



UNIVERSIDADE FEDERAL DO CEARÁ
CENTRO DE TECNOLOGIA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA METALÚRGICA E DE MATERIAIS
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA E CIÊNCIA DE
MATERIAIS

Estudo dos efeitos da microestrutura do material e da frequência do
sinal ultrassônico na análise de flutuações

Dimitry Barbosa Pessoa

FORTALEZA-CE

2013

DIMITRY BARBOSA PESSOA

Estudo dos efeitos da microestrutura do material e da frequência do sinal
ultrassônico na análise de flutuações

Dissertação de mestrado apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia e Ciência de Materiais, do Departamento de Engenharia metalúrgica e de Materiais da Universidade Federal do Ceará, com requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Engenharia e Ciência de Materiais. Área de concentração: Propriedades Físicas e Mecânicas dos Materiais. Linha de pesquisa: Ensaio Não-Destrutivo.

Orientador: Prof. Dr. Elineudo Pinho de Moura.

FORTALEZA – CE

2013

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação
Universidade Federal do Ceará
Biblioteca de Pós-Graduação em Engenharia - BPGE

P567e Pessoa, Dmitry Barbosa.
Estudo dos efeitos da microestrutura do material e da frequência do sinal ultrassônico na análise de flutuações / Dmitry Barbosa Pessoa. – 2013.
106 f. : il. color., enc. ; 30 cm.

Dissertação (mestrado) – Universidade Federal do Ceará, Centro de Tecnologia, Departamento de Engenharia Metalúrgica e de Materiais, Programa de Pós-Graduação em Engenharia e Ciência de Materiais, Fortaleza, 2013.
Área de Concentração: Propriedades Físicas e Mecânicas dos Materiais.
Orientação: Prof. Dr. Elineudo Pinho de Moura.

1. Ciência dos materiais. 2. Ensaios não destrutivos. 3. Simulação. I. Título.

CDD 620.11



Universidade Federal do Ceará
Centro de Tecnologia
Departamento de Engenharia Metalúrgica e de Materiais
Programa de Pós-Graduação em Engenharia e Ciência de Materiais

PARECER DA COMISSÃO DE DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

DIMITRY BARBOSA PESSOA

Estudo dos efeitos da microestrutura do material e da frequência do sinal ultrassônico na análise de flutuações

A Comissão de Dissertação de Mestrado composta pelos professores Elineudo Pinho de Moura, Presidente e Orientador, da Universidade Federal do Ceará; Francisco Marcondes, da Universidade Federal do Ceará; Lindberg Lima Gonçalves, da Universidade Federal do Ceará e André de Pinho Vieira, da Universidade de São Paulo, considera o candidato:

APROVADO

NÃO APROVADO

Secretaria do Programa de Pós-Graduação em Engenharia e Ciência de Materiais da Universidade Federal do Ceará, em 28 de novembro de 2013.

Prof. Elineudo Pinho de Moura

Presidente e Orientador

Prof. Francisco Marcondes

Membro

Prof. Lindberg Lima Gonçalves

Membro

Prof. André de Pinho Vieira

Membro

Aos meus pais Antônio José e Maria Margarida aos meus irmãos Webster, Jimmy e Carolina, aos meus sobrinhos Sophia e Eriuelton Neto, a minha amada noiva Camylla e a todos aqueles que se dedicam a ler esse trabalho.

AGRADECIMENTOS

Em especial a Deus por sua infinita bondade e misericórdia para comigo.

Aos meus pais Antônio José Farias Pessoa e Maria Margarida Barbosa Pessoa, pelo amor, pela educação que me deram e pelo incentivo.

Ao meu Orientador Dr. Elineudo Pinho de Moura, por sua paciência, determinação e por seus ensinamentos, os quais foram de grande importância para o desenvolvimento deste trabalho e para a minha vida acadêmica.

Ao professor Dr. André de Pinho Vieira por ter contribuído de forma altamente significativa, sempre atento em responder minhas dúvidas mesmo que muitas vezes repetitivas, o meu agradecimento.

Ao professor Dr. Francisco Marcondes e Dr. Lindberg Lima Gonçalves, suas imagens me servem como referencial. Suas contribuições foram significativas, sempre levarei comigo seus ensinamentos.

A minha noiva Camylla Alves do Nascimento, obrigado pelas conversas que me tranquilizavam, pela atenção mesmo que deixando seus afazeres de lado, pelos conselhos “infalíveis”, pelos elogios que só vem de quem ama e, principalmente, por te importares comigo.

“Eu poderia suportar, embora não sem dor, que tivessem morrido todos os meus amores, mas enlouqueceria se morressem todos os meus amigos”. (*Vinicius de Moraes*).

Como isso, venho agradecer aos meus amigos Adriano Filhote, Leandro Filho, Everton Mainha, Jarbas, Celso, Luis e Junior, pelo apoio e pela amizade.

Ao Laboratório de Caracterização de Materiais (LACAM), Laboratório de Metalografia e Laboratório de Pesquisa em Corrosão, todos estes foram de fundamental importância para o desenvolvimento deste trabalho.

A Capes pela concessão da bolsa durante todo o período de realização deste mestrado.

RESUMO

É corrente o uso de inspeção não-destrutiva ultrassônica na detecção de descontinuidades nos mais diversos materiais utilizados na indústria. Adicionalmente, informações sobre a microestrutura do material inspecionado podem ser obtidas a partir do processamento da série temporal produzida durante a inspeção. A simulação do ensaio ultrassônico representa uma importante ferramenta para o entendimento e previsão da interação da onda mecânica com o meio. No entanto, faz-se necessário, primeiramente, modelar o meio que reproduza as características de uma amostra, objeto de estudo, por onde a onda propaga. Cinco meios unidimensionais compostos por domínios (representando grãos), com tamanho médio distinto e a mesma densidade média, foram definidos neste trabalho. Simulações de propagação de ondas ultrassônicas nos meios modelados foram executadas para quatro diferentes frequências de ondas. Concomitantemente, foram capturados sinais ultrassônicos sobre cinco amostras de aço contendo diferentes tamanhos médios de grão, utilizando transdutores de 2.25, 5.0, 10.0 e 20.0 MHz. Todos os sinais obtidos foram submetidos à *detrended fluctuation analysis*, DFA, e *rescaled range analysis*, R/S, duas técnicas de análise de flutuações em séries temporais, com vista a filtrar informações espúrias e avaliar influência das variáveis selecionadas (tamanho de grão e frequência do sinal) sobre os sinais ultrassônicos obtidos. Por fim, é feita uma comparação entre os dados simulados e experimentais e avaliação da qualidade da simulação.

Palavras-Chave: Ensaio não-destrutivo. Simulação. Volumes Finitos. Análise de Flutuações.

ABSTRACT

It is usual the application of ultrasonic non-destructive evaluation to detect discontinuities in different materials applied in industry. Furthermore, information about the microstructure of the inspected material can be obtained by signal processing of time series produced during the inspection. Simulation of ultrasonic testing can be an important tool to help the understanding and predicting the interaction of mechanical wave in materials. First of all, computational materials modeling to reproduce the characteristics of specimens through which the wave propagates is necessary. Five different one-dimensional materials, composed of domains (grains) with different average size and same density were designed in this work. Simulations of ultrasonic wave propagation in the modeled materials were performed at four different wave frequencies. Concomitantly, ultrasonic signals were acquired from five steel samples containing different average grain sizes, using probes with central frequency of 2.25, 5.0, 10.0, and 20.0 MHz. Detrended fluctuation analysis, DFA, and rescaled range analysis, R/S, two techniques for analyzing fluctuations in time series, were used to process the signals in order to filter out spurious information and evaluate the influence of selected variables (grain size and frequency of the signal) on the ultrasonic signals obtained. Finally, simulated and experimental data and compared in order to evaluate the simulation performance.

Keywords: Non-destructive testing. Simulation. Finite Volume Method. Fluctuation Analysis.

SUMÁRIO

1. INTRODUÇÃO	12
2. OBJETIVO	14
2.1. OBJETIVO GERAL.....	14
2.2. OBJETIVOS ESPECÍFICOS	14
3. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	15
3.1 MÉTODOS E TÉCNICAS DE INSPEÇÃO.....	15
3.2. TIPOS DE PROPAGAÇÃO DE ONDA.....	16
3.3. PROPAGAÇÃO DE ONDA EM MEIO UNIDIMENSIONAL	18
3.4. EFEITOS DA PROPAGAÇÃO DE UMA ONDA MECÂNICA NO MATERIAL	22
3.5. SÉRIES TEMPORAIS E TÉCNICAS DE PROCESSAMENTO.....	25
3.5.1. ANÁLISE DE HURST	27
3.5.2. ANÁLISE DE FLUTUAÇÃO DESENVIESADA.....	30
3.6. FENÔMENO DE CROSSOVER	32
3.7. CRESCIMENTO DE GRÃO.....	33
3.8. SOLUÇÕES UNIDIMENSIONAIS PELO MÉTODO DE VOLUMES FINITOS	34
3.8.1. DISCRETIZAÇÃO DA EQUAÇÃO DA ONDA EM MEIO UNIDIMENSIONAL.....	36
3.8.2. EQUAÇÃO DA ONDA COM ATENUAÇÃO.....	39
3.9. CONSISTÊNCIA, CONVERGÊNCIA E ESTABILIDADE.	41
3.9.1. CONSISTÊNCIA	41
3.9.2 CONVERGÊNCIA	44
3.9.3. ESTABILIDADE	44
4. MATERIAIS E MÉTODOS	46
4.1. PREPARAÇÃO DAS AMOSTRAS	46
4.1.1 CÁLCULO DO TAMANHO MÉDIO DE GRÃO	49
4.2. ENSAIO ULTRASSÔNICO E PROCESSAMENTO DE SINAIS	51
4.2.1. AQUISIÇÃO E TRATAMENTO DOS SINAIS ULTRASSÔNICOS REAIS	51
4.3. SIMULAÇÃO	54
4.3.1. MODELAGEM DO MEIO DE PROPAGAÇÃO E CONDIÇÕES INICIAIS	54
4.3.2. FONTE	55
4.3.3. CONDIÇÕES DE CONTORNO	55
4.3.4. TESTES DO ALGORITMO DE SIMULAÇÃO DA PROPAGAÇÃO DA ONDA	56
4.3.5 EFEITOS DE ESPALHAMENTO E ATENUAÇÃO NA SIMULAÇÃO.....	59
4.3.6. COMPARAÇÃO ENTRE SINAIS CAPTURADOS E SIMULADOS.....	61
5. RESULTADO E DISCUSSÕES	63
5.1. ANÁLISE PRELIMINAR.....	63
5.2. SINAIS EXPERIMENTAIS E SIMULADOS	68
6. CONCLUSÃO	97
REFERÊNCIAS	100
APÊNDICE 1.	105

LISTA DE FIGURAS

Figura 1: Transdutor normal utilizado na captura de sinal ultrassônico pela técnica pulso eco.	16
Figura 2: Modo de vibração longitudinal ou compressivo.....	17
Figura 3: Modo de vibração transversal.....	18
Figura 4: Apresenta o cisalhamento de uma onda plana na direção transversal.	20
Figura 5: Reflexão e transmissão da onda sônica em interface.....	22
Figura 6: Dispersão da onda em função do tamanho da partícula e do comprimento de onda. ...	24
Figura 7: Representa um reservatório de água com um fluxo de entrada $\xi(t)$ e um de saída $\langle \xi \rangle_{\tau}$. $X(t, \tau)$ representa a diferença acumulada de entrada e saída de água. R o volume do reservatório que o faz um reservatório ideal. (FEDER, 1988, p.151).	28
Figura 8: Volume anual do lago Albert. $\xi(t)$ (linha pontilhada) e a diferença acumulada $X(t)$ (linha continua). R representa o volume do reservatório para que nunca esvazie ou transborde. (FEDER, 1988, p.150)	28
Figura 9: Volume elementar para o balanço de conservação.	34
Figura 10: Discretização dos volumes.	37
Figura 11: Microestrutura da amostra 1 de aço com tamanho médio de grãos de 16,3 μm	47
Figura 12: Microestrutura da amostra 2 de aço, com tamanho médio de grão de 26.5 μm	47
Figura 13: Microestrutura da amostra 3 de aço, com tamanho médio de grão de 29 μm	48
Figura 14: Microestrutura da amostra 4 de aço, com tamanho médio de grão de 483 μm	48
Figura 15: Microestrutura da amostra 5 de aço, com tamanho médio de grão de 728 μm	49
Figura 16: Aparelho de ultrassom e o osciloscópio, aparelhos utilizados na captura dos sinais.	51
Figura 17: Largura de Banda do Transdutor.	53
Figura 18: Sinal produzido pela simulação da propagação de um pulso ultrassônico em um meio contendo duas regiões com características diferentes e mesma impedância.....	57
Figura 19: Propagação de onda por uma interface entre meios com impedâncias distintas.	58
Figura 20: Propagação de onda por uma interface entre meios com impedâncias distintas.	59
Figura 21: Sinal simulado durante propagação em meio heterogêneo, sem parâmetro de atenuação.....	60
Figura 22: Sinal ultrassônico capturado com transdutor de 5 MHz sobre amostra 2 (26 μm). ...	61
Figura 23: O mesmo sinal mostrado na figura 22 após filtragem.	62
Figura 24: Sinal simulado pelo código escrito para MATLAB.	62
Figura 25: Análise R/S de sinais capturados com tamanhos diferentes (2.25 MHz).	64
Figura 26: Análise R/S de sinais capturados com tamanhos diferentes (5.0 MHz).	64
Figura 27: Análise R/S de sinais capturados com tamanhos diferentes (10.0 MHz).	65
Figura 28: Análise R/S de sinais capturados com tamanhos diferentes (20.0 MHz).	65
Figura 29: Análise R/S de sinais capturados e com diferentes encadeamentos (2.25 MHz).	66
Figura 30: Análise R/S de sinais capturados e com diferentes encadeamentos (5.0 MHz).	67
Figura 31: Análise R/S de sinais capturados e com diferentes encadeamentos (10.0 MHz).	67
Figura 32: Análise R/S de sinais capturados e com diferentes encadeamentos (20.0 MHz).	68
Figura 33: Análise DF de sinais ultrassônico real e simulado. Freq: 2.25 MHz. Amostra 1.	71
Figura 34: Análise RS de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 2.25 MHz. Amostra 1.	71
Figura 35: Análise DF de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 2.25 MHz. Amostra 2. ...	72
Figura 36: Análise RS de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 2.25 MHz. Amostra 2.	72
Figura 37: Análise DF de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 2.25 MHz. Amostra 3. ...	73

Figura 38: Análise <i>RS</i> de sinais ultrassônicos real e simulados. Freq: 2.25 MHz. Amostra 3....	73
Figura 39: Análise <i>DF</i> de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 2.25 MHz. Amostra 4. ...	74
Figura 40: Análise <i>RS</i> de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 2.25 MHz. Amostra 4.	74
Figura 41: Análise <i>DF</i> de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 2.25 MHz. Amostra 5. ...	75
Figura 42: Análise <i>RS</i> de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 2.25 MHz. Amostra 5.	75
Figura 43: Análise <i>DF</i> de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 5.0 MHz. Amostra 1.	78
Figura 44: Análise <i>RS</i> de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 5.0 MHz. Amostra 1.	78
Figura 45: Análise <i>DF</i> de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 5.0 MHz. Amostra 2.	79
Figura 46: Análise <i>RS</i> de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 5.0 MHz. Amostra 2.	79
Figura 47: Análise <i>DF</i> de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 5.0 MHz. Amostra 3.	80
Figura 48: Análise <i>RS</i> de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 5.0 MHz. Amostra 3.	80
Figura 49: Análise <i>DF</i> de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 5.0 MHz. Amostra 4.	81
Figura 50: Análise <i>RS</i> de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 5.0 MHz. Amostra 4.	81
Figura 51: Análise <i>DF</i> de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 5.0 MHz. Amostra 5.	82
Figura 52: Análise <i>RS</i> de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 5.0 MHz. Amostra 5.	82
Figura 53: Análise <i>DF</i> de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 10.0 MHz. Amostra 1. ...	85
Figura 54: Análise <i>RS</i> de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 10.0 MHz. Amostra 1.	85
Figura 55: Análise <i>DF</i> de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 10.0 MHz. Amostra 2. ...	86
Figura 56: Análise <i>RS</i> de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 10.0 MHz. Amostra 2.	86
Figura 57: Análise <i>DF</i> de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 10.0 MHz. Amostra 3. ...	87
Figura 58: Análise <i>RS</i> de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 10.0 MHz. Amostra 3.	87
Figura 59: Análise <i>DF</i> de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 10.0 MHz. Amostra 4. ...	88
Figura 60: Análise <i>RS</i> de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 10.0 MHz. Amostra 4.	88
Figura 61: Análise <i>DF</i> de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 10.0 MHz. Amostra 5. ...	89
Figura 62: Análise <i>RS</i> de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 10.0 MHz. Amostra 5.	89
Figura 63: Análise <i>DF</i> de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 20.0 MHz. Amostra 1. ...	90
Figura 64: Análise <i>RS</i> de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 20.0 MHz. Amostra 1.	90
Figura 65: Análise <i>DF</i> de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 20.0 MHz. Amostra 2. ...	91
Figura 66: Análise <i>RS</i> de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 20.0 MHz. Amostra 2.	91
Figura 67: Análise <i>DF</i> de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 20.0 MHz. Amostra 3. ...	92
Figura 68: Análise <i>RS</i> de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 20.0 MHz. Amostra 3.	92
Figura 69: Análise <i>DF</i> de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 20.0 MHz. Amostra 4. ...	93
Figura 70: Análise <i>RS</i> de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 20.0 MHz. Amostra 4.	93
Figura 71: Análise <i>DF</i> de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 20.0 MHz. Amostra 5. ...	94
Figura 72: Análise <i>RS</i> de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 20.0 MHz. Amostra 5.	94
Figura 73: Análise espectral de sinal capturado com transdutor de 2.25 MHz.	105
Figura 74: Análise espectral de sinal capturado com transdutor de 5.0 MHz.	105
Figura 75: Análise espectral de sinal capturado com transdutor de 10.0 MHz.	106
Figura 76: Análise espectral de sinal capturado com transdutor de 20.0 MHz.	106

1. INTRODUÇÃO

A inspeção de materiais sem alterar suas características físico-químicas, mecânicas ou geométricas e sem interferir em seu uso posterior evoluiu devido ao interesse de verificar a existência de descontinuidades nos materiais. Técnicas com tais características são chamadas de não-destrutivas e fazem parte de um sistema de gestão de qualidade.

Existem diversos tipos de ensaios não-destrutivos, entre os quais: ensaios visuais, estanqueidade, partículas magnéticas, líquidos penetrantes, ultrassom, radiografia, emissão acústica, correntes parasitas, termografia, análise de vibrações, etc. Cada ensaio tem a sua particularidade de uso, e os ensaios são diretamente dependentes da situação em que se encontra o material e do que se quer analisar.

Em destaque neste trabalho está o ensaio por ultrassom. Tal ensaio é utilizado na detecção de descontinuidades internas presentes em materiais ferrosos ou não-ferrosos, magnéticos ou não-magnéticos. Essas descontinuidades são oriundas de processos de fabricação da peça ou componentes a ser examinada como, por exemplo: bolhas de gás em aços fundidos, delaminação em laminados, micro-trincas em forjados, escórias em uniões soldadas etc., sendo o ultrassom largamente utilizado nos setores petroquímico, siderúrgico, naval, aeronáutico, nuclear e etc. Esse tipo de ensaio é feito com a utilização de dispositivos especiais, chamados transdutores, que permitem emitir e/ou captar ondas ultrassônicas [1].

As ondas ultrassônicas são refletidas nas diversas interfaces presentes no interior do material, de modo que o sinal capturado em um transdutor contém flutuações de intensidade, que podem revelar a presença de descontinuidades. Isso é feito através da análise matemática dessas flutuações. No Centro de Ensaios Não-Destrutivos do Departamento de Engenharia Metalúrgica e de Materiais da UFC a análise matemática das flutuações é realizada com o auxílio de técnicas desenvolvidas originalmente para o estudo de sinais com características fractais.

A série temporal criada no ensaio por ultrassom nos permite fazer uma análise em termos de intervalos re-escalados utilizando o método *R/S*. Essa série temporal pode ser caracterizada por um expoente de Hurst, *H* [2].

Para séries não correlacionadas espera-se que o expoente H seja igual a 0.5. Quando H é maior (menor) que 0.5 a série apresenta correlação e uma memória de longa duração, com comportamento persistente (antipersistente) [2].

O método *DFA* (análise de flutuações desenviesada) tem-se mostrado um instrumento bastante útil na análise e quantificação das correlações de longo alcance. Esse método foi desenvolvido para quantificar precisamente as correlações de longo período encontradas em séries temporais não estacionárias. O método fornece um parâmetro quantitativo simples para quantificar as propriedades de correlação de um sinal ultrassônico [3].

Esse método tem sido aplicado de forma satisfatória em diversos campos de pesquisa: dinâmica cardíaca, meteorologia, economia, para investigar a natureza fractal de microestruturas e identificar as flutuações em um sinal, etc.

No presente trabalho será analisado o efeito da variação de frequência de uma onda ultrassônica, do sinal obtido pela propagação de uma onda em um meio material unidimensional e não homogêneo com diferentes tamanhos médios de grão. Através de modelagem matemática e simulação computacional, pretendemos analisar se, existindo a variação das componentes acima citadas (tamanho de grão e frequência), existe influência nos resultados das análises *R/S* e *DF*.

Por fim, os sinais simulados serão correlacionados com sinais de ultrassom reais emitidos em amostras de aço com diferentes tamanho médio de grão, utilizando transdutores com frequência de 2.25, 5.0, 10.0 e 20.0 MHz.

2. OBJETIVO

2.1. OBJETIVO GERAL

Analisar a influência da microestrutura do material, resultante da variação no tamanho médio de grão, e da frequência do pulso ultrassônico nos resultados produzidos pelas análises *R/S* e *DF*. Por fim, de posse das informações extraídas durante o processamento dos sinais simulados, será feita uma comparação com resultados obtidos pelo processamento de sinais reais capturados sobre amostras de aço ASTM A516 Gr 60, comumente empregados na indústria petroquímica.

2.2. OBJETIVOS ESPECÍFICOS

- 1) Desenvolver um código computacional capaz de modelar meios unidimensionais heterogêneos;
- 2) Escrever um algoritmo capaz de simular a propagação de ondas ultrassônicas nos diversos meios modelados;
- 3) Realizar inspeção não-destrutiva utilizando diferentes frequências de ondas ultrassônicas sobre um conjunto de amostras contendo tamanhos de grãos distintos;
- 4) Empregar técnicas de processamento de sinais (simulados e capturados experimentalmente);
- 5) Avaliar a qualidade da modelagem e da simulação e da influência das variáveis selecionadas.

3. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Ensaaios não-destrutivos podem ser definidos como técnicas capazes de inspecionar o material sem alterar suas propriedades, nem danificá-lo ou impedir sua utilização posterior [1]. A partir da definição acima o ensaio por ultrassom pode ser classificado como não-destrutivo. Esse ensaio é largamente empregado na detecção de descontinuidade e avaliação da integridade de peças, equipamentos e estruturas, bem como na caracterização de materiais.

Ondas ultrassônicas possuem alta sensibilidade na detecção de descontinuidades internas perpendiculares à direção de propagação da onda sonora. Ao propagar-se no meio de interesse a onda é refletida, ao encontrar uma interface presente no material. A detecção das ondas refletidas e análise dos sinais produzidos permitem determinar e localizar tais imperfeições [4].

O efeito de interação da onda sonora com a matéria é maior quanto menor for o comprimento de onda. Isso significa dizer que mais interações ocorrem para frequências maiores de onda [1].

3.1 MÉTODOS E TÉCNICAS DE INSPEÇÃO

Os métodos e técnicas de inspeção por ultrassom podem ser divididos em: método pulso-eco, método por transparência, método por ressonância. E suas técnicas podem ser técnica por contato ou técnica por imersão [1].

O método pulso-eco foi utilizado nesse trabalho para fazer a inspeção nas amostras de aço. Nesse método o transdutor emite pulsos de ultrassom em intervalos regulares de tempo, que percorrem o material. Se a onda encontra uma interface, parte ou toda a energia é refletida e retorna ao transdutor, que converte as vibrações em energia elétrica e a transforma em sinal, que é apresentada na tela do osciloscópio [4].

O processo de geração e de recepção das ondas ultrassônica é repetido para cada pulso sucessivo [1].

O método pulso-eco, embora possa ser empregado utilizando dois transdutores, um para transmitir e outro para receber as ondas sônicas, normalmente utiliza-se de

apenas um transdutor que cumpre alternadamente a função de emissão e de recepção (observe a Figura 1).

Figura 1: Transdutor normal utilizado na captura de sinal ultrassônico pela técnica pulso eco.



FONTE: Catálogo de transdutores ultrassônicos Olympus.

O método pulso-eco é o mais utilizado, principalmente por ser um método de aplicação simples, exigindo poucos dispositivos ou equipamentos e requerendo acesso apenas a uma das superfícies da área a ser inspecionada.

A maneira mais simples e usual de transmitir a energia sônica para o material é através do posicionamento direto do cabeçote sobre a peça, ou seja, através da técnica por contato. Para que ocorra transmissão de energia para o material é necessário eliminar todo o ar existente entre o transdutor e o material. Essa eliminação é feita com a utilização de acoplantes.

O acoplante é um agente responsável pela diminuição da diferença de impedância entre o agente emissor e o material a ser inspecionado. Em geral são utilizados como acoplantes: água, óleo, glicerina, graxas derivadas de petróleo, graxas de silicone, dentre outros produtos líquidos ou pastosos.

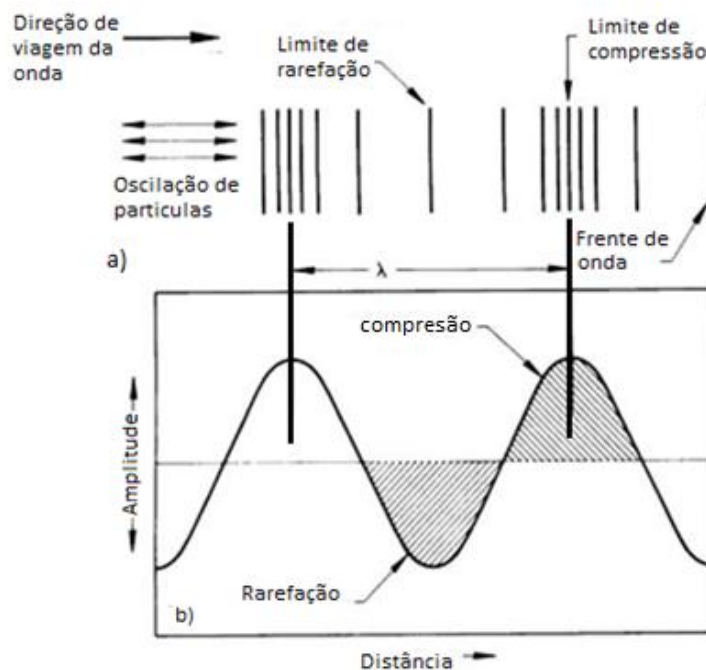
3.2. TIPOS DE PROPAGAÇÃO DE ONDA

Os átomos que compõem os materiais assumem posições definidas, determinadas pelas forças de atração e repulsão interatômica ou intermolecular existente no material. O modo de propagação da onda é determinado a partir da natureza das forças de restituição da posição de equilíbrio.

Podem-se classificar ondas como longitudinais, transversais, superficiais, etc. Ondas longitudinais ou também chamadas de ondas compressivas, mostradas na Figura 2, são aquelas em que a direção de vibração é paralela à direção de propagação da onda (este modo de propagação é comum a todos os materiais). Como exemplo de ondas longitudinais, temos as ondas sonoras. Ondas sonoras são constituídas por aquelas cujas frequências situam-se em um intervalo capaz de estimular a sensação de audição. Este intervalo é compreendido entre 20 Hz e 20 kHz [5]. Uma onda mecânica longitudinal cuja frequência esteja abaixo do intervalo audível é denominada onda infrassônica; se a frequência estiver acima do audível tem-se uma onda ultrassônica.

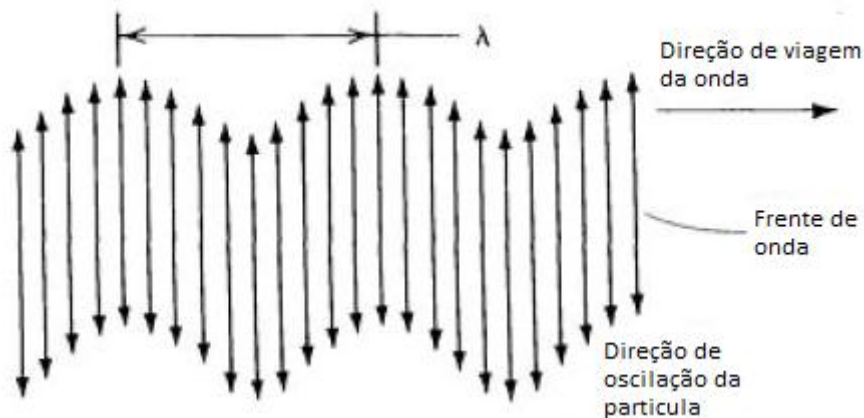
Outra classificação de ondas são as chamadas de transversais, mostradas na Figura 3. Essas ondas são definidas como perturbações nas quais a direção de vibração é perpendicular à direção de propagação. Esse modo de propagação só ocorre em meios que apresentam tensões de cisalhamento, como no caso de sólidos ou fluidos de alta viscosidade [6].

Figura 2: Modo de vibração longitudinal ou compressivo.



FONTE: ASM Handbook, vol 17.

Figura 3: Modo de vibração transversal.



FONTE: ASM Handbook, vol 17.

Ondas ultrassônicas são emitidas no material por intermédio de um agente externo, por exemplo, os transdutores. Estes por sua vez podem possuir um cristal de quartzo, que é considerado um material piezoelétrico.

Materiais com essas características, quando solicitados externamente, de modo que sofram uma deformação mecânica, produzem polarização elétrica (distribuição de cargas elétricas em extremidades opostas) proporcional à deformação sofrida. Este efeito é o chamado efeito piezoelétrico direto. Inversamente a essa discussão, quando estes materiais são submetidos a uma diferença de potencial ao longo de sua direção de polarização, são produzidas deformações mecânicas em resposta.

3.3. PROPAGAÇÃO DE ONDA EM MEIO UNIDIMENSIONAL

A velocidade das ondas longitudinais em um sólido é uma característica do meio onde ela se propaga. A velocidade do pulso sônico depende da massa específica, do módulo de elasticidade, do coeficiente de Poisson e do módulo de rigidez do material [7].

Se o meio de propagação da onda for um sólido com o formato de uma barra fina, pode-se tratar a propagação da onda como unidimensional. A análise para as ondas longitudinais de um gás é igualmente válida [5], onde o módulo de elasticidade do gás,

B , substitui o módulo de Young, Y , que pode ser obtido pela relação entre a tensão longitudinal na barra e sua deformação longitudinal. (ver equação. 8).

Uma onda ultrassônica longitudinal pode ser considerada tanto como uma onda de deslocamento quanto uma onda de pressão [5], sua propagação comprime o meio e o distorce lateralmente. Devido a um sólido poder desenvolver uma força de cisalhamento em qualquer direção, tal distorção lateral é acompanhada por um esforço transversal [7].

Podem ser considerados separadamente em meios sólidos os modos longitudinais e transversais. Sabe-se que a compressão longitudinal, u , produz uma tensão $\partial u / \partial x$; a distorção lateral associada produz uma tensão $\partial \beta / \partial y$ (de sinal oposto a $\partial u / \partial x$) e perpendicular à direção x .

