE 1035 passar por um processo de têmpera e revenimento, é possível alcançar uma dureza de aproximadamente 15 a 20 HRC. Essa faixa de dureza é comumente obtida para aplicações em que é necessário um equilíbrio entre resistência e tenacidade.

Figura 29 – Resultados dos ensaios de dureza Rockwell.



(a) Perfil de vertical de dureza [HRC].



(b) Perfil horizontal de dureza [HRC].

4.1.4 Ensaios de tração

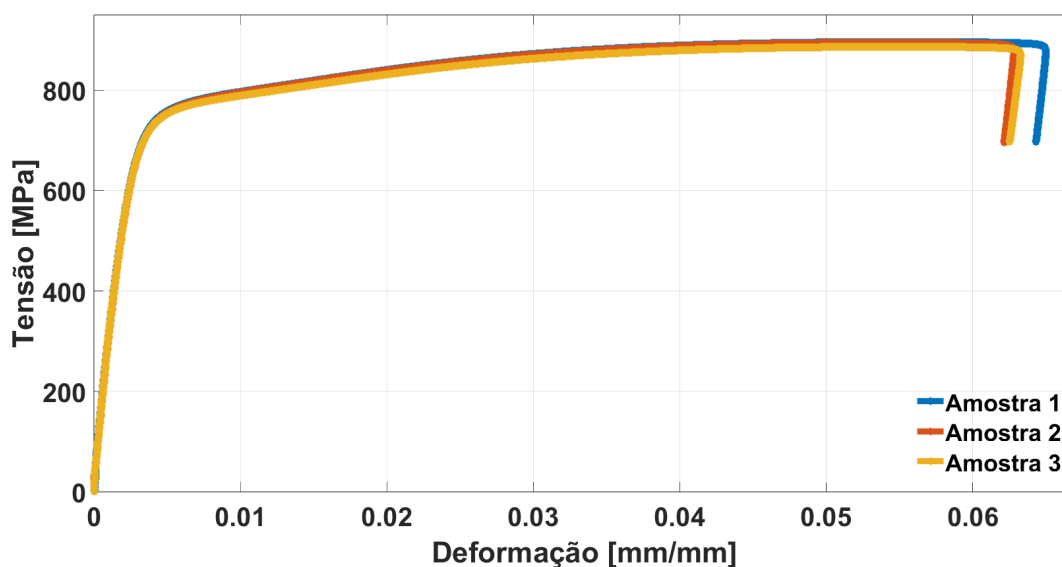
Os resultados obtidos nos ensaios de tração estão apresentados na Tabela 4, a seguir, as curvas de tensão em função da deformação são ilustradas na Figura 30. Uma análise dos resultados revela que o material exibe um alto grau de encruamento, demonstrando um modesto aumento na resistência ao deformar-se plasticamente. No entanto, o material exibe uma ductilidade considerável em comparação com arames de maior resistência mecânica, absorvendo uma quantidade significativa de energia e sofrendo um alongamento médio de cerca de 10,9%. Além disso, os valores de tensão de escoamento e limite de resistência estão em conformidade com a composição química.

mica e a microestrutura do material. No gráfico, também é notável a presença de um retorno elástico imediatamente após o limite de resistência, ocorrendo ligeiramente antes da ruptura do material. Isso se deve ao fato de que o retorno elástico ocorre na região abrangida pelo extensômetro, uma vez que a ruptura efetiva do material ocorre em algum ponto fora do alcance do extensômetro. Esse fenômeno não invalida o ensaio, uma vez que os valores calculados para a tensão de escoamento e a tensão de ruptura são determinados antes dessa região mencionada.

Tabela 4 – Resultados dos ensaios de tração.

Amostra	Tensão de escoamento [MPa]	Limite de resistência [MPa]	Alongamento [%]
01	756	896	11,1
02	754	894	11,0
03	748	886	10,5
Média	753	892	10,9

Figura 30 – Curvas de tensão x deformação obtidas através dos ensaios de tração em três amostras de arame.



De maneira semelhante ao que foi observado nos valores de dureza do material, os valores de tensão de escoamento e limite de resistência são superiores aos valores tabelados para o aço SAE 1035. Os valores médios de tensão de escoamento e limite de resistência para o aço SAE 1035 são, respectivamente, de 415 MPa e 595 MPa. Os valores encontrados para a tira de *riser* flexível são aproximadamente 81% maiores para a tensão de escoamento e cerca de 50% maiores para o limite de resistência. No entanto, devido aos elevados valores de encruamento, a ductilidade do material é afetada, resultando em uma queda de aproximadamente 56% nos valores esperados de alongamento para esse tipo de aço. Esse ganho de resistência, juntamente com a perda de tenacidade, é justificado pelo processo de fabricação, que gera

uma grande quantidade de carbonetos finos e dispersos na matriz ferrítica, além de introduzir muitas discordâncias.

4.2 PROPAGAÇÃO DE ONDA

A apresentação dos resultados começam pelas análises numéricas, avaliando o comportamento dos modos no guia de onda estudado para posterior seleção da frequência de trabalho e, em sequência, uma análise para validação das curvas de dispersão é feita. Após isso, a avaliação da propagação cumulativa ocorre, em que os modos selecionados são avaliados quanto à sua magnitude após um aumento no tempo de propagação. Por fim, a relação entre os ciclos de fadiga e o parâmetro de não linearidade é realizada.

4.2.1 Curvas de dispersão em barra de seção retangular

Através do método semi-analítico de elementos finitos, as curvas de dispersão do número de onda para um arame de seção transversal de 12x6 foram geradas, como também as curvas de dispersão para a velocidade de fase, onde as Figuras 31 e 32 ilustram, respectivamente, o comportamento dos modos propagantes no guia de onda. Diferente de quando avaliamos ondas guiadas em chapas infinitas, as barras costumam ter simetria em ambos os lados de sua seção transversal, de forma que podemos classificar os modos propagantes em três categorias: modos longitudinais, modos torsionais e modos flexurais (ZUO; ZHOU; FAN, 2016; GROTH, 2016). Os modos longitudinais possuem formas simétricas e tensões também, em relação aos eixos x e y . Os modos torsionais apresentam deformação cisalhante na barra, com deslocamentos e tensões antissimétricas em relação aos eixos x e y . Já nos modos flexurais, deslocamentos e tensão são simétricos ao eixo x e eixo y e antissimétricos em relação ao outro eixo (ZUO; ZHOU; FAN, 2016). A nomenclatura adotada para os modo longitudinais é L_n , para modos torsionais é T_n , em que o subscrito n representa a ordem do respectivo modo. Já para os modos flexurais, além do subscrito n há a necessidade da adoção de um sobrescrito x e y , visto que o modo ocorre em relação a ambos os eixos, sendo então representado por B_n^x e B_n^y .

4.2.2 Verificação das condições de não linearidade

Ao analisar as curvas de dispersão da velocidade de fase dentro de uma faixa de frequências que varia de 180 kHz a 220 kHz, observa-se a presença de vários pontos que atendem às condições para a propagação cumulativa de harmônicos superiores. Essa observação pode ser visualizada na Figura 33, na qual a escolha da faixa de

Figura 31 – Curvas de dispersão para o número de onda em um arame de *riser* com geometria 12x6 mm.

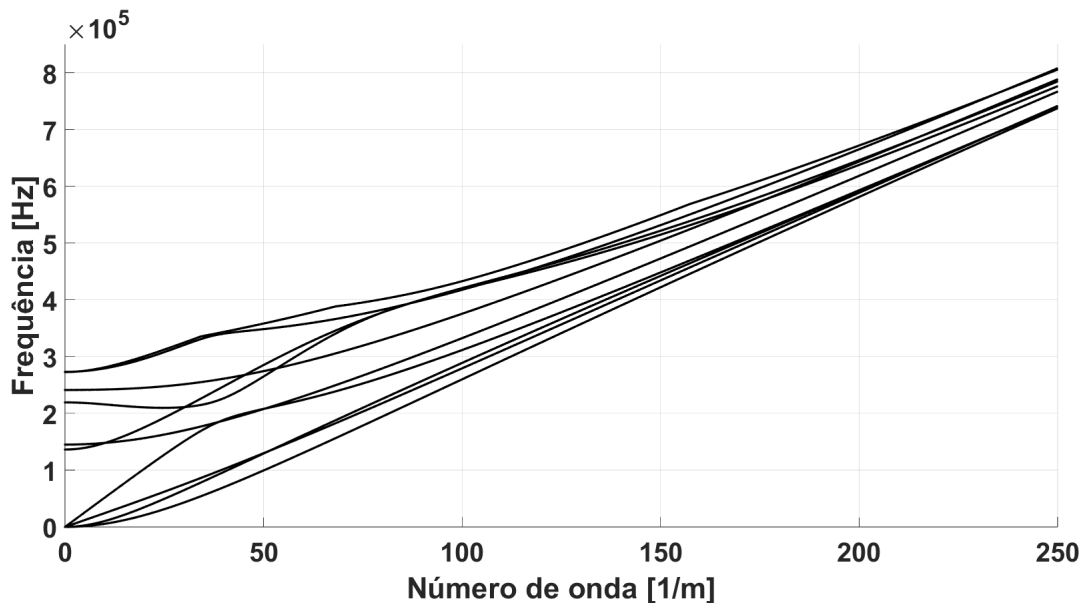
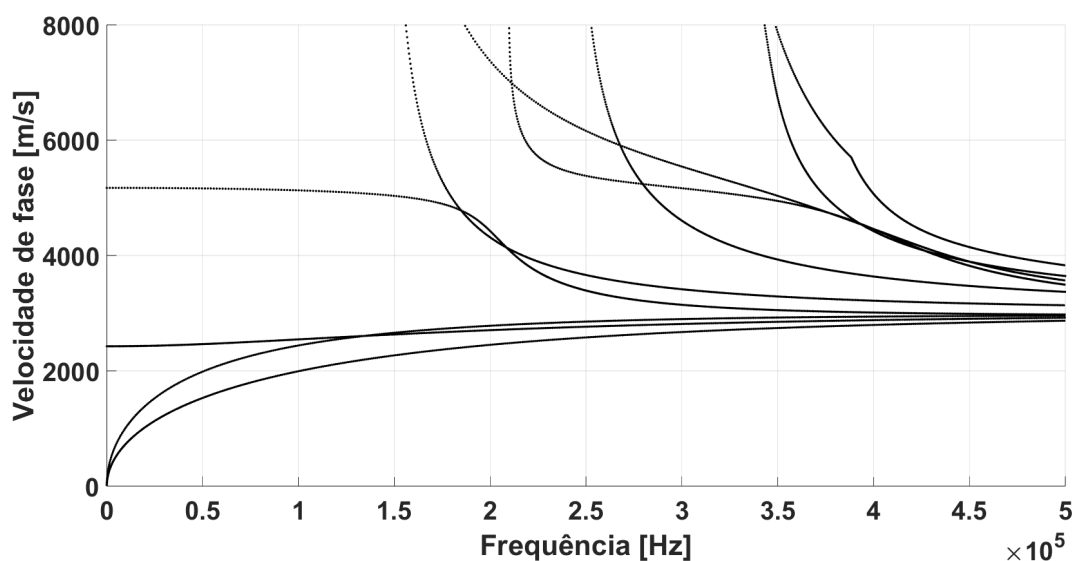


Figura 32 – Curvas de dispersão da velocidade de fase para um arame de *riser* com geometria 12x6 mm.



frequências se baseia nos modos presentes, pois serão abordados dois pares de modos com características diferentes. Além da análise das frequências e velocidades de fase, também é realizada uma investigação do comportamento dos deslocamentos dos modos presentes. Essa análise não apenas contribui para a compreensão da propagação dos modos no guia de ondas, mas também é fundamental para a identificação do movimento simétrico ou assimétrico de cada modo propagante em questão, uma vez que esses fatores desempenham um papel significativo na seleção dos modos a serem analisados.

