

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL

ESCOLA DE ENGENHARIA

PROGRAMA DE PÓS GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA DE MINAS,
METALÚRGICA E DE MATERIAIS

**Desenvolvimento e Caracterização de Transdutor Acústico
Eletromagnético de Imãs Permanentes Periódicos**

Ricardo Baiotto

Dissertação para obtenção do título de mestre em Tecnologia e Ciência dos Materiais
Área de concentração: Ciência e Tecnologia dos Materiais

Porto Alegre, 2014.

Ricardo Baiotto

**Desenvolvimento e Caracterização de Transdutor Acústico
Eletromagnético de Imãs Permanentes Periódicos**

Dissertação submetida ao Programa de Pós-graduação em Engenharia de Minas, Metalúrgica e Materiais – PPGE3M, como parte dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Engenharia, modalidade acadêmica.

Orientador: Prof. Dr. Thomas Gabriel Rosauo Clarke, PPGE3M-UFRGS,
Brasil.

Porto Alegre, 2014.

CIP - Catalogação na Publicação

Baiotto, Ricardo

Desenvolvimento e Caracterização de Transdutor
Acústico Eletromagnético de Imãs Permanentes
Periódicos / Ricardo Baiotto. -- 2014.
83 f.

Orientador: Thomas Gabriel Rosauro Clarke.

Dissertação (Mestrado) -- Universidade Federal do
Rio Grande do Sul, Escola de Engenharia, Programa de
Pós-Graduação em Engenharia de Minas, Metalúrgica e de
Materiais, Porto Alegre, BR-RS, 2014.

1. Transdutor acústico eletromagnético. 2. Ondas
guiadas. 3. Ensaio não destrutivo. I. Clarke,
Thomas Gabriel Rosauro, orient. II. Título.

Ricardo Baiotto

**Desenvolvimento e Caracterização de Transdutor Acústico
Eletromagnético de Imãs Permanentes Periódicos**

Esta dissertação foi julgada para obtenção do título de Mestre em Engenharia, área de concentração em Ciência dos Materiais, e aprovada em sua forma final, pelo orientador e pela Banca Examinadora do Programa de Pós-Graduação.

Prof. Dr. Thomas G. R. Clarke

Prof. Dr. Telmo R. Strohaecker

Banca examinadora:

Prof. Dr. Silvia Silva da Costa Botelho – FURG – Rio Grande, Brasil

Prof. Dr. Afonso Reguly – UFRGS - Porto Alegre, Brasil.

Dr. Ricardo Callegari Jacques – UFRGS - Porto Alegre, Brasil.

AGRADECIMENTOS

Agradeço, primeiramente, aos meus pais por toda a ajuda e dedicação recebida durante toda a minha vida;

ao professor Thomas Gabriel Rosauo Clarke pela sua orientação;

ao professor Telmo Roberto Strohaecker, pela oportunidade de trabalhar no Laboratório de Metalurgia Física;

aos meus colegas do Grupo de Ensaios não Destrutivos do Laboratório de Metalurgia Física;

às colegas Alessandra e Emily pela ajuda com os EMATs utilizados nesse trabalho, ao Henrique e ao Lucio pela ajuda com o matlab e Comsol;

e a todos que, de uma forma ou de outra, colaboraram para realização deste trabalho.

RESUMO

Neste trabalho são apresentados os resultados do desenvolvimento e caracterização de transdutores acústicos eletromagnéticos de ímãs permanentes periódicos. Foi desenvolvido um transdutor para operar em torno de 230 kHz, produzindo preferencialmente ondas SH0, mas também A0 e S0, em uma chapa de aço com 2 mm de espessura. A direcionalidade do campo sônico do sensor foi avaliada através de ensaios empregando vibrômetros a laser como detectores das vibrações acústicas. Através do processamento dos dados provenientes desse estudo, obtiveram-se gráficos polares da intensidade relativa de cada um dos modos em função do ângulo de propagação principal para todas frequências de excitação empregadas.

Os resultados obtidos com o estudo da direcionalidade foram comparados com os resultados de simulação por elementos finitos. Essa comparação mostrou que em ambos os casos estava presente o modo A0 na direção perpendicular à direção principal do EMAT. Foi feito, também, uma comparação entre os resultados experimentais da direcionalidade e dois modelos matemáticos elaborados para descrever o comportamento da intensidade do modo SH0 em função do ângulo com a direção principal. Os resultados desses modelos matemáticos concordam entre si e com os resultados experimentais de forma satisfatória para ângulos de até 25°.