Neste caso β é o deslocamento na direção y e é uma função de ambos, x e y [7]. A razão entre estas tensões apresenta,

$$-\left(\frac{\partial \beta}{\partial y}\right) / \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right) = \sigma, \quad eq(1)$$

sendo σ conhecido como coeficiente de Poisson, que é expresso em termos das constantes elásticas de Lamé λ e do módulo de rigidez μ como

$$\sigma = \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)}. \quad eq(2)$$

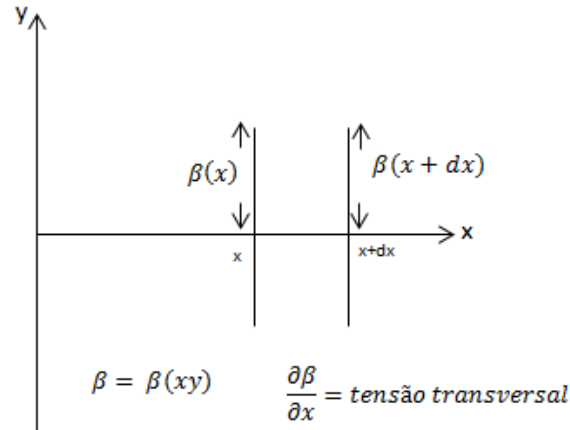
Estas constantes são sempre positivas, a fim de que $\sigma < 1/2$, e σ é geralmente aproximadamente 1/3 [7]. Em termos de constantes o módulo de Young torna-se

$$Y = (\lambda + 2\mu - 2\lambda\sigma) \quad eq(3)$$

A constante μ é o coeficiente de rigidez transversal, isto é, a relação entre a tensão e deformação transversal. Essa constante desempenha o papel da elasticidade na propagação das ondas transversais puras em um sólido dividido em pedaços

infinitamente pequenos, que o módulo de Young desempenha para ondas longitudinais em uma amostra fina. A Figura 4 ilustra o cisalhamento de uma onda plana na direção transversal, onde a tensão transversal é definida por $\partial\beta/\partial x$.

Figura 4: Apresenta o cisalhamento de uma onda plana na direção transversal.



FONTE: H. J. Pain; The physics of vibrations and waves. London: Wiley - intersciene 1968.

A tensão transversal na posição x é, portanto, $T_x = \mu \partial\beta/\partial x$. A equação de movimento transversal do elemento dx é dada por

$$T_{x+dx} - T_{dx} = \rho dx \frac{\partial^2 \beta}{\partial t^2} \quad eq(4)$$

onde ρ é a densidade, ou

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial \beta}{\partial x} \right) = \rho \frac{\partial^2 \beta}{\partial t^2} \quad eq(5)$$

Então

$$\frac{\partial^2 \beta}{\partial t^2} = \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 \beta}{\partial x^2} \quad eq(6)$$

que corresponde à equação de onda com uma velocidade dada por $v^2 = \mu/\rho$.

O efeito da rigidez transversal μ é endurecer o sólido e aumentar a constante elástica que rege a propagação de ondas longitudinais [7]. Em uma massa sólida a velocidade destas ondas já não é dada por $v^2 = Y/\rho$, mas torna-se

$$v^2 = \frac{\lambda + 2\mu}{\rho} \quad eq(7)$$

Desde o módulo de Young $Y = \lambda + 2\mu - 2\lambda_\sigma$, a elasticidade é aumentada pela quantidade $2\lambda_\sigma \approx \lambda$, para que ondas longitudinais em uma massa sólida tenham uma maior velocidade que as mesmas ondas ao longo de uma amostra fina [7].

Em um sólido isotrópico, onde a velocidade de propagação é a mesma em todos os sentidos, o conceito de um módulo de elasticidade de volume, usado na discussão sobre as ondas em gases, detém igualmente bem. Expressa em termos de constantes elásticas de Lamé, o módulo de compressibilidade de um sólido é escrito como,

$$B = \lambda + \frac{2}{3}\mu = Y[3(1 - 2\sigma)]^{-1} \quad eq(8)$$

a velocidade das ondas longitudinais em termos do módulo de compressibilidade de um sólido pode ser obtida por

$$v_l = \left(\frac{B + 4/3\mu}{\rho} \right)^{1/2} \quad eq(9)$$

enquanto a velocidade transversal permanece como

$$v_t = \left(\frac{\mu}{\rho} \right)^{1/2} \quad eq(10)$$

3.4. EFEITOS DA PROPAGAÇÃO DE UMA ONDA MECÂNICA NO MATERIAL

Diversos são os efeitos ocorridos quando uma onda propaga-se em um meio material, sendo esse material homogêneo ou heterogêneo. É evidente que em meios heterogêneos os efeitos sejam maiores devido ao material possuir uma maior complexidade.

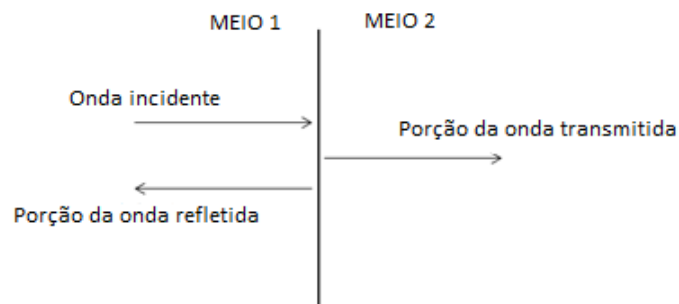
A intensidade da onda sônica recebida por um transdutor depois de sua propagação em meio material é consideravelmente menor que a intensidade transmitida ao material. Os agentes responsáveis pela atenuação são as perdas por transmissão, efeitos de interferência, dispersão e absorção do pulso sônico.

Quando uma onda ultrassônica atinge uma interface entre dois meios com características distintas, parte de sua energia é transmitida para o segundo meio e parte é refletida. Os percentuais de energia transmitido e refletido dependem das impedâncias acústicas dos meios. Por sua vez, impedância acústica é definida como sendo, o produto da velocidade de propagação da onda, v , pela densidade do meio, ρ , em que ela propaga [7,8]

$$Z = \rho \cdot v \quad eq(11)$$

A diferença de impedância acústica em um material faz com que a onda ultrassônica que atinge a interface seja dividida em duas partes: uma parte do pulso é refletida e outra é transmitida para o segundo meio, com mostra a figura 5.

Figura 5: Reflexão e transmissão da onda sônica em interface.



FONTE: Própria.

Os coeficientes de reflexão e transmissão de energia da onda podem ser dados por:

$$R = \frac{I_r}{I_i} = \frac{(Z_2 - Z_1)^2}{(Z_2 + Z_1)^2} \quad eq(12)$$

$$T = \frac{I_t}{I_i} = \frac{4 \cdot Z_2 \cdot Z_1}{(Z_2 + Z_1)^2} \quad eq(13)$$

onde,

I_r = Intensidade do pulso refletido;

I_i = Intensidade do pulso incidente;

I_t = Intensidade do pulso transmitido;

Z_1 = impedância acústica do meio 1;

Z_2 = impedância acústica do meio 2.

Sabendo que toda a energia incidente é transformada em energia refletida e transmitida, os coeficientes satisfazem a relação,

$$R + T = 1 \quad eq(14)$$

Os coeficientes de reflexão e transmissão também podem ser calculados em termos da pressão sônica da seguinte forma [1]:

$$R = \frac{P_r}{P_i} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad eq(15)$$

$$T = \frac{P_t}{P_i} = \frac{2 \cdot Z_2}{Z_2 + Z_1} \quad eq(16)$$

Os efeitos de interferência incluem a difração e outros efeitos que causam deslocamento de fase ou deslocamento da frequência da onda.

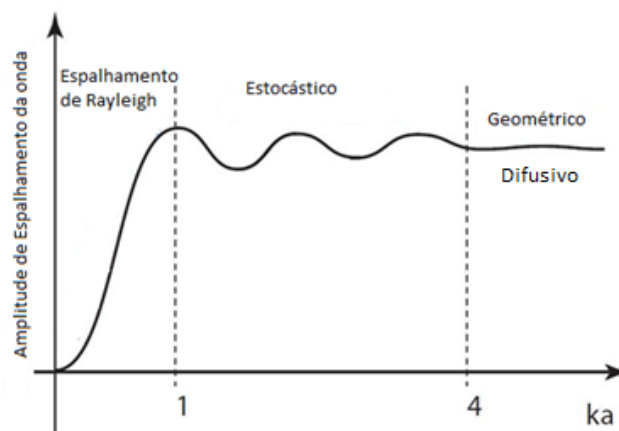
A absorção de energia ultrassônica ocorre principalmente pela conversão de energia mecânica em energia térmica. O movimento alternado das partículas do material em torno de um ponto, durante a propagação da onda sonora, aquece o material na compressão e resfria na rarefação. Levando em conta que a propagação de energia térmica flui muito mais lentamente que a energia sonora, as perdas térmicas são irreversíveis e, portanto reduzem progressivamente a energia da onda durante sua propagação [1].

Espalhamento de uma onda ultrassônica acontece em materiais não homogêneos, e pode ser gerado por uma onda sônica que incide em uma interface existente no meio de propagação. Descontinuidades presentes no material, tais como: contorno de grão, inclusões, falta de fusão, dentre outras; tendem a desviar pequenas porções da energia sônica em direções diferentes daquela do pulso principal.

Além das descontinuidades acima citadas, o espalhamento da onda sonora em um material depende da relação entre tamanho de grão e comprimento de onda [4]. Para um tamanho de grão menor que 0.01 vezes o comprimento de onda, o espalhamento é desprezível. Para materiais onde o tamanho de grão é 0.1 vezes o comprimento de onda, ou maior, o efeito do espalhamento é muito pronunciado, impossibilitando, às vezes, uma inspeção confiável [1].

O espalhamento pode ser analisado em três situações: espalhamento de Rayleigh, estocástico e geométrico ou difusivo [8]. Estes são definidos pela relação entre o tamanho médio de grão e o comprimento de onda.

Figura 6: Dispersão da onda em função do tamanho da partícula e do comprimento de onda.



Fonte: Nondestructive evaluation: theory, techniques, and applications/edited by Peter J. Shull. 2002.

A figura 6 exibe três regiões em virtude do tipo de espalhamento. O regime de espalhamento da onda é função do tamanho das partículas do meio e do comprimento de onda, onde o diâmetro das partículas é dado por a , o comprimento de onda é λ , e o vetor de onda (número de onda) é k [8]. Neste trabalho o espalhamento é resultado da interação entre onda e a microestrutura do aço. As características das diferentes regiões são discutidas a seguir:

Região 1: Caracterizada por valores de $2 \cdot \pi \cdot a \ll \lambda$ ($ka \ll 1$). Nesta região a amplitude de espalhamento tem uma forte dependência com a dimensão do espalhador para um determinado comprimento de onda sônica incidente. Nesta região o espalhamento é aproximadamente multidirecional e é chamado de espalhamento de Rayleigh. Medições ultrassônicas para determinar o tamanho das partículas são geralmente realizadas nesta região.

Região 2: Caracterizada por $2 \cdot \pi \cdot a \cong \lambda$ ($ka \cong 1$): Esta é uma região de transição entre o espalhamento geométrico e o espalhamento de Rayleigh. Para valores de a comparáveis ao de λ , a onda pode propagar-se ao longo da superfície da partícula. Esta região caracteriza-se por uma amplitude de oscilação (ressonância) das ondas dispersas. Observa-se que o máximo de energia espalhada ocorre para $2 \cdot \pi \cdot a = \lambda$.

Região 3: Caracterizada para valores de $2 \cdot \pi \cdot a \gg \lambda$ ($ka \gg 1$): Nesta região, devido a partícula ser muito maior que o comprimento de onda, o total de onda que se dispersa e as direções das ondas desviadas são governadas por condições geométricas.

3.5. SÉRIES TEMPORAIS E TÉCNICAS DE PROCESSAMENTO.

Uma sequência finita de números reais cujos elementos são variáveis dependentes do tempo define uma série temporal [9]. Um sinal ultrassônico é um exemplo dessa série.

De modo geral, um sinal é considerado uma grandeza física variável no tempo que contém algum tipo de informação, tal como corrente, pressão num ponto do espaço, cor num pixel de uma tela de TV, ondas ultrassônicas, etc.

Os sinais são representados de forma matemática por uma função de uma ou mais variáveis, onde uma variável é independente, e as outras são dependentes. A variável da função pode ser considerada de forma contínua ou discreta. Sinais são ditos contínuos no tempo quando a variável for definida para um intervalo contínuo no tempo. De forma contrária, o sinal será discreto, ou seja, são sequências de números, x cujo n -ésimo número é $x[n]$. Pode ser que uma sequência deste tipo tenha se originado da amostragem de um sinal contínuo.

As séries temporais podem ser classificadas em estacionárias e não estacionárias. Uma série temporal é estacionária quando ela se desenvolve aleatoriamente em torno de uma média, com desvio padrão constante, refletindo alguma forma de equilíbrio estável. A ideia básica de estacionariedade é que as leis de probabilidade que atuam no processo não mudam com o tempo. Isto é, o processo mantém o equilíbrio estatístico. Caso contrário tem-se uma série temporal não estacionária [9].

O estudo de séries temporais pode ser dividido em quatro frentes: descrição, explicação, predição e controle [10]. A análise de séries temporais pode ser realizada no domínio da frequência ou no domínio do tempo.

A descrição de uma série temporal consiste em caracterizar a série através de medidas estatísticas e gráficas, permitindo determinar a estacionariedade e a persistência de uma série temporal. A explicação envolve a formulação de modelos capazes de definir a dinâmica que gera a série temporal, e é muito comum em econometria, ciência que estabelece modelos quantitativos para dados econômicos. A predição tem por objetivo prever os valores futuros de uma série temporal a partir dos valores passados. Por fim, é possível buscar o controle de uma série temporal, de forma a manter uma dada variável em torno de um valor alvo. Entretanto, essa é via de regra uma tarefa dificultada pelo fato de que apenas uma pequena quantidade dos fatores que influenciam a série pode ser controlada.

Neste trabalho serão estudadas séries não estacionárias. Em geral, um fator que contribui para a não estacionariedade de um sinal é o acréscimo de outro sinal indesejável que distorce o sinal original transmitido.

Os métodos de processamento de sinais mais usados são o Banco de Filtros, Código Linear de Predição (LPC) [11] e a Transformada Discreta de Fourier (DFT) implementada através da *Fast Fourier Transform* (FFT). Outro método é a

Transformada de ondaleta, (*Wavelet*), que em alguns casos propicia a obtenção de informações não conseguidas com o uso da FFT.

Nesse trabalho os métodos escolhidos são *R/S* e *DFA*, que serviram para analisar séries temporais não estacionárias de memória longa.

3.5.1. ANÁLISE DE HURST

Hurst dedicou vários anos de sua vida tentando modelar o nível do rio Nilo visando analisar os problemas relacionados ao armazenamento de água, no intuito de encontrar um reservatório perfeito, ou seja, que nunca se esvazia ou que nunca transborda. Hurst tomou como objeto de estudo a variação do volume das águas do lago africano Albert. O fruto destes estudos foi a criação de uma metodologia estatística para distinguir a aleatoriedade da não aleatoriedade e sistemas para identificar a persistência de tendências. Esse método ficou conhecido como análise de Hurst ou método R/S.

Este método é bem conhecido e aceito em fenômenos naturais e humanos que mostram memória por muito tempo. Em economia, o estudo da memória de longo prazo despertou o interesse de pesquisadores durante os anos setenta [12, 13, 14], tendo sido introduzida na economia por Mandelbrot, que argumentou que esta metodologia foi superior à autocorrelação, à análise de variância e à análise espectral [15].

A metodologia baseia-se na determinação do volume de um reservatório, conhecendo seu fluxo de entrada de água $\xi(t)$, e considerando que seu fluxo de saída seja igual a $\langle \xi \rangle_\tau$, ou seja, igual à média de $\xi(t)$, de maneira que este reservatório nunca esvazie ou transborde [2].

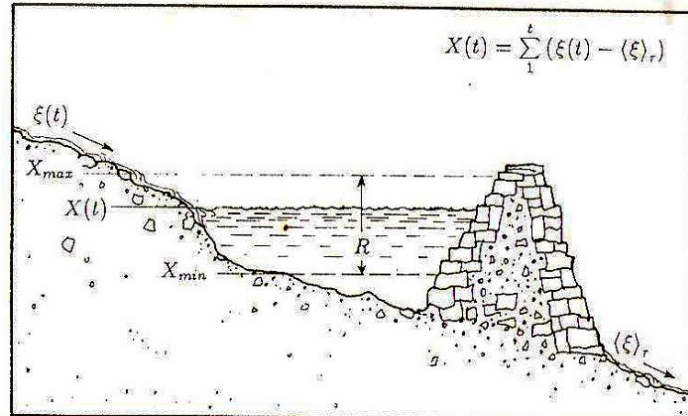
O fluxo médio de entrada durante o período de ano τ é

$$\langle \xi \rangle_\tau = \frac{1}{\tau} \sum_{t=1}^{\tau} \xi(t). \quad eq(17)$$

Considerando $X(t)$ a diferença acumulada entre o fluxo de entrada $\xi(t)$ e sua média $\langle \xi \rangle_\tau$, temos,

$$X(t, \tau) = \sum_{i=1}^t \{ \xi(i) - \langle \xi \rangle_\tau \}. \quad (1 \leq t \leq \tau). \quad eq(18)$$

Figura 7: Representa um reservatório de água com um fluxo de entrada $\xi(t)$ e um de saída $\langle \xi \rangle_\tau$. $X(t, \tau)$ representa a diferença acumulada de entrada e saída de água. R o volume do reservatório que o faz um reservatório ideal. (FEDER, 1988, p.151).

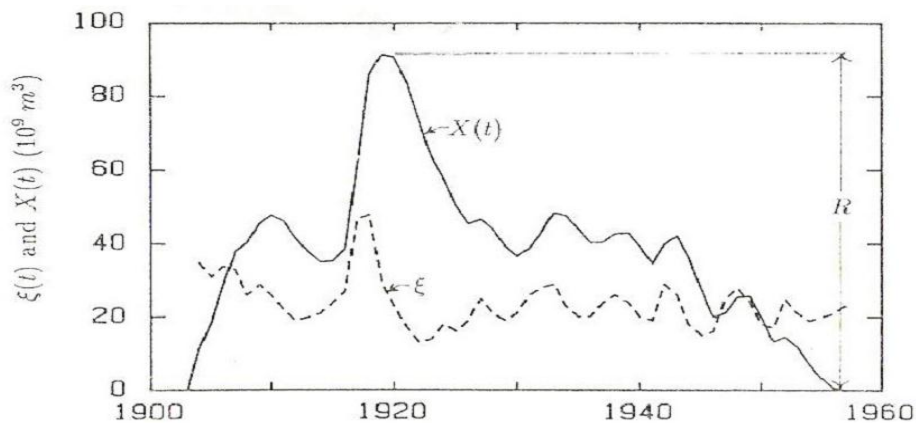


FONTE: Feder 1988.

Pode-se analisar a diferença R entre os valores máximo e mínimo do fluxo acumulado $X(t, \tau)$ durante o intervalo de tempo τ . Essa diferença R representa a capacidade de armazenamento indispensável para manter o fluxo médio durante todo o período,

$$R(\tau) = \max X(t, \tau)_{1 \leq t \leq \tau} - \min X(t, \tau)_{1 \leq t \leq \tau}, \quad eq(19)$$

Figura 8: Volume anual do lago Albert. $\xi(t)$ (linha pontilhada) e a diferença acumulada $X(t)$ (linha contínua). R representa o volume do reservatório para que nunca esvazie ou transborde. (FEDER, 1988, p.150)



FONTE: Feder 1988.

Hurst considerou o lago Albert após vários períodos de cheia do Rio Nilo, daí então pôde concluir que $R(\tau)$ depende do fluxo $\xi(t)$, e que ambos dependem do período

τ . Para concluir sua observação Hurst tomou como denominador de seu método o desvio padrão do fluxo de entrada de águas neste reservatório, que é definido por,

$$S = \left(\frac{1}{\tau} \sum_{t=1}^{\tau} \{ \xi(t) - \langle \xi \rangle_{\tau} \}^2 \right)^{1/2}. \quad eq(20)$$

Hurst pôde concluir que a razão adimensional R/S possui uma dependência do período τ , dada pela equação abaixo, se tomada com vários registros de tempo pode ser muito bem descrita pela seguinte relação empírica, ou seja, o valor de H pode ser extraído a partir de experiências e observações,

$$\frac{R}{S} = \left(\frac{\tau}{2} \right)^H. \quad eq(21)$$

O expoente de Hurst, sendo uma grandeza adimensional, permite a comparação com outros fenômenos. Mostra-se também um parâmetro adequado para descrever o comportamento de sistemas dependentes do tempo, compostos por um número muito alto de variáveis, sendo uma ferramenta capaz de caracterizar o grau de autossimilaridade de um processo, ou seja, é uma medida de correlação e persistência.

Tomando a equação 21 e aplicando o logaritmo em ambos os lados temos,

$$\log_{10}(R/S) = H \log_{10}(\tau/2). \quad eq(22)$$

Ao traçarmos $\log_{10}(R/S)$ em função de $\log_{10}(\tau/2)$, obtemos uma reta cuja inclinação define o expoente de Hurst H . O expoente de Hurst é o teste clássico para detectar memória longa em séries temporais. Hurst observou uma correlação nas séries de dados analisados e seus estudos deram origem à análise R/S , que permite definir o expoente de Hurst ou coeficiente de Hurst. O índice H , cujo valor pode variar entre 0 e 1, permite classificar a série temporal em persistente ou antipersistente. De acordo com Feder (1988), uma série que possui $0.5 < H \leq 1$, exibe um comportamento de persistência. Isso quer dizer que a um incremento na variável dependente é mais provável seguir-se um novo aumento, e que a uma diminuição na variável dependente é mais provável

seguir-se uma nova diminuição. Uma série associada a $0 \leq H < 0.5$, exibe um comportamento antipersistente, ou seja, a um aumento na variável dependente é mais provável seguir-se uma diminuição, e vice-versa. Uma série temporal associada a um processo aleatório descorrelacionado como um movimento browniano regular é caracterizada por $H = 0.5$ [16]. As séries persistentes e antipersistentes possuem memória de longo prazo, enquanto que as não correlacionadas não possuem memória [17].

3.5.2. ANÁLISE DE FLUTUAÇÃO DESENVIESADA

O método de análise de flutuação sem tendência (*Detrended Fluctuation Analysis* - DFA) tem sido muito utilizado em diversas áreas que estão relacionadas a séries temporais não estacionárias para quantificar as correlações de longo alcance. Exemplos são fornecidos por séries temporais, econômicas [18-21], física do estado sólido [19,20], dinâmica de variabilidade cardíaca [22-26], estrutura de nuvens [27] e identificação de microestruturas [3]. Em outros casos, o método tem se demonstrado uma ferramenta muito importante de reconhecimento de padrões auxiliando na identificação de características relevantes, melhorando consideravelmente o sucesso das tarefas de classificação [28-32]. Este método fornece um parâmetro quantitativo simples, um expoente de escala α , para quantificar as propriedades de correlação de uma série temporal. O método permite a detecção da autossimilaridade em séries temporais não estacionárias, e também evita a detecção falsa de correlações que são artefatos de nãoestacionaridade nas séries temporais, ou seja, tendência incorporada no sinal [33].

O método DFA [34] pode ser utilizado para calcular o expoente de Hurst de uma série de tempo através da eliminação das tendências que podem ser sobrepostos a um movimento browniano fracionário subjacente [35].

Para se calcular uma DFA, tomamos uma série temporal ξ cujos valores são ξ_i , fazendo i variar de 1 até N , onde N representa o comprimento total da série temporal. A princípio tira-se a média da série temporal $\bar{\xi}$,

$$\langle \xi \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \xi_i. \quad eq(23)$$

Em seguida integra-se a série temporal,

$$Y_j = \sum_{i=1}^j (\xi_i - \langle \xi \rangle), \quad eq(24)$$

onde i é o i -ésimo intervalo de tempo e $\langle \xi \rangle$ é a média temporal.

A seguir, a série temporal integrada é dividida em intervalos de igual tamanho τ não sobrepostos, e em cada um destes intervalos, uma reta é ajustada aos dados da série. Para o ajuste tomamos uma função de tendência local $Y_\tau(t)$ definida por $Y_\tau = a_n + b_n \cdot t$, onde n indexa os intervalos de igual tamanho em que se dividiu a série, de tal forma que os coeficientes da equação representam o ajuste linear pelo método dos mínimos quadrados. O tamanho das janelas, ou seja, τ , vai diminuindo por um fator multiplicativo de $1/2^{n-1}$.

Além de ajustar a reta utilizando a função linear (DFA-1), a tendência pode ser ajustada junto à série temporal usando-se as funções polinomiais de segunda (DFA-2), terceira (DFA-3) e/ou de k -ésima ordem (DFA- k).

Em seguida é retirada a tendência da série temporal integrada, Y_N , subtraindo desta a tendência local $Y_\tau(t)$ em cada intervalo. A medida da flutuação da série para o tamanho τ usado é dada por

$$F(\tau) = \sqrt{\frac{1}{\tau} \sum_{i=1}^{\tau} [Y(i) - Y_\tau(i)]^2}, \quad eq(25)$$

onde $F(\tau)$ representa uma média da flutuação para cada segmento e τ representa um comprimento de escala. Então o gráfico do $\log_{10} F(\tau)$ em função de $\log_{10}(\tau)$ é utilizado para extrair o expoente DFA a partir da inclinação da reta ajustada à série de pontos produzidos durante a análise DFA.

Uma lei de potência entre $F(\tau)$ e τ indica a presença de escalamento:

$$F(\tau) \approx \tau^\alpha, \quad eq(26)$$

As flutuações podem ser caracterizadas pelo expoente de escala α , um parâmetro de autossimilaridade que representa as propriedades de correlação de leis de potência de longos períodos do sinal.

Se o valor do expoente DFA for igual para todas as escalas de tempo τ , teremos uma escala monofractal, ou seja, encontra-se o mesmo coeficiente DFA para diferentes pedaços da mesma série, se não, teremos uma escala multifractal, logo, temos diferentes coeficientes DFA para diferentes intervalos n da série.

Uma análise monofractal pode ser importante do ponto de vista comparativo, se quisermos comparar estruturas sem descontinuidades que diferem em termos de DFA de estruturas com descontinuidades. No entanto se for feito uma análise multifractal, podem-se obter mais detalhes, como o grau de complexidade ou a variação de complexidade de acordo com os diferentes tipos de descontinuidades.

3.6. FENÔMENO DE CROSSOVER

A função $F(\tau)$ é utilizada para vários tamanhos do intervalo τ para poder determinar a relação entre as flutuações $F(\tau)$ e τ . Para um processo autossimilar, ou seja, que possui invariância por escala ou então similaridade em toda escala observada, $F(\tau)$ aumenta com τ pela lei de potência $F(\tau) \sim \tau^\alpha$, onde α representa o expoente de escala obtido como coeficiente angular da reta ajustada que pode ser obtido por regressão linear.

No gráfico de $\log F(\tau)$ versus $\log \tau$, em alguns casos são observados duas inclinações diferentes para a mesma série temporal em estudo, para diferentes intervalos de valores de τ . A existência dessas duas inclinações caracteriza um fenômeno de *crossover*.

3.7. CRESCIMENTO DE GRÃO

Mesmo após concluído o processo de recristalização a microestrutura de grãos recristalizados ainda não é a mais estável [36]. Os contornos de grão possuem energia que passam a atuar como potencial termodinâmico para seu crescimento de modo a diminuir o número de grãos por unidade de volume. O crescimento de grão é um processo que depende do tempo em que a amostra fica no forno e da temperatura de aquecimento [36].

Com o crescimento em tamanho e decréscimo em número de grãos, a área do contorno de grão diminui e por sua vez a energia de superfície decresce. Os contornos de grão desempenham um importante papel na determinação das propriedades de um metal [37].

O crescimento normal de grão é usualmente aceito de tal forma que pode ser descrito pela lei empírica citada em [38],

$$R = Kt^N, \quad eq(27)$$

onde R é o tamanho médio de grão, t é o tempo, k e N são constantes dependentes da temperatura e do material. O crescimento normal de grão ocorre continuamente e gradualmente, de tal forma que a distribuição de tamanho de grão mantém-se aproximadamente constante. Por outro lado, o crescimento anormal de grão é descrito pelo crescimento rápido de grãos grandes. A taxa de crescimento desses grãos grandes é muito maior que aquela de um grão de tamanho médio. No crescimento de grão anormal, ou recristalização secundária, alguns grãos crescem rapidamente, enquanto a maioria dos grãos permanece com diâmetro aproximadamente constante, o que torna a distribuição de tamanho de grão altamente heterogênea.

3.8. SOLUÇÕES UNIDIMENSIONAIS PELO MÉTODO DE VOLUMES FINITOS

O método que obtiver as equações aproximadas levando em consideração, e satisfazendo, a conservação das propriedades em nível de volumes elementares, é conhecido como um método de volumes finitos. Considera-se, como volume elementar, o menor volume de fluido ainda tratado como um meio contínuo [39].

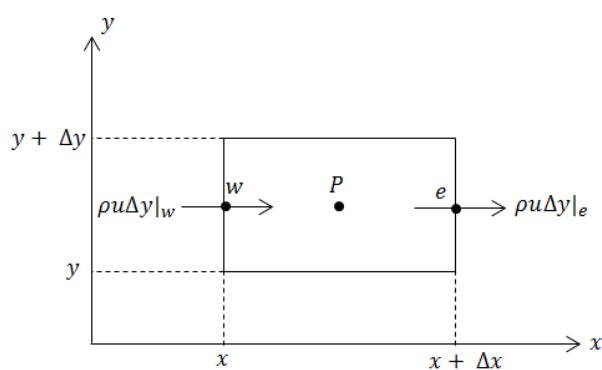
O método de volumes finitos está intrinsecamente ligado ao conceito de fluxo em meio a regiões, ou volumes, adjacentes. Esse fluxo de massa ou energia é a quantidade dessa grandeza que atravessa uma fronteira com área A , por unidade de tempo [40].

As equações discretizadas podem ser obtidas por duas formas através dos métodos de volumes finitos. A primeira é por meio de um balanço da propriedade no volume elementar, ou volume finito. E a segunda por meio de integração da equação de conservação, sobre o volume de controle, no espaço e no tempo, das equações na forma conservativa.

Uma forma conservativa ou também chamada de forma divergente é aquela em que na equação diferencial os fluxos estão dentro do sinal da derivada e, na primeira integração, aparecem os fluxos nas fronteiras do volume elementar, tornando-se assim equivalente ao balanço.

Para ilustrar a conexão entre as equações aproximadas usadas no método dos volumes finitos e as equações diferenciais na forma conservativa, considere o volume elementar unidimensional mostrado na Figura 9.

Figura 9: Volume elementar para o balanço de conservação.



FONTE: Maliska [39], adaptada pelo autor.

O interesse agora é deduzir a equação diferencial que representa a conservação da massa. O balanço da massa no volume elementar em regime permanente mostrado na figura 9 pode ser dado em termos das velocidades, para o volume elementar no sistema de coordenadas cartesianas, por

$$\rho u \Delta y|_e - \rho u \Delta y|_w = 0, \quad eq(28)$$

onde os índices e e w da equação 28 identificam pontos nas faces do volume de controle na discretização numérica. Tomando agora o produto $\Delta x \cdot \Delta y$ e dividindo na equação 28, temos

$$\frac{\rho u|_e - \rho u|_w}{\Delta x} = 0 \quad eq(29)$$

Tomando o limite na equação 29, tem-se a forma diferencial

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u) = 0 \quad eq(30)$$

A equação 30 está na forma conservativa, pois o produto ρu está dentro do sinal da derivada. Para obter-se a aproximação numérica da equação 30, que representa a equação da conservação da massa infinitesimal, integra-se a mesma no volume elementar e obtêm-se

$$\int_w^e \int_s^n \left[\frac{\partial}{\partial x}(\rho u) \right] dy dx = 0 \quad eq(31)$$

$$\int_s^n [\rho u|_e - \rho u|_w] dy = 0 \quad eq(32)$$

O fluxo de massa avaliado no meio da face do volume de controle representa a média da variação na face. Pode-se então escrever

$$\rho u \Delta y|_e - \rho u \Delta y|_w = 0 \quad eq(33)$$

Contudo, pode-se observar que realizar a integração da forma conservativa da equação diferencial ou fazer o balanço de massa são procedimentos equivalentes.