Para determinar a frequência a ser utilizada nas inspeções de ondas guiadas,

Figura 33 – Curva de dispersão da velocidade de fase com a presença de pontos que apresentem condições de sincronismo para propagação cumulativa na faixa de frequências de 180 kHz até 220 kHz.

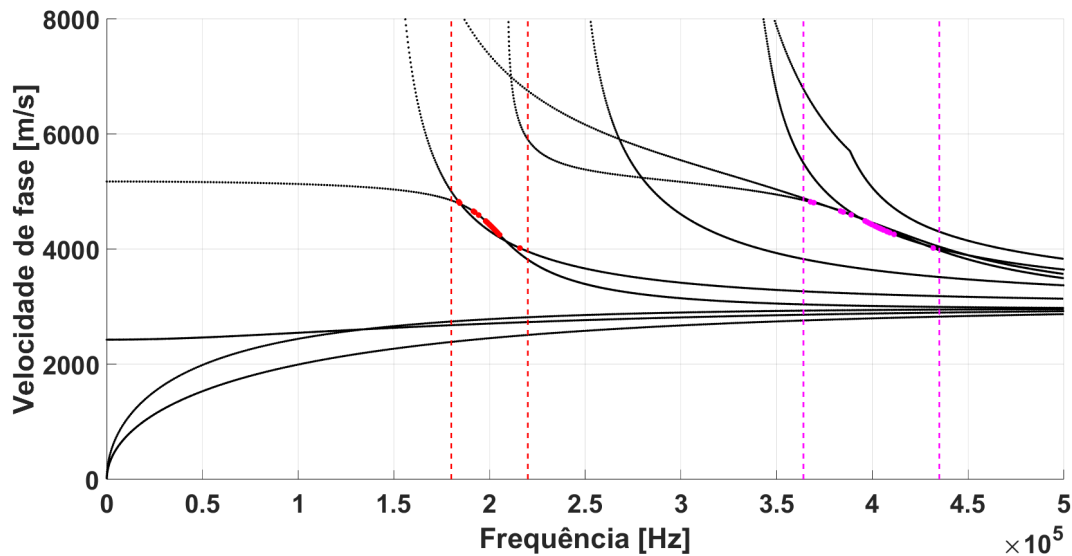
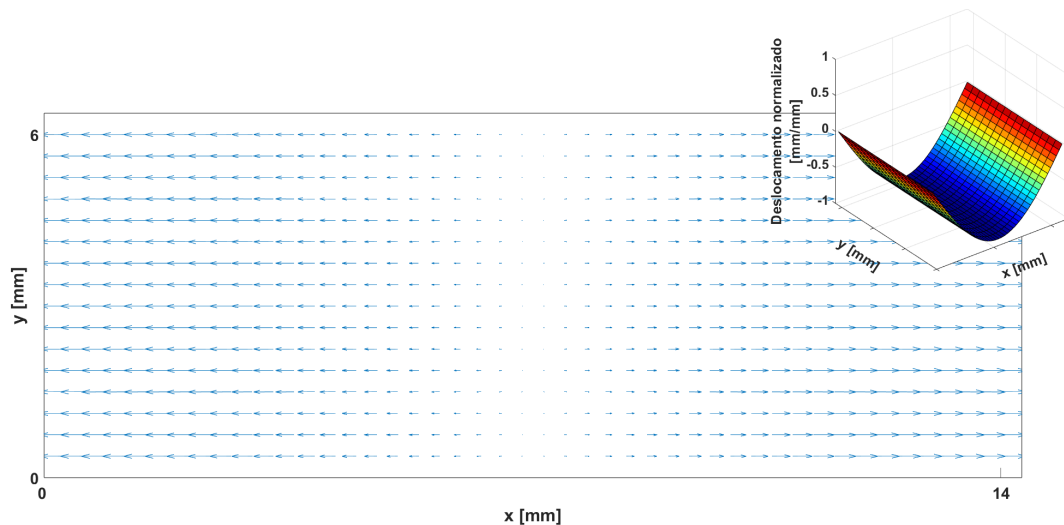


Figura 34 – Resultados da análise dos deslocamentos do modo principal longitudinal de primeira ordem (L_1), com $f=192$ kHz e $V_f=4656$ m/s. Deslocamentos no plano indicados pelas setas e deslocamentos fora do plano indicado pela malha tridimensional



é imprescindível que o modo harmônico seja obrigatoriamente um modo longitudinal, atendendo a uma das condições necessárias para a propagação cumulativa. Com esse propósito, foram analisados os deslocamentos dos harmônicos gerados pelas ondas principais nas faixas de frequências delimitadas na Figura 33. Nota-se que, por meio da análise dos pontos destacados em vermelho, a região do modo principal engloba os modos longitudinal e flexural em x , como evidenciado pelos seus deslocamentos ilustrados nas Figuras 34 e 37, respectivamente. Os pontos em magenta representam os possíveis harmônicos dos modos destacados em vermelho, nos quais, nessa faixa de frequência, incluem os modos harmônicos longitudinais, flexu-

Figura 35 – Resultados da análise dos deslocamentos do modo principal flexural em x de primeira ordem (B_2^x), com $f=215$ kHz e $V_f=4016$ m/s. Deslocamentos no plano indicados pelas setas e deslocamentos fora do plano indicado pela malha tridimensional

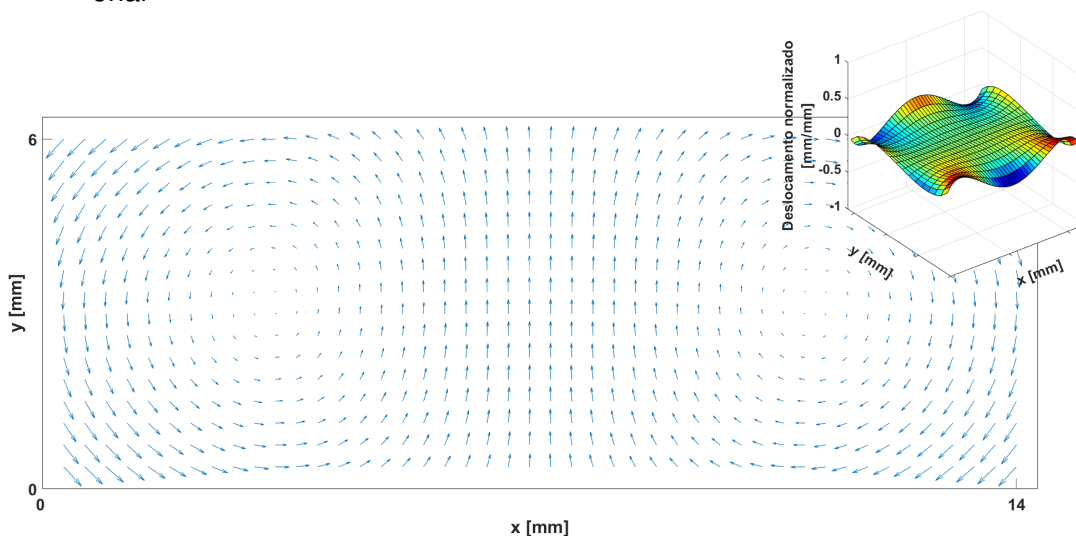
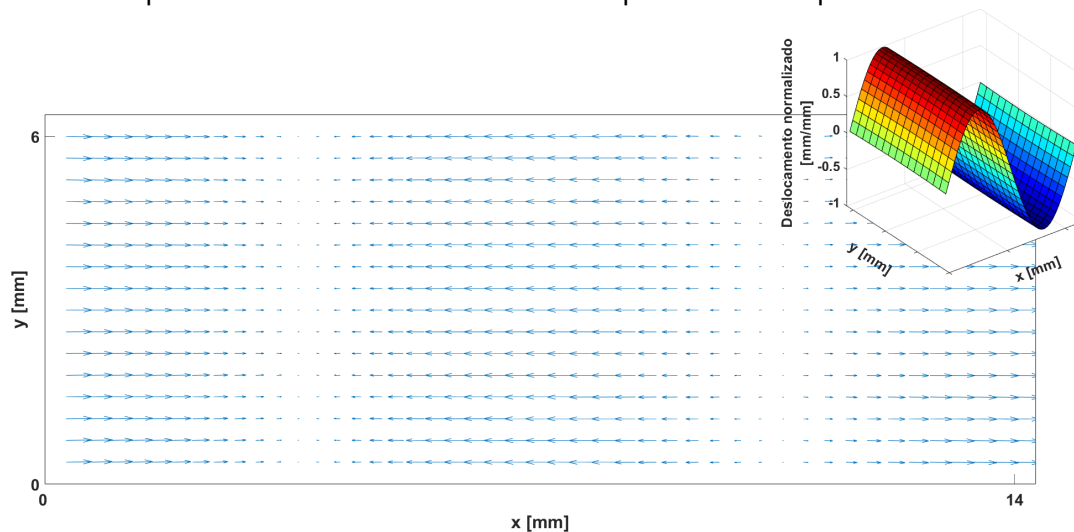


Figura 36 – Resultados da análise dos deslocamentos do modo harmônico longitudinal de segunda ordem (L_2) com $f=384$ kHz e $V_f=4656$ m/s. Deslocamentos no plano indicados pelas setas e deslocamentos fora do plano indicado pela malha tridimensional



rais em y e modos torsionais. Os deslocamentos característicos desses modos são apresentados nas Figuras 36, 37, e 38, respectivamente. Todos os deslocamentos estão normalizados em relação ao deslocamento de maior magnitude encontrado em cada vetor de deslocamento nas direções x , y , e z .