Além disso, serão expostos os resultados de medidas de intensidade do sinal em função do afastamento entre os transdutores e a amostra. Esses resultados mostram que é possível utilizar estes transdutores com afastamento de mais de 4 mm em relação à superfície da amostra e obter sinais capazes de carregar informação sobre a integridade da chapa.

ABSTRACT

This work presents the results of the development and characterization of periodic permanent magnet electromagnetic acoustic transducers. A transducer was designed to operate around 230 kHz, generating primarily SH, but also A0 and S0 waves on a 2 mm thick steel plate. The directivity of the sonic field produced by those transducers was investigated over a test employing laser interferometers as acoustic wave detector. Through the analysis of the data from that study it was obtained polar plots of the relative intensity, from each one of the modes, as a function of the angle to the main propagation direction for all the employed excitation frequencies.

The results obtained with the directivity analysis were compared with a finite element simulation. This showed that at both cases the A0 mode was present perpendicularly to the EMAT's main propagation direction. The experimental results of the directivity were also compared with two mathematical models developed to depict the behavior of the intensity of the SH0 mode as function of the angle to the main propagation direction. The results from those mathematical models agree with each other and with the experimental results well for angles up to 25°.

Moreover, it is presented the results from the intensity of the signal as a function of the lift-off. Those results show that is possible to employ the transducers with a lift-off greater than 4 mm and, even though, be able to detect signals high enough to carry information about the plate's integrity.

LISTA SÍMBOLOS E ABREVIATURAS

α^m – Ângulo entre r e o eixo x.

β – Número de onda na direção de propagação.

Γ_{LL} – Coeficiente de reflexão da onda parcial longitudinal em onda longitudinal.

Γ_{LS} – Coeficiente de reflexão da onda parcial longitudinal em onda cisalhante.

Γ_{SL} – Coeficiente de reflexão da onda parcial cisalhante em onda longitudinal.

Γ_{SS} – Coeficiente de reflexão da onda parcial cisalhante em onda cisalhante.

ε – Permissividade.

θ^m – Ângulo entre r_m e o eixo x.

λ – Comprimento de onda.

λ_m – Coeficiente de magnetostricção.

μ_0 – Permeabilidade magnética do vácuo, igual a $4\pi \times 10^{-7}$.

μ – Permeabilidade magnética.

μ_r – Permeabilidade magnética relativa.

ρ_v – Densidade de carga elétrica.

σ – Condutividade elétrica.

τ – Tempo médio entre colisões sucessivas entre elétrons e íons, tipicamente da ordem de 10^{-14} s.

ω – Frequência angular.

ω_c – Frequência angular de corte.

A – Onda de Lamb antissimétrica ou flexural.

\vec{A} – Vetor potencial magnético.

A_L – Amplitude da onda parcial longitudinal incidente para o caso das ondas de Lamb.

A_S – Amplitude da onda parcial cisalhante incidente para o caso das ondas de Lamb.

A_{SH} – Amplitude da onda parcial cisalhante incidente para o caso das ondas SH.

b – Espessura da chapa.

\vec{B} – Densidade de fluxo magnético.

\vec{B}^0 – Densidade de fluxo magnético estático.

B_x^0 – Densidade de fluxo magnético estático na direção x.

B_z^0 – Densidade de fluxo magnético estático na direção z.

\vec{B}^D – Densidade de fluxo magnético dinâmico.

B_L – Amplitude da onda parcial longitudinal refletida para o caso das ondas de Lamb.

B_S – Amplitude da onda parcial cisalhante refletida para o caso das ondas de Lamb.

B_{SH} – Amplitude da onda parcial cisalhante refletida para o caso das ondas SH.

\vec{D} – Campo de deslocamento elétrico.

e – Carga elétrica do elétron, $-1,60217653 \times 10^{-19}$ C.

E – Módulo de elasticidade.

E' – Módulo de elasticidade complexo.

\vec{E} – Campo elétrico.

$E_{j\max}$ – Valor máximo da componente imaginária do módulo de elasticidade.

E_m – Comprimento na direção x do elemento de transdução.