3.8.1. DISCRETIZAÇÃO DA EQUAÇÃO DA ONDA EM MEIO UNIDIMENSIONAL

As equações diferenciais parciais de segunda ordem são de grande importância para as ciências exatas, pois são amplamente aplicadas na resolução de problemas como, por exemplo, no estudo da propagação de fluidos em meios materiais com geometria desordenada [41], na transferência de calor [42], etc.

Uma equação diferencial parcial linear de segunda ordem com coeficientes constantes pode ser classificada em três grupos: equações elípticas, equações parabólicas e equações hiperbólicas. As equações parabólicas são adequadas para modelar problemas de difusão [41], enquanto que as equações elípticas são adequadas para problemas de equilíbrio e as equações hiperbólicas para problemas de convecção [43].

A equação da onda é uma equação diferencial parcial de segunda ordem que delinea o comportamento da onda ao longo do tempo. Uma onda pode ser considerada tanto para deslocamento quanto para pressão. Nesse capítulo consideraremos a função deslocamento, que será representada por $u(x, t)$.

Contudo, a equação da onda em um meio material pode ser representada por

$$\frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial t^2} = v^2 \frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial x^2} . \quad eq(34)$$

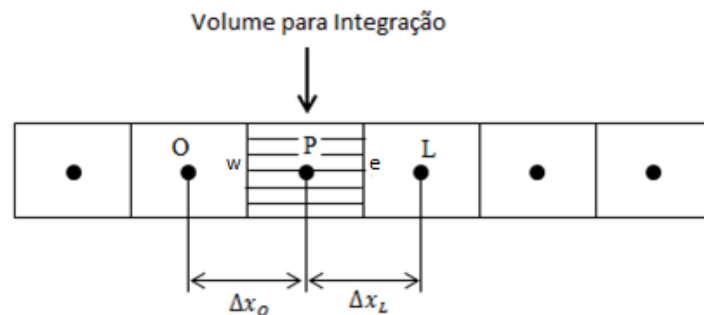
A velocidade da onda pode ser dada como $v^2 = \frac{c}{\rho}$, e acrescentando um termo fonte na equação 34 tem-se

$$\rho \frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial t^2} = c \frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial x^2} + f, \quad eq(35)$$

onde f é uma função que representará a fonte geradora do pulso. Sendo x coordenada cartesiana, t é o tempo, ρ é a densidade do material onde a onda está propagando, C é o módulo elástico do meio, dependente do material e da velocidade de propagação da onda.

Para resolver de forma numérica a equação da onda, utilizaremos neste trabalho o método dos volumes finitos, que substitui o cálculo para a solução no domínio contínuo por um número finito e discreto de pontos. Para esse cálculo utilizaremos a formulação explícita, em que todas as características dos meios vizinhos a P são avaliadas no instante anterior e, portanto, já são conhecidas. Com isso, é possível explicitar a incógnita da equação u_P em função de deslocamentos vizinhos no passo de tempo anterior, e, portanto, conhecido.

Figura 10: Discretização dos volumes.



FONTE: Maliska, adaptada pelo autor.

Para facilitar os cálculos, muitas vezes se utiliza o procedimento dos volumes inteiros. Tal processo promove uma melhor generalização do cálculo dos coeficientes quando todos os volumes tiverem as mesmas características. Outro fator que facilita quando utilizado esse processo é a conservação garantida para todo o domínio, mesmo quando a função for prescrita na fronteira. Esse método é utilizado quando se trabalha com meios homogêneos, caso que não será analisado nesse trabalho.

Quando os elementos da malha não tiverem as mesmas propriedades, ou seja, meio não homogêneo, a malha é utilizada para definir os elementos, existirão pontos nodais sobre as interfaces e, conseqüentemente, o aparecimento de meio volume, que representará um balanço entre os volumes anterior e sucessor.

Nesse trabalho o meio de interesse é não homogêneo, e para se construírem as regiões de interfaces utiliza-se a média harmônica. Para o cálculo da média harmônica, utilizam-se os pontos à frente e atrás do ponto de integração.

Tomando-se a equação 35 e fazendo a integração no volume de controle P da figura 9, no tempo do lado esquerdo e do lado direito no espaço, como mostra a equação 36,

$$\int_t^{t+\Delta t} \int_w^e \rho \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial u(x,t)}{\partial t} \right) dx dt = \int_t^{t+\Delta t} \int_w^e \frac{\partial}{\partial x} \left(C \frac{\partial u(x,t)}{\partial x} \right) dx dt + \int_t^{t+\Delta t} \int_w^e f dx dt \quad eq(36)$$

resulta em

$$\begin{aligned} & \rho \int_w^e \left[\left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)^{t+\Delta t} - \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)^t \right] dx \\ &= \int_t^{t+\Delta t} \left[C_e \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_e^t - C_w \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_w^t \right] dt + \Delta x \int_t^{t+\Delta t} f dt \quad eq(37) \end{aligned}$$

Agora, integra-se a equação 37 no espaço do lado esquerdo e no tempo do lado direito, daí tem-se

$$\rho \left[\left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)^{t+\Delta t} - \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)^t \right] \Delta x = \left[C_e \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_e^t - C_w \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_w^t \right] \Delta t + \Delta x \cdot F \quad eq(38)$$

Como se tem uma equação para cada ponto discreto e em cada uma dessas equações os deslocamentos vizinhos são sempre no instante anterior, a formulação explícita dá origem a um conjunto de equações algébricas que podem ser resolvidas uma a uma, obtendo-se o deslocamento em cada ponto do espaço num instante futuro [39].

Como C não é uniforme em todos os pontos da malha, escreve-se o lado direito da equação 38, como $\left[C_e \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_e - C_w \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_w \right]$

Aproximando as derivadas de ambos os lados da equação 38 por diferenças centrais de segunda ordem, encontra-se

$$\begin{aligned} & \rho \left[\left(\frac{u_p^{t+\Delta t} - u_p^t}{\Delta t} - \frac{u_p^t - u_p^{t-\Delta t}}{\Delta t} \right) \right] \Delta x \\ &= \left[C_e \left(\frac{u_e^t - u_p^t}{\Delta x} \right) - C_w \left(\frac{u_p^t - u_w^t}{\Delta x} \right) \right] \Delta t \\ &+ F \cdot \Delta x \end{aligned} \quad eq(39)$$

isolando a variável de deslocamento no tempo futuro, temos:

$$\begin{aligned} u_p^{t+1} &= 2 \cdot u_p^t - u_p^{t-1} + \frac{\Delta t^2}{\rho \Delta x^2} \left(C_e(u_e^t - u_w^t) - C_i(u_p^t - u_w^t) \right) \\ &+ \frac{\Delta t}{\rho} F \end{aligned} \quad eq(40)$$

3.8.2. EQUAÇÃO DA ONDA COM ATENUAÇÃO

A equação 4 é um modelo ideal da propagação da onda, onde leva-se em conta que a onda propaga-se em um meio material sem que haja perda de energia da onda para o meio. Contudo, quando levamos em conta a propagação da onda em um meio material onde não desprezamos os agentes responsáveis pela perda de energia da onda, e formula-se uma equação da onda mais abrangente e aplicável em modelos onde a densidade $\rho(x)$ e as propriedades elásticas $C(x)$ variam em cada ponto da malha discreta, a equação da onda será:

$$\frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial t^2} = v^2 \frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial x^2} + D \frac{\partial u}{\partial x} + f \quad eq(41)$$

O termo $D \frac{\partial u}{\partial x}$ é considerado um fator de amortecimento em D que é função do coeficiente de atenuação do meio, α . Nesse trabalho, o coeficiente de atenuação, α foi calculado experimentalmente segundo detalhes apresentados no item 4.3.5, de modo que o meio modelado apresente coeficiente de atenuação semelhante ao real.

Utilizando o método de volumes finitos para o modelo apresentado na equação da onda sem atenuação, a equação 41 apresenta o que se pode chamar da equação da onda com amortecimento. Logo, a equação será:

$$\begin{aligned} \rho \int_t^{t+\Delta t} \int_w^e \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial u(x,t)}{\partial t} \right) dxdt &= \int_t^{t+\Delta t} \int_w^e C \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial u(x,t)}{\partial x} \right) dxdt + \int_t^{t+\Delta t} \int_w^e D \frac{\partial u}{\partial x} dxdt \\ + \int_t^{t+\Delta t} \int_w^e f dxdt & \end{aligned} \quad eq(42)$$

Integrando o lado esquerdo da equação 42 no tempo e do lado direito com relação à posição, temos:

$$\begin{aligned} &\rho \left\{ \int_w^e \left[\left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)^{t+\Delta t} - \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)^t \right] dx \right\} \\ &= \int_t^{t+\Delta t} \left[C_e \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_e^t - C_w \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_w^t \right] dt + D\Delta t \int_w^e \frac{\partial u}{\partial x} dx \\ &+ \Delta x \int_t^{t+\Delta t} f dt \end{aligned} \quad eq(43)$$

Agora integrando o lado esquerdo da equação 43 no espaço e do lado direito com relação ao tempo, obtemos a equação 44

$$\begin{aligned} u_p^{t+\Delta t} &= 2 \cdot u_p^t - u_p^{t-\Delta t} + \frac{\Delta t^2}{\rho \Delta x^2} [C_e(u_e^t - u_p^t) - C_i(u_p^t - u_w^t)] \\ &+ D\Delta t(u_e^t - u_w^t) + \frac{\Delta t}{\rho} F. \end{aligned} \quad eq(44)$$

Contudo, a equação 44 descreverá o avanço da onda no meio desejado na simulação, onde ρ representa a densidade no volume de integração, Δt é o passo de tempo de solução da equação e Δx a resolução da malha.

3.9. CONSISTÊNCIA, CONVERGÊNCIA E ESTABILIDADE.

É questionável a solução de uma equação diferencial de forma numérica, pois se sabe que existe um erro na discretização da equação, que afeta a qualidade da aproximação numérica de derivadas parciais.

Nesta seção será apresentado sob que condições a solução discretizada é a representação da solução real da equação diferencial parcial.

3.9.1. CONSISTÊNCIA

Ao resolver uma equação diferencial utilizando o método numérico, existe um questionamento a ser feito. O questionamento sempre será em cima de a solução numérica estar bem próxima da solução real da equação diferencial parcial. Afinal de contas, o erro local de truncamento pode ser um fator influente na precisão numérica das derivadas parciais. Uma característica importante de uma aproximação por diferenças finitas é que ela seja consistente com a equação diferencial parcial que ela discretiza.

Se por acaso tomarmos uma função qualquer e quisermos determinar a primeira derivada no ponto $x_i = i\Delta x$, a qual será denotada por $\left. \frac{\partial f}{\partial x} \right|_i$, se expandirmos $f(x + \Delta x)$ em série de Taylor em torno do ponto x_i , teremos

$$f(x + \Delta x) = f(x_i) + (\Delta x) \left. \frac{\partial f}{\partial x} \right|_i + \frac{(\Delta x)^2}{2!} \left. \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \right|_i + \frac{(\Delta x)^3}{3!} \left. \frac{\partial^3 f}{\partial x^3} \right|_i + \dots + \frac{(\Delta x)^n}{n!} \left. \frac{\partial^n f}{\partial x^n} \right|_i \quad eq(45)$$

Isolando a primeira derivada, pode-se escrever,

$$\left. \frac{\partial f}{\partial x} \right|_i = \frac{f(x_i + \Delta x) - f(x_i)}{\Delta x} + \left[-\frac{(\Delta x)}{2!} \left. \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \right|_i - \frac{(\Delta x)^2}{3!} \left. \frac{\partial^3 f}{\partial x^3} \right|_i - \dots \right] \quad eq(46)$$

Observa-se que, isolando $\left. \frac{\partial f}{\partial x} \right|_i$, todos os termos da série de Taylor foram divididos pelo espaçamento Δx .

Por sua vez a equação 46 mostra que a derivada primeira é a soma da razão

$$\frac{f(x_i + \Delta x) - f(x_i)}{\Delta x} \quad eq(47)$$

com os demais termos da série de Taylor de segunda ordem acima, onde ao conjunto dos termos é dado o nome de *erro local de truncamento* (ELT).

O ELT surge com a necessidade de utilização de uma quantidade de termos finitos da expansão. Fica difícil tratar os infinitos termos dessa série na aproximação numérica, logo, a série é truncada a partir da ordem que melhor se adequar ao problema. Para o caso desse trabalho, a série será truncada a partir da derivada de segunda ordem.

Portanto, com essa quebra de termos, é de se esperar uma leve diferença entre a solução real e sua aproximação numérica. Analisando a equação 46, observa-se que a redução de Δx resulta em um menor erro na solução numérica, pois os termos que estão ligados ao erro local de truncamento se reduzem, com a redução de Δx . Quando Δx é reduzido, chama-se esse procedimento de refinamento da malha.

Contudo, isso equivale a dizer que, quando $\Delta x \rightarrow 0$, o $ELT \rightarrow 0$, e recupera-se, a partir da expressão discreta, equação de diferenças finitas, a aproximação contínua original da equação diferencial parcial:

$$\lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{u(x + \Delta x) - u(x)}{\Delta x} = \frac{\partial u}{\partial x}. \quad eq(48)$$

Para que uma discretização seja consistente com a equação diferencial parcial, seu erro local de truncamento deve tender a zero à medida que $\Delta x, \Delta t \rightarrow 0$. Para que a consistência de uma discretização seja verificada, substituem-se as expansões em série de Taylor na equação de diferenças finitas, e faz-se $\Delta x, \Delta t \rightarrow 0$. No caso em que, tomando-se a condição de $\Delta x, \Delta t \rightarrow 0$, o erro local de truncamento também vai a zero, a discretização pode ser considerada consistente com a equação diferencial parcial.

Neste trabalho será tomada como exemplo a equação da onda

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = v^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}. \quad eq(49)$$

Fazendo uma aproximação por diferenças finitas e discretizando a equação da onda, tem-se:

$$u_i^{t+1} = 2.u_i^t - u_i^{t-1} + \frac{v^2(\Delta t)^2}{(\Delta x)^2}(u_{i+1}^t - 2.u_i^t + u_{i-1}^t). \quad eq(50)$$

Na tentativa de verificar se a equação 50 é consistente com a equação 49, expandem-se os termos $u_{i+1}^t, u_{i-1}^t, u_i^{t+1}$ e u_i^{t-1} em série de Taylor no ponto (x_i, t) , até a quarta ordem:

$$u_i^{t\pm 1} = u_i^t \pm (\Delta t) \left. \frac{\partial u}{\partial t} \right|_i + \frac{(\Delta t)^2}{2!} \left. \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \right|_i \pm \frac{(\Delta t)^3}{3!} \left. \frac{\partial^3 u}{\partial t^3} \right|_i \pm \frac{(\Delta t)^4}{4!} \left. \frac{\partial^4 u}{\partial t^4} \right|_i;$$

$$u_{i\pm 1}^t = u_i^t \pm (\Delta x) \left. \frac{\partial u}{\partial x} \right|_i + \frac{(\Delta x)^2}{2!} \left. \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right|_i \pm \frac{(\Delta x)^3}{3!} \left. \frac{\partial^3 u}{\partial x^3} \right|_i \pm \frac{(\Delta x)^4}{4!} \left. \frac{\partial^4 u}{\partial x^4} \right|_i.$$

Substituindo as expansões acima, na equação 50, obtêm-se

$$\left. \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \right|_i = v^2 \left. \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right|_i + \frac{(\Delta x)^4}{12\Delta t^2} \left. \frac{\partial^4 u}{\partial t^4} \right|_i - \frac{(\Delta t)^2}{12} \left. \frac{\partial^4 u}{\partial t^4} \right|_i. \quad eq(51)$$

Quando $\Delta x, \Delta t \rightarrow 0$, o erro local de truncamento presente na equação 51 tende a zero, então pode-se considerar apenas

$$\left. \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \right|_i = v^2 \left. \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right|_i. \quad eq(52)$$

Portanto, observa-se que a discretização da equação 50 é consistente com a equação diferencial parcial apresentada na equação 49. Observa-se que durante o processo de solução numérica, devido ao emprego de $\Delta x, \Delta t \rightarrow 0$, a equação diferencial que estamos resolvendo de forma efetiva quando utilizamos a equação 50 é a mesma dada pela equação 51, mesmo contendo erros provenientes do truncamento das expansões em série de Taylor. Ao substituírem-se as expansões feitas acima com

relação aos termos $u_{i+1}^t, u_{i-1}^t, u_i^{t+1}$ e u_i^{t-1} utilizando o método de expansão de Taylor, facilmente podem-se identificar os termos que compõem o erro. Com isso, podemos minimizá-lo, aumentando a precisão de nossa aproximação [40].

3.9.2 CONVERGÊNCIA

Se a discretização de uma equação diferencial for consistente, então, quando $\Delta x, \Delta t \rightarrow 0$, o erro local de truncamento se anula, daí pode-se recuperar a equação diferencial parcial original. Um método numérico é dito convergente caso a solução numérica no domínio de interesse de u_i^t se aproxime ao máximo da solução exata $u(x_i, t)$ de uma equação diferencial parcial. Uma condição necessária para a convergência é a consistência, pois, quando atribuída a condição de $\Delta x, \Delta t \rightarrow 0$, e não recuperada a equação diferencial parcial original, então, também a solução numérica u_i^t não se aproximará da solução exata $u(x_i, t)$ da equação diferencial parcial original [40].

3.9.3. ESTABILIDADE

Uma característica desejada quando se trabalha com solução de equações diferenciais parciais utilizando métodos numéricos é que a solução obtida seja a solução exata de uma equação discretizada. Então, para todo método numérico no qual quaisquer erros ou perturbações na solução não são amplificados sem limite, o método é considerado estável.

Entre as perturbações e erros que mais estão presentes quando se trabalha com métodos numéricos, pode-se ter como exemplo: condições de fronteiras e acúmulo de erros de arredondamento cometidos pelo computador durante os cálculos. O primeiro caso é evitado com uma correta discretização das condições auxiliares, o segundo não pode ser evitado, portanto, devendo ser controlado [40].

Deve-se procurar evitar que os erros de arredondamento cresçam sem limite, pois certamente o acúmulo exagerado desse erro poderá influenciar de forma desastrosa na solução numérica. O acúmulo de erros pode ser evitado se seguirmos os critérios de estabilidade dos métodos numéricos.

Por exemplo, se tomarmos a equação 49, e a discretizarmos utilizando o método explícito de Euler e diferenças centrais de segunda ordem, tem-se:

$$u_i^{t+1} - 2.u_i^t + u_i^{t-1} = + \frac{v^2(\Delta t)^2}{(\Delta x)^2} (u_{i+1}^t - 2.u_i^t + u_{i-1}^t) \quad eq(53)$$

O critério de estabilidade do método explícito, representado pela equação de diferenças finitas, é dado por:

$$\frac{v^2(\Delta t)^2}{(\Delta x)^2} \leq \frac{1}{2}.$$

4. MATERIAIS E MÉTODOS

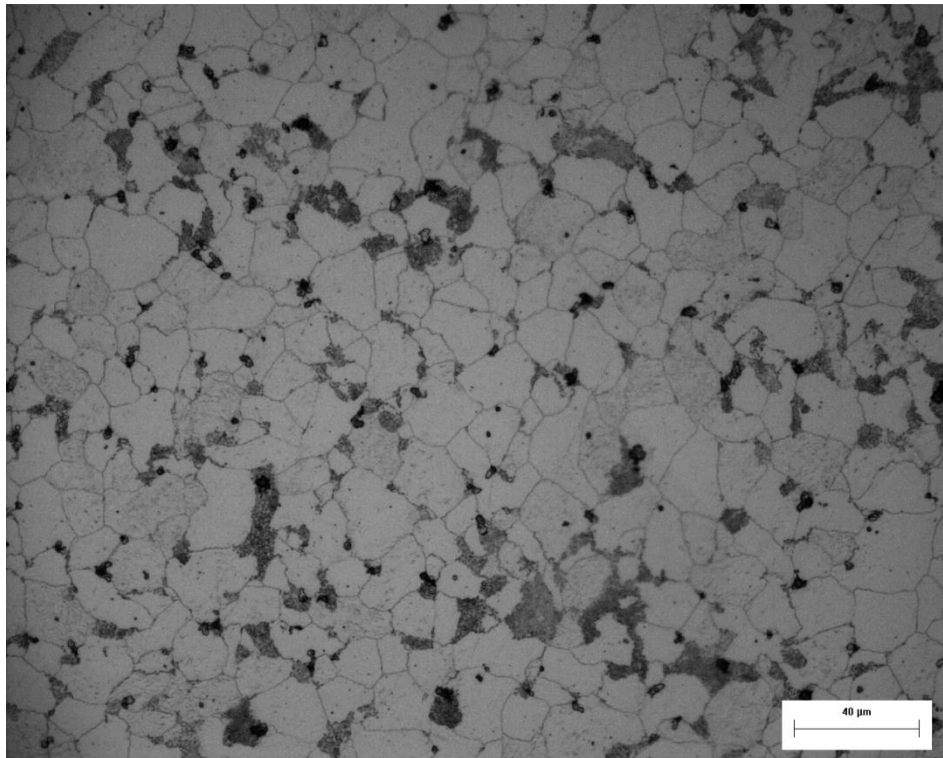
Nesse capítulo, serão apresentados a preparação das cinco amostras de aço para que se tenham amostras com tamanho médio de grão distinto, o método utilizado para se calcular os tamanhos de grãos, a técnica de ensaio ultrassônico utilizado para capturar os sinais nas amostras e as etapas da modelagem do meio de propagação da onda e a simulação das propagações das ondas nos diversos meios não homogêneos.

4.1. PREPARAÇÃO DAS AMOSTRAS

De modo a obter amostras de aço com diferentes tamanhos médios de grão, foi realizado um tratamento térmico dividido em duas etapas. Na primeira etapa, foi efetivado o processo de normalização, no qual as cinco amostras de aço ASTM A516 Gr 60 foram aquecidas a uma temperatura de 910°C por um intervalo de tempo de uma hora. O objetivo dessa etapa de tratamento térmico é obter uma microestrutura mais uniforme [44].

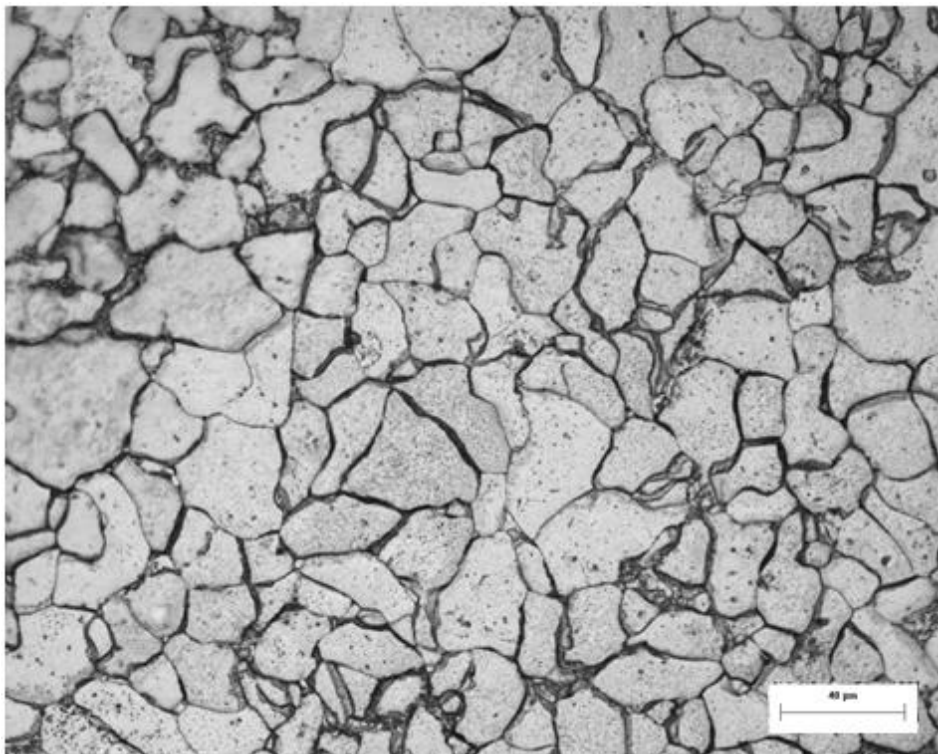
Durante a segunda etapa, três amostras foram aquecidas a 650 °C, mas cada amostra foi mantida no forno por um tempo diferente. O tempo de permanência de cada amostra foi de uma hora para amostra 1, 50 horas para amostra 2 e 100 horas para amostra 3. Outras duas amostras foram submetidas ao mesmo processo, porém com a temperatura de 750 °C por 100 horas para a amostra 4 e 200 horas para amostra 5. As figuras 11 a 15 apresentam resultados de ensaios metalográficos nas amostras de aço, onde estão presentes as etapas de corte, lixamento, polimento, ataque químico e observação ao microscópio.

Figura 11: Microestrutura da amostra 1 de aço com tamanho médio de grãos de 16,3 μm .



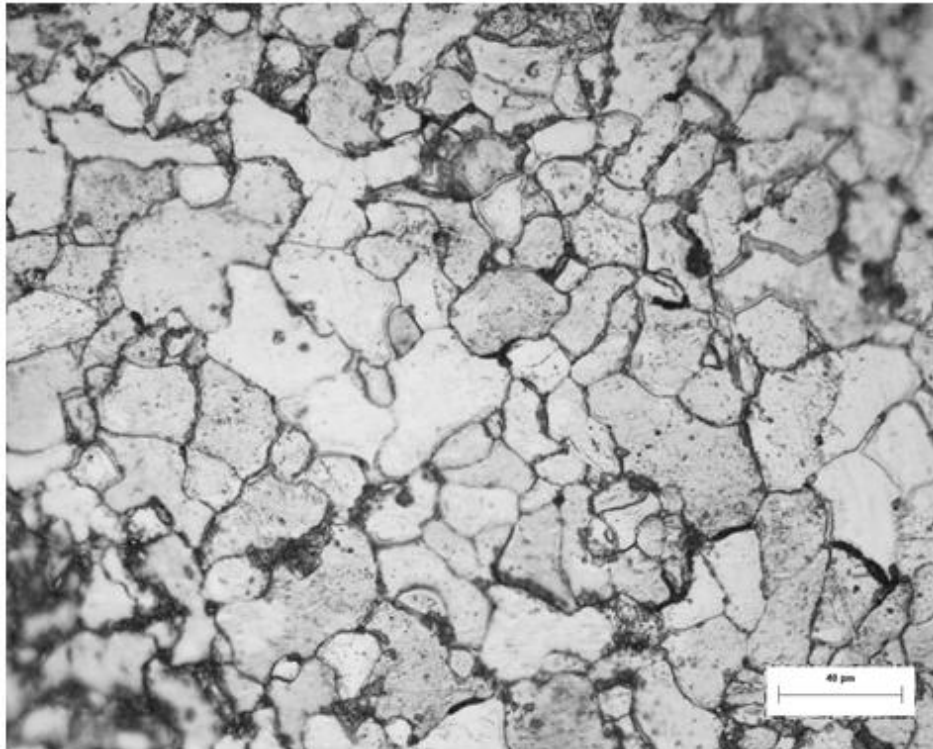
FONTE: Própria.

Figura 12: Microestrutura da amostra 2 de aço, com tamanho médio de grão de 26.5 μm .



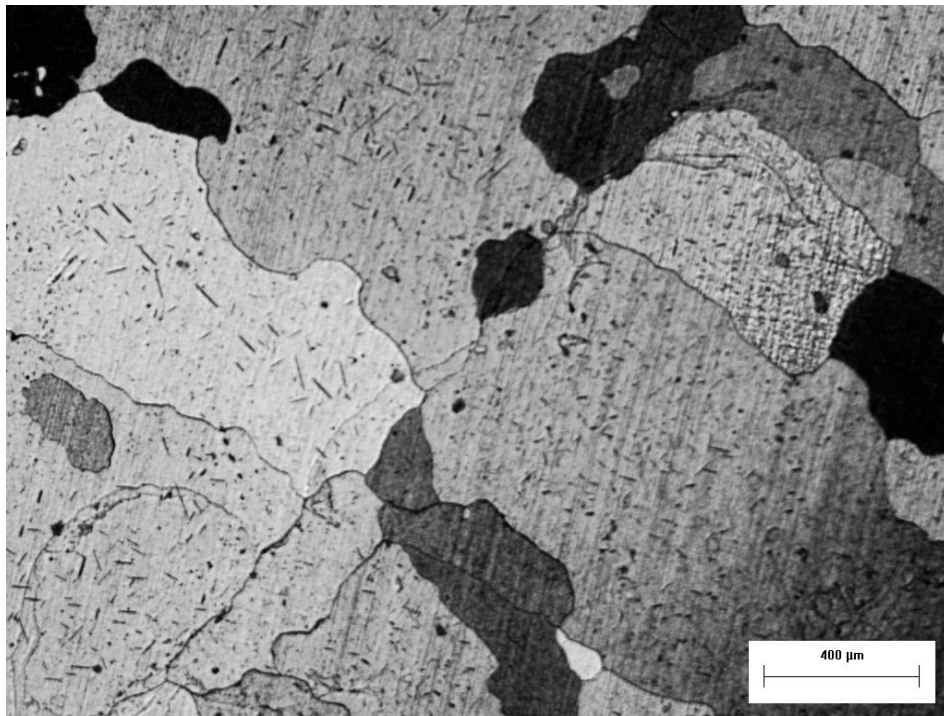
FONTE: Própria.

Figura 13: Microestrutura da amostra 3 de aço, com tamanho médio de grão de 29 μm .



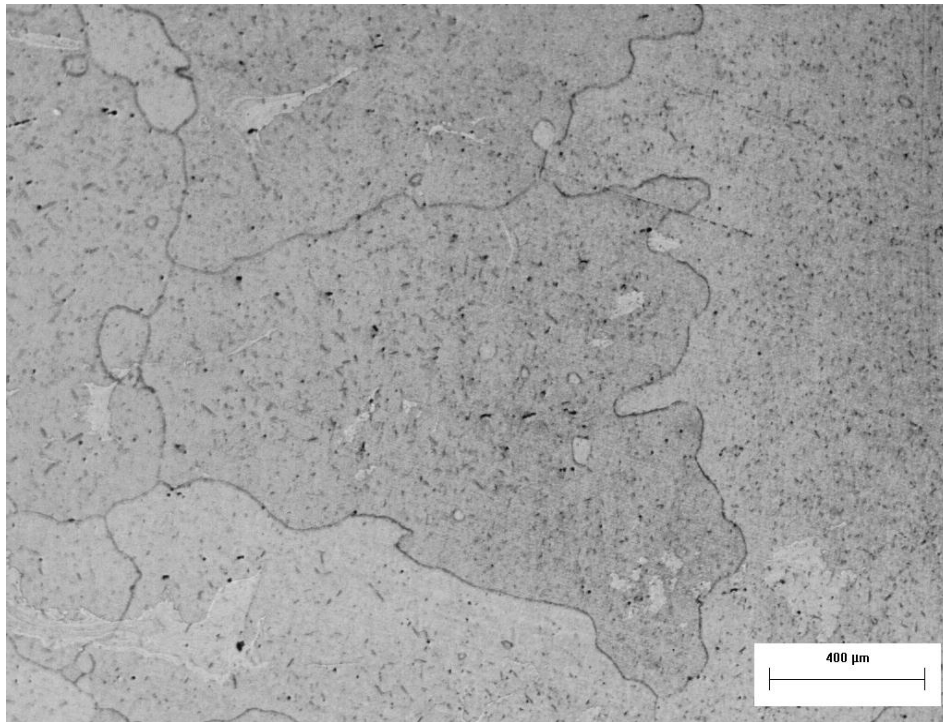
FONTE: Própria.

Figura 14: Microestrutura da amostra 4 de aço, com tamanho médio de grão de 483 μm .



Fonte: Própria.