Além da seleção cuidadosa dos modos que possuem a simetria adequada para a propagação cumulativa dos harmônicos, outras condições analisadas incluem que os modos escolhidos devem ter a mesma velocidade de fase, obedecendo à condição de que a harmônica da onda principal esteja no dobro frequência do modo principal. Dentro da faixa de frequências analisada, conforme representado na Figura 33, o modo L_1 em 192 kHz atende a todos os requisitos para a propagação cumulativa,

Figura 37 – Resultados da análise dos deslocamentos do modo harmônico flexural em y de primeira ordem (B_2^y), com $f=430$ kHz e $V_f=4016$ m/s. Deslocamentos no plano indicados pelas setas e deslocamentos fora do plano indicado pela malha tridimensional

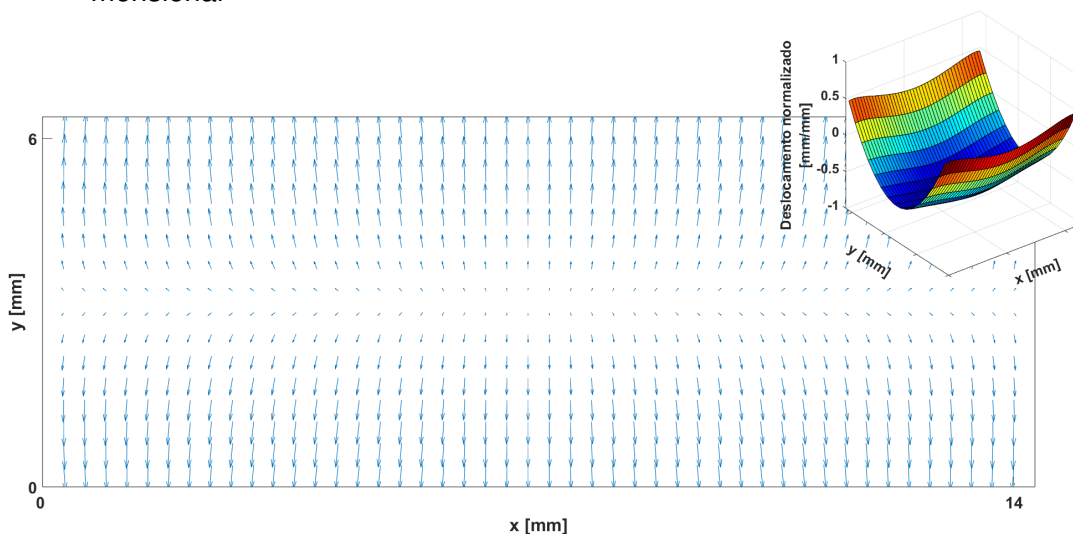
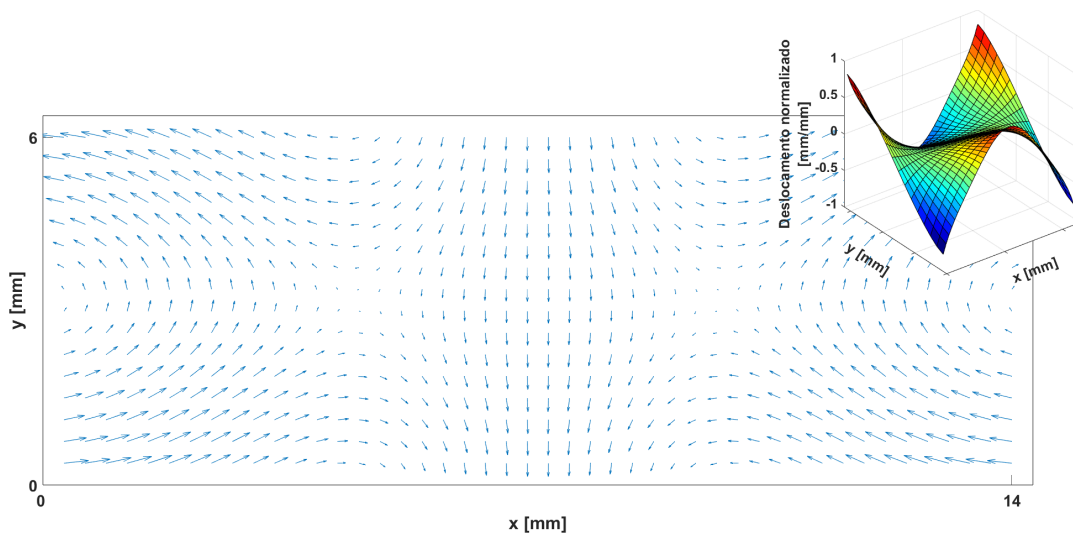


Figura 38 – Resultados da análise dos deslocamentos do modo harmônico torsional de primeira ordem (T_1), com $f=405$ kHz e $V_f=4347$ m/s. Deslocamentos no plano indicados pelas setas e deslocamentos fora do plano indicado pela malha tridimensional



uma vez que seu harmônico é o modo L_2 , simétrico, com frequência de 384 kHz e velocidade de fase de 4656 m/s, a mesma do modo principal.

Outro modo encontrado nessa faixa de frequência é o modo B_2^x em 215 kHz, com velocidade de fase de 4016 m/s. Esse modo preenche praticamente todas as condições favoráveis necessárias para ser utilizado como o modo de emissão, pois atende às condições para a propagação cumulativa no guia de ondas estudado. Seu harmônico está em $f=430$ kHz e $V_f=4016$ m/s, mas é um modo B_1^y , que carece de simetria. Entretanto, o modo B_1^y será utilizado como modo emissor neste trabalho, visando analisar a viabilidade de trabalhar com modos harmônicos assimétricos para

ampliar as condições viáveis de aplicação da técnica.

Além disso, os modos selecionados oferecem a vantagem de permitir a instrumentação apropriada para que sejam favorecidos em relação aos demais modos presentes na frequência de emissão. Portanto, com base nos deslocamentos analisados e apresentados acima, as frequências de 192 kHz e 215 kHz foram selecionadas para a emissão nos testes que serão detalhados a seguir.

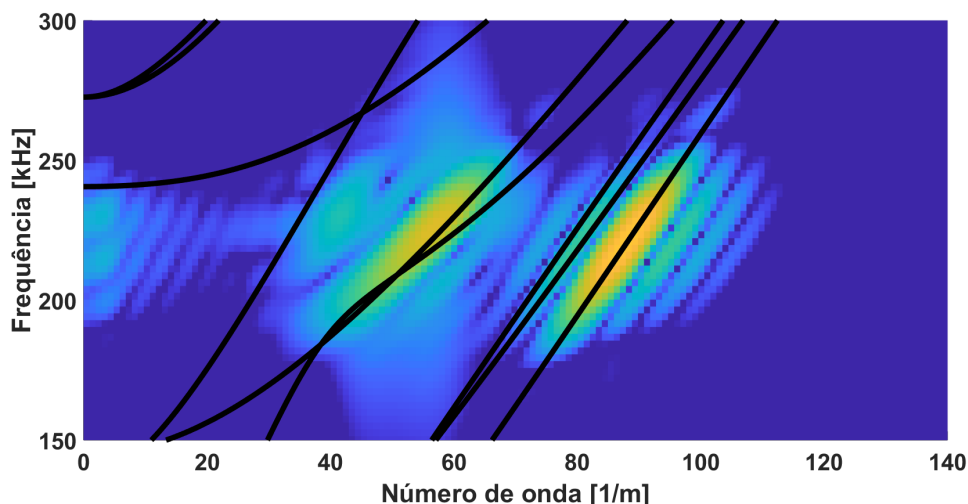
4.3 VALIDAÇÃO NO EQUIPAMENTO DE INTERFEROMETRIA

A seleção da frequência de trabalho, conforme apresentado anteriormente, atribui um papel fundamental à etapa de instrumentação do corpo de prova. O posicionamento adequado dos sensores desempenha um papel crucial, permitindo a direção da emissão de forma a favorecer a geração do modo de interesse na frequência escolhida ou, pelo menos, a redução da incidência dos demais modos presentes na mesma faixa de frequência. Portanto, na instrumentação da primeira condição, foram fixados três piezoelétricos na amostra, de modo a direcionar a excitação para favorecer a emissão do modo flexural em x , simulando um carregamento de flexão de três pontos atuando na seção transversal do arame estudado. O comportamento do modo B_1^x é ilustrado na Figura 35. Quanto à emissão do modo L_1 , cujos deslocamentos estão representados na Figura 34, foi adotada uma nova configuração de sensores, com dois sensores piezoelétricos posicionados em ambos os lados da face maior da amostra. A Figura 25 apresenta as configurações de instrumentação mencionadas acima.

Após a emissão e aquisição dos resultados, segue-se a etapa de processamento dos sinais obtidos e análise dos modos de propagação. Nesse contexto, empregou-se a Transformada Rápida de Fourier Bidimensional (FFT2D). O resultado da aplicação do algoritmo descrito acima, neste caso, é o mapa/malha que relaciona o número de onda vs a frequência.

Os resultados representados na Figura 39 apresentam os valores calculados aplicando a FFT2D em relação às curvas de dispersão do número de onda. Esses resultados indicam que, com a instrumentação adotada, mais de um modo foi excitado de maneira significativa. Notavelmente, um desses modos é o modo flexural em x de ordem 0, o modo B_0^x , que pode ser observado na faixa de valores de k entre 80 e 95 1/m. Além disso, há a presença do modo de ordem 1, B_1^x , na região esperada, variando entre 50 e 60 1/m. Esse fenômeno também foi observado no trabalho de Zuo, Zhou e Fan (2016), onde, mesmo buscando favorecer o modo B_1^x durante a emissão, o modo B_0^x também foi excitado, apresentando amplitudes significativas nos resultados. Portanto, embora o modo B_1^x não seja o único modo presente de maneira significativa durante a emissão do sinal, ele é favorecido e apresenta magnitudes consideráveis em comparação com os demais modos, o que sugere que os resultados obtidos es-

Figura 39 – Modos B_1^x (à esquerda) e B_0^x (à direita) estão presentes na frequência de excitação de 215 kHz para a instrumentação adotada.



tão em concordância com as simulações para a geometria do guia de onda avaliada, sugerindo a possibilidade de uma investigação mais aprofundada dessa técnica.