EMATs – sigla em inglês para *Electromagnetic Acoustic Transducers*, ou Transdutores Acústicos Eletromagnéticos.

END – ensaios não destrutivos.

f – Frequência.

\vec{F} – Força de corpo.

\vec{F}_e – Força sobre o elétron.

\vec{F}_L – Força de Lorentz.

F_{Lx} – Força de Lorentz na direção x.

F_{Lz} – Força de Lorentz na direção z.

\vec{F}_M – Força de magnetização.

\vec{F}_{mag} – Força magnetostática.

F_{Mx} – Força de magnetização na direção x.

F_{Mz} – Força de magnetização na direção z.

\vec{H} – Campo magnético.

$H_0^{(1)}$ – Função de Henkel de primeiro tipo.

\vec{H}^D – Campo magnético dinâmico.

H_x^D – Campo magnético dinâmico na direção x.

H_y^D – Campo magnético dinâmico na direção y.

H_z^D – Campo magnético dinâmico na direção z.
 J – Unidade imaginária.
 $\vec{J} = \vec{J}_e$ – Densidade de corrente elétrica.
 J_x – Densidade de corrente elétrica na direção x.
 J_y – Densidade de corrente elétrica na direção y.
 k – Número de onda.
 \vec{k}_{Li} – Vetor de onda da onda longitudinal incidente.
 \vec{k}_{Lr} – Vetor de onda da onda longitudinal refletida.
 \vec{k}_{Si} – Vetor de onda da onda cisalhante incidente.
 \vec{k}_{Sr} – Vetor de onda da onda cisalhante refletida.
 k_{tL} – Número de onda da onda longitudinal na direção transversal.
 k_{tS} – Número de onda da onda cisalhante na direção transversal.
 k_x – Número de onda na direção x.
 k_y – Número de onda na direção y.
 k_z – Número de onda na direção z.
 L_0 – Afastamento da borda do elemento de transdução em relação ao eixo x.
 L_m – Comprimento na direção y do elemento de transdução.
 L_{ZA} – Comprimento da zona de absorção.
 m – Massa do elétron.
 \vec{M} – Magnetização.
 \vec{M}^0 – Magnetização estática.
 M_x^0 – Magnetização estática na direção x.
 M_z^0 – Magnetização estática na direção z.
 N – Densidade de íons.
 n_e – Densidade de elétrons.
 q – Carga elétrica.
 r – Distância entre o ponto de medição até a origem do sistema de coordenadas.
 R_m – Resposta total de um elemento de transdução.
 R_{m1} – Resposta total de um elemento de transdução do lado positivo do eixo y.
 R_{m2} – Resposta total de um elemento de transdução do lado negativo do eixo y.
 r_m – Distância entre o centro do elemento de transdução e o ponto de medição.
 r'_m – Distância entre um ponto em um elemento de transdução e o ponto de medição.

R_p – Resposta bidimensional para campo distante produzida por um ponto em um elemento de transdução.

R_{Total} – Resposta total resultante da soma das respostas individuais de cada elemento de transdução.

S – Onda de Lamb simétrica extencional.

SH – Sigla em inglês para *Shear Horizontally Polarized Wave* ou onda transversal horizontalmente polarizada.

t – Tempo.

\vec{v} – Velocidade.

\vec{v}_e – Velocidade média do elétron.

$V_{f_{SH}}$ - Velocidade de fase da onda SH.

v_i – Velocidade da onda parcial incidente.

\vec{v}_i – Velocidade dos íons.

v_r – Velocidade da onda parcial refletida.

V_s – Velocidade de fase da onda cisalhante.

X_0 – Afastamento do centro do elemento de transdução em relação ao eixo y.

X_m – Coordenada x de um ponto em um elemento de transdução.

y_i – Distância entre a origem até a interface entre a zona de absorção e a zona de estudo.

Y_m – Coordenada y de um ponto em um elemento de transdução.

Z_e – Carga elétrica dos íons.

SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO	14
2 OBJETIVOS	16
3 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	17
3.1 Ondas guiadas	17
3.1.1 Ondas transversais horizontalmente polarizadas.....	18
3.1.2 Ondas guiadas extensional e flexurais.....	26
3.2 Introdução ao magnetismo	30
3.3 Transdutores Acústicos Eletromagnéticos	35
3.3.1 Mecanismos de transdução.....	35
3.3.2 Alguns tipos de EMATs.....	41
3.3.3 Modelamento matemático da direcionalidade.....	46
4 PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL	51
4.1 Simulação numérica	54
4.2 Medidas de direcionalidade	56
4.2.1 Modelamento matemático da direcionalidade das ondas SH.	61
4.3 Medidas de afastamento	62
5 RESULTADOS	64
5.1 Resultados das medidas de direcionalidade	64
5.1.1 Resultados do modelamento matemático da direcionalidade das ondas SH.....	71
5.2 Resultados da simulação numérica	73
5.3 Resultados das medidas de afastamento	74

6 CONCLUSÕES.....	77
6.1 Trabalhos Futuros.....	78
7 BIBLIOGRAFIA.....	79

1 INTRODUÇÃO

Existe uma grande preocupação em relação à integridade de estruturas e componentes utilizados nas mais diversas aplicações, especialmente quando sua falha implica em perdas humanas ou grandes perdas econômicas. Para lidar com essa necessidade de segurança desenvolveram-se vários métodos, destrutivos e não destrutivos, para investigar a integridade das estruturas e componentes (SHULL, 2002). O emprego de métodos não destrutivos pode ter um grande efeito no custo e confiabilidade dos produtos, podendo ser empregados na avaliação de protótipos e no controle de qualidade durante a produção. Também podem ser empregados durante a utilização do produto para monitorar a integridade e necessidade de reparo ou substituição (SHULL, 2002).

Neste trabalho será descrito a caracterização de transdutores acústicos eletromagnéticos visando a geração de ondas guiadas SH (do inglês *shear horizontal* ou cisalhante horizontal). Estes transdutores têm como objetivo serem empregados em ensaios não destrutivos em chapas para detecção e monitoramento de trincas, corrosão e inspeção de juntas soldadas, por exemplo. Este modo, empregado em chapas, caracteriza-se pela direção de vibração ser paralela à superfície da chapa e perpendicular a direção de propagação. A caracterização será feita por dois ensaios, um deles para averiguar a direcionalidade do feixe acústico e presença de outros modos e outro para averiguar o comportamento dos transdutores em função da distância com a peça sendo analisada. Além disso, será proposto um modelo matemático do comportamento da direcionalidade para o modo SH. Também será feito um modelo numérico qualitativo do comportamento dos EMATs desenvolvidos através do programa de elementos finitos Comsol.

2 OBJETIVOS

Desenvolvimento e caracterização de EMAT para ondas guiadas através de medidas de direcionalidade e de afastamento.

Elaboração de um modelo matemático para descrever o comportamento da direcionalidade dos transdutores desenvolvidos.

Modelamento por elementos finitos do comportamento dos EMATs desenvolvidos e validação qualitativa do mesmo.

3 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Dentre as técnicas mais utilizadas em ensaios não destrutivos (END), destacam-se as técnicas por ultrassom. Nestas técnicas, aplicam-se ondas acústicas que viajam através do material a ser investigado e, então, são detectadas e analisadas para averiguar se interagiram com algum defeito ao longo do percurso percorrido na peça (ASM International, 1998). Uma das subdivisões das técnicas de ultrassom é a técnica por ondas guiadas. Esta técnica é baseada em ondas ultrassônicas de baixa frequência capazes de percorrer grandes distâncias em estruturas (CLARKE, 2009). As ondas guiadas se propagam em um meio limitado (como tubos, barras e chapas) paralelamente a superfície. Como a onda é guiada pela borda do meio, sua geometria tem grande influência em suas características (CHEONG et al, 2006).