Figura 15: Microestrutura da amostra 5 de aço, com tamanho médio de grão de 728 μm .



Fonte: Própria.

4.1.1 CÁLCULO DO TAMANHO MÉDIO DE GRÃO

A determinação do tamanho médio de grão das amostras de aço utilizada nesse trabalho foi realizada de acordo com o método de Jeffries [45]. Segundo tal método, um círculo de área igual a 5000 mm^2 é desenhado sobre a fotomicrografia da amostra cujo tamanho de grão se quer medir. O método consiste na contagem do número de grãos seccionados pelo perímetro do círculo, $n_{\text{intersepto}}$, e do número de grãos contidos dentro do círculo, n_{interno} . Substituindo esses valores na equação 54,

$$N_A = f_e \cdot \left(n_{\text{interno}} - \frac{n_{\text{intersepto}}}{2} \right), \quad \text{eq(54)}$$

tem-se N_A , que denota o número de grãos por milímetro quadrado. O termo “ f_e ” é chamado de fator de Jeffries, que depende da ampliação da fotomicrografia, e pode ser calculado pela equação 55,

$$f_e = \frac{M^2}{5000}, \quad eq(55)$$

sendo M o aumento utilizado para capturar a imagem. Logo, o diâmetro médio de grão é obtido usando a seguinte equação:

$$d = \frac{1}{(N_A)^{1/2}}. \quad eq(56)$$

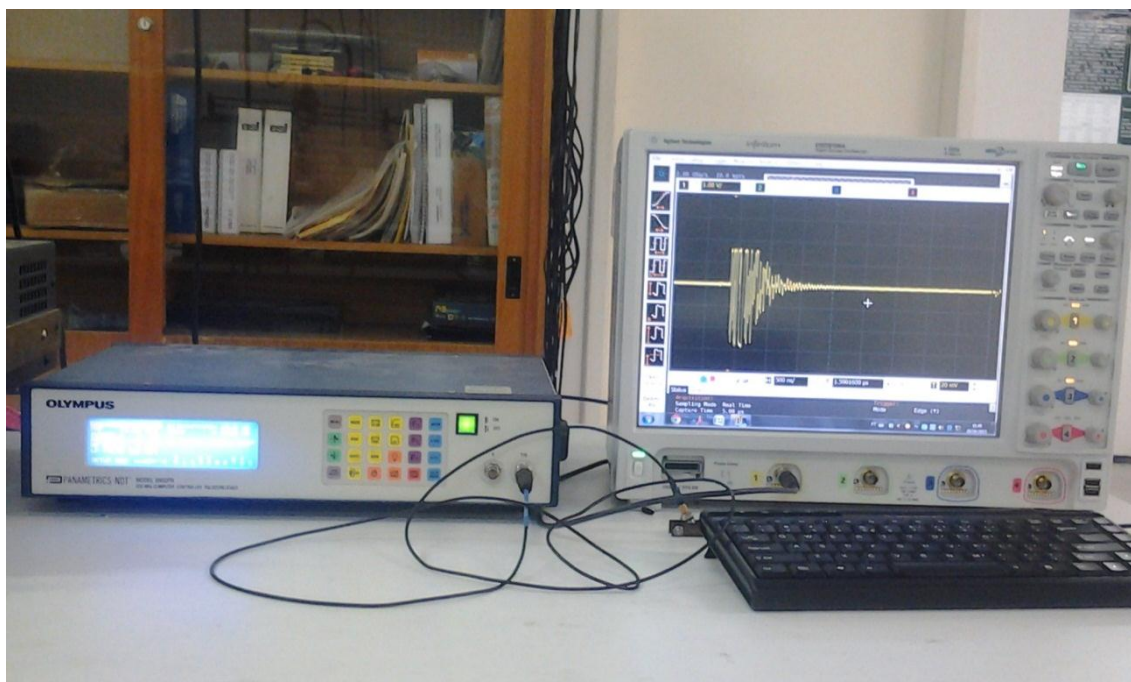
4.2. ENSAIO ULTRASSÔNICO E PROCESSAMENTO DE SINAIS

Ensaio de ultrassom utilizando a técnica pulso-eco foram realizados em cinco microestruturas de aço ASTM A516 Gr 60. Todas as amostras apresentam diferentes tamanhos médio de grãos. Transdutores ultrassônicos normais com frequências de 2.25, 5.0, 10.0 e 20.0 MHz foram utilizados para a captura de sinais ultrassônicos em todas as amostras.

4.2.1. AQUISIÇÃO E TRATAMENTO DOS SINAIS ULTRASSÔNICOS REAIS

Um gerador de pulso, modelo 5900PR da OLYMPUS, foi utilizado para emissão e recepção de ondas ultrassônicas, e os sinais produzidos foram registrados por meio de um osciloscópio, modelo DS09104A da TEKTRONICKS (fig. 16).

Figura 16: Aparelho de ultrassom e o osciloscópio, aparelhos utilizados na captura dos sinais.



FONTE: laboratório de Ensaio Não-Destrutivo, UFC.

Os sinais de pulso-eco foram utilizados no cálculo da velocidade do som nas amostras através do tempo de trânsito da onda entre dois ecos adjacentes. Um transdutor

de 5 MHz foi empregado na geração do pulso ultrassônico e na captura das reflexões da onda no meio material. O sinal foi adquirido com 10000 pontos (2 G.Amostras/s)

Assumindo que a espessura da amostra é conhecida e igual a 12 mm, o tempo de voo, τ_0 , entre os dois ecos adjacentes $B_1(t)$ e $B_2(t + \tau_0)$, pode ser utilizado para determinar a velocidade de grupo de propagação da onda através do meio, por:

$$v = \frac{2.X}{\tau_0}. \quad eq(57)$$

O tempo de voo foi estimado pelo método de correlações cruzadas [46]. Este método garante medições precisas de velocidade. O valor de τ_0 é calculado como o valor de τ , para $-\infty < \tau < +\infty$, em que

$$\left| \int_{-\infty}^{\infty} B_1(t).B_2(t - \tau). dt \right| \quad eq(58)$$

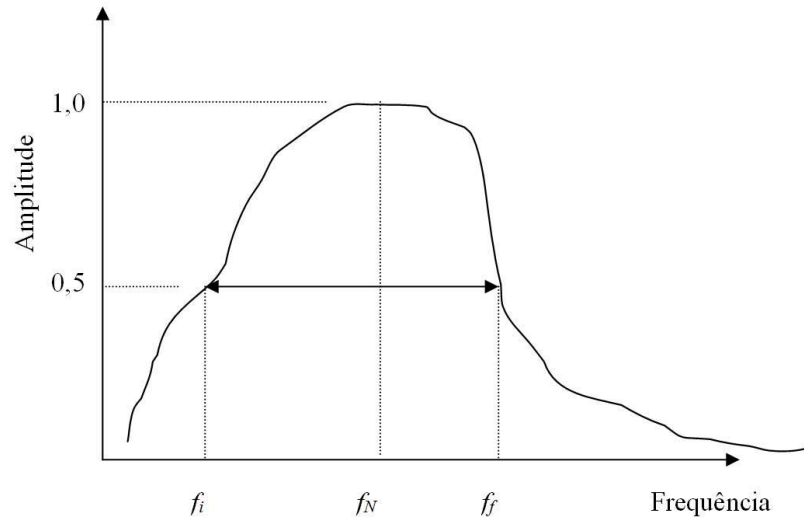
é máximo.

As amostras de aço inspecionadas por ultrassom possuem 50 mm de comprimento por 40 mm de largura e 12 mm de espessura. A posição do transdutor (perpendicular à superfície) foi modificada aleatoriamente durante a inspeção em torno do centro da amostra, a fim de evitar reflexões indesejadas das bordas, e cinco sinais foram registrados para cada amostra de aço, todos com uma taxa de amostragem de 2 G.Amostra/s.

Antes de decorrer com a análise *DF* e *R/S* os sinais capturados foram submetidos a um pré-tratamento dividido em duas etapas. A primeira etapa consiste da normalização do sinal capturado entre 1 e -1. O objetivo é permitir a comparação de sinais capturados com diferentes ganhos, ou seja, níveis de amplificação. A segunda etapa foi a aplicação de um filtro passa banda com o objetivo de eliminar ruídos além da largura de banda do transdutor. Segundo o catálogo do fabricante, todos os transdutores utilizados nesse trabalho apresentam 100% de largura de banda de frequência. A definição da largura de banda, de $B = (f_f - f_i)/f_N$, onde f_N é a frequência central do

transdutor e as frequências f_i e f_f são definidas pela queda de 6dB da máxima amplitude do espectro (veja figura 17).

Figura 17: Largura de Banda do Transdutor.



Apenas a região do sinal contido entre o pulso inicial e o primeiro eco, chamado de sinal retroespalhado, foi capturado e utilizado nesse trabalho. Esses sinais foram analisados pelas técnicas *R/S* e *DF*.

4.3. SIMULAÇÃO

Este capítulo apresenta considerações referentes à simulação da propagação de uma onda ultrassônica ao longo de um meio unidimensional não homogêneo, com um pulso gerado por um transdutor localizado em uma das extremidades do sistema.

Uma vez que o meio é constituído de domínios (grãos) com diferentes propriedades físicas (densidade e velocidade de propagação da onda sonora) a onda sofrerá espalhamento durante a propagação. Informações sobre a microestrutura por onde a onda propaga estão, em princípio, contidas no sinal retroespalhado.

4.3.1. MODELAGEM DO MEIO DE PROPAGAÇÃO E CONDIÇÕES INICIAIS

Para simular a propagação de uma onda mecânica é necessário modelar o meio de interesse. Para isso, é de fundamental importância conhecer previamente as características do meio que se pretende reproduzir. Neste trabalho foram empregadas a velocidade média de propagação da onda sônica e a densidade do aço ASTM A 516 Gr 60. Uma terceira variável utilizada na modelagem foi o tamanho médio de grão.

O tamanho real e a densidade de cada domínio foram escolhidos a partir de uma distribuição aleatória uniformemente distribuída com um desvio médio padrão de 50 % do valor médio para o tamanho de grão, e de 2.5 % do valor médio para a densidade.

Uma vez definidas as características do meio de propagação (modelagem), segue-se a etapa de geração do pulso, propagação da onda, interação desta com o meio modelado e registro dos sinais (simulação). Para iniciar a simulação é necessário estabelecer as condições iniciais. Para tempo igual a zero, a velocidade e o deslocamento da onda são considerados nulos. Outra condição de contorno é estabelecida na extremidade oposta ao transdutor, fixando que na extremidade não ocorre deslocamento das partículas. Essa condição de contorno fará com que a energia da onda que chega à outra extremidade seja refletida em sua totalidade no sentido oposto.

4.3.2. FONTE

No processo de propagação da onda é empregado um agente perturbador, com uma frequência bem definida, que representará uma fonte responsável pela produção do pulso ultrassônico simulado. A função é apresentada da seguinte forma,

$$Fonte = \left(1 - \cos\left(2. \pi. f. \frac{tempo}{N}\right)\right). (\cos(2. \pi. f. tempo)) \quad eq(59)$$

onde N representa o número de ciclos do pulso gerado e f a frequência de emissão do pulso.

Neste trabalho, o meio modelado é composto por duas porções e a fonte foi posicionada exatamente entre elas. A porção à direita da fonte, objeto de interesse desse estudo, reproduz as características da amostra de aço ASTM A516 Gr 60 e é subdividida em regiões com certo tamanho médio e desvio padrão. A cada elemento desta porção são atribuídos valores de velocidade de propagação e de densidade determinados a partir das amostras de aço inspecionadas experimentalmente. A porção à esquerda da fonte, totalmente homogênea e com impedância acústica igual a do aço, foi criada para evitar o efeito das extremidades sobre os sinais simulados. Tais efeitos (a produção de sinais simulados com média diferente de zero) foram observados durante testes em que a fonte foi posicionada exatamente na extremidade da região de interesse. O posicionamento da fonte, bem como a realização das medidas dos deslocamentos, entre essas duas porções eliminou as interferências causadas pelo efeito das bordas.

O tempo de excitação da fonte é limitado, ou seja, no momento em que o número de ciclos é criado por completo à fonte deixa de emitir o pulso e assim ele caminha no material sem nenhum outro agente externo.

4.3.3. CONDIÇÕES DE CONTORNO

As condições de contorno do atual problema são introduzidas com o desígnio de limitar a porção do espaço sobre a qual a solução da equação diferencial parcial da onda é calculada. De forma ideal, os efeitos das condições de contorno sobre a solução devem ser mínimos, de modo a aproximá-la, ao máximo, da solução obtida no caso da

inexistência dessas limitações artificiais. Um cuidado que se deve ter ao definir condições de contorno é que sua influência possa ser facilmente identificada e desconsiderada na análise dos resultados.

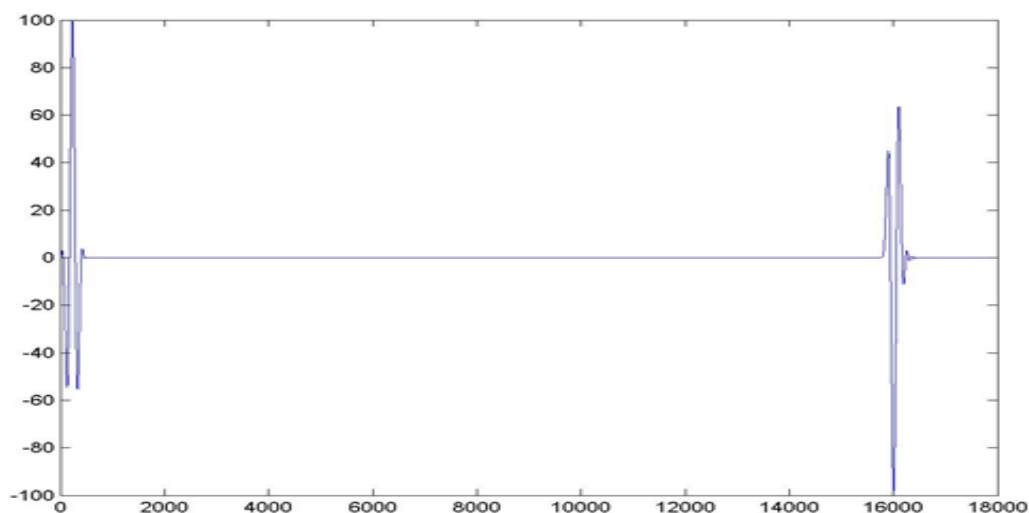
4.3.4. TESTES DO ALGORITMO DE SIMULAÇÃO DA PROPAGAÇÃO DA ONDA

Para avaliar o quanto a simulação aproxima-se da realidade, o algoritmo foi submetido a alguns testes que são apresentados a seguir.

Impedância acústica é uma característica definida pelo produto entre a velocidade de propagação da onda no meio e sua densidade. Esse assunto foi previamente discutido na seção 3.4 deste trabalho. O ensaio ultrassônico é sensível a variações na impedância acústica do meio por onde a onda propaga. Teoricamente, o coeficiente de reflexão (transmissão) esperado quando uma onda atravessa uma interface disposta entre duas regiões com a mesma impedância acústica deve ser igual a zero (100%). Nisso constituiu o primeiro teste do algoritmo, ou seja, conferir se os coeficientes de reflexão e transmissão observados durante a simulação da propagação da onda entre regiões com impedâncias acústicas idênticas estão de acordo com o esperado teoricamente (ver figura 18).

A figura 18 apresenta o A-scan produzido durante a propagação de uma onda ultrassônica de frequência igual a 5.0 MHz, que atravessa uma interface entre duas regiões. A primeira possui velocidade média de propagação da onda 5900 m/s e densidade de 7800 kg/m^3 , e a segunda região possui velocidade média de propagação da onda igual a 1875 m/s e sua densidade igual a 24544 kg/m^3 . Embora as duas regiões apresentem características distintas possuem a mesma impedância acústica. Como previsto teoricamente, a onda simulada percorreu todo o meio e não foi observada reflexão. É possível ainda observar que existe uma mudança de fase entre o pulso inicial e o primeiro eco.

Figura 18: Sinal produzido pela simulação da propagação de um pulso ultrassônico em um meio contendo duas regiões com características diferentes e mesma impedância.

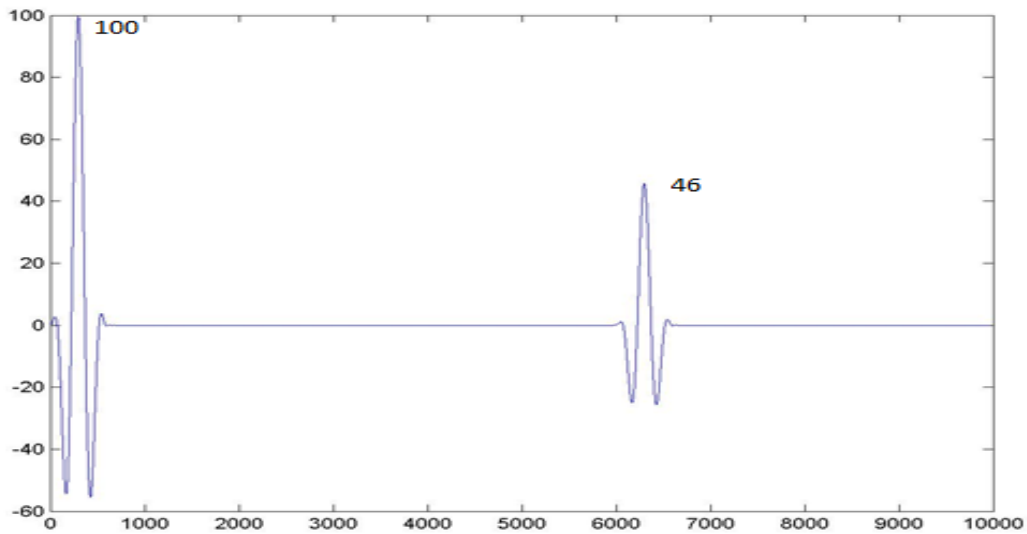


FONTE: Própria.

O segundo teste se propõe a verificar se os coeficientes de reflexão e transmissão observados durante a simulação de uma onda, que transpassa uma interface localizada entre dois meios com impedâncias acústicas distintas quaisquer, conferem com o esperado teoricamente. Alguns dos resultados alcançados durante esses testes são apresentados nas figuras 19 e 20.

A figura 19 apresenta o A-scan do deslocamento de um pulso ultrassônico em um meio material que possui duas regiões de características conhecidas. A primeira possui as características do aço, com densidade média de 7800 kg/m^3 e velocidade média de propagação do pulso de 5900 m/s . A segunda região possui as características do alumínio, com densidade média é de 2700 kg/m^3 e velocidade média de propagação do pulso de 6300 m/s . A figura 19 exhibe o pulso inicial e o primeiro eco de fundo produzido pela reflexão da onda ao interagir com a interface entre os dois meios materiais. A amplitude observada para o primeiro eco igual a 46% confere com o esperado teoricamente para uma interface aço/alumínio e que pode ser determinada pela equação 15.

Figura 19: Propagação de onda por uma interface entre meios com impedâncias distintas.

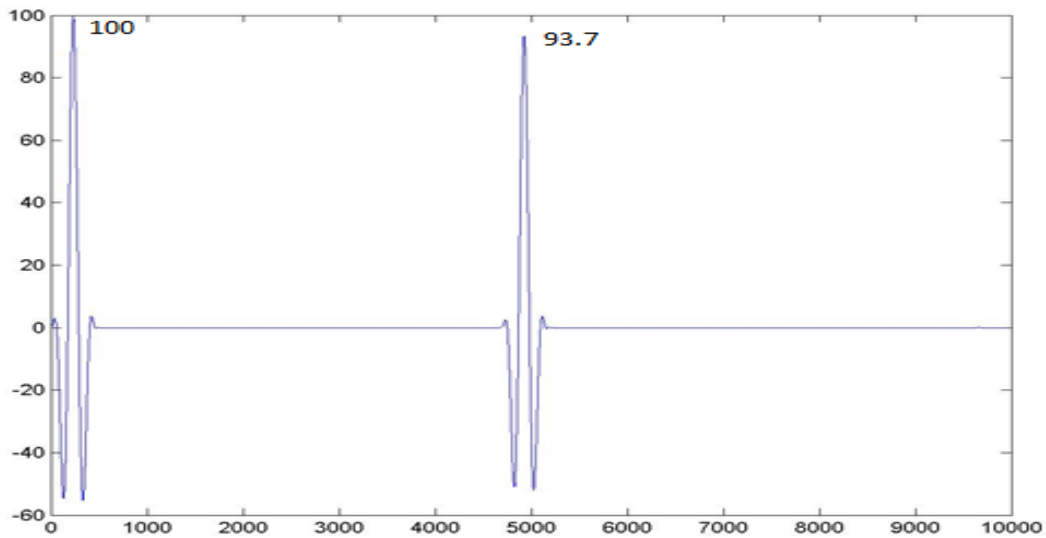


FONTE: Própria.

A figura 20 apresenta o A-scan do deslocamento de um pulso ultrassônico em um meio material que possui duas regiões de características conhecidas. A primeira possui as características do aço, com densidade média de 7800 kg/m^3 e velocidade média de propagação do pulso de 5900 m/s . A segunda região possui as características da água, com densidade média de 1000 kg/m^3 e velocidade média de propagação do pulso de 1480 m/s . A figura 20 exibe o pulso inicial e o primeiro eco de fundo produzido pela reflexão da onda ao interagir com a interface que divide os dois meios materiais declarados neste teste. Novamente, a amplitude do primeiro eco confere com o esperado teoricamente para uma interface aço/água e que de acordo com a equação 15 deve ser igual a 97.3%.

Analisando os resultados obtidos durante os testes e apresentados nas figuras 18, 19 e 20, pode-se concluir que o código escrito para simular a propagação de uma onda mecânica exibe resultados consoantes aos esperados teoricamente.

Figura 20: Propagação de onda por uma interface entre meios com impedâncias distintas.



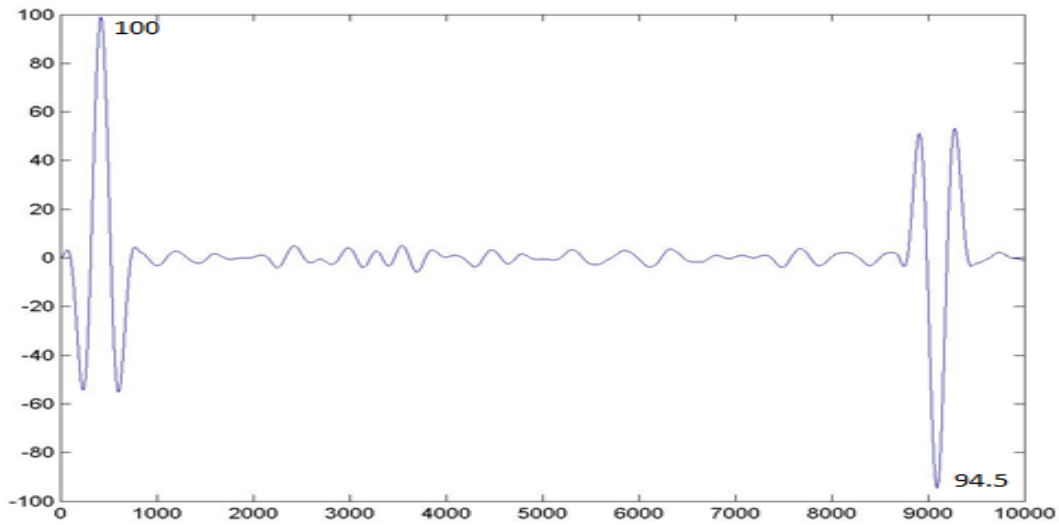
FONTE: Própria.

4.3.5 EFEITOS DE ESPALHAMENTO E ATENUAÇÃO NA SIMULAÇÃO

Ao incidir em uma amostra de aço não homogênea, o pulso ultrassônico interage com as interfaces entre os grãos da microestrutura, produzindo espalhamento do pulso ultrassônico. É de se esperar que esse efeito interfira na amplitude dos ecos do pulso, uma vez que sua energia tende a diminuir à medida que o pulso percorre o meio material.

Durante a simulação da propagação da onda ultrassônica com frequência de 5 MHz, por um meio com tamanho médio de grão igual a $26 \mu m$, foi observada uma atenuação da amplitude sônica bem inferior ao observado experimentalmente (ver figura 21).

Figura 21: Sinal simulado durante propagação em meio heterogêneo, sem parâmetro de atenuação.



FONTE: Própria.

Os efeitos de interferência causaram redução na amplitude do eco, porém os efeitos ocorridos por esses espalhamento não foram suficientes para representar a mesma taxa de perda de energia observada em um sinal real capturado na amostra de aço com o mesmo tamanho médio de grão utilizando um transdutor de 5 MHz. É possível que essa diferença esteja relacionada ao fato do fenômeno experimental acontecer em um espaço tridimensional, ao passo que o código simula uma condição unidimensional, como já foi declarado anteriormente. Por conta disso, um termo atenuante foi adicionado à equação da onda apresentada pela equação 41.

O fator de amortecimento, D , acrescentado à equação 41 foi determinado a partir do coeficiente de atenuação, α , presente na equação abaixo:

$$A = A_0 e^{-\alpha x} \quad eq(60)$$

onde A representa a amplitude da onda em qualquer posição em x diferente de zero, A_0 é a amplitude inicial da onda, x é a distância percorrida pela onda até encontrar a extremidade oposta da amostra e retornar ao transdutor, e, α é o coeficiente de atenuação do material.

Se isolarmos α temos,

$$\alpha = -\ln\left(\frac{A}{A_0}\right) \cdot \frac{1}{x} \quad eq(61)$$

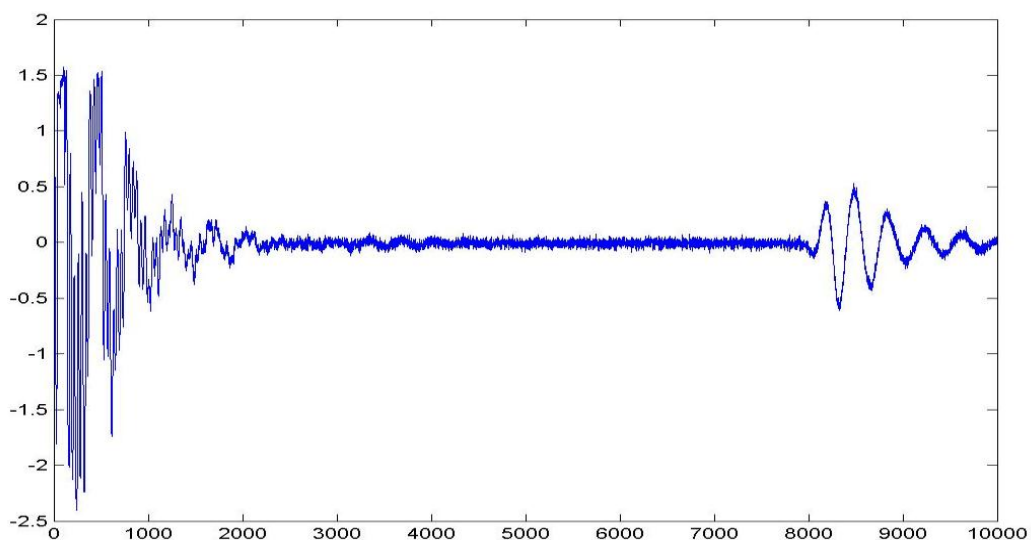
Antes da simulação, determinou-se experimentalmente o valor de α de uma amostra de aço ASTM A516 Gr 60.

Observa-se que para cada frequência do pulso o fator atenuante possui valores distintos, logo, na simulação o ajuste foi feito de tal forma que α tenha a mesma porcentagem do valor experimental.

4.3.6. COMPARAÇÃO ENTRE SINAIS CAPTURADOS E SIMULADOS

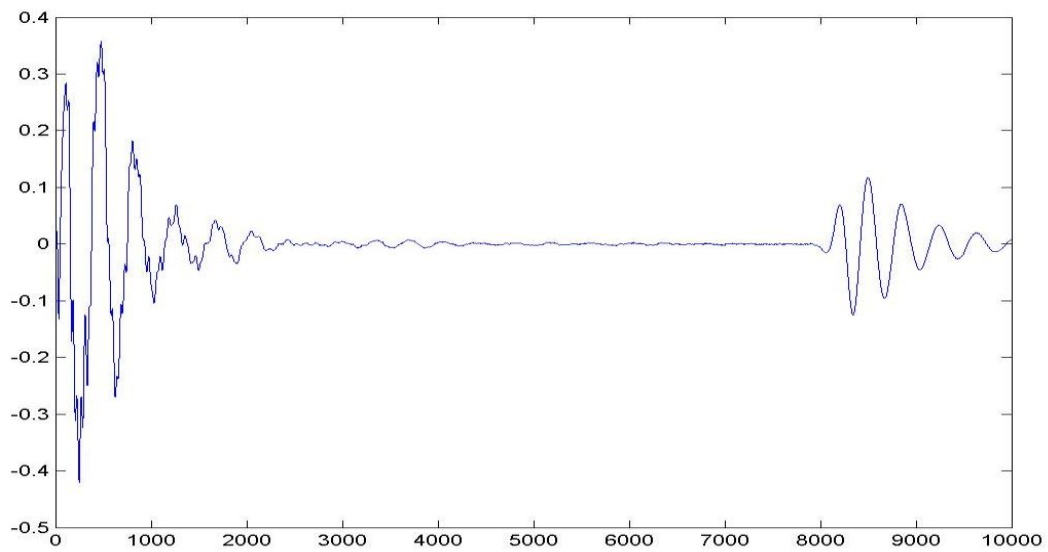
A figura 22 apresenta um sinal de ultrassom capturado na amostra de aço com tamanho médio de grão de $26 \mu m$, quando utilizado um transdutor de 5 MHz. A figura 23 apresenta o mesmo sinal exibido pela figura 22 após a aplicação do filtro passa-faixa implementado por um filtro Butterworth. De modo a verificar a eliminação das frequências especificadas além da largura de banda do transdutor, o resultado da análise espectral efetuada sobre alguns sinais capturados está disponível no anexo 1.

Figura 22: Sinal ultrassônico capturado com transdutor de 5 MHz sobre amostra 2 ($26 \mu m$).



FONTE: Própria.

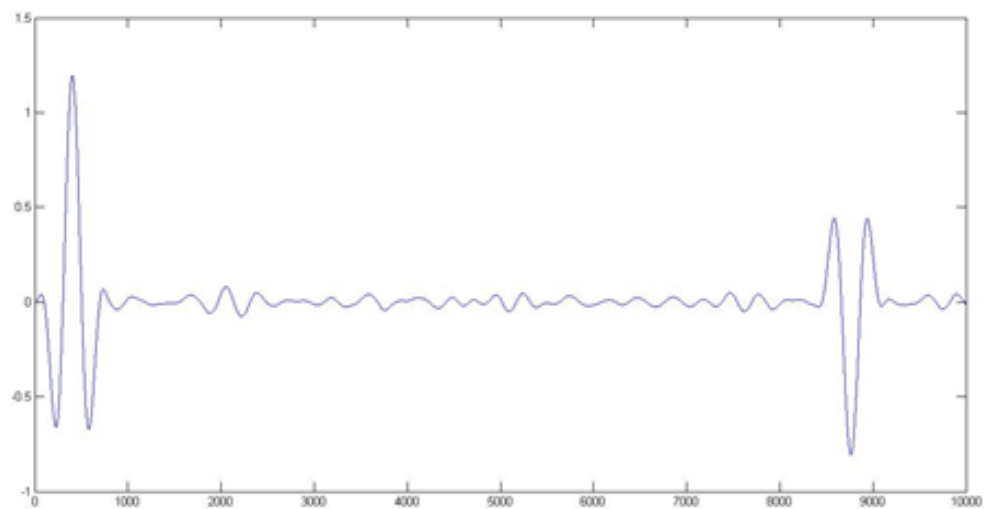
Figura 23: O mesmo sinal mostrado na figura 22 após filtragem.



FONTE: Própria.