4.4 ANÁLISE DE PROPAGAÇÃO CUMULATIVA DO SEGUNDO HARMÔNICO

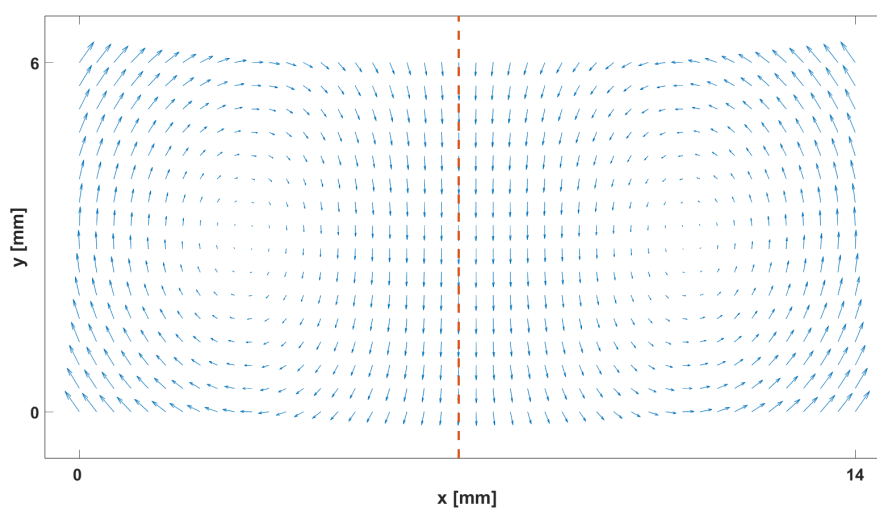
Uma das características almejadas neste estudo é a propagação cumulativa dos harmônicos superiores no guia de onda, ou seja, a potencialização da relação do indicador de dano à medida que ocorre um aumento na distância de propagação da onda. Os resultados obtidos nas análises numéricas definem as condições necessárias para que esse fenômeno ocorra, permitindo obter um modo harmônico simétrico que tenha o dobro da frequência e a mesma velocidade de fase que o modo fundamental. Além disso, os resultados obtidos por meio do estudo da FFT2D reforçam que o modo de interesse foi gerado conforme o método numérico utilizado.

Portanto, para otimizar os estimadores de dano do guia de onda, o estudo dos deslocamentos de cada modo analisado foi realizado na superfície onde as inspeções foram realizadas, visando selecionar o eixo que os deslocamentos de cada modo possuem maior amplitude, facilitando a análise do sinal posteriormente. Isso ocorre porque as inspeções na bancada de interferometria são realizadas na região central da face maior do guia de onda, conforme ilustrado na Figura 23. A seguir serão apresentados os comportamentos dos pares de modos B_1^x e B_1^y , como também dos pares L_1 e L_2 , no plano, e fora dele, de propagação. Cabe ressaltar que todas as análises realizadas e apresentadas neste capítulo são em amostras com as condições descritas na etapa de caracterização, ou seja, no material com características de quando recebido.

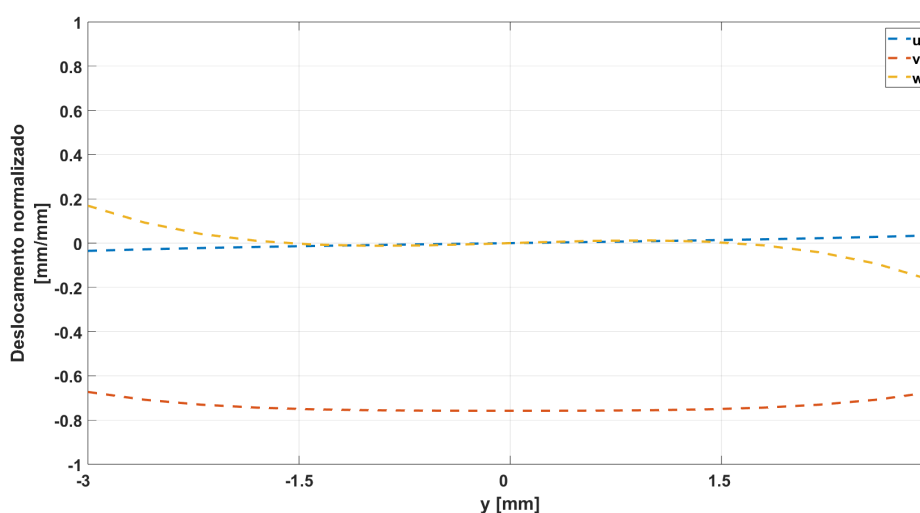
4.4.1 Análise do relacionamento entre os modos B_1^x e B_1^y

A análise das maiores magnitudes de deslocamento em cada direção foi realizado, visando maximizar e otimizar a relação entre o modo principal e seu modo harmônico. Desta forma, o estudo para determinar as condições ideais para o cálculo da relação entre a onda fundamental e o harmônico gerado foi realizado, com base nos resultados obtidos e ilustrados nas Figuras 40 e 41, onde estão apresentados os deslocamentos normalizados, obtidos numericamente, na região em que os lasers da estrutura de interferometria serão posicionados, ou seja, no centro da face maior do guia de onda.

Figura 40 – Deslocamentos nas direções xyz encontrados na seção transversal do modo B_1^x .



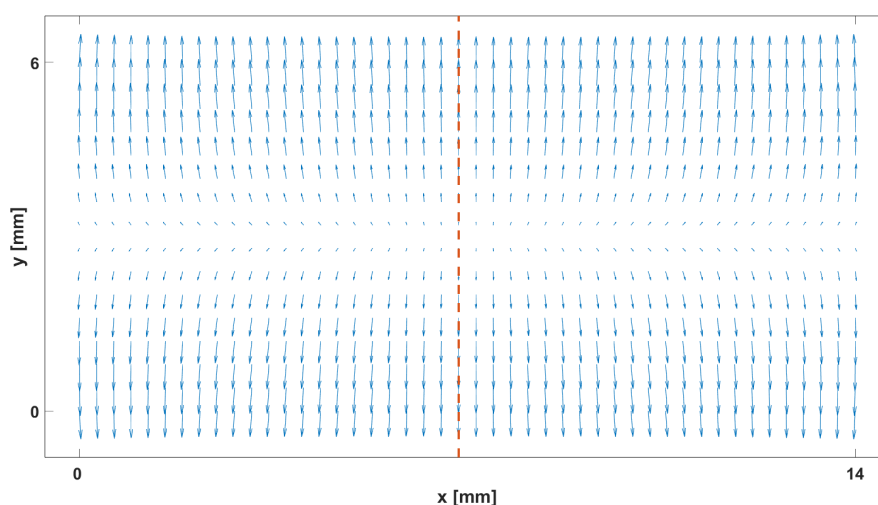
(a) Deslocamentos no plano xy do modo B_1^x .



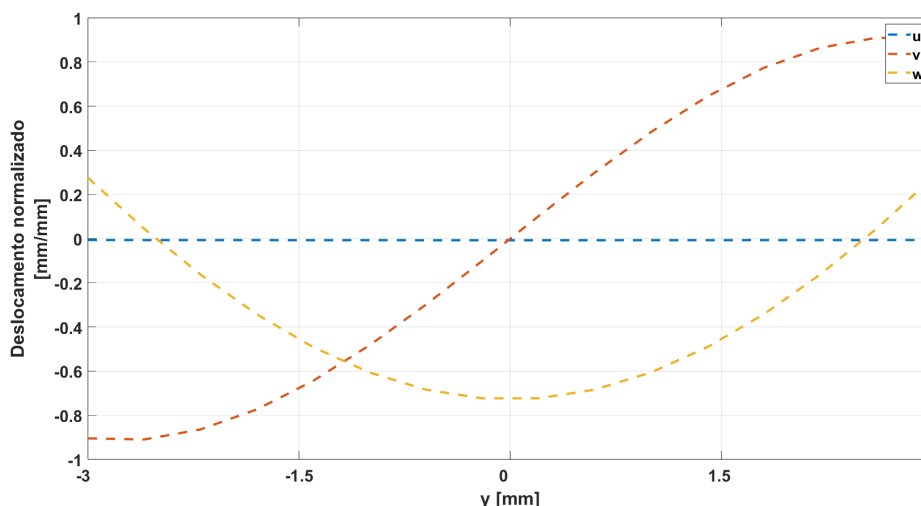
(b) Deslocamentos encontrados na região central da seção.

Conforme os resultados apresentados nas Figuras 40 e 41, pode-se inferir que, para o modo fundamental flexural em x , os deslocamentos com maiores magnitudes na superfície do material estão na direção y , com uma pequena componente em z , en-

Figura 41 – Deslocamentos nas direções xyz encontrados na seção transversal do modo B_1^y .



(a) Deslocamentos no plano xy do modo harmônico B_1^y .



(b) Deslocamentos encontrados na região central da seção.

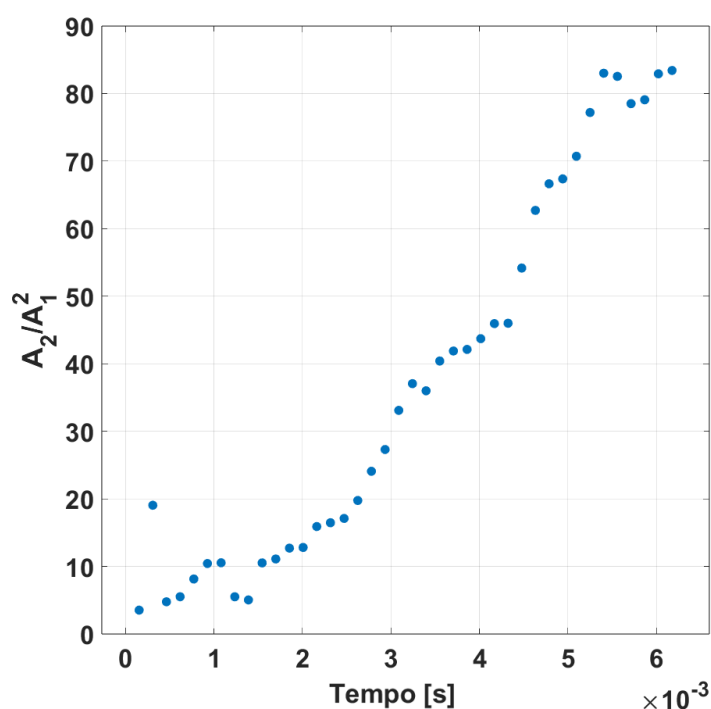
quanto o deslocamento em x é pouco significativo, mas ainda presente. Já para o seu modo harmônico flexural em y , os deslocamentos na direção y também apresentam as maiores magnitudes na superfície do material e há uma pequena componente em z , mas, nesse caso, os deslocamentos em x são praticamente nulos. Dessa forma, utilizando as energias encontradas por meio da análise da FFT2D para os modos propostos nas direções avaliadas acima, a relação expressa pela Equação 19 é utilizada para calcular o parâmetro de não linearidade do material (β).

A partir da análise na região com a utilização da bancada de interferometria a laser, a Figura 42 apresenta os valores encontrados para o estimador de dano conforme evolui o tempo de propagação da onda no seu guia. Conforme o tempo de propagação do sinal emitido aumenta e, conseqüentemente, a distância de propagação aumenta, há um aumento nos valores do indicador de não linearidade encontrados para o guia

de onda. Este fato indica que há propagação cumulativa do segundo harmônico no material para os modos e frequências selecionados, possibilitando a potencialização do indicador de danos microestruturais à medida que a distância de propagação aumenta. Porém, diferente do que foi proposto por Zuo, Zhou e Fan (2016), a necessidade de trabalhar com um modo harmônico simétrico não se fez necessária, ao menos para o modo B_1^y , o que pode caracterizar um aumento na gama de modos viáveis para aplicação da técnica. Portanto, ao considerar o material em condições iniciais, sem ter passado pelos ciclos de fadiga, houve propagação cumulativa mesmo trabalhando com modos que não satisfazem a condição de simetria.

Os valores encontrados para a relação entre as amplitudes A_1 e A_2 acabam sendo afetados por fatores externos às condições microestruturais do material, de forma que a própria colagem dos sensores pode afetar os valores calculados. Para evitar esta influência, os resultados iniciais encontrados para amostra sem danos serão utilizados para normalizar as demais aquisições para a mesma amostra na etapa de fadiga.

Figura 42 – Evolução de β com o tempo de propagação na amostra analisada.

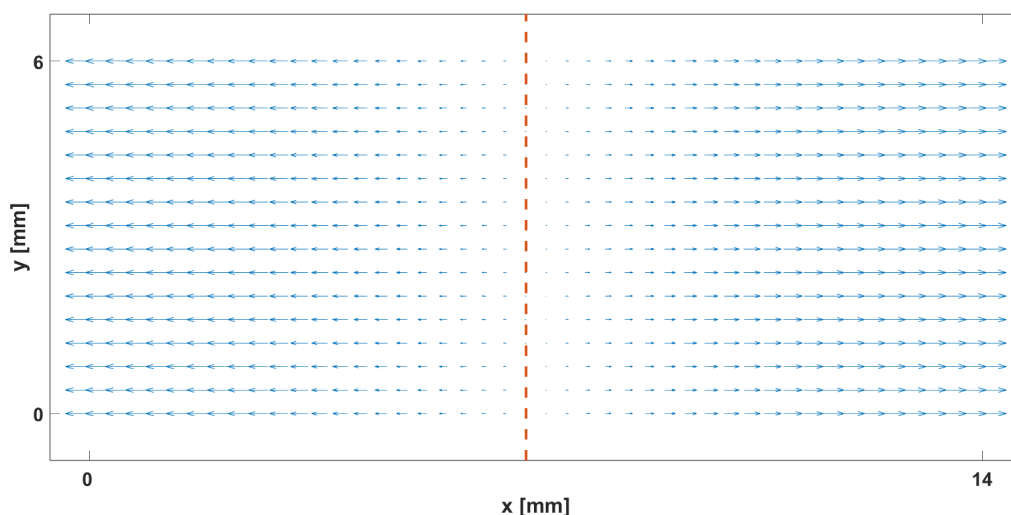


4.4.2 Análise do relacionamento entre os modos L_1 e L_2

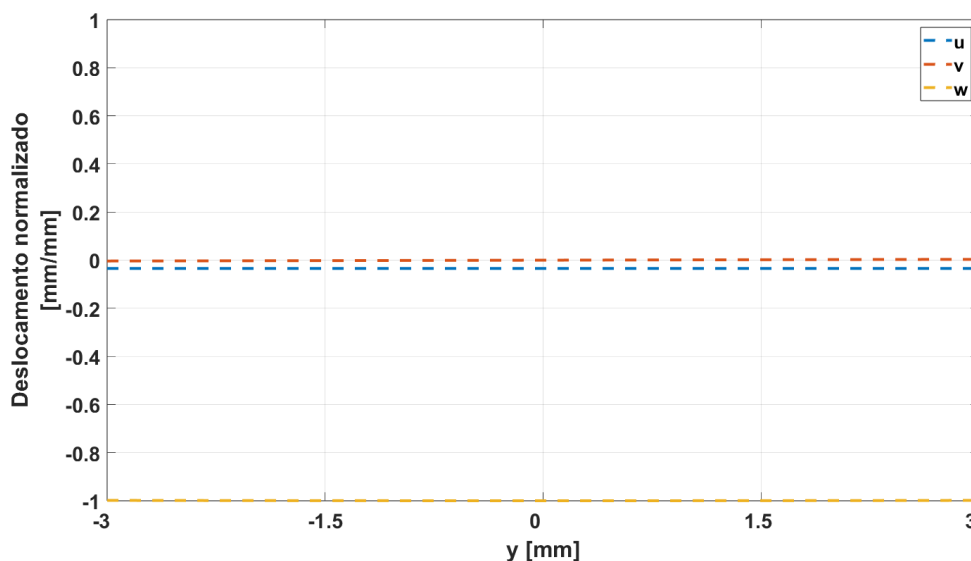
Para a análise aprimorada dos resultados do parâmetro de não linearidade, a direção que apresenta a maior magnitude servirá de referência para os cálculos dos estimadores de dano presentes neste trabalho. O estudo para determinar as condições ideais para o cálculo da relação entre a onda fundamental e o harmônico gerado

foi realizado com base nos resultados obtidos e ilustrados nas Figuras 43 e 44, onde são apresentados os deslocamentos normalizados, obtidos numericamente, na região em que os lasers da estrutura de interferometria foram posicionados, ou seja, no centro da face maior do guia de onda. Estes primeiros resultados apresentados são dos deslocamentos da primeira frequência estudada, a frequência de 192 kHz.

Figura 43 – Deslocamentos nas direções xyz encontrados na seção transversal do modo L_1 .



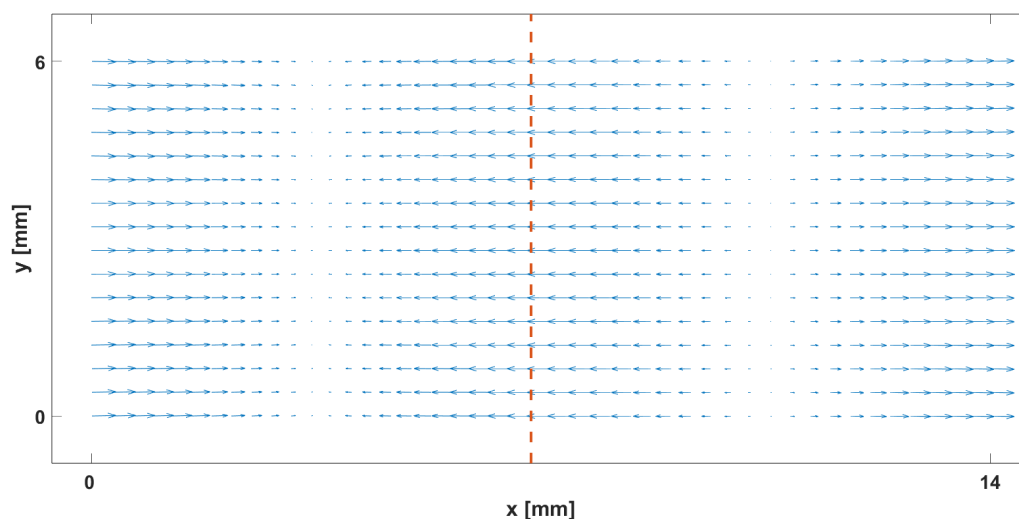
(a) Deslocamentos no plano xy do modo L_1 .



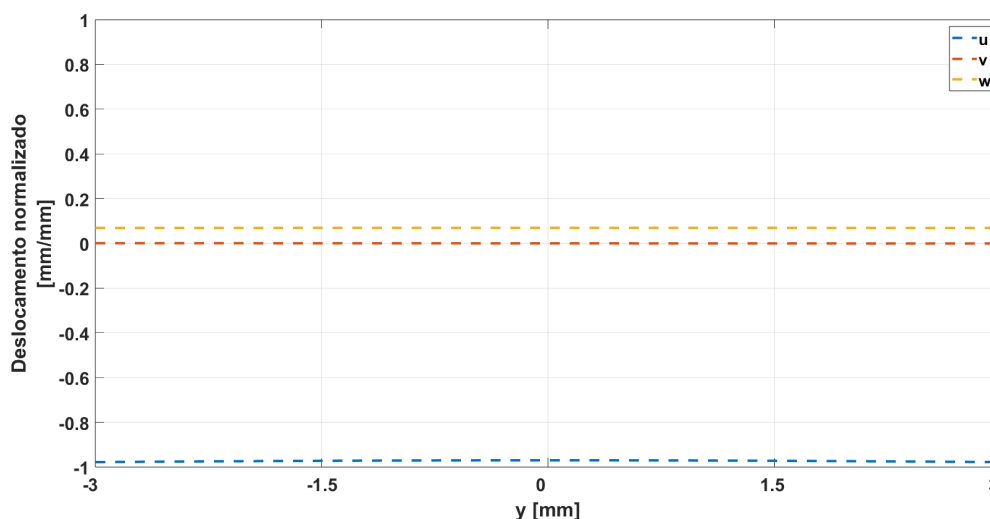
(b) Deslocamentos encontrados na região central da seção transversal, demarcada na figura anterior.