A figura 24 apresenta um sinal produzido durante a simulação de uma onda ultrassônica com frequência central de 5 MHz, ao propagar por um meio que reproduz as características da amostra de aço com tamanho médio de grão de $26 \mu\text{m}$.

Figura 24: Sinal simulado pelo código escrito para MATLAB.



FONTE: Própria.

5. RESULTADO E DISCUSSÕES

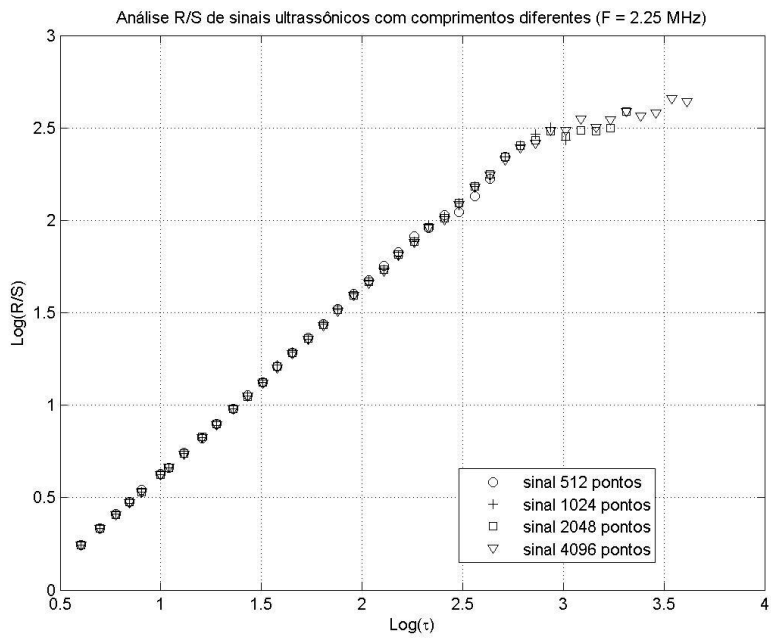
No presente capítulo são apresentados resultados e discussões referentes ao processamento dos sinais de ultrassom capturados nas amostras de aço com diferentes tamanhos médio de grão. São também apresentados os resultados do processamento dos sinais produzidos pela simulação da propagação de um pulso ultrassônico em diferentes meios que reproduzem as características dessas amostras de aço. Na captura dos sinais ultrassônicos foram utilizados transdutores normais com frequência de 2.25, 5.0, 10.0 e 20.0 MHz, todos empregando a técnica de pulso-eco.

5.1. ANÁLISE PRELIMINAR

Para cada um dos transdutores utilizados, foram capturados inicialmente quatro sinais sobre a amostra 1 ($16.3 \mu m$). Todos esses sinais foram capturados com a mesma taxa de amostragem (2 G.Amostras/s), mas cada um deles registrado com uma quantidade diferente de pontos (512, 1024, 2048 e 4096 pontos).

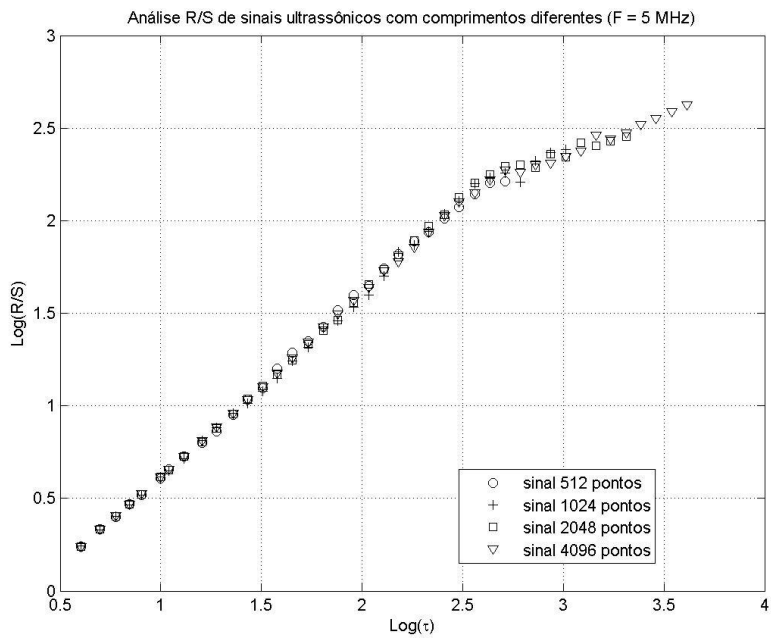
Após o processamento R/S e DFA de cada um desses quatro sinais, as curvas $\log_{10}(R/S)$ versus $\log_{10}(\tau)$ e $\log_{10} F(\tau)$ versus $\log_{10}(\tau)$ foram geradas e apresentadas nas figuras 25 a 28. As análises R/S e DFA mostram que a inclinação das curvas calculada pelo ajuste dos pontos contidos na primeira região independe do tamanho do sinal.

Figura 25: Análise R/S de sinais capturados com tamanhos diferentes (2.25 MHz).



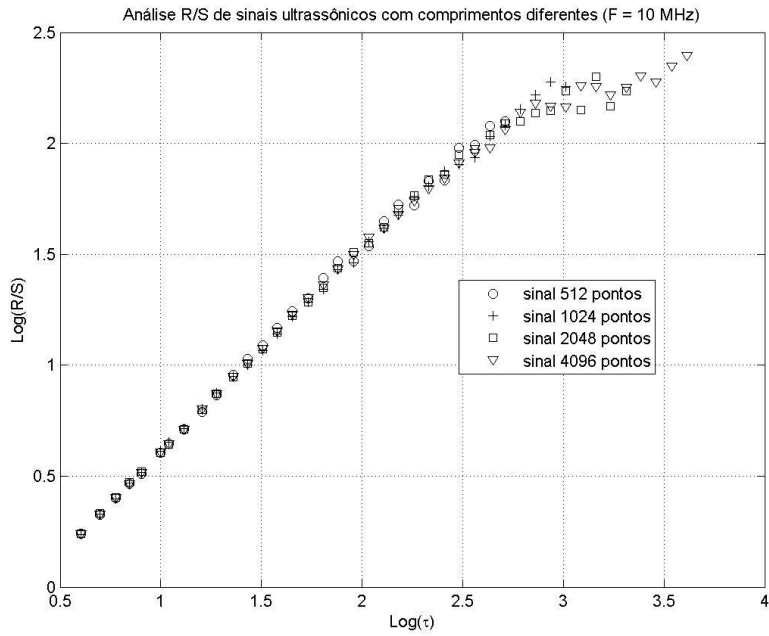
FONTE: Própria.

Figura 26: Análise R/S de sinais capturados com tamanhos diferentes (5.0 MHz).



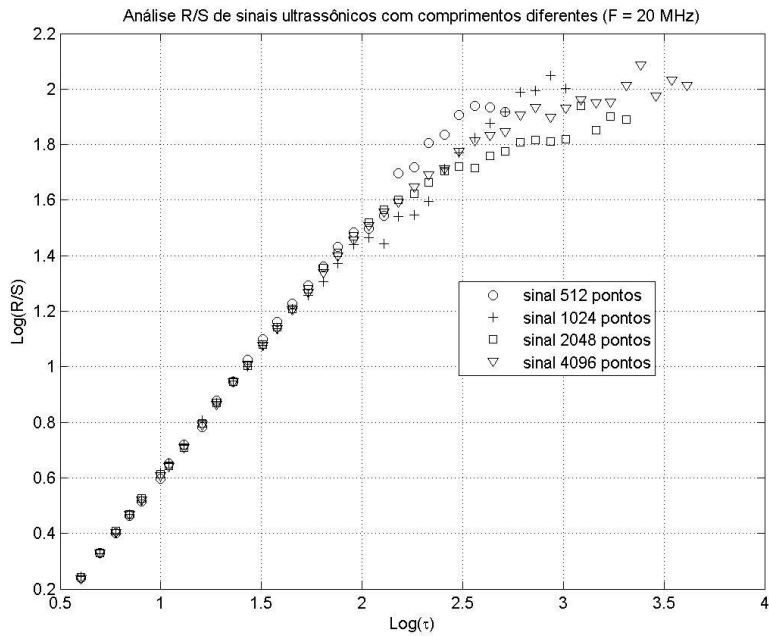
FONTE: Própria.

Figura 27: Análise R/S de sinais capturados com tamanhos diferentes (10.0 MHz).



FONTE: Própria.

Figura 28: Análise R/S de sinais capturados com tamanhos diferentes (20.0 MHz).

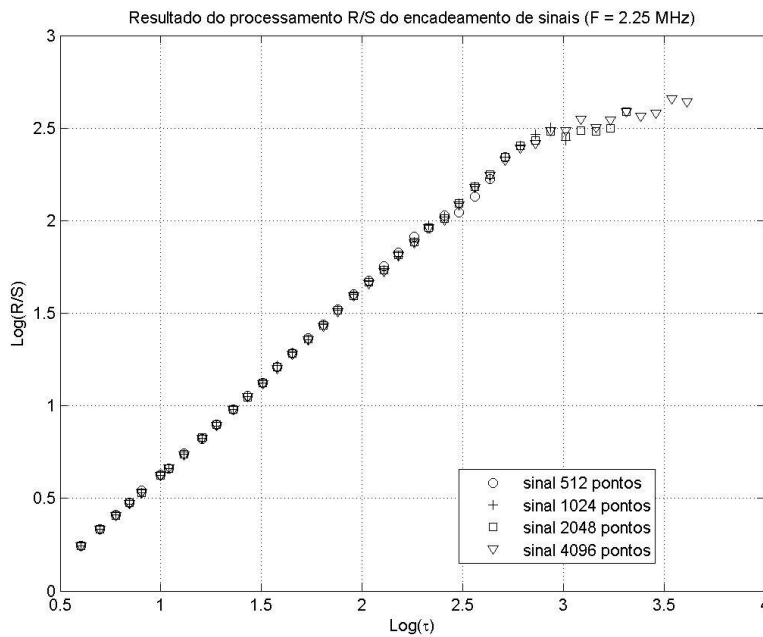


FONTE: Própria.

Modificando aleatoriamente a posição do transdutor sobre a amostra 1 ($16.3 \mu\text{m}$) oito novos sinais retroespalhados foram registrados com a mesma taxa de amostragem, 2 G.Amostra/s, e o mesmo comprimento, 512 pontos. A partir desses oito sinais, três novos sinais com 1024, 2048 e 4096 pontos foram produzidos pelo encadeamento de dois, quatro e oito sinais capturados, semelhante ao procedimento adotado em [47,48].

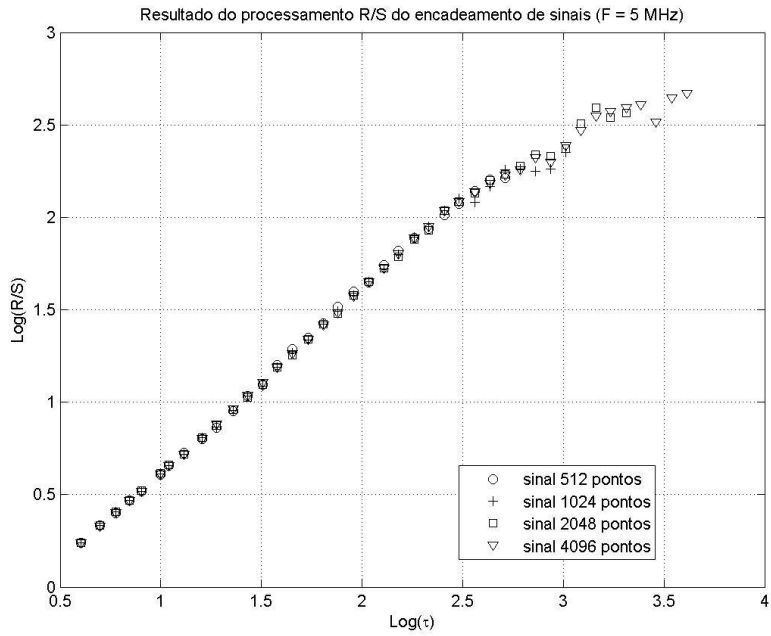
Em seguida, os sinais resultantes do encadeamento, juntamente com um dos sinais de 512 pontos, foram submetidos à análise R/S e DF . As figuras 29 a 32 mostram que as curvas $\log_{10}(R/S)$ versus $\log_{10}(\tau)$ e $\log_{10} F(\tau)$ versus $\log_{10}(\tau)$ não dependem do tamanho do sinal, tão pouco do encadeamento.

Figura 29: Análise R/S de sinais capturados e com diferentes encadeamentos (2.25 MHz).



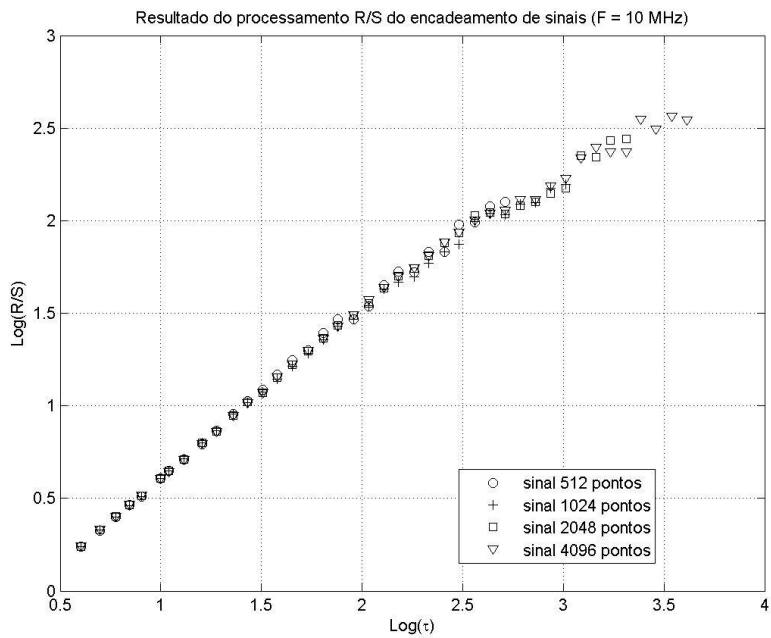
FONTE: Própria.

Figura 30: Análise R/S de sinais capturados e com diferentes encadeamentos (5.0 MHz).



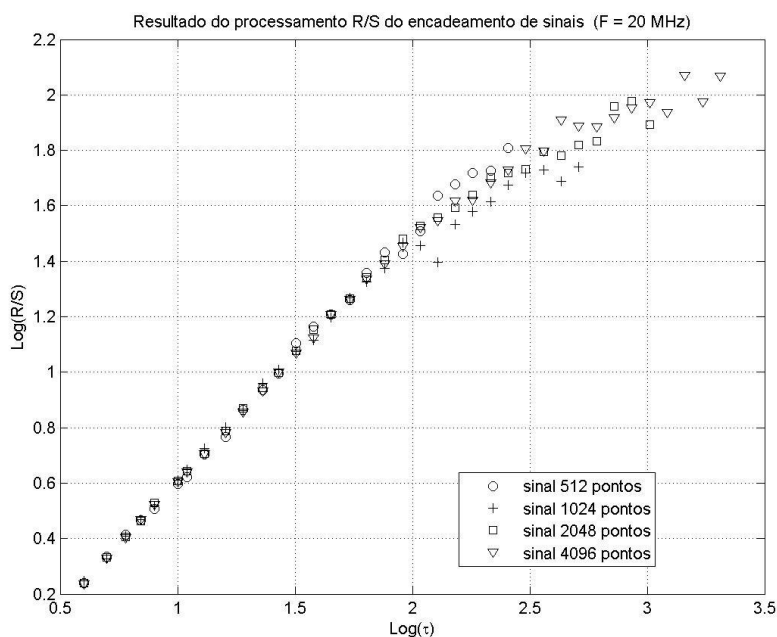
FONTE: Própria.

Figura 31: Análise R/S de sinais capturados e com diferentes encadeamentos (10.0 MHz).



FONTE: Própria.

Figura 32: Análise R/S de sinais capturados e com diferentes encadeamentos (20.0 MHz).



FONTE: Própria.

5.2. SINAIS EXPERIMENTAIS E SIMULADOS

As figuras 33 a 72 apresentam o resultado do processamento DF e R/S de sinais ultrassônicos capturados experimentalmente e simulados computacionalmente. Os sinais reais foram coletados sobre um conjunto de amostras de aço com cinco diferentes tamanhos médios de grão utilizando transdutores com cinco diferentes frequências. Todos os sinais retroespalhados foram capturados com 2048 pontos. Cinco sinais foram capturados sobre cada amostra, e as curvas DF e R/S apresentadas foram obtidas a partir da média aritmética das cinco respectivas curvas geradas.

A simulação dos sinais foi executada através de um algoritmo escrito para MATLAB®. O meio modelado, por onde foi simulada a propagação da onda, possui características semelhantes às do aço ASTM A 516 Gr 60. A modelagem leva em consideração o tamanho médio de grão similar ao encontrado nas amostras de aço estudadas neste trabalho. Para cada amostra são executadas oito simulações, cada uma dá origem a um sinal e a uma curva DF e uma R/S . Cada curva apresentada foi obtida a partir da média aritmética das oito curvas DF e R/S geradas. Para facilitar a comparação

entre o resultado das análises desses sinais com os obtidos experimentalmente, ambos são apresentados sobrepostos.

As figuras 33 a 42 exibem os resultados alcançados a partir dos sinais com frequência central de 2.25 MHz. A partir dos resultados da análise DF apresentados nas figuras 33, 35 e 37, verifica-se uma lei de potência que ocorre para valores de $\log(\tau)$ menor ou aproximadamente igual a 2.55. Valores de $\log(\tau)$ igual a 2.5587 significa dividir a série temporal em subconjuntos contendo 362 pontos. Considerando a taxa de amostragem empregada na digitalização dos sinais igual a 2 G.Amostras/s, tem-se que a duração de cada sinal retroespalhado é de 1.024×10^{-6} s. Janelas de tempo (ou caixas) com 362 pontos correspondem a 0.181×10^{-6} s, tempo suficiente para o pulso percorrer aproximadamente 33 grãos na primeira amostra ($16.3 \mu m$), 20 grãos na segunda ($26.5 \mu m$), 18 grãos na terceira amostra de aço ($29 \mu m$), 1 grão na quarta amostra ($483 \mu m$) e 0.72 grão na quinta amostra ($728 \mu m$), e retornar ao transdutor.

É possível ainda verificar que o ajuste dos pontos das curvas, obtido pelo método dos mínimos quadrados, forneceu retas com coeficientes angulares maiores que 0.5, indicando comportamento persistente. Esses mesmos coeficientes são também maiores que a unidade.

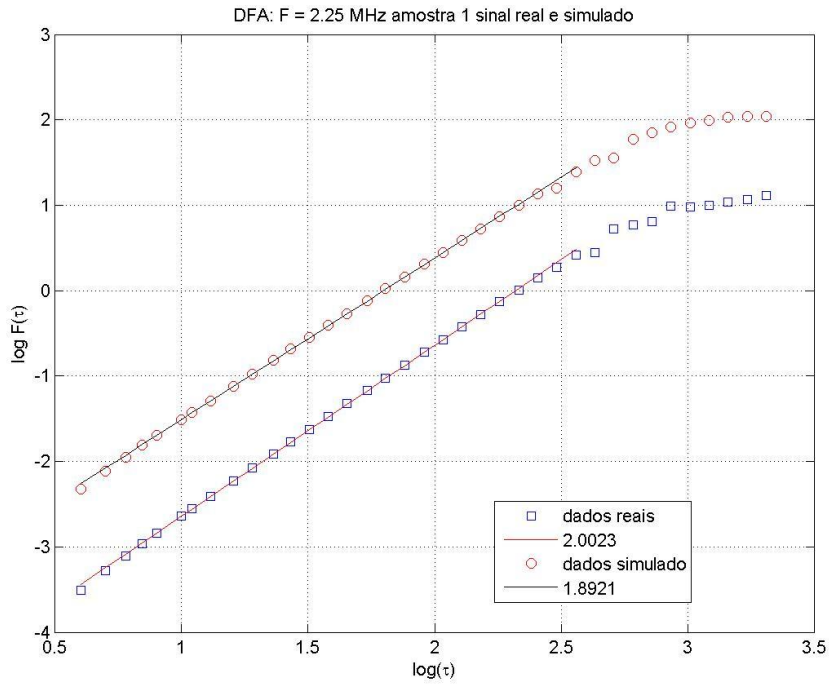
O processamento R/S dos sinais ultrassônicos capturados em amostras de aço utilizando transdutor de 2.25 MHz revela a existência de uma lei de potência bem definida para valores de $\log_{10} \tau < 3.0103$, ou seja, janelas temporais contendo até 1024 pontos. Isso corresponde a intervalos de tempo inferiores a 0.512×10^{-6} s, suficiente para a onda percorrer aproximadamente 93 grãos na primeira amostra, 57 na segunda, 51 na terceira, 3 na quarta e 2 na quinta amostra de aço, antes de retornar ao transdutor. A partir dos resultados da análise R/S , apresentados nas figuras 34, 36, 38, 40 e 42, é possível verificar novamente que o método dos mínimos quadrados empregado para ajustar os pontos das curvas dentro da região de escala, forneceu coeficientes de Hurst, H , maiores que 0.5 indicando comportamento persistente.

As curvas R/S apresentadas no conjunto de figuras de 34, 36, 38, 40 e 42, indicam uma mudança bem clara no comportamento da serie temporal para $\log_{10} \tau \cong 3.0103$. Quanto às curvas $F(\tau)$, apresentadas pelas figuras 33, 35, 37, 39 e 41, embora não apresentem uma lei de potência bem definida para todos os tamanhos de caixas, também exibe uma saturação em $\log_{10} \tau \cong 3.0103$ semelhante à observada para o

método R/S . Esse ponto na abscissa, comum às duas análises (R/S e DF), corresponde a um intervalo de tempo aproximadamente compatível com o inverso da frequência central do transdutor ($\frac{1}{2.25 \text{ MHz}} = 0.444 \times 10^{-6} \text{ s}$), independente do tamanho de grão da amostra analisada.

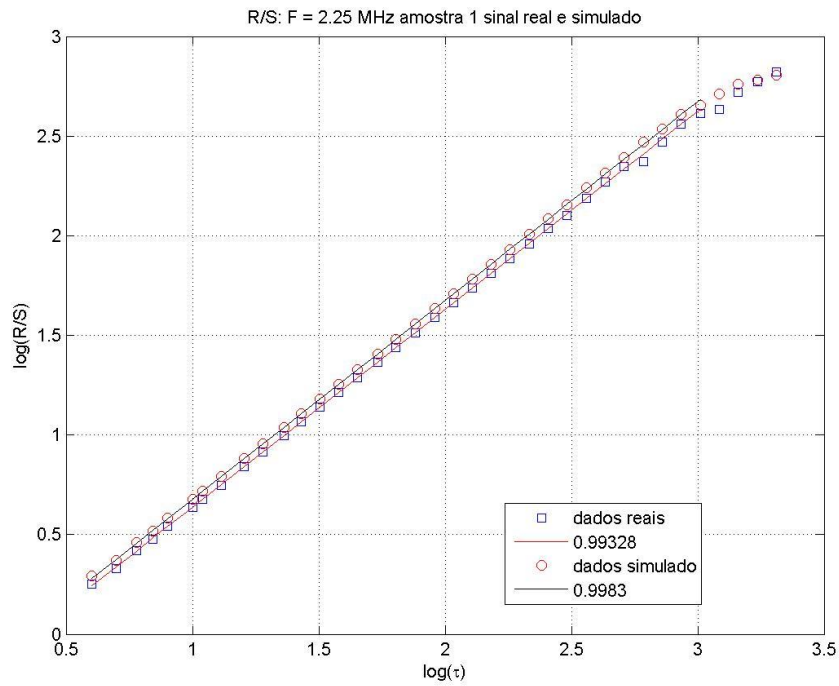
As figuras 33 a 42 revelam ainda que as curvas $\log_{10}(R/S)$ versus $\log_{10}(\tau)$ produzidas a partir de sinais capturados experimentalmente com o transdutor de 2.25 MHz são equivalentes às geradas a partir dos sinais simulados, de modo que todos os comentários tecidos podem ser aproveitados para estas. Embora as curvas DF dos sinais simulados apresentem um deslocamento em relação às curvas dos sinais reais, ambas apresentam grande semelhança nos formatos e mesmos pontos de *crossover*. Esses resultados são consistentes e mostram a mesma tendência em todas as amostras.

Figura 33: Análise DF de sinais ultrassônico real e simulado. Freq: 2.25 MHz. Amostra 1.



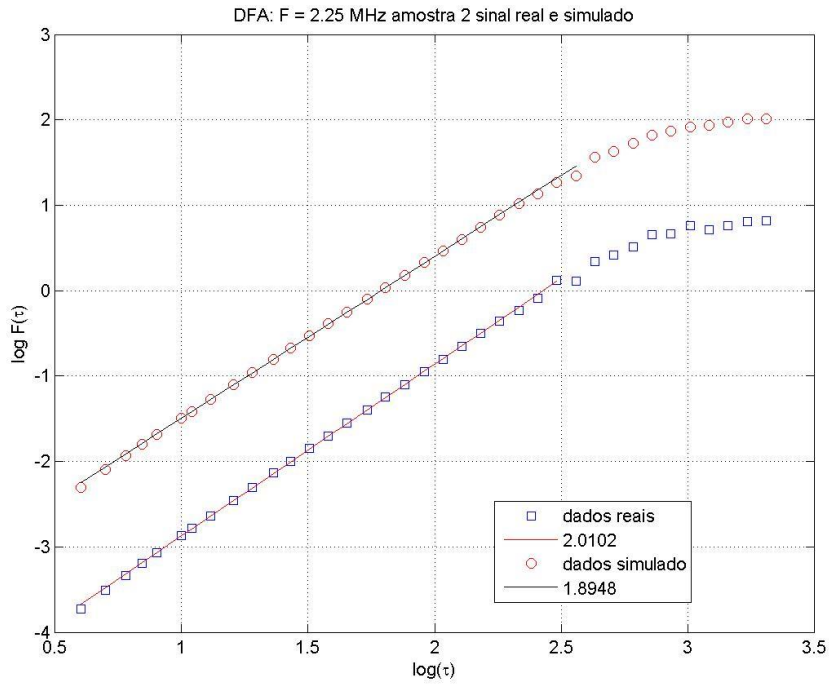
FONTE: Própria.

Figura 34: Análise RS de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 2.25 MHz. Amostra 1.



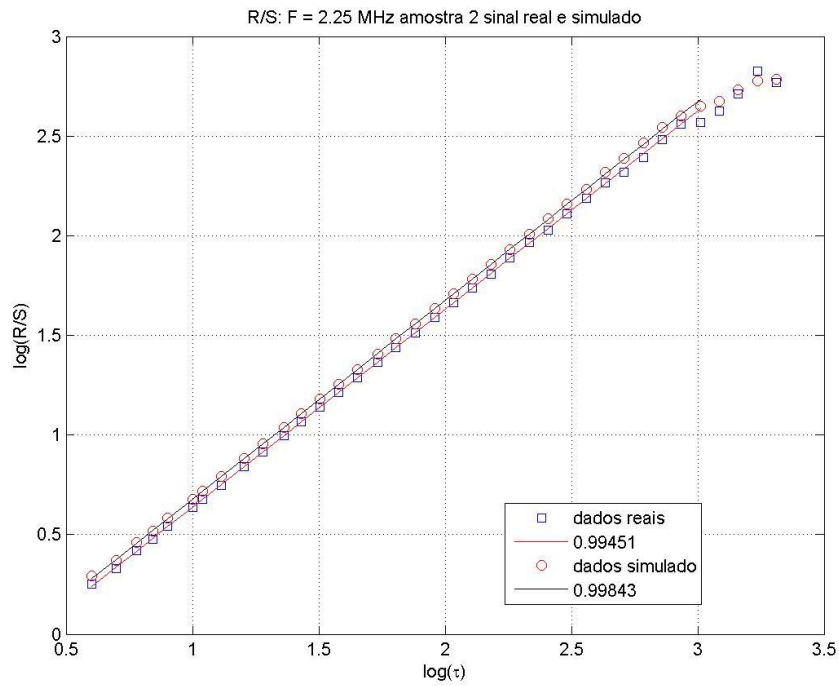
FONTE: Própria.

Figura 35: Análise *DF* de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 2.25 MHz. Amostra 2.



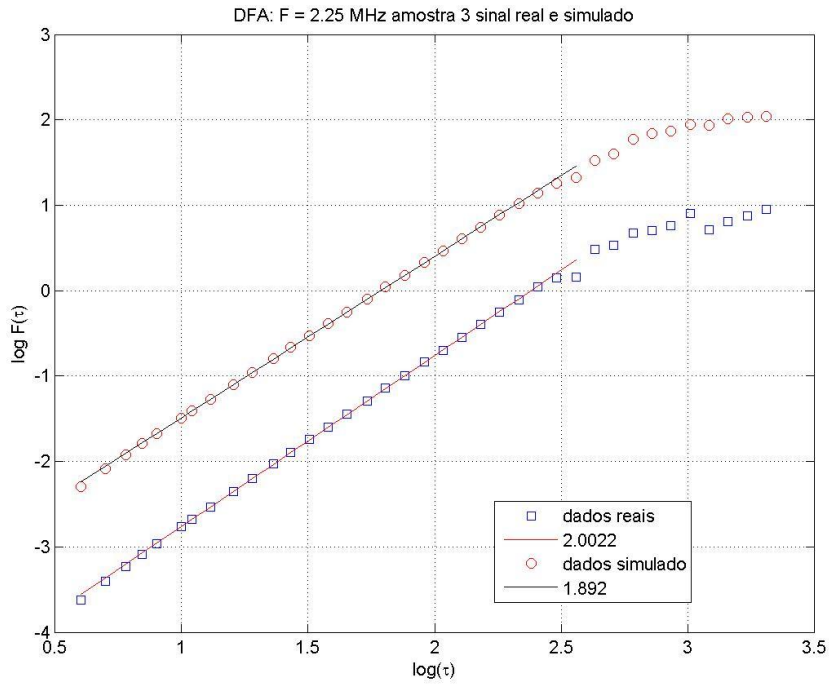
FONTE: Própria.

Figura 36: Análise *RS* de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 2.25 MHz. Amostra 2.



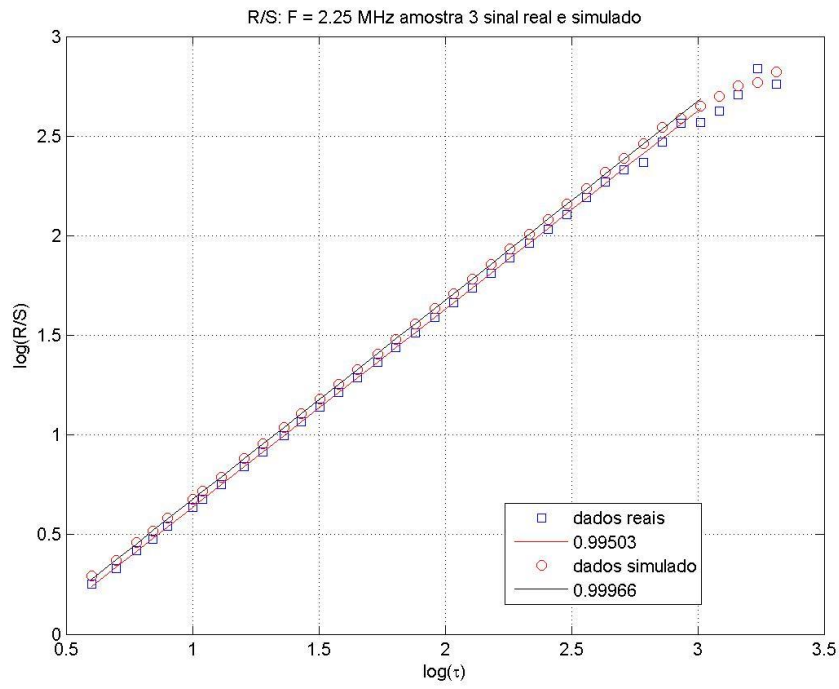
FONTE: Própria.