De acordo com os resultados apresentados nas Figuras 43 e 44, pode-se inferir que para o modo principal L_1 os deslocamentos com maiores magnitudes na superfície do material ocorrem principalmente direção z , com uma pequena componente em x , enquanto o deslocamento na direção y é praticamente nulo. Já para o seu modo harmônico L_2 , os deslocamentos na direção x apresentam as maiores magnitudes na superfície do material e há uma pequena componente em z , mas, nesse caso, os

Figura 44 – Deslocamentos nas direções xyz encontrados na seção transversal do modo L_2 .



(a) Deslocamentos no plano xy do modo L_2 .

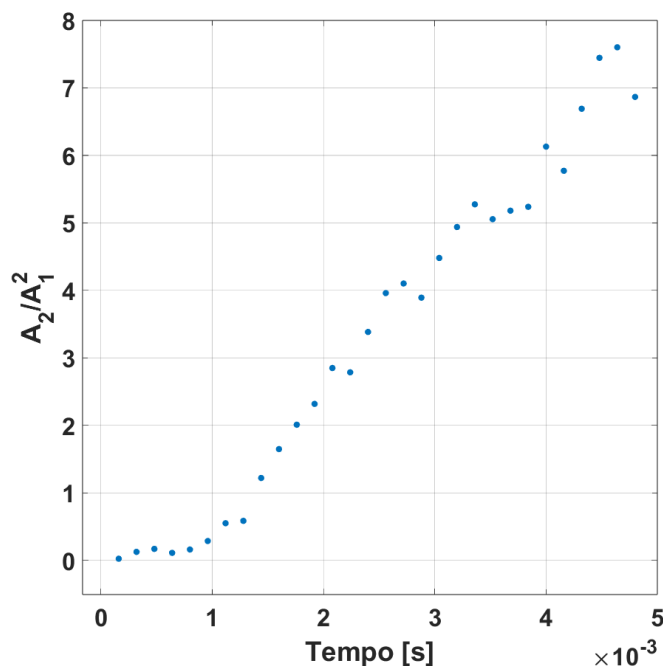


(b) Deslocamentos encontrados na região central da seção transversal, demarcada na figura anterior.

deslocamentos em y são praticamente nulos. Dessa forma, utilizando as energias encontradas por meio da análise da FFT2D para os modos propostos nas direções avaliadas acima, a relação expressa pela Equação 19 é utilizada para calcular o parâmetro de não linearidade do material (β), ou estimador de dano.

A partir da análise na região com a utilização da bancada de interferometria a laser, a Figura 45 apresenta os valores encontrados para o estimador de dano à medida que o tempo de propagação evolui. Através da análise do resultado, conforme há um aumento nos valores do tempo de propagação do sinal emitido e, conseqüentemente, a distância de propagação aumenta, há também um aumento nos valores do indicador de não linearidade encontrados para o guia de onda. Este fato indica que, em concordância com as publicações dos demais autores citadas na revisão deste trabalho, ocorre o fenômeno de propagação cumulativa do segundo harmônico no material,

Figura 45 – Evolução de β com o tempo de propagação na amostra analisada.



para os modos e frequências selecionados, possibilitando a potencialização do indicador de danos microestruturais à medida que a distância de propagação aumenta.

Conforme dito anteriormente, os valores encontrados para a relação entre as amplitudes A_1 e A_2 acabam sendo afetados fatores externos às condições microestruturais do material, de forma que a própria colagem dos sensores pode afetar os valores calculados, sendo esse fator a justificativa para a diferença entre os valores iniciais encontrados para os dois pares de modos estudados. Para evitar esta influência, os resultados iniciais encontrados para amostra sem danos serão utilizados para normalizar as demais aquisições para a mesma amostra na etapa de fadiga.

4.5 RELAÇÃO ENTRE DANO DE FADIGA E COEFICIENTE DE NÃO LINEARIDADE

Para avaliar o comportamento não linear do material diante da introdução de danos microestruturais, foi elaborada uma sequência alternada que envolve ciclos de fadiga axial e avaliações do comportamento não linear utilizando a bancada de interferometria a laser. Nesta seção, de forma semelhante à anterior, serão apresentados os resultados do comportamento dos pares de modos (B_1^x, B_2^y) e (L_1, L_2) , analisando como o indicador de dano utilizado se comporta com o aumento dos ciclos de fadiga e também como o aumento no tempo de propagação pode influenciar nos resultados obtidos. Com o objetivo de eliminar o efeito dos parâmetros acústicos causados pela instrumentação e pelo acoplante, visando aprimorar a avaliação da não linearidade acústica decorrente da evolução das discordâncias do material, adota-se o parâmetro não linear normalizado $(\beta_i - \beta_0)/\beta_0$ em cada etapa de aquisição durante o ensaio de

fadiga. Aqui, β_0 representa o valor do parâmetro não linear antes do início da fadiga, enquanto β_i denota a medida em uma determinada etapa do processo de ciclagem.

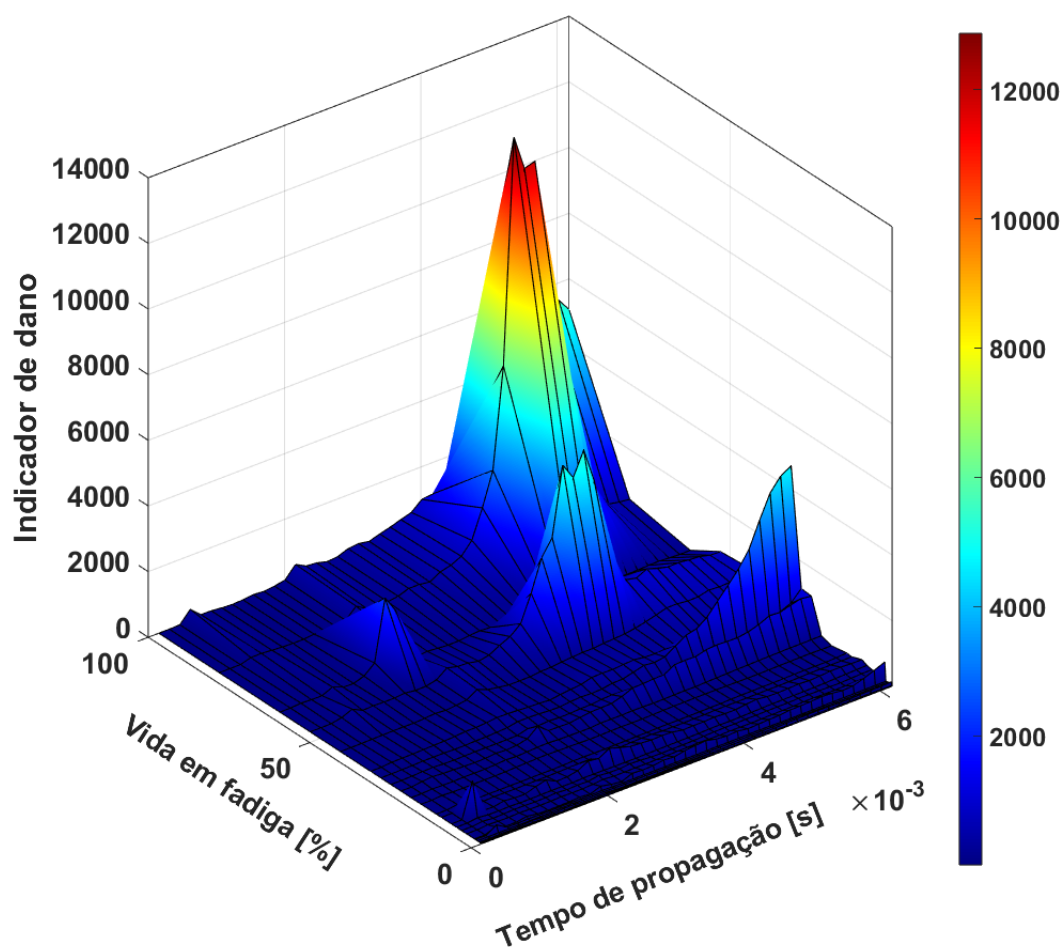
4.5.1 Análise do relacionamento entre os modos B_1^x e B_1^y sob fadiga

A amostra fadigada analisada por meio dos modos B_1^x e B_1^y revelou resultados levemente dispersos, como evidenciado na Figura 46, onde os valores não seguiram a mesma sequência de fatores observada na amostra avaliada com a relação dos modos L_1 e L_2 . Nesse cenário, durante a etapa inicial da fadiga, os valores de β evoluíram de maneira suave à medida que o tempo de propagação aumentou, no entanto, não houve evolução desses valores com o aumento do percentual de vida em fadiga. Observa-se um pico significativo nos valores de β , cerca dos 30% de vida em fadiga do material, mas logo nos ciclos subsequentes, o indicador diminui em magnitude. Além disso, em alguns pontos, o indicador de dano apresentava picos significativos em curtos períodos de propagação, o que difere das expectativas com base nos resultados anteriores relativos à propagação cumulativa para esse par de modos. Por fim, ocorre uma evolução do indicador de dano nos ciclos finais da vida em fadiga do material. No entanto, em contraste com o teste realizado para o modo L_1 , onde o pico mais alto foi observado por volta dos 65% da vida em fadiga, o pico para essa relação foi encontrado poucas aquisições antes da ruptura do material, aproximadamente nos 90%, de forma abrupta. Algumas características da superfície apresentada podem ser explicadas pelo estudo de Sagar et al. (2011), no qual, segundo o autor, o primeiro pico do indicador de dano no gráfico é resultado do acúmulo de discordâncias na matriz do material, a fase ferrítica. No entanto, à medida que a estrutura de discordâncias se desenvolve, há uma subsequente diminuição no indicador de dano do material. Já o segundo pico de β ocorre devido ao cisalhamento das placas de cementita Liang et al. (2019), o que cria uma nuvem de discordâncias na zona circundante das placas de cementita quebradas. Esse acentuado aumento em β pode ser um estágio alarmante anterior à falha do material.

4.5.2 Análise do relacionamento entre os modos L_1 e L_2 sob fadiga

A relação entre os modos longitudinais atende a todos os requisitos para propagação cumulativa propostos pela literatura consultada, e seu comportamento em fadiga é apresentado na Figura 47. O comportamento observado segue uma sequência lógica, considerando todas as características do guia de onda que está sendo estudado. Dado que o material analisado possui uma densidade significativa de discordâncias, devido aos processos anteriores para a obtenção da geometria e propriedades adequadas para sua aplicação, era esperado que, nas primeiras etapas do processo de fadiga, ocorresse o efeito de amolecimento cíclico. Esse efeito envolve

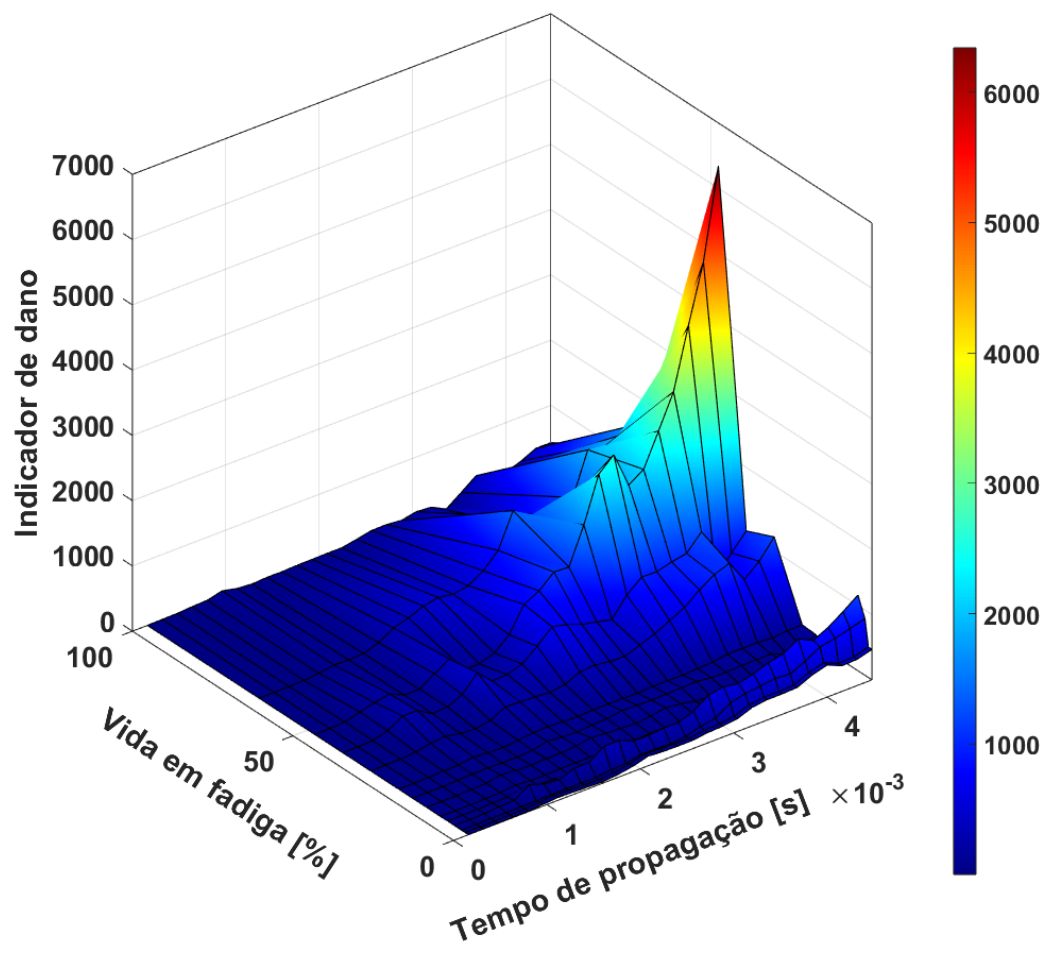
Figura 46 – Malha tridimensional apresentando o comportamento do indicador de dano frente ao aumento dos ciclos de fadiga e distância de propagação para a relação entre os modos B_1^x e B_1^y .



um rearranjo das discordâncias na matriz do material e implica em alterações nas propriedades não lineares do material, como discutido na revisão deste trabalho. Portanto, logo após as primeiras etapas da vida em fadiga do material, há uma diminuição no indicador de dano, até atingir aproximadamente 25% de sua vida em fadiga. Após essa fase inicial, o indicador de dano começa a aumentar com o aumento do ciclo de fadiga. Quando o valor do percentual de vida em fadiga do material atinge cerca de 65%, ocorre um pico nos valores de β , o que, segundo a literatura, indica um grande acúmulo de densidade de discordâncias no material (ZHANG et al., 2013; SAGAR et al., 2011). Após o pico de β , há uma diminuição em seus valores à medida que a vida em fadiga progride, chegando a valores mínimos próximos à ruptura do material. Comparando esses resultados com os encontrados para o modo flexural, a fase inicial difere, conforme mencionado. Isso ocorre porque, como já era esperado para o material, há uma grande presença de deformação plástica acumulada devido aos processos de fabricação. Portanto, só se esperava o pico e a diminuição dos valores de β próximos à falha do material em fadiga, de acordo com o trabalho de Sagar et

al. (2011), devido à quebra das estruturas perlíticas presentes na matriz Liang et al. (2019), ocorrendo a formação de uma nuvem de discordâncias nos ciclos que precedem a falha do material, gerando assim o pico em β .

Figura 47 – Malha tridimensional apresentando o comportamento do indicador de dano frente ao aumento dos ciclos de fadiga e distância de propagação para a relação entre os modos L_1 e L_2 .



5 CONCLUSÃO

- O estudo demonstra o potencial do uso de técnicas de ondas guiadas não lineares na análise de estruturas complexas, como o arame de armadura de tração de um *riser* flexível.
- Os resultados indicam a existência de propagação cumulativa do segundo harmônico, o que pode ser uma ferramenta valiosa na detecção de danos microestruturais.
- É observado que os valores do parâmetro de não linearidade aumentam significativamente com o aumento do tempo de propagação analisado.
- O estudo revela que a técnica é sensível para avaliar o comportamento à fadiga e identificar a evolução de dano no material, o que pode ser crucial na manutenção de estruturas.
- São discutidas as dificuldades encontradas ao longo do estudo, incluindo a sensibilidade a fatores como modos de emissão, velocidade de fase e frequências específicas. Além disso, problemas relacionados à instrumentação são mencionados, destacando a importância de abordar essas limitações.
- Os achados sugerem que o método é viável para a detecção eficiente de danos microestruturais em estruturas de engenharia com geometrias complexas. Isso é particularmente relevante para aplicações industriais, como o arame de armadura de tração.

5.1 SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

- Realizar uma extensão deste estudo aplicando diretamente as técnicas de ondas guiadas não lineares em um *riser* flexível, avaliando como as descobertas se traduzem em estruturas mais complexas e realistas.
- Projetar e desenvolver sensores específicos para otimizar a instrumentação dos modos de emissão, a fim de melhorar a eficiência da técnica em diferentes aplicações, como um possível sistema para análise em *riser*.
- Conduzir um estudo com uma amostragem mais extensa para avaliar com maior precisão o desempenho das técnicas em diferentes cenários e com uma variedade mais ampla de materiais.
- Realizar análises intermediárias durante a ciclagem do material em microscópio eletrônico de transmissão para cálculo da densidade de discordâncias presente.

- Explorar a integração do ultrassom não linear com outras técnicas de monitoramento, como ondas guiadas lineares, para fornecer uma avaliação mais abrangente da integridade estrutural.
- Aprimorar a sensibilidade da técnica à não linearidade e ao comportamento microestrutural, tornando-a ainda mais eficaz na detecção precoce de danos.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ACHENBACH, J. *Wave propagation in elastic solids*. [S.l.]: Elsevier, 2012.
- AHMAD, Z.; VIVAR-PEREZ, J. M.; GABBERT, U. Semi-analytical finite element method for modeling of lamb wave propagation. *CEAS Aeronautical Journal*, Springer, v. 4, n. 1, p. 21–33, 2013.
- ALLEYNE, D.; CAWLEY, P. A two-dimensional fourier transform method for the measurement of propagating multimode signals. *The Journal of the Acoustical society of America*, Acoustical Society of America, v. 89, n. 3, p. 1159–1168, 1991.
- BARTOLI, I. *Structural health monitoring by ultrasonic guided waves*. [S.l.]: University of California, San Diego, 2007.
- BASINSKI, Z.; BASINSKI, S. Fundamental aspects of low amplitude cyclic deformation in face-centred cubic crystals. *Progress in Materials Science*, Elsevier, v. 36, p. 89–148, 1992.
- BATHIAS, C. There is no infinite fatigue life in metallic materials. *Fatigue & fracture of engineering materials & structures (Print)*, v. 22, n. 7, p. 559–565, 1999.
- BAUSCHINGER, J. Beobachtungen des cometen 1886...(fabry) auf der sternwarte zu münchen. *Astronomische Nachrichten*, v. 114, p. 315, 1886.
- CANTRELL, J. H. Substructural organization, dislocation plasticity and harmonic generation in cyclically stressed wavy slip metals. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, The Royal Society, v. 460, n. 2043, p. 757–780, 2004.
- CANTRELL, J. H.; YOST, W. T. Nonlinear ultrasonic characterization of fatigue microstructures. *International Journal of fatigue*, Elsevier, v. 23, p. 487–490, 2001.
- CASH, W.; CAI, W. Dislocation contribution to acoustic nonlinearity: The effect of orientation-dependent line energy. *Journal of applied Physics*, American Institute of Physics, v. 109, n. 1, p. 014915, 2011.
- CHEEKE, J. D. N. *Fundamentals and applications of ultrasonic waves*. [S.l.]: CRC press, 2010.
- CLARKE, T. et al. Development of a low-frequency high purity a 0 mode transducer for shm applications. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, IEEE, v. 56, n. 7, p. 1457–1468, 2009.
- COELHO, P. Estudo da susceptibilidade à corrosão sob tensão em atmosfera de h2s das armaduras de tração de dutos flexíveis. *CEFET/RJ. Rio de Janeiro*, p. 60, 2013.
- CORRÊA, L. d. A. Estudo de propagação de ondas em tubos epóxi reforçado com fibra de vidro. 2014.
- CROXFORD, A. J. et al. The use of non-collinear mixing for nonlinear ultrasonic detection of plasticity and fatigue. *The Journal of the Acoustical Society of America*, Acoustical Society of America, v. 126, n. 5, p. EL117–EL122, 2009.

DENG, M.; XIANG, Y.; LIU, L. Time-domain analysis and experimental examination of cumulative second-harmonic generation by primary lamb wave propagation. *Journal of Applied Physics*, American Institute of Physics, v. 109, n. 11, p. 113525, 2011.