Figura 37: Análise DF de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 2.25 MHz. Amostra 3.



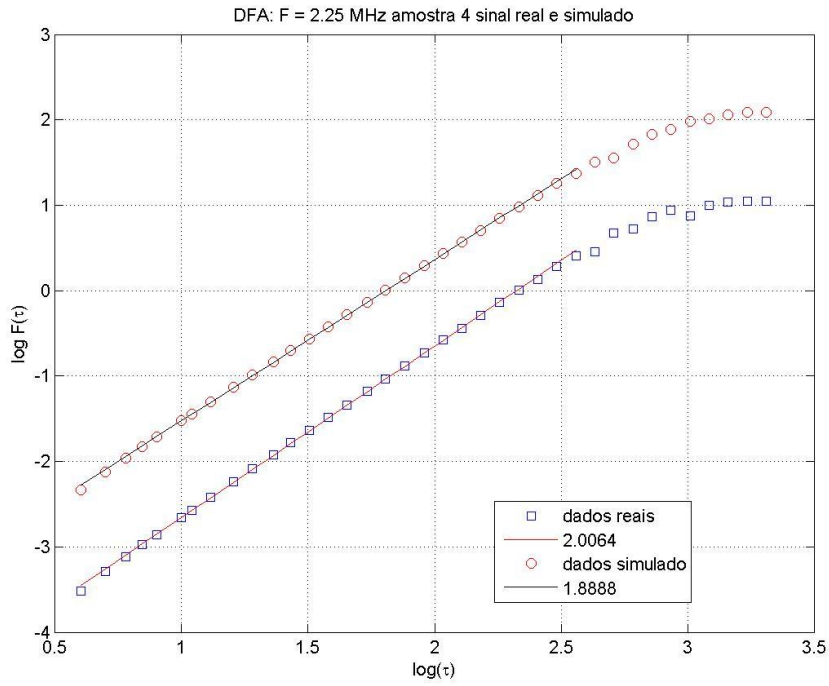
FONTE: Própria.

Figura 38: Análise RS de sinais ultrassônicos real e simulados. Freq: 2.25 MHz. Amostra 3.



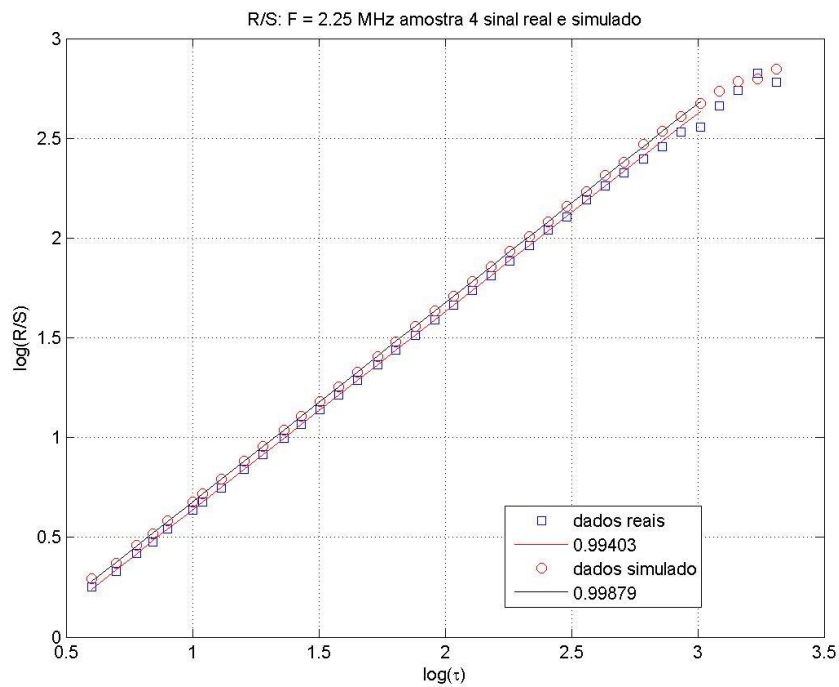
FONTE: Própria.

Figura 39: Análise *DF* de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 2.25 MHz. Amostra 4.



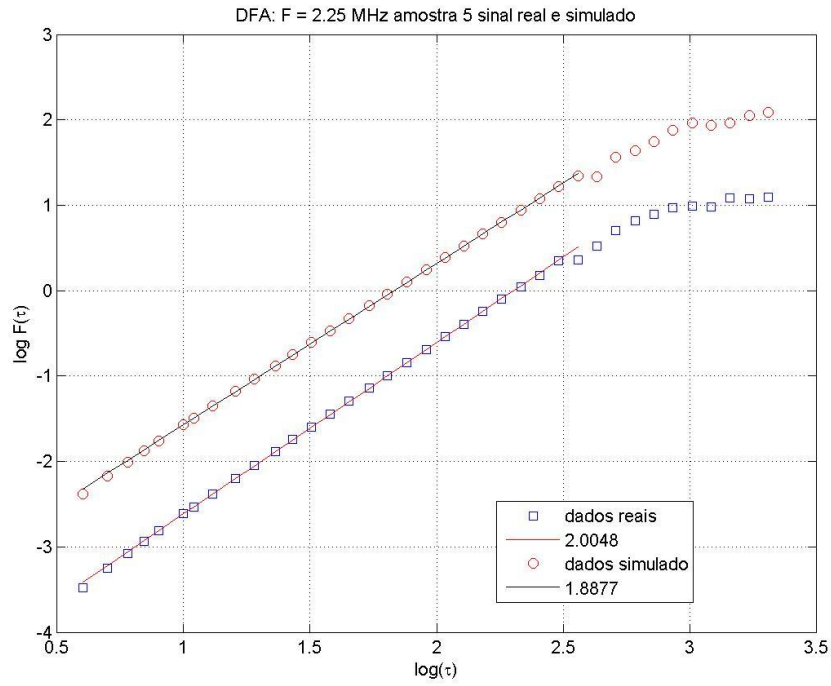
Fonte: Própria.

Figura 40: Análise *RS* de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 2.25 MHz. Amostra 4.



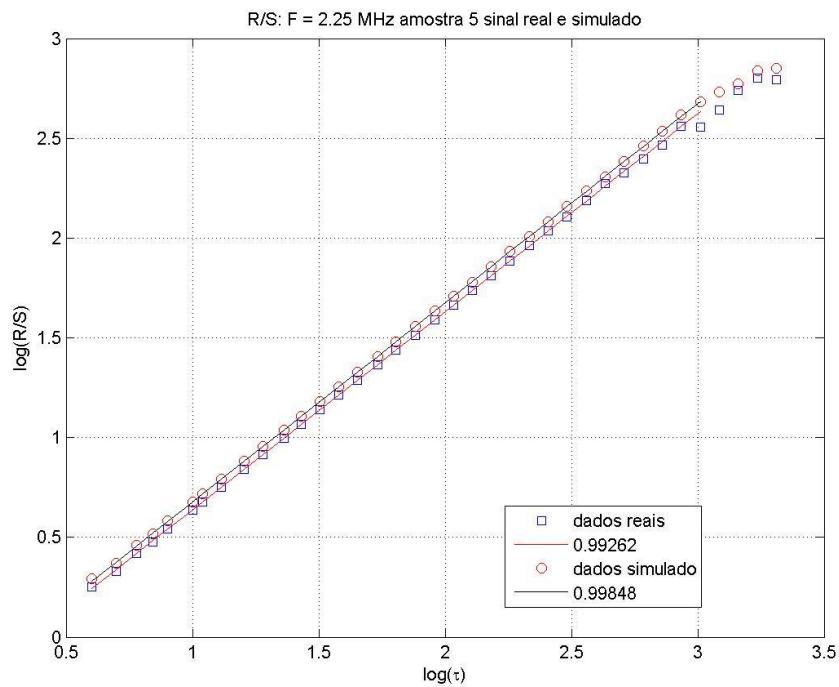
Fonte: Própria.

Figura 41: Análise *DF* de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 2.25 MHz. Amostra 5.



FONTE: Própria.

Figura 42: Análise *RS* de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 2.25 MHz. Amostra 5.



FONTE: Própria.

O conjunto de figuras 43 a 52 apresenta resultados dos processamentos *DFA* e *R/S* de sinais ultrassônicos, capturados com transdutor de frequência central de 5 MHz, sobre um conjunto de amostras de aço com cinco diferentes tamanhos médios de grão. A taxa de amostragem aplicada na captura dos sinais foi a mesma para todos os transdutores e igual a 2.0×10^9 amostras por segundo.

As figuras 43, 45, 47, 49 e 51 apresentam os resultados da análise *DF*. Em todas elas é possível verificar que existe uma região de escala bem definida para valores de $\log \tau < 2.5$, o que implica dividir o sinal retroespalhado em séries temporais, não sobrepostas, contendo no máximo 316 pontos. Considerando a taxa de amostragem utilizada na captura do retroespalhado, uma leitura é realizada a cada 5.0×10^{-10} s. Assim, cada subconjunto de 316 pontos corresponde a 0.158×10^{-6} s. Durante esse intervalo de tempo a onda é capaz de percorrer, em média, 23 grãos na primeira amostra ($16.3 \mu m$), 18 grãos na segunda ($26.5 \mu m$), 15 grãos na terceira amostra ($29 \mu m$), 1 grão na quarta ($483 \mu m$) e 0.5 grão na quinta ($728 \mu m$) amostra de aço, e retornar ao transdutor. Novamente, todas as retas ajustadas aos pontos das curvas *DF* apresentam coeficiente angulares (equivalente ao expoente de Hurst) maiores que 0.5, (indicando comportamento persistente), e maiores que a unidade. Observa-se ainda que todas as curvas obtidas a partir de sinais ultrassônicos capturados com o transdutor de 5 MHz apresentam saturação para valores de $\log_{10} \tau > 2.5$.

Por outro lado, de acordo com o resultado da análise *R/S* apresentado nas figuras 44, 46, 48, 50 e 52, percebe-se que, independente do tamanho de grão da amostra analisada, existem duas regiões de escala bem definidas com mudança de escala (*crossover*) em $\log_{10} \tau \cong 2.6345$. A primeira delas estende-se aproximadamente por 2.6 décadas logarítmicas, o que significa dividir a série temporal em subconjuntos de tamanhos correspondentes a {4; 5; 6; 7; 8; 9; 10; 11; 13; 16; 19; 23; 27; 32; 38; 45; 54; 64; 76; 91; 108; 128; 152; 181; 215; 256; 304; 362, 431}. Caixas com 431 pontos equivalem a 0.251×10^{-6} s, tempo suficiente para a onda percorrer aproximadamente 39 grãos na primeira amostra, 24 grãos na segunda, 21 na terceira, 1 grãos na quarta e 1 grão na quinta amostra de aço. Esse intervalo de tempo é comparável ao inverso da frequência central do transdutor ($\frac{1}{5MHz} = 0.2 \times 10^{-6}$ s).

A segunda região que obedece a uma lei de potência pode ser encontrada nas curvas de *R/S* para $\log_{10} \tau > 2.6345$. Esse intervalo corresponde a dividir a série

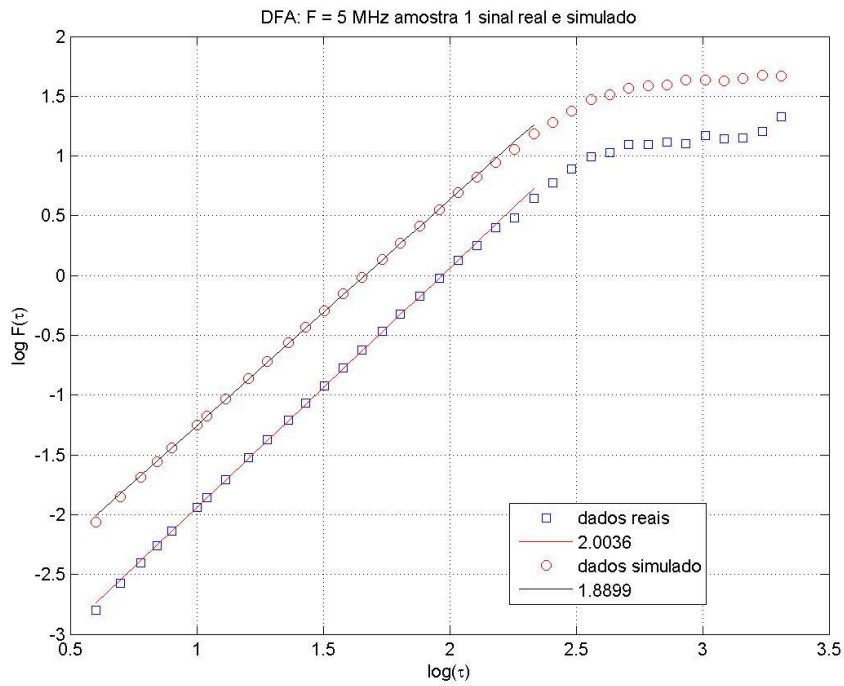
temporal em subconjuntos com mais de 431 pontos. Caixas com mais de 431 pontos representam intervalos de tempo superiores a 0.215×10^{-6} , permitindo a onda percorrer um conjunto maior de grãos. O ajuste linear dos pontos da primeira e segunda região das curvas R/S fornecem coeficientes de Hurst, H , maiores (comportamento persistente) e menores (comportamento antipersistente) que 0.5, respectivamente.

As curvas $\log_{10}(R/S)$ versus $\log_{10}(\tau)$ exibidas pelas figuras pares compreendidas entre as de número 44 a 52 revelam que os resultados obtidos a partir de sinais simulados e os alcançados a partir dos sinais capturados experimentalmente com o transdutor de 5.0 MHz são também equivalentes.

Novamente, as curvas DF dos sinais reais apresentam um deslocamento em relação às curvas dos sinais simulados, mas mantêm a mesma tendência, formatos e mesmos pontos de *crossover* para todas as amostras.

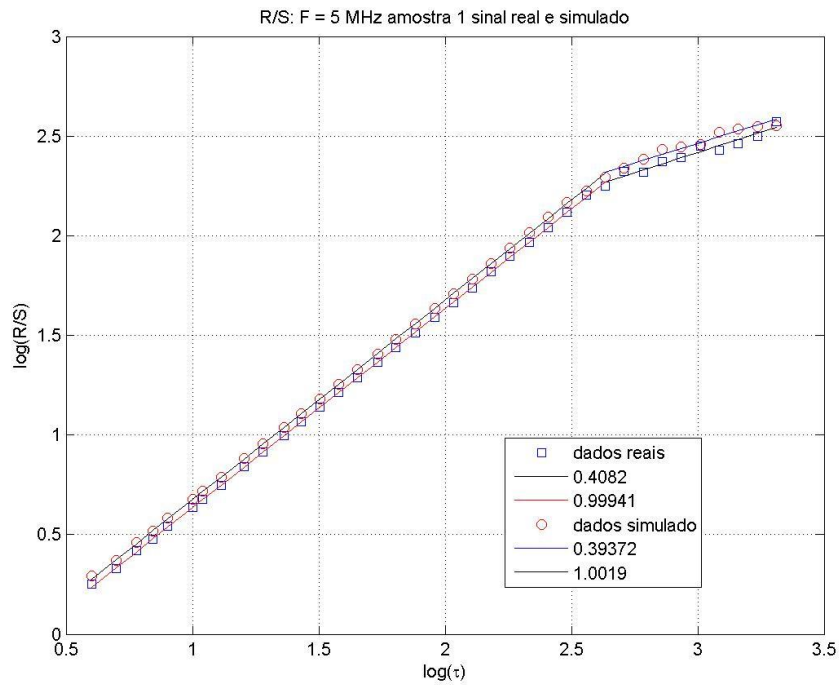
Esse deslocamento das curvas DFA é esperado, uma vez que o método de análise DF é sensível à escala. Por outro lado, por construção, a análise R/S não é sensível à escala, de modo que não se espera deslocamento, o que confirma os resultados.

Figura 43: Análise DF de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 5.0 MHz. Amostra 1.



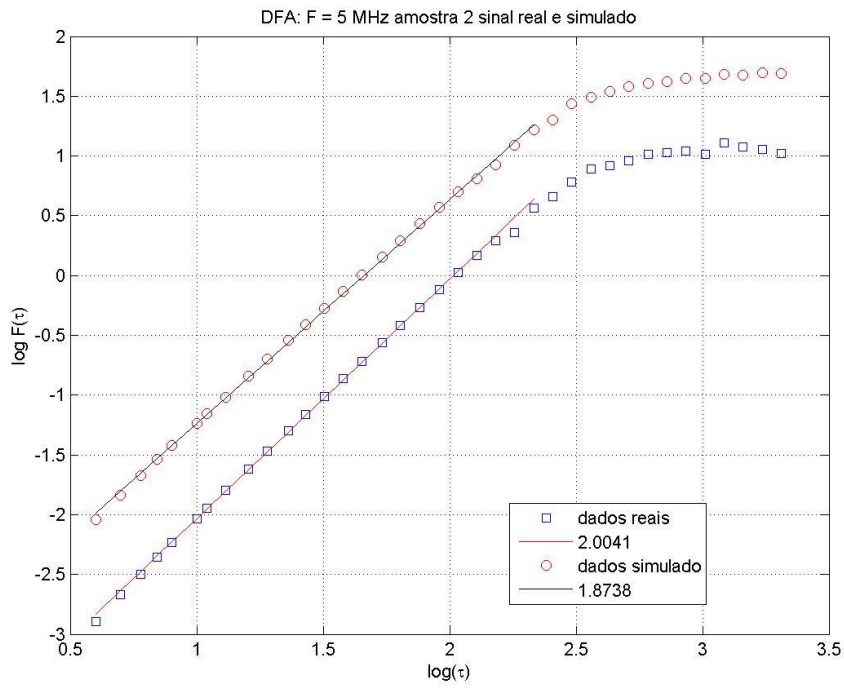
FONTE: Própria.

Figura 44: Análise RS de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 5.0 MHz. Amostra 1.



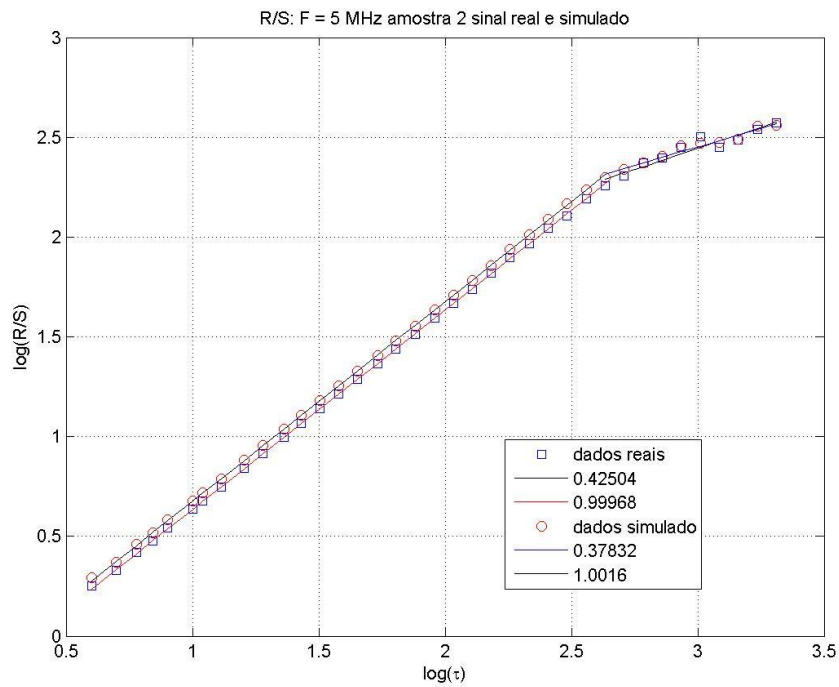
FONTE: Própria.

Figura 45: Análise DF de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 5.0 MHz. Amostra 2.



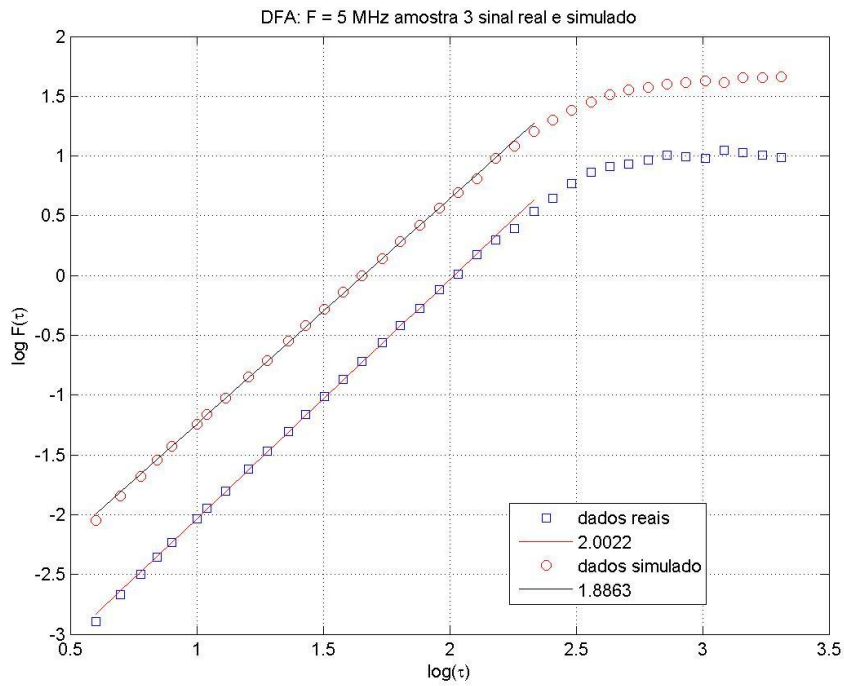
FONTE: Própria.

Figura 46: Análise RS de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 5.0 MHz. Amostra 2.



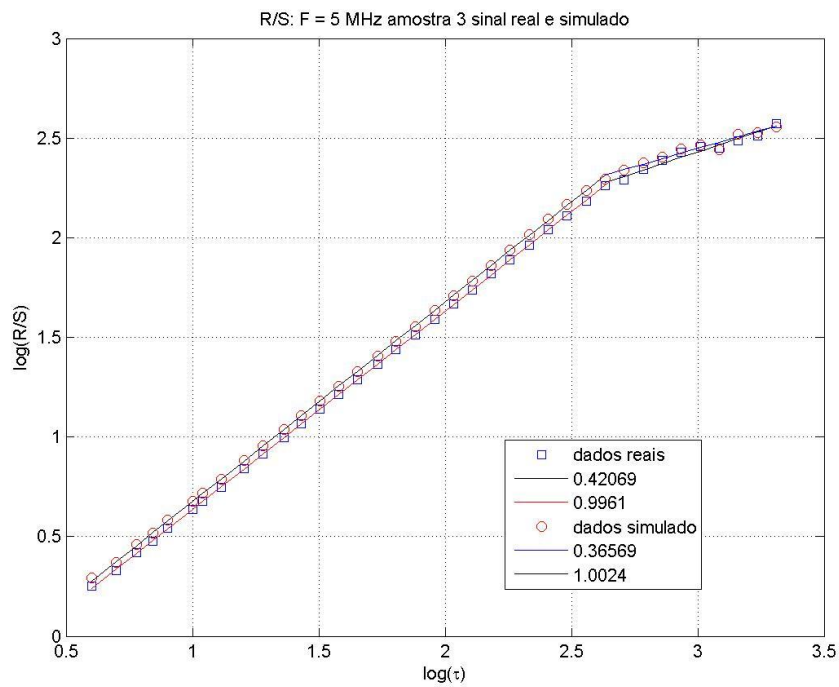
FONTE: Própria.

Figura 47: Análise DF de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 5.0 MHz. Amostra 3.



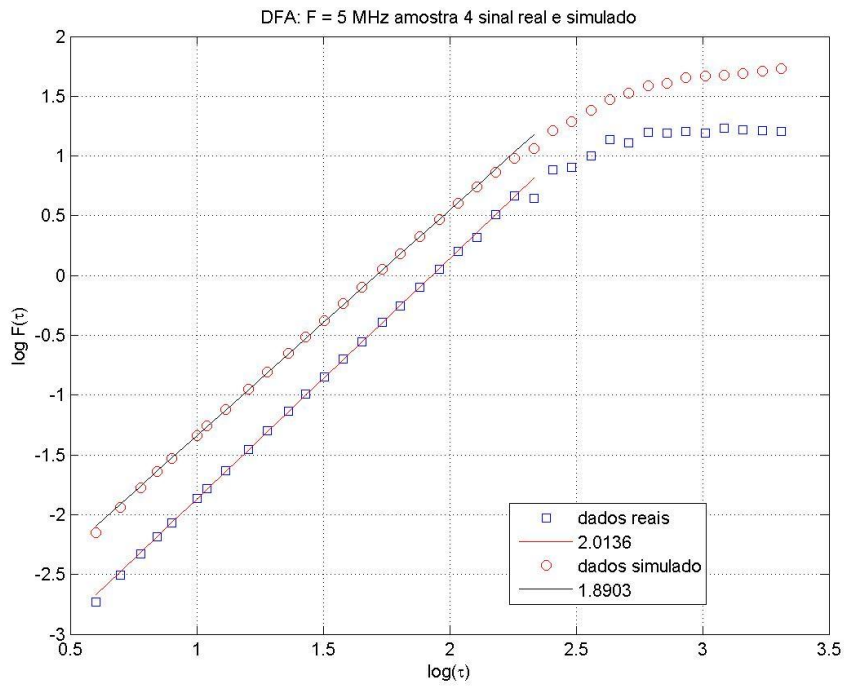
FONTE: Própria.

Figura 48: Análise RS de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 5.0 MHz. Amostra 3.



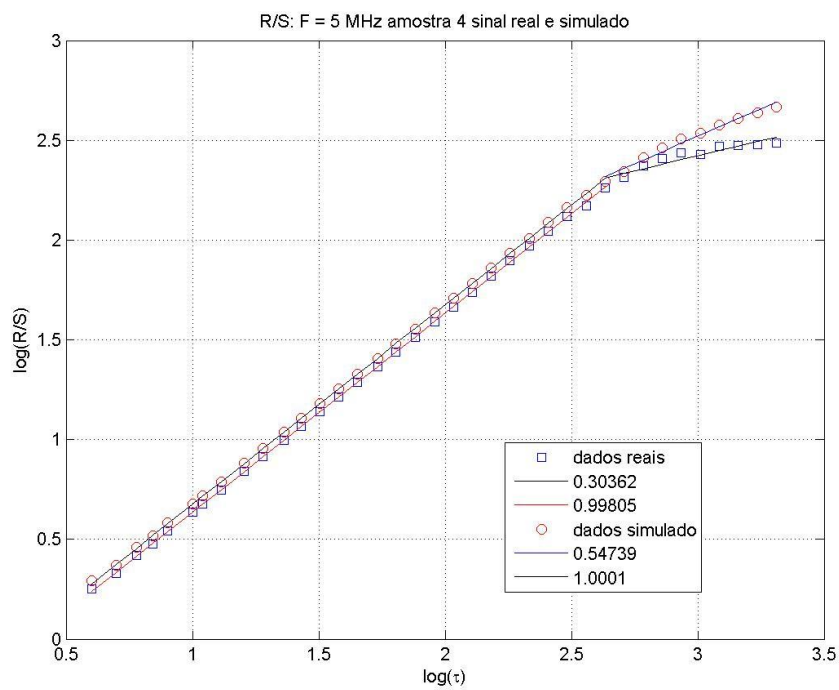
FONTE: Própria.

Figura 49: Análise DF de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 5.0 MHz. Amostra 4.



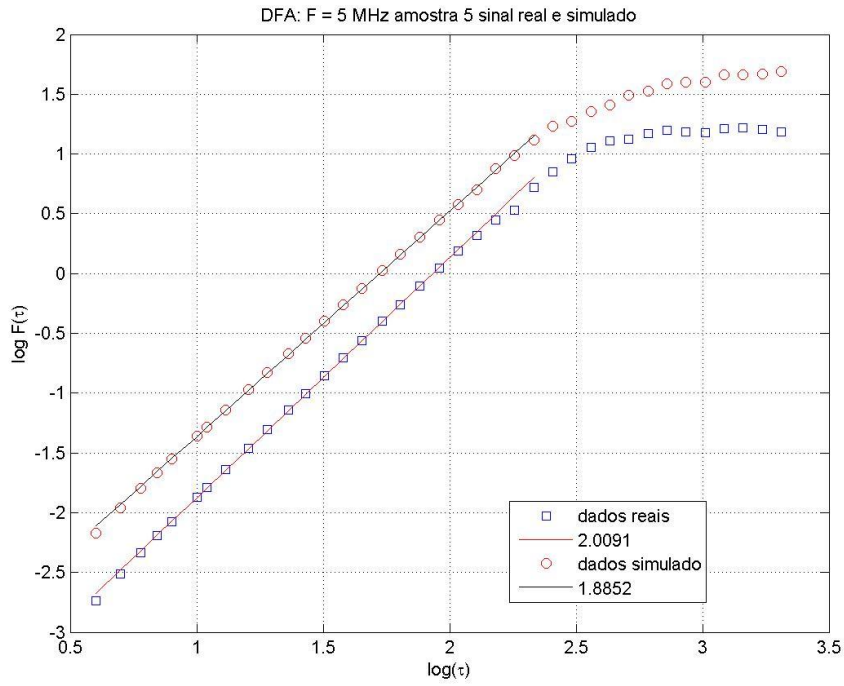
Fonte: Própria.

Figura 50: Análise RS de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 5.0 MHz. Amostra 4.



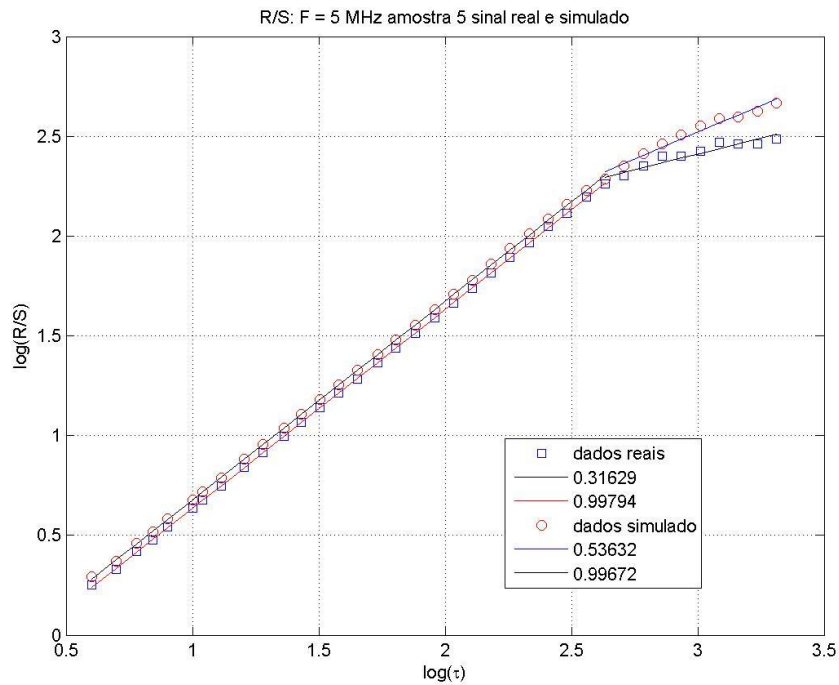
Fonte: Própria.

Figura 51: Análise DF de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 5.0 MHz. Amostra 5.



FONTE: Própria.

Figura 52: Análise RS de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 5.0 MHz. Amostra 5.



FONTE: Própria.

Os resultados obtidos a partir dos sinais ultrassônicos retroespalhados capturados com transdutores com frequências centrais de 10 e 20 MHz apresentam características em comum e são apresentados nas figuras 53 a 71.

Observam-se nas figuras 53, 55, 57, 59, 61, 63, 65, 67, 69 e 71, os resultados produzidos pela análise DF de sinais ultrassônicos capturados com transdutores de 10 e 20 MHz. Tais curvas mostram que os valores de $F(\tau)$ seguem uma lei de potência para $\log_{10} \tau < 1.959$ no caso do transdutor de 10 MHz, e $\log_{10} \tau < 1.7324$, para 20 MHz. Essa lei de potência deixa de existir para valores de $\log_{10} \tau$, maiores que 1.959 e aproximadamente 1.7324 para 10 MHz e 20 MHz, respectivamente.

Os ajustes dos pontos das curvas DF cujo $\log_{10} \tau < 1.959$ (para sinais de 10 MHz) e cujo $\log_{10} \tau < 1.7324$ (para sinais de 20 MHz) produziram coeficientes angulares com valores maiores que 0.5, revelando um comportamento tipicamente persistente. Entretanto, todos esses coeficientes são também maiores que a unidade.

É possível ainda perceber que a região de escala, onde o coeficiente angular é maior que a unidade, estende-se até um valor de $\log_{10} \tau$ correspondente a um intervalo de tempo aproximadamente igual ao inverso da frequência máxima de corte utilizada no processo de filtragem.

É importante lembrar que todos os transdutores utilizados nesse trabalho apresentam 100% de largura de banda de frequência. Pela definição apresentada no item 4.2.1, as larguras de banda dos transdutores de 10 MHz e 20 MHz variam de 10 MHz a 30 MHz para este, e de 5 MHz a 15 MHz para aquele. As frequências de corte utilizadas no processo de filtragem de sinal, executado por um filtro digital Butterworth, foram escolhidas como sendo os limites da largura de banda dos transdutores.

Diferente do observado para frequências de 2.25 e 5.0 MHz, em que é possível identificar um ponto exato (*crossover*) da curva $F(\tau)$ que a série temporal apresenta mudança em seu comportamento, as curvas $F(\tau)$ geradas a partir dos sinais capturados com transdutores de 10 e 20 MHz não apresentam um ponto bem definido de $\log_{10} \tau$ em que ocorre essa mudança. Para o transdutor de 10 MHz a mudança de comportamento das curvas $F(\tau)$, está compreendida entre $2.1249 < \log_{10} \tau < 2.6021$, enquanto para o transdutor de 20 MHz essa região está entre o intervalo $1.8239 < \log_{10} \tau < 2.3010$. Esses valores coincidem com o inverso das frequências de corte utilizadas no processo de filtragem dos sinais capturados para cada transdutor.

As curvas R/S , apresentadas nas figuras 54, 56, 58, 60, 62, 64, 66, 68, 70 e 72, calculadas a partir dos mesmos sinais ultrassônicos utilizados para os cálculos de $F(\tau)$ citadas anteriormente, revelam duas regiões de escala para os transdutores de 10 MHz e 20 MHz. O ajuste linear dos pontos situados dentro dessas regiões segue uma lei de potência bem definida.

Quando utilizado um transdutor de 10 MHz a primeira região que segue uma lei de potência pode ser encontrada para $\log_{10} \tau < 2.5$, o que corresponde a um intervalo de tempo de $0.158 \times 10^{-6} \text{s}$, aproximadamente igual ao inverso da menor frequência utilizada pelo filtro passa faixa. Para o transdutor de 20 MHz o valor máximo de $\log_{10} \tau$ é 2.03 para a primeira região, o que corresponde a um intervalo de tempo de $0.0535 \times 10^{-6} \text{s}$, aproximadamente igual ao inverso da frequência central desse transdutor.

É importante ressaltar a presença de uma segunda região em todas as curvas R/S produzidas a partir dos sinais capturados pelos transdutores de 10 e 20 MHz.

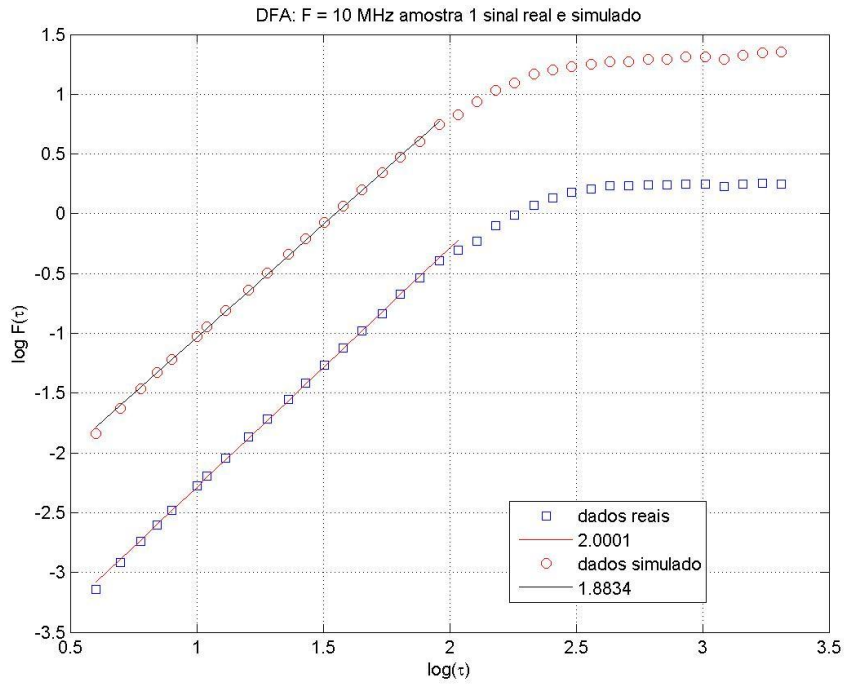
Essa segunda região de escala é encontrada para $\log_{10} \tau > 2.48$, para todas as amostras, para esses transdutores. Essa região possui um coeficiente angular menor que 0.5, indicando comportamento antipersistente.

As curvas $\log_{10}(R/S)$ versus $\log_{10}(\tau)$ produzidas a partir de sinais simulados, embora levemente diferente daquelas produzidas com os capturados experimentalmente pelos transdutores de 10.0 e 20.0 MHz (ver figuras 54, 56, 58, 60, 62, 64, 66, 68, 70 e 73), apresentam seus pontos de *crossover* nos mesmos valores de $\log_{10}(\tau)$.

A diferença entre as curvas produzidas a partir de sinais simulados e capturados experimentalmente pelos transdutores de 10.0 e 20.0 MHz é mais acentuada nas curvas $\log_{10} F(\tau)$ versus $\log_{10}(\tau)$ que nas s curvas $\log_{10}(R/S)$ versus $\log_{10}(\tau)$ (ver figuras ímpares de 53 a 71). Ainda assim, os pontos de *crossover* das curvas DF produzidas a partir de sinais capturados experimentalmente surgem para os mesmos valores de $\log_{10}(\tau)$ que as produzidas a partir de sinais simulados.

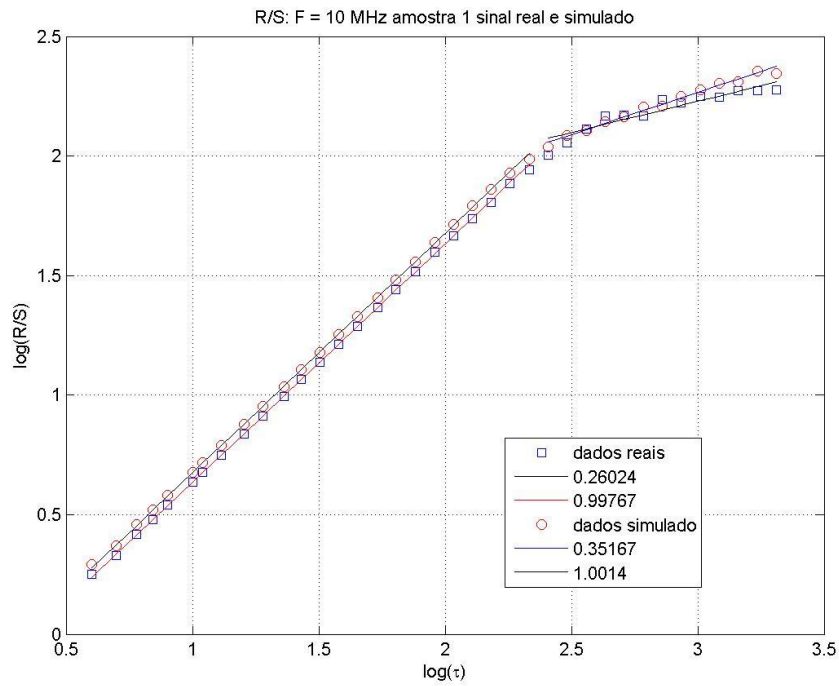
Ressalta-se que a interação entre o meio e a onda é tanto maior quanto menor for o comprimento desta. É, portanto, natural esperar que os sinais capturados pelo transdutor de maior frequência portem mais informações sobre o meio, e maior capacidade de diferenciação das amostras.

Figura 53: Análise *DF* de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 10.0 MHz. Amostra 1.



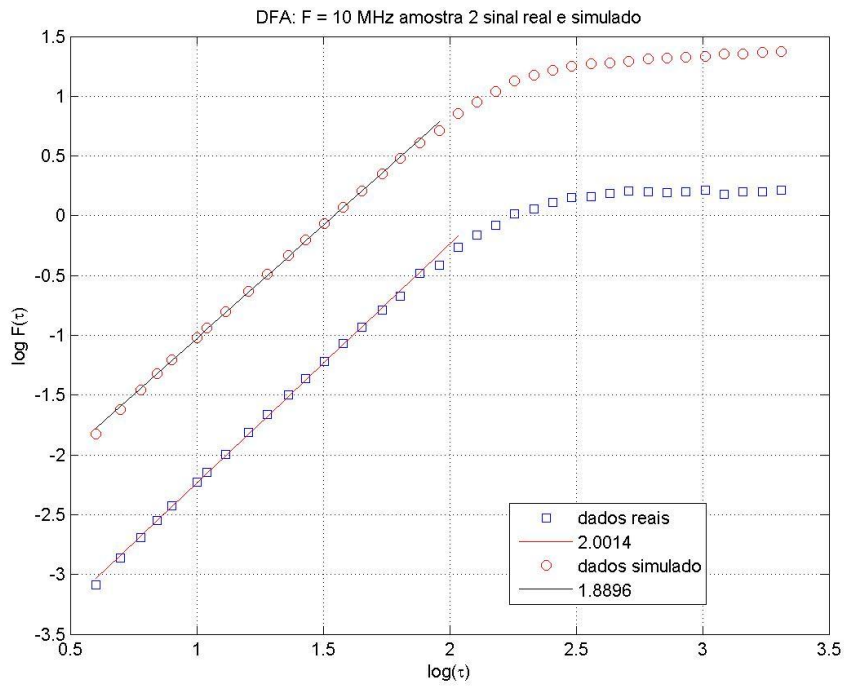
FONTE: Própria.

Figura 54: Análise *RS* de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 10.0 MHz. Amostra 1.



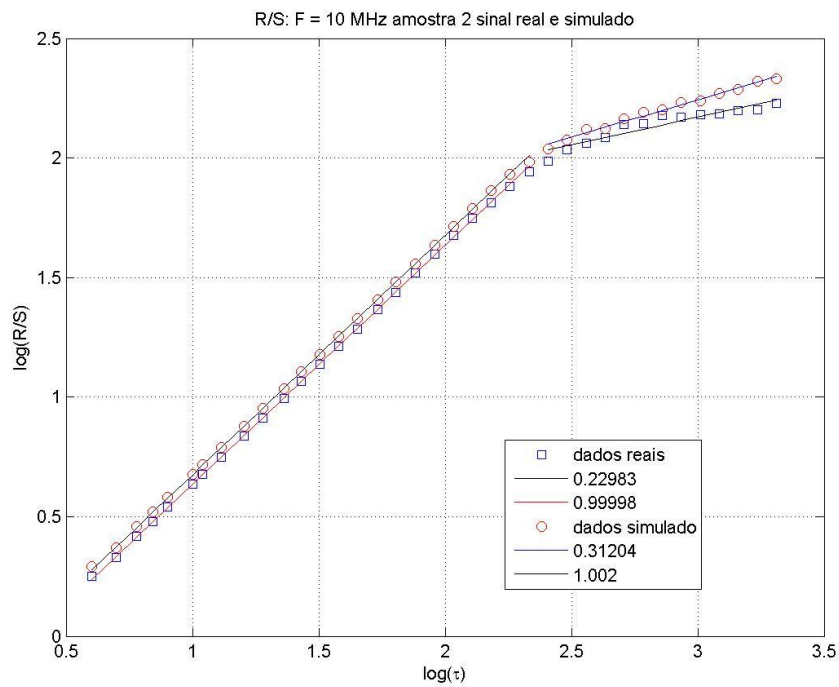
FONTE: Própria.

Figura 55: Análise DF de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 10.0 MHz. Amostra 2.



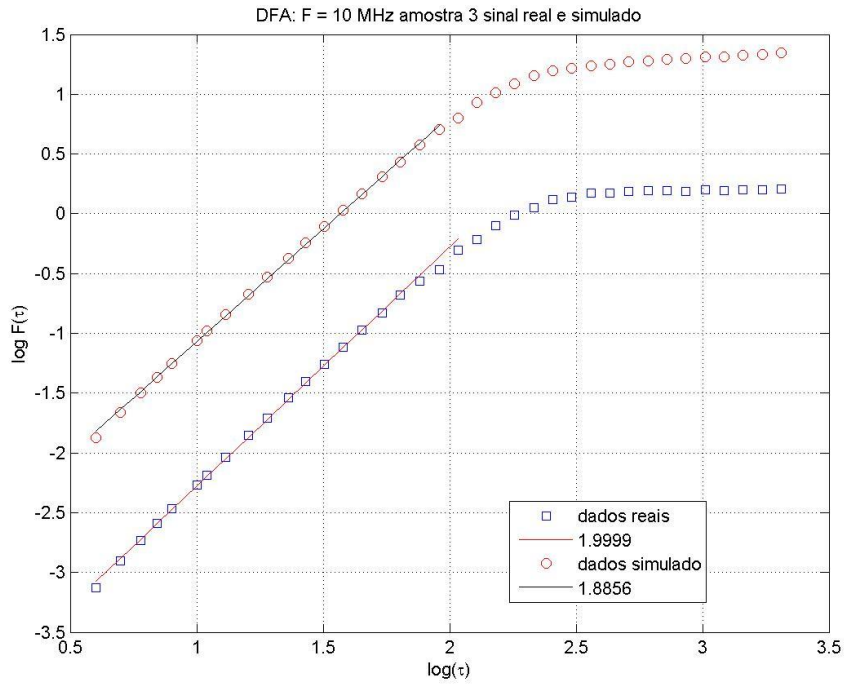
FONTE: Própria.

Figura 56: Análise RS de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 10.0 MHz. Amostra 2.



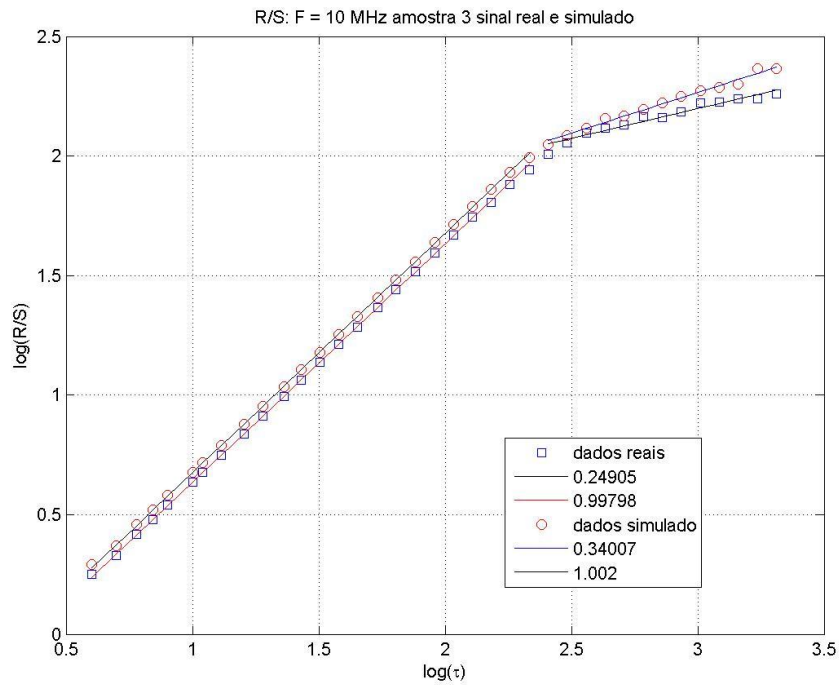
FONTE: Própria.

Figura 57: Análise DF de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 10.0 MHz. Amostra 3.



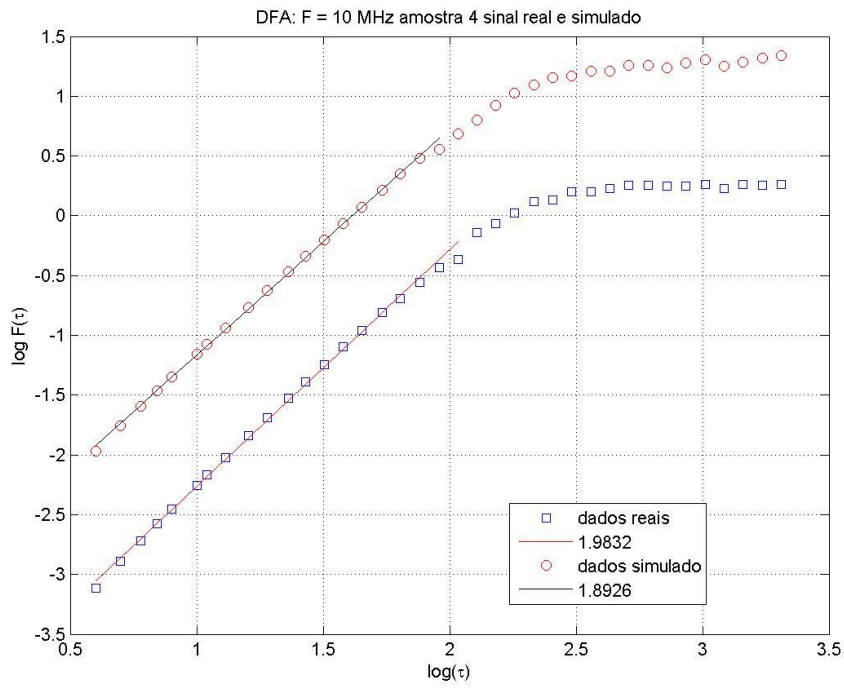
FONTE: Própria.

Figura 58: Análise RS de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 10.0 MHz. Amostra 3.



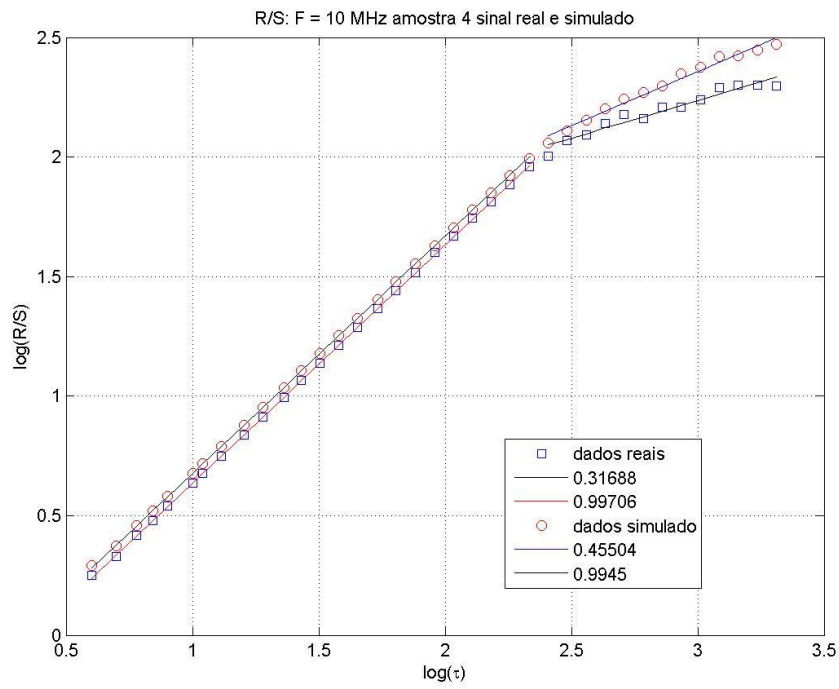
FONTE: Própria.

Figura 59: Análise DF de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 10.0 MHz. Amostra 4.



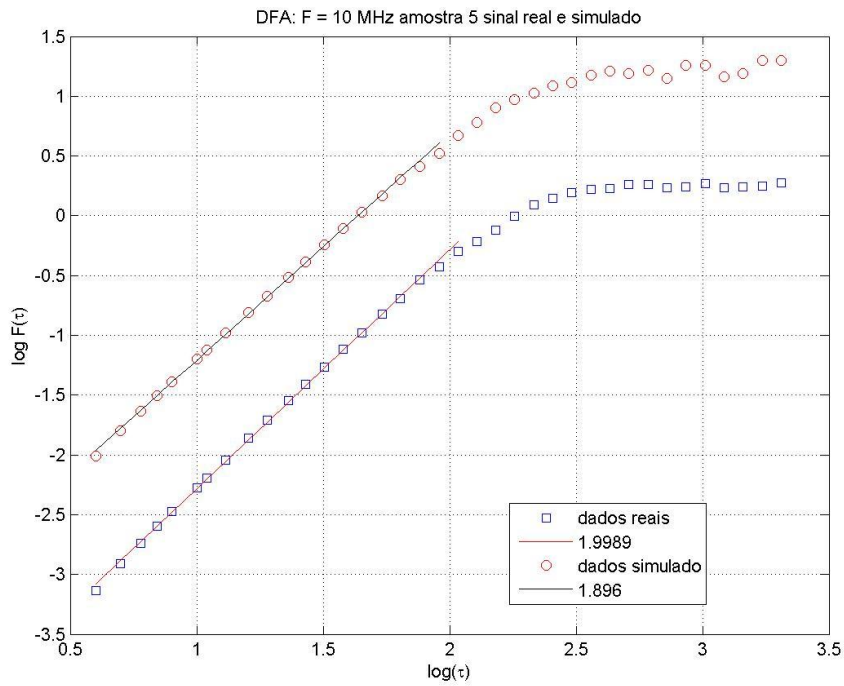
Fonte: Própria.

Figura 60: Análise RS de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 10.0 MHz. Amostra 4.



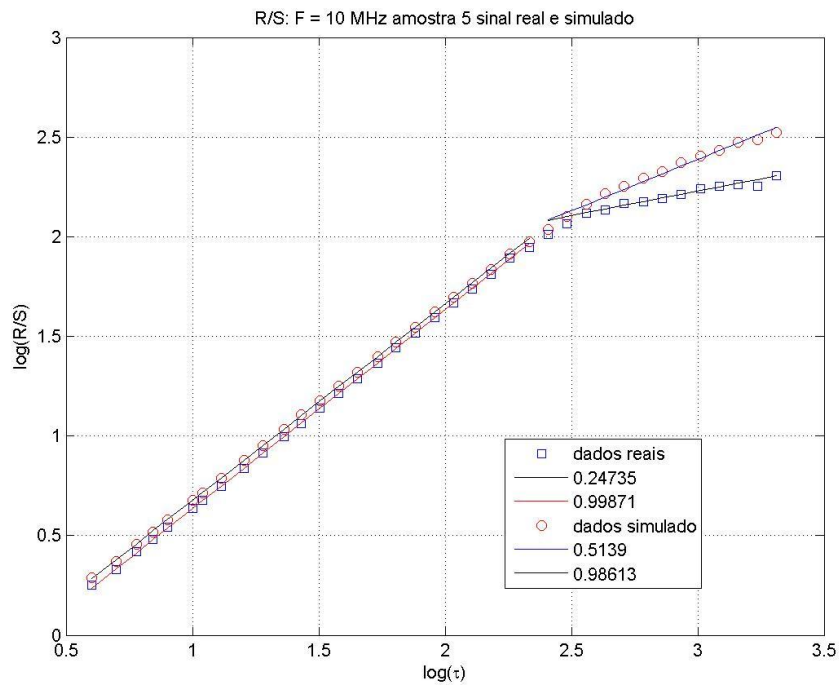
Fonte: Própria.

Figura 61: Análise DF de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 10.0 MHz. Amostra 5.



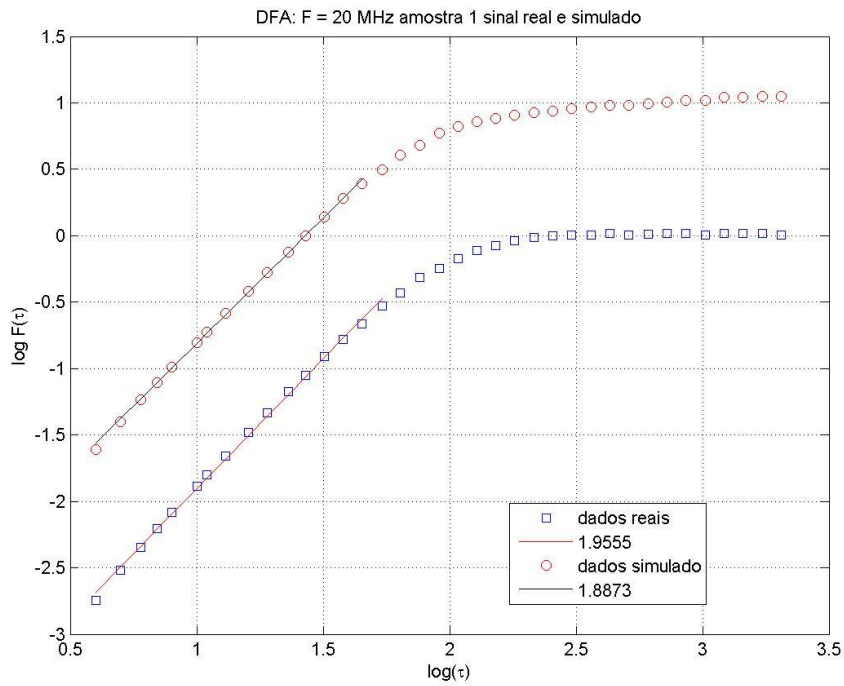
FONTE: Própria.

Figura 62: Análise RS de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 10.0 MHz. Amostra 5.



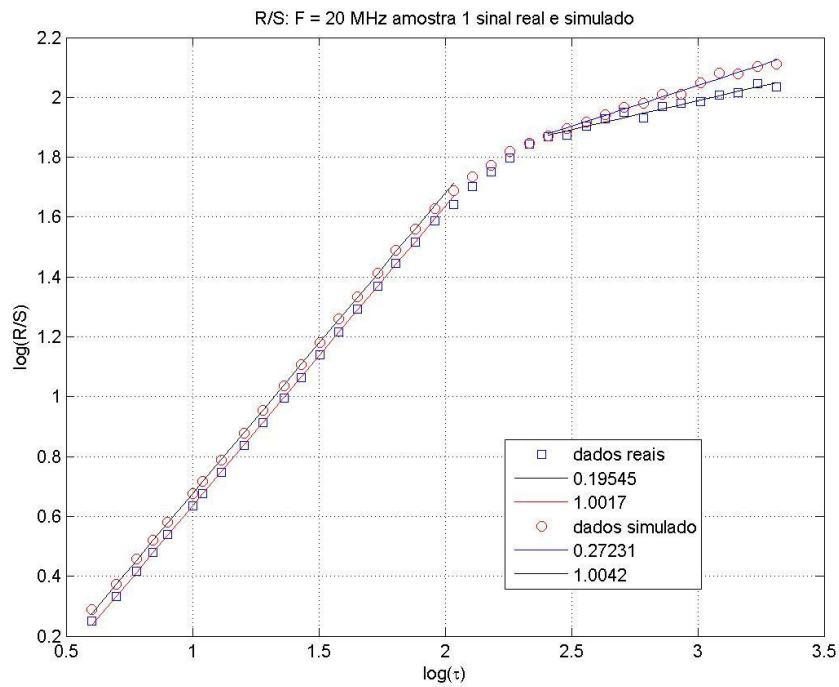
FONTE: Própria.

Figura 63: Análise DF de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 20.0 MHz. Amostra 1.



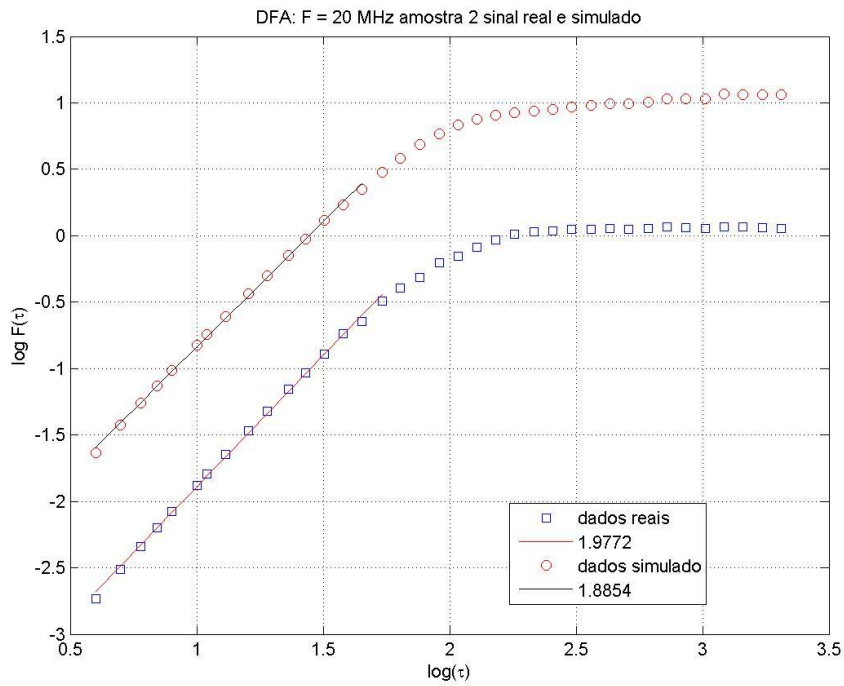
FONTE: Própria.

Figura 64: Análise RS de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 20.0 MHz. Amostra 1.



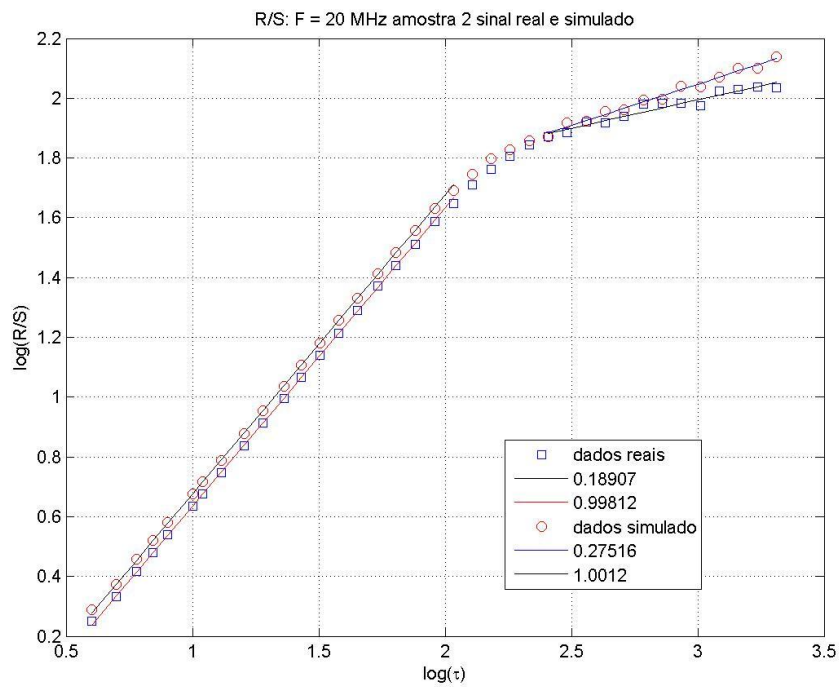
FONTE: Própria.

Figura 65: Análise DF de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 20.0 MHz. Amostra 2.