EWING, J. A.; HUMFREY, J. Vi. the fracture of metals under repeated alternations of stress. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character*, The Royal Society London, v. 200, n. 321-330, p. 241–250, 1903.

GAVRILJUK, V. Comment on “effect of interlamellar spacing on cementite dissolution during wire drawing of pearlitic steel wires”. *Scripta Materialia*, Elsevier, v. 45, n. 12, p. 1469–1472, 2001.

GIURGIUTIU, V. Tuned lamb wave excitation and detection with piezoelectric wafer active sensors for structural health monitoring. *Journal of intelligent material systems and structures*, Sage Publications Sage CA: Thousand Oaks, CA, v. 16, n. 4, p. 291–305, 2005.

GRAFF, K. F. *Wave motion in elastic solids*. [S.l.]: Courier Corporation, 2012.

GROTH, E. B. Propagação de ondas de tensão em hastes retangulares no intervalo de frequência de (0; 100 [khz]). 2016.

KENDERIAN, S. et al. Ultrasonic monitoring of dislocations during fatigue of pearlitic rail steel. *Materials Science and Engineering: A*, Elsevier, v. 348, n. 1-2, p. 90–99, 2003.

KLESNIL, M.; LUKÁŠ, P. Effect of stress cycle asymmetry on fatigue crack growth. *Materials Science and Engineering*, Elsevier, v. 9, p. 231–240, 1972.

LI, Y. et al. Atomic-scale mechanisms of deformation-induced cementite decomposition in pearlite. *Acta Materialia*, Elsevier, v. 59, n. 10, p. 3965–3977, 2011.

LIANG, L. et al. Ratchetting in cold-drawn pearlitic steel wires. *Metallurgical and Materials Transactions A*, Springer, v. 50, n. 10, p. 4561–4568, 2019.

LIANG, L.-W. et al. Dislocation nucleation and evolution at the ferrite-cementite interface under cyclic loadings. *Acta Materialia*, Elsevier, v. 186, p. 267–277, 2020.

LIMA, W. D.; HAMILTON, M. Finite-amplitude waves in isotropic elastic plates. *Journal of sound and vibration*, Elsevier, v. 265, n. 4, p. 819–839, 2003.

LOPES, D. G. *Avaliação das tensões residuais na montagem de conectores em armaduras de tração de dutos flexíveis*. Tese (Doutorado) — M. Sc. dissertation (in portuguese). Centro Federal de Educação Tecnológica . . . , 2013.

LUKÁŠ, P.; KLESNIL, M. Cyclic stress-strain response and fatigue life of metals in low amplitude region. *Materials Science and Engineering*, Elsevier, v. 11, n. 6, p. 345–356, 1973.

MATLACK, K. H. et al. Review of second harmonic generation measurement techniques for material state determination in metals. *Journal of Nondestructive Evaluation*, Springer, v. 34, n. 1, p. 1–23, 2015.

- MOORE, P. O.; MILLER, R.; HILL, R. Nondestructive testing handbook, volume 6, acoustic emission testing, american society for nondestructive testing. *Inc., USA*, 2005.
- MUGHRABI, H. Dislocations in fatigue. *Dislocations and properties of real materials*, p. 244–262, 1984.
- MUGHRABI, H. Microstructural fatigue mechanisms: Cyclic slip irreversibility, crack initiation, non-linear elastic damage analysis. *International Journal of Fatigue*, Elsevier, v. 57, p. 2–8, 2013.
- MUGHRABI, H. Microstructural mechanisms of cyclic deformation, fatigue crack initiation and early crack growth. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, The Royal Society Publishing, v. 373, n. 2038, p. 20140132, 2015.
- MÜLLER, M. F. et al. Characteristics of second harmonic generation of lamb waves in nonlinear elastic plates. *The Journal of the Acoustical Society of America*, Acoustical Society of America, v. 127, n. 4, p. 2141–2152, 2010.
- NIELSEN, C. Semi-analytical finite element method for guided waves in civil engineering plate-like structures. 2015.
- OLIVEIRA, H. T. H. d. Projeto de um colar de ondas guiadas para aplicação em tubulação enterrada. 2017.
- ORUGANTI, R. K. et al. Quantification of fatigue damage accumulation using non-linear ultrasound measurements. *International Journal of Fatigue*, Elsevier, v. 29, n. 9-11, p. 2032–2039, 2007.
- PADILHA, J. A. P. Análise estrutural de riser flexível com armaduras de tração em titânio. *Rio de Janeiro*, 2009.
- PHAM, M. et al. Cyclic deformation response of aisi 316l at room temperature: mechanical behaviour, microstructural evolution, physically-based evolutionary constitutive modelling. *International Journal of Plasticity*, Elsevier, v. 47, p. 143–164, 2013.
- PRUELL, C. et al. A nonlinear-guided wave technique for evaluating plasticity-driven material damage in a metal plate. *Ndt & E International*, Elsevier, v. 42, n. 3, p. 199–203, 2009.
- RAO, V. J. et al. Observation of two stage dislocation dynamics from nonlinear ultrasonic response during the plastic deformation of aa7175-t7351 aluminum alloy. *Materials Science and Engineering: A*, Elsevier, v. 512, n. 1-2, p. 92–99, 2009.
- ROSE, J. Ultrasonic waves in solid media cambridge university press, 1999. *New York, NY, USA*, 1999.
- ROSE, J. L. *Ultrasonic guided waves in solid media*. [S.l.]: Cambridge university press, 2014.

ROYER, D.; DIEULESAINT, E. *Elastic waves in solids I: Free and guided propagation*. [S.l.]: Springer Science & Business Media, 1999.

SAGAR, S. P. et al. Effect of microstructure on non-linear behavior of ultrasound during low cycle fatigue of pearlitic steels. *Materials Science and Engineering: A*, Elsevier, v. 528, n. 6, p. 2895–2898, 2011.

SANGID, M. D. The physics of fatigue crack initiation. *International journal of fatigue*, Elsevier, v. 57, p. 58–72, 2013.

SANTOS, F. P. d. Avaliação dos efeitos da pressão parcial de co2 no processo de corrosão-fadiga em armaduras de tração de dutos flexíveis. *Master Degree (in Portuguese)*, Centro Federal de Educação Tecnológica Celso Suckow da Fonseca, 2011.

SHEN, Y.; GIURGIUTIU, V. Effective non-reflective boundary for lamb waves: Theory, finite element implementation, and applications. *Wave Motion*, Elsevier, v. 58, p. 22–41, 2015.

TALEMI, R. H.; CHHITH, S.; WAELE, W. D. On effect of pre-bending process on low cycle fatigue behaviour of high strength steel using lock-in thermography. *Procedia Structural Integrity*, Elsevier, v. 2, p. 3135–3142, 2016.

TANAKA, K.; MURA, T. A dislocation model for fatigue crack initiation. 1981.

VALLURI, J. S.; BALASUBRAMANIAM, K.; PRAKASH, R. V. Creep damage characterization using non-linear ultrasonic techniques. *Acta Materialia*, Elsevier, v. 58, n. 6, p. 2079–2090, 2010.

VARGAS, F. A. Avaliação das tensões residuais em armaduras de tração de dutos flexíveis pelo método experimental da rede de bragg. *On going Master Degree Dissertation*, Rio de Janeiro, CEFET/RJ, 2013.

VIOLA, E.; MARZANI, A.; BARTOLI, I. Semi-analytical formulation for guided wave propagation. In: *Mechanical vibration: Where do we stand?* [S.l.]: Springer, 2007. p. 105–121.

VISWANATH, A. et al. Nondestructive assessment of tensile properties of cold worked aisi type 304 stainless steel using nonlinear ultrasonic technique. *Journal of materials processing technology*, Elsevier, v. 211, n. 3, p. 538–544, 2011.

WATSON, J. D. *The morphology and crystallography of Widmanstätten precipitates*. Tese (Doutorado) — UNSW Sydney, 1970.

WILCOX, P. D. *Lamb wave inspection of large structures using permanently attached transducers*. Tese (Doutorado) — Imperial College London (University of London), 1998.

WÖHLER, A. *Über die festigkeitsversuche mit eisen und stahl*. [S.l.]: Ernst & Korn, 1870.

XIANG, Y. et al. Experimental study of thermal degradation in ferritic cr–ni alloy steel plates using nonlinear lamb waves. *Ndt & E International*, Elsevier, v. 44, n. 8, p. 768–774, 2011.

XIANG, Y. et al. Effect of precipitate-dislocation interactions on generation of nonlinear lamb waves in creep-damaged metallic alloys. *Journal of Applied Physics*, American Institute of Physics, v. 111, n. 10, p. 104905, 2012.

YE, D.; WANG, Z. An approach to investigate pre-nucleation fatigue damage of cyclically loaded metals using vickers microhardness tests. *International journal of fatigue*, Elsevier, v. 23, n. 1, p. 85–91, 2001.

ZBIB, H. M.; RHEE, M.; HIRTH, J. P. On plastic deformation and the dynamics of 3d dislocations. *International Journal of Mechanical Sciences*, Elsevier, v. 40, n. 2-3, p. 113–127, 1998.

ZHANG, J. et al. Non-linear ultrasonic response of plastically deformed aluminium alloy aa 7009. *Materials Science and Technology*, Taylor & Francis, v. 29, n. 11, p. 1304–1309, 2013.

ZHANG, J.; XUAN, F.-z.; XIANG, Y. Dislocation characterization in cold rolled stainless steel using nonlinear ultrasonic techniques: A comprehensive model. *EPL (Europhysics Letters)*, IOP Publishing, v. 103, n. 6, p. 68003, 2013.

ZHANG, X. et al. Microstructure and strengthening mechanisms in cold-drawn pearlitic steel wire. *Acta Materialia*, Elsevier, v. 59, n. 9, p. 3422–3430, 2011.

ZHANG, X. et al. Dislocation-based plasticity and strengthening mechanisms in sub-20 nm lamellar structures in pearlitic steel wire. *Acta Materialia*, Elsevier, v. 114, p. 176–183, 2016.

ZHAO, P.; XUAN, F.-Z. Ratchetting behavior of advanced 9–12% chromium ferrite steel under creep–fatigue loadings: Fracture modes and dislocation patterns. *Materials Science and Engineering: A*, Elsevier, v. 539, p. 301–307, 2012.

ZUO, P.; ZHOU, Y.; FAN, Z. Numerical studies of nonlinear ultrasonic guided waves in uniform waveguides with arbitrary cross sections. *AIP Advances*, AIP Publishing LLC, v. 6, n. 7, p. 075207, 2016.