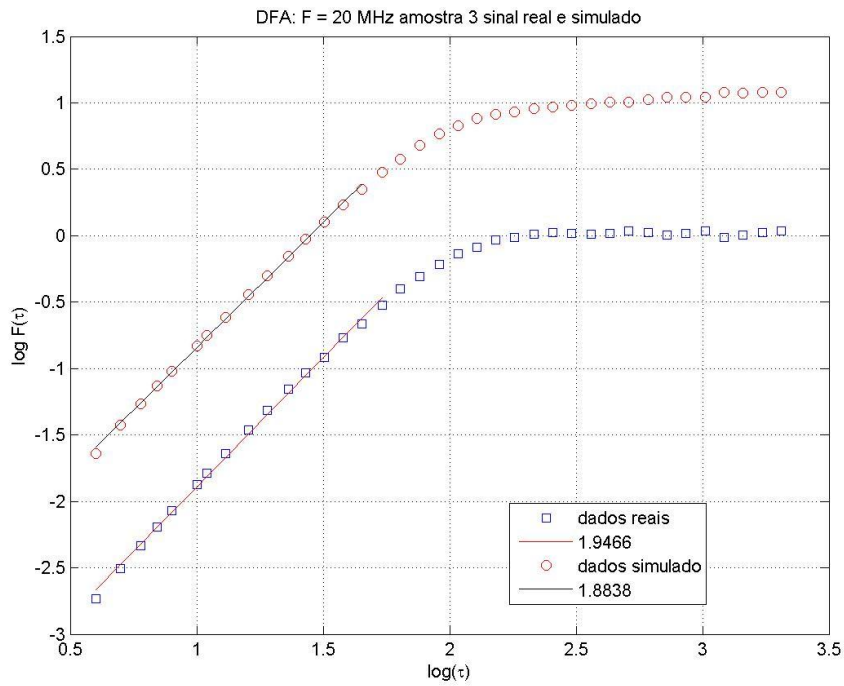
FONTE: Própria.

Figura 66: Análise RS de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 20.0 MHz. Amostra 2.



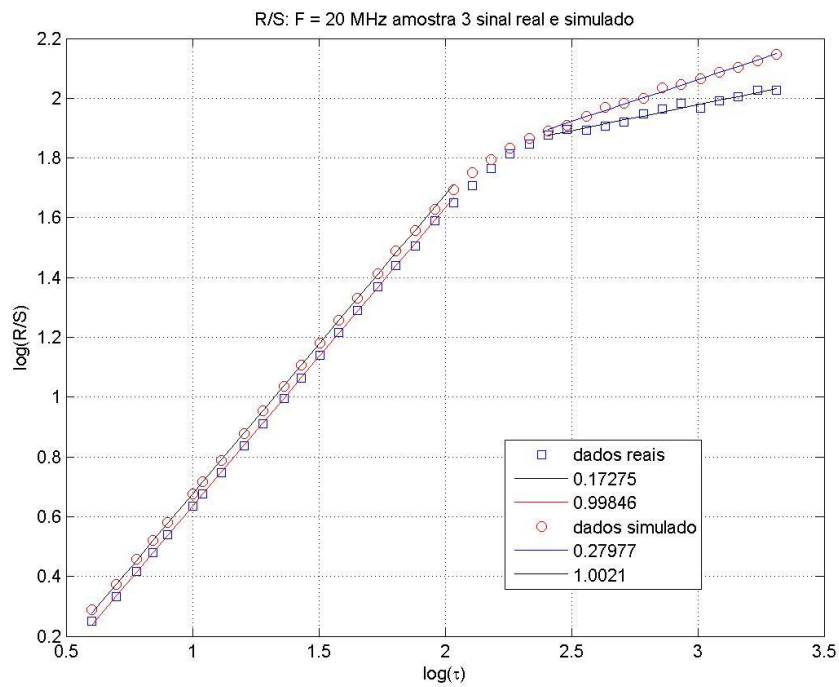
FONTE: Própria.

Figura 67: Análise DF de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 20.0 MHz. Amostra 3.



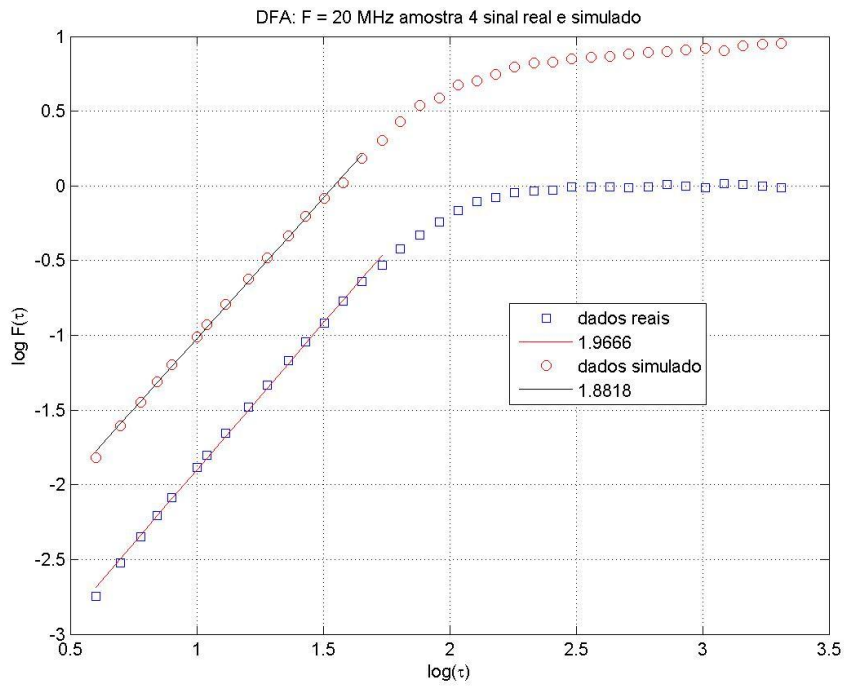
FONTE: Própria.

Figura 68: Análise RS de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 20.0 MHz. Amostra 3.



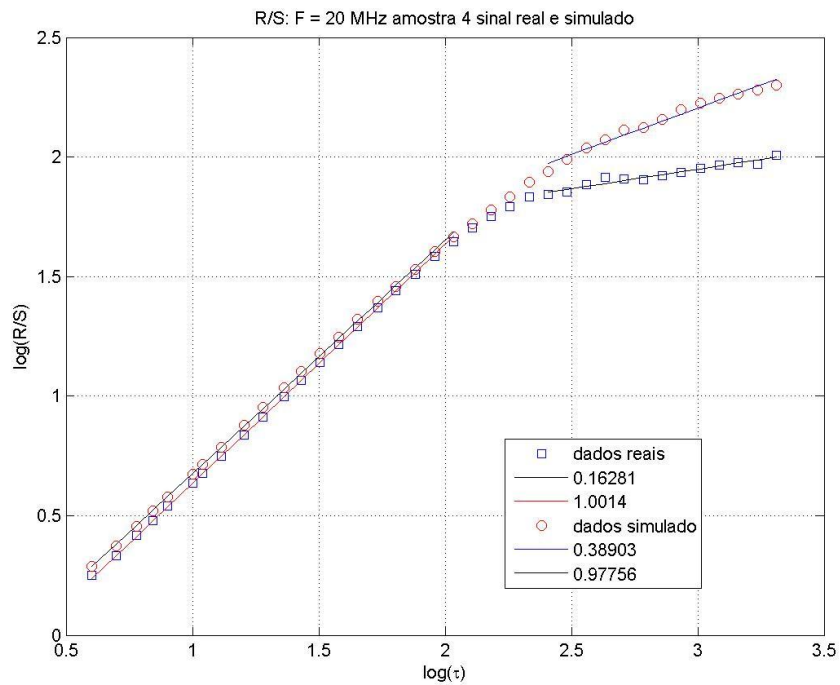
FONTE: Própria.

Figura 69: Análise DF de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 20.0 MHz. Amostra 4.



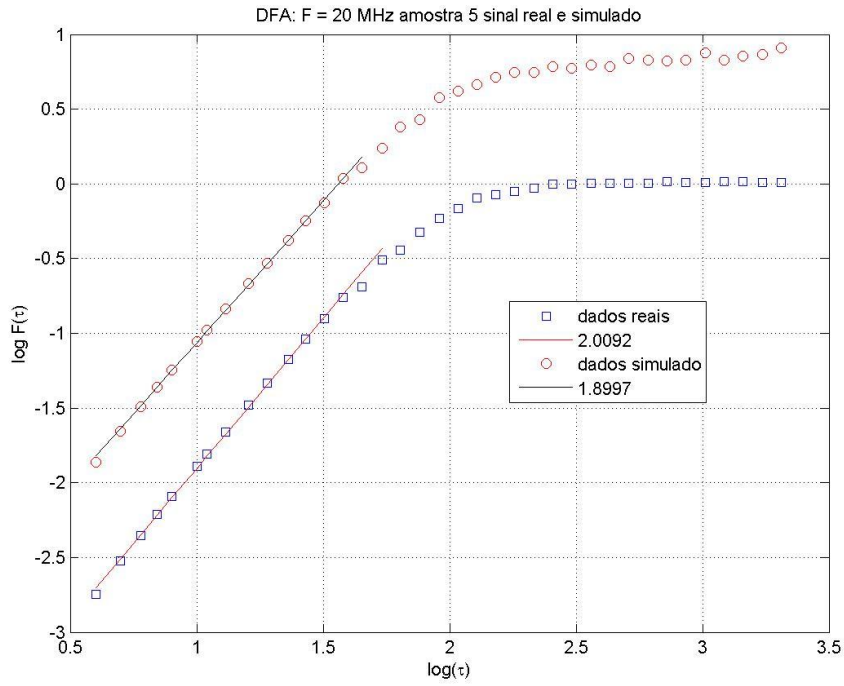
Fonte: Própria.

Figura 70: Análise RS de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 20.0 MHz. Amostra 4.



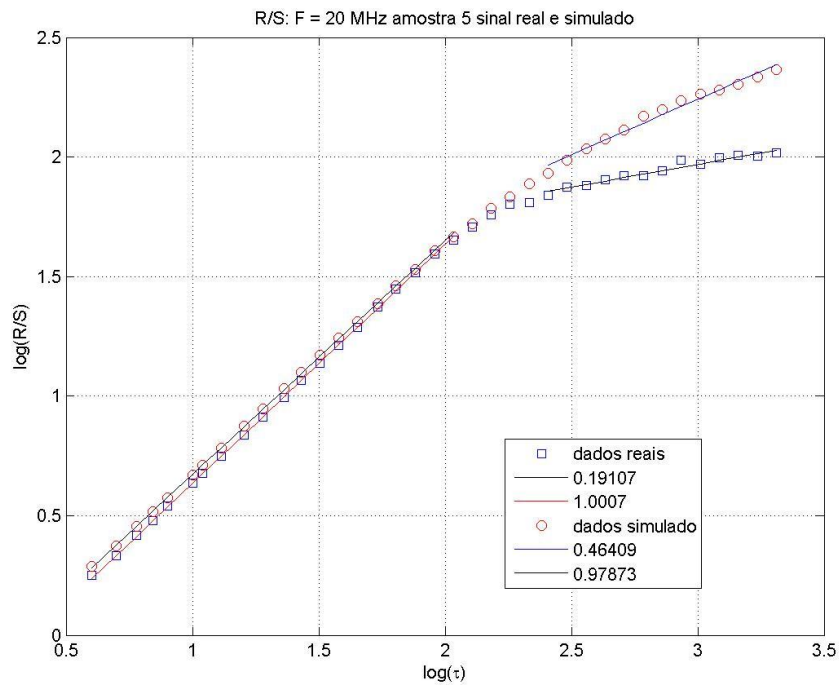
FONTE: Própria.

Figura 71: Análise DF de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 20.0 MHz. Amostra 5.



Fonte: Própria.

Figura 72: Análise RS de sinais ultrassônicos real e simulado. Freq: 20.0 MHz. Amostra 5.



Fonte: Própria.

As tabelas 1 e 2 apresentam os coeficientes angulares das retas ajustadas às curvas produzidas pelas análises *R/S* e *DF* dos sinais reais e simulados, respectivamente. O hachurado representa mudança no regime de espalhamento. A grande reprodutibilidade dos resultados alcançados pela análise *R/S* dos sinais capturados com o transdutor de menor frequência revela que esse transdutor não foi capaz de detectar diferenças entre as amostras consideradas. Uma possível explicação pode residir no fato de todos os sinais retroespalhados obtidos com o transdutor de 2.25 MHz ($\lambda = 2574 \mu m$) encontram-se dentro do mesmo regime de espalhamento. Embora os sinais capturados com o transdutor de 5.0 MHz estejam dentro do mesmo regime de espalhamento, é possível perceber uma diferenciação das amostras, principalmente entre as que apresentam maior diferença no tamanho médio de grão. Os sinais capturados com transdutores de frequência mais elevadas (10.0 e 20.0 MHz) abrangem dois regimes de espalhamento, e o resultado da análise *R/S* é capaz de diferenciar melhor as amostras.

Tabela 1: Coeficientes angulares das curvas *R/S* e *DF* de sinais reais.

Amostra		2.25 MHz		5 MHz		10 MHz		20 MHz	
		R/S	DF	R/S	DF	R/S	DF	R/S	DF
1	α_1	0.9933	2.0023	0.9994	2.0036	0.9977	2.0001	1.0017	1.9555
	α_2			0.4082		0.2603		0.1955	
2	α_1	0.9945	2.0102	0.9996	2.0041	0.9999	2.0014	0.9981	1.9772
	α_2			0.4250		0.2298		0.1890	
3	α_1	0.9950	2.0022	0.9961	2.0022	0.9980	1.9999	0.9984	1.9466
	α_2			0.4207		0.2490		0.1727	
4	α_1	0.9940	2.0064	0.9980	2.0136	0.9971	1.9832	1.0014	1.9666
	α_2			0.3036		0.3170		0.1628	
5	α_1	0.9926	2.0048	0.9979	2.0091	0.9987	1.9989	1.0000	2.0092
	α_2			0.3163		0.2473		0.1911	

FONTE: Própria.

Tabela 2: Coeficientes angulares das curvas R/S e DF de sinais simulados.

Amostra		2.25 MHz		5 MHz		10 MHz		20 MHz	
		R/S	DF	R/S	DF	R/S	DF	R/S	DF
1	α_1	0.9983	1.8921	1.0019	1.8899	1.0014	1.8834	1.0042	1.8873
	α_2			0.3937		0.3517		0.2723	
2	α_1	0.99843	1.8948	1.0016	1.8738	1.002	1.8896	1.0012	1.8854
	α_2			0.3783		0.3120		0.2751	
3	α_1	0.9996	1.892	1.0054	1.8863	1.002	1.8856	1.0022	1.8838
	α_2			0.3657		0.3400		0.2798	
4	α_1	0.99879	1.8932	1.0001	1.8903	0.9945	1.8926	0.9776	1.8818
	α_2			0.5474		0.4550		0.3890	
5	α_1	0.99848	1.8877	0.9967	1.8852	0.9861	1.8960	0.9787	1.8997
	α_2			0.53632		0.5139		0.4641	

FONTE: Própria.

A semelhança entre os resultados exibidos pelas tabelas 1 e 2 corrobora que a simulação reproduz o ensaio real.

6. CONCLUSÃO

O trabalho experimental realizado com amostras de aço contribuiu para testar a simulação de uma onda ultrassônica unidimensional propagando-se em um meio heterogêneo. Validado, o algoritmo pôde ser empregado sistematicamente no estudo da influência das variáveis de interesse.

Durante este trabalho, procurou-se entender a influência da frequência de uma onda mecânica ultrassônica e da microestrutura do meio por onde a onda propagou sobre os resultados produzidos por duas técnicas de análise de flutuações: *detrended fluctuation analysis – DFA*, e *rescaled range analysis - R/S*. Esse estudo se deu a partir das referidas análises de dados coletados experimentalmente e produzidos numericamente e posterior comparação de resultados.

O estudo preliminar, realizado com um conjunto extra de sinais reais, indica que as inclinações calculadas pelo ajuste dos pontos contidos na primeira região das curvas produzidas pelas análises *R/S* e *DF* independem do tamanho do sinal, bem como do encadeamento de sinais.

A comparação dos resultados obtidos pela análise *R/S* corrobora que a simulação é verossímil ao ensaio real.

Um ponto de mudança entre duas regiões de escala revela a existência de múltiplos mecanismos de interação onda/meio. Na primeira região, pequenas janelas temporais (menores valores de τ) são utilizadas para analisar pontualmente a estrutura, enquanto que na segunda região são utilizadas janelas temporais maiores (grandes valores de τ) para analisar o sinal em uma escala maior. Associada a estas regiões é possível analisar irregularidades locais e a distribuição da microestrutura, respectivamente. Deve-se lembrar que durante as simulações as interações estão limitadas a uma dimensão. Interações mais complexas, associadas à distribuição da microestrutura, estão presentes apenas nos sinais experimentais capturados sobre amostras tridimensionais. Sendo a análise *DF* mais sensível, é de se esperar que as curvas $\log_{10} F(\tau)$ versus $\log_{10}(\tau)$ produzidas a partir de sinais reais e simulados apresentem alguma diferença. Ainda assim, as curvas produzidas pela análise *DF* de sinais simulados exibem comportamento semelhante (quanto às inclinações, pontos de *crossover*) ao dos sinais reais.

Adicionalmente, verificou-se que os pontos de mudança entre as duas regiões de escala estão localizados em valores de $\log_{10}(\tau)$ correspondentes a intervalos de tempo compatíveis ao inverso da frequência do transdutor ou pulso utilizado, independente do tamanho de grão da amostra analisada.

Diferenças nas características da fonte empregada na simulação e do pulso ultrassônico produzido pelos transdutores utilizados podem explicar ligeiras alterações entre os resultados obtidos experimentalmente e simulados.

SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

Reproduzir a simulação da propagação de ondas ultrassônicas considerando uma fonte mais semelhante ao pulso produzido por transdutores comerciais e outros materiais.

Comparar o resultado do processamento de sinais retroespalhados com sinais contendo vários ecos.

Combinar a análise de flutuações à técnicas de reconhecimento de padrões, tais como: análise de componentes principais, transformada Karhunen-Loève, redes neurais artificiais, classificadores Gaussianos, etc., com o objetivo de classificar sinais obtidos a partir de amostras com diferentes microestruturas.

Expandir as simulações de propagação de ondas ultrassônicas para meios bi- e tridimensionais e considerar o efeito da orientação cristalográfica (textura).

REFERÊNCIAS

- [1] Santin, J. L., Ultrassom: técnica e aplicação. Rio de Janeiro: Qualitymark Ed. 1996.
- [2] Ferder, J. Fractal, Plenum Press, New York, 1988.
- [3] Normando, P. G. Nascimento, R. S. Moura, E. P. Vieira, A. P. Microstructure Identification via Detrended Fluctuation Analysis of Ultrasound Signals. Phys. Rev. E 87, 043304 (2013).
- [4] Nondestructive Evaluation and Quality Control was published in 1989 as Volume 17 of the 9th Edition Metals Handbook.
- [5] Resnick, R. Halliday, D. Física I-2. Editora Livros Técnicos e Científicos. 2ª Edição, 1973.
- [6] Pires, G. P. Inspeção ultra-sônica utilizando transdutores phased Array: Simulação computacional para detecção de trincas/ Gustavo Pinto Pires – Rio de Janeiro: UFRJ/COPPE, 2009.
- [7] Pain; H. J. The physics of vibrations and waves. London: Wiley - intersciene 1968.
- [8] Nondestructive evaluation: theory, techniques, and applications., Edited by Peter J. Shull. Marcel Dekker New York 2001.
- [9] Morettin, P. A. Toloi, C. M. C. Análise de Séries Temporais. São Paulo, Edgard Blucher, 2006. 8521203896.
- [10] Galhardo, C. E. C. Análise e modelagem estocástica do barorreflexo através de séries temporais de pressão arterial sistólica. UFF Instituto de Física. 2010.

- [11] Trabelsi, A. Boyer, F.R. Saraiva, Y. Boukadoum, M. Iterative noise-compensated method to improve LPC based speech analysis. 2007 14 TH IEEE INTERNATIONAL CONFERENCE ON ELECTRONICS, CIRCUITS AND SYSTEMS, VOLS 1-4, PAGES: 1364-1367. DOI: 10.1109/ICECS.2007.4511252.
- [12] Mandelbrot, B. When can price be arbitrated efficiently. A limit to the validity of the random walk and martingale models, *Review of Economics and Statistics* 53(3) (1971) 225-236.
- [13] Mandelbrot, B. Statistical methodology for nonperiodic cycles from covariance to R/S analysis, *Annals of Economic and Social Measurement* 1 (1972) 259-290.
- [14] Mandelbrot, B. Wallis, J.R. Robustness of the rescaled range R/S in the measurement of noncyclic long-run statistical dependence, *Water Resources Research* 5 (1969) 967-988.
- [15] Granero, M. A. S. Segovia, J. E. T. Pérez, J. G. Some comments on Hurst exponente and the long memory processes on capital markets. Elsevier. *Physica A* 387 (2008) 5543-5551.
- [16] ADDISON, P. S., *Fractals and Chaos*. IOP Publishing Ltd 1997.
- [17] Sutcliffe, J.V. Obituary: Harold Edwin Hurst: 1 january 1880 – 7 december 1978. *Hydrological Sciences-Bulletin-des Sciences Hydrologiques*, v.24, n.4, p.539-541, dez. 1978.
- [18] Vandewalle, N. Ausloos, M. Boverous, P. *Physica A* 269(1999) 170
- [19] Kandelhardt, J. W. Berkovits, R. Havlin, S. Bunde, A. *physica A* 266 (1999) 461.
- [20] Vanderwalle, N. Ausloos, M. Houssa, M. Mertens, P. W. Heyns, M. M. *Appl. Phys. Lett.* 74 (1999) 1579.
- [21] Barabási, A. L. Vicsek, T. *phys. Rev. A* 44 (1991) 2730.

- [22] Peng, C. K. Havlin, S. Stanley, H. E. Goldberger, A. L. Chaos 5 (1995) 82.
- [23] Ivanov, P. Ch. Bunde, A. Amaral, L. A. N. Havlin, S. Fritsch-Yelle, J. Baevisky, R. M. Stanley, H. E. Goldberger, A. L. Europhys. Lett. 48 (1999) 594.
- [24] Ashkenazy, Y. Lewkowicz, M. Levitan, J. Havlin, S. Saermark, K. Moelgaard, H. Thomsen, P. E. B. Moller, M. Hintze, U. Huikuri, H. V. Europhys. Lett. 53 (2001) 709.
- [25] Ashkenary, Y. Ivanov, P. Ch. Havlin, S. Penge, C. K. Goldberger, A. L. Stanley, H. E. Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 1900.
- [26] Bunde, A. Havlin, S. Kantelhardt, J. W. Penzel, T. Peter, L. H. Voigt, K. Phys. Ver. Lett. 85 (2000) 3736.
- [27] Ivanora, K. Auslos, M. Clothiaux, E. E. Ackerman, T. P. Europhya, Lett. 52 (2000) 40.
- [28] Vieira, A. P. Moura, E. P. Gonçalves, L. L. and Rebello, J. M. A. Chaos Solitions Fractals 38, 748 (2008).
- [29] Vieira, A. P. Vasconcelos, H. H. M. Gonçalves, L. L. and Miranda, H. C. AIP Conf. Proc. 1096, 564 (2009).
- [30] Moura, E. P. Vieira, A. P. Irmão, M. A. and Silva, A. A. Mech. Syst. Signal Process. 23, 682 (2009).
- [31] Vieira, A. P. Moura, E. P. and Gonçalves, L. L. EURASIP J. Adv. Signal Proc. 2010, 262869 (2010).
- [32] Alencar, A. M. Silva, D. G. V. Oliveira, C. B. Vieira, A. P. Moriya, H. T. and lorenzi-Filho, G. Dynamics of snoring sounds and its connection with obstructive sleep apnea. Physica A 392, 271 (2013).

- [33] HU, K. CH, P. Ivanov, Z. Chen, P. Carpena, Stanley, H. E. Effects of trends on detrended fluctuation analysis. *Physical Review E*, v.64, 011114, 2001.
- [34] Peng, C. K. Buldyrev, V. Havlin, S. Simmons, M. Stanley, H. E. Goldberger, A. L. Mosaic organization of DNA nucleotides, *Physical Review E* 49 (1994) 1685-1689.
- [35] Moura, E. P. Vieira, A. P. Irmão, M. A. S. Silva, A. A. *Mechanical Systems and Signal Processing* 23 (2009) 682-689.
- [36] COLPAERT. HUNBERTUS. *Metalografia dos produtos siderúrgicos comuns*. 3^a ed. São Paulo, Edgard Blucher, 1974.
- [37] Reed-Hill, R. E. *Princípios de Metalurgia Física*. Rio de Janeiro, RJ: Guanabara Dois, 1982.
- [38] Verhoeven, J. D. *Fundamentals of physical metallurgy*. New York, NY: John Wiley & Sons, (1975).
- [39] Maliska, Clovis R. *Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional*. 2^a Ed. 2004.
- [40] Fortuna, A. O. *Técnicas Computacionais para Dinâmica dos Fluidos*. 2^a ed. São Paulo: Edusp, 2012.
- [41] Pessoa, D. B. *Estudo Analítico-Numérico dos processos de corrosão*. (2011)
- [42] Hayat, T. Sajid, M. Analytic solution for axisymmetric flow and heat transfer of second grade fluid past a stretching sheet. **Heat and Mass Transfer** vol. 50, 75-84, 2007.

[43] Nishidate, Y. and Nikishkov, G. P. Fast Water Animation Using the Wave Equation with Damping, University of Aizu, Aizu-Wakamatsu, Japan, 232-239, 2005

[44] Silva, A. L. C. Aços e ligas especiais. 2^a ed. Sumaré, São Paulo: eletrometal S. A. Metais Especiais, 1988.

[45] Vander, V. George, F. Metallography Principles and practice, McGraw_Hill, New York 1984 Ed. Board.

[46] Nondestructive Testing Handbook, Ultrasonic Testing, vol. 7, 2nd ed., ASTM, New York, 1991.

[47] Barat P, Mukherjee P, Dutta D. Fractal characterization of back scattered ultrasonic signals, in: 14th World Conference on Non Destructive Testing (14 th WCNDT), New Delhi, India, 8-13 December 1996.

[48] Matos, J. M. O.; Moura, E. P.; Rebello, J. M. A.; Krüger, S. E.; Rescaled Range analysis and detrended fluctuation analysis study of cast irons ultrasonic backscattered signals, Chaos, Solitons and Fractal, v. 19, n.1, p, 55-60, 2004.

APÊNDICE 1.

As figuras 73 a 76 exibem o resultado da análise de Fourier aplicada a alguns dos sinais capturados sobre a amostra 5 de aço. Esta análise evidencia a eficiência do filtro Butterworth na eliminação das frequências além da largura de banda do transdutor.

Figura 73: Análise espectral de sinal capturado com transdutor de 2.25 MHz.

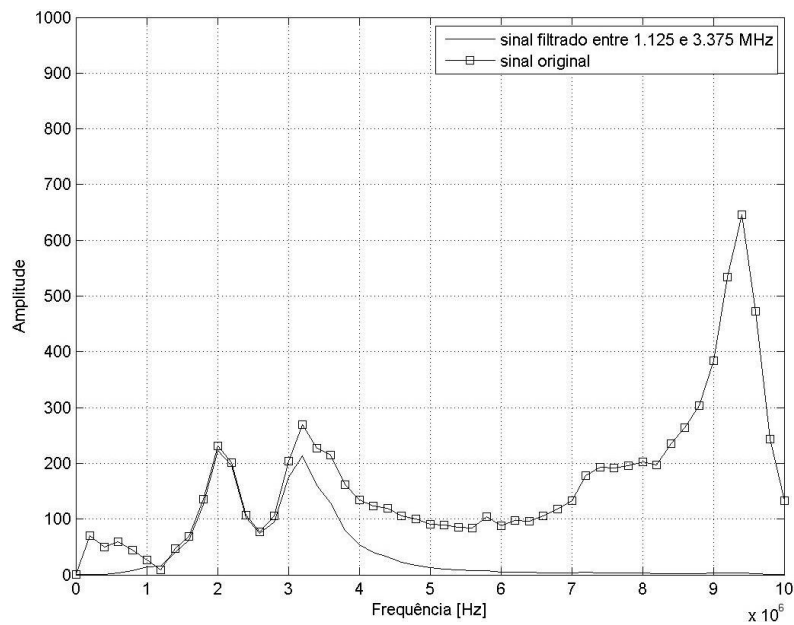


Figura 74: Análise espectral de sinal capturado com transdutor de 5.0 MHz.

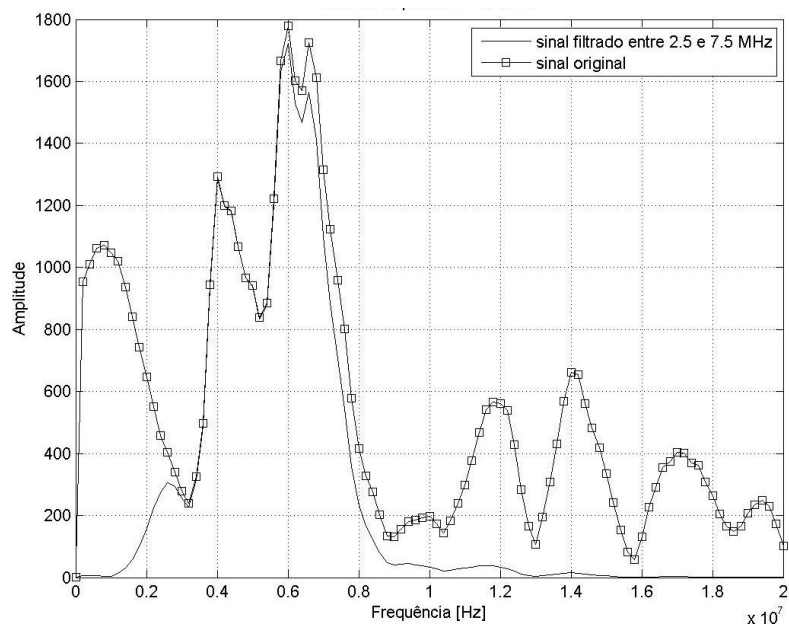


Figura 75: Análise espectral de sinal capturado com transdutor de 10.0 MHz.

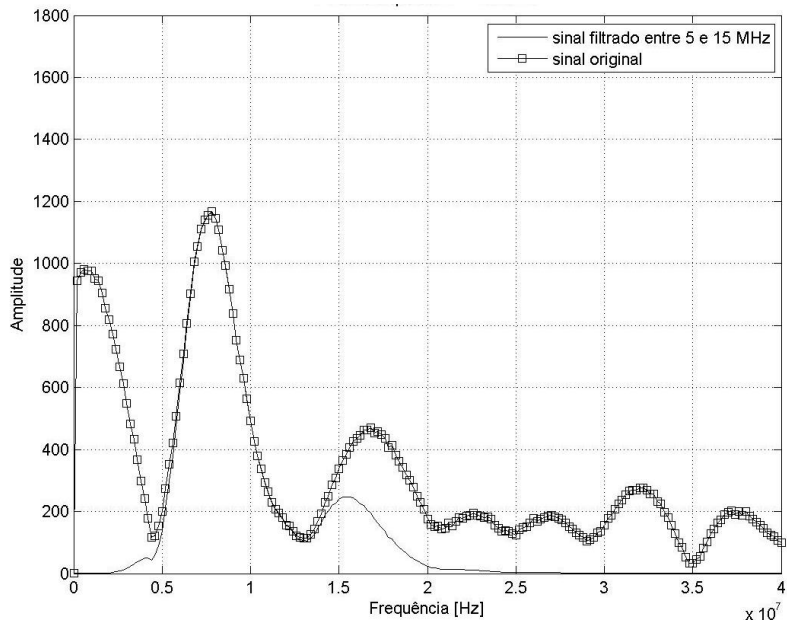


Figura 76: Análise espectral de sinal capturado com transdutor de 20.0 MHz.