Tradicionalmente, para produzir ondas ultrassônicas nos mais diversos materiais, utilizam-se transdutores piezelétricos (HAO et al, 2011). Este tipo de transdutor possui limitações como a necessidade de acoplante acústico entre o transdutor e a peça e a sensibilidade a temperaturas elevadas dos cristais piezelétricos. Uma tecnologia alternativa a dos cristais piezelétricos são os EMATs (sigla em inglês para *Electromagnetic Acoustic Transducers*, ou Transdutores Acústicos Eletromagnéticos). Este tipo de transdutor gera e detecta ondas acústicas (OGI97, 1997) e pode ser utilizado afastado do material sem necessidade de acoplamento mecânico, além disso, é possível utilizar materiais mais resistentes a altas temperaturas e empregar refrigeração (HERNANDEZ-VALLE e DIXON, 2010). Estas características permitem que eles sejam utilizados na inspeção de componentes em altas temperaturas como tubulações e vasos de pressão. Segundo (MIRKHAN et al, 2004), outro ponto importante sobre os EMATs é a possibilidade de gerarem alguns modos de vibração difíceis de serem produzidos através de transdutores piezelétricos, como o modo de vibração transversal horizontalmente polarizado, ou SH (*shear horizontally polarized*). Por outro lado, os EMATs só podem ser utilizados diretamente em materiais condutores elétricos e/ou ferromagnéticos, limitando sua aplicação. Outro fator limitante é a relação entre o sinal e o ruído, considerada inferior em comparação aos transdutores piezoelétricos (HIRAO E OGI, 2010; MIRKHAN et al, 2004; JIAN et al, 2007).

3.1 Ondas guiadas

Uma onda mecânica harmônica estacionária, propagando-se em uma chapa infinita de material elástico homogêneo com determinada espessura, ao ser refletida sucessivamente na superfície superior e inferior da chapa é capaz de formar uma onda ao longo de sua espessura (ACHENBACH, 1973). A propagação da onda formada se dá, essencialmente, na direção perpendicular à direção da espessura da chapa. Segundo Achenbach (1973), disso origina-se o termo guia de onda para a chapa ou, de forma generalizada, para qualquer corpo alongado com seção transversal de dimensões finitas. A Figura 1 mostra dois modos de onda guiada sobre uma chapa, o modo simétrico, ou extensional, fundamental e o modo antissimétrico, ou flexural, fundamental que serão detalhados ao longo do texto.

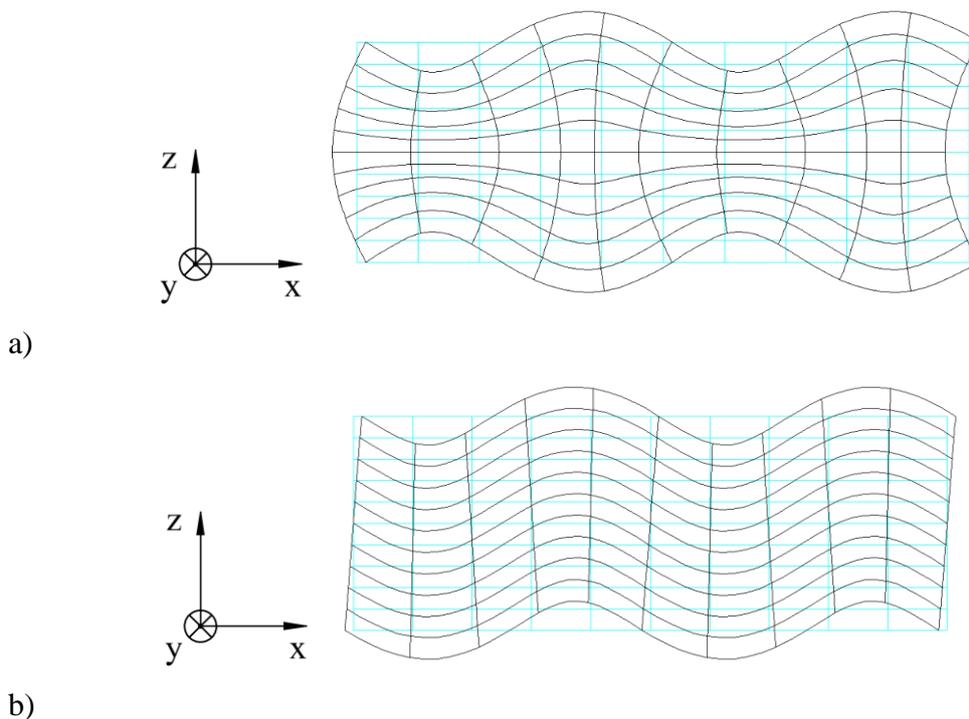


Figura – 1: Ilustração do formato dos modos S_0 (a) e A_0 (b), mostrando os planos de deformação das partículas da chapa, a malha clara representa a geometria em repouso da chapa. Figuras obtidas através do programa Disperse (2013).

É possível excitar vários modos de vibração em um guia de onda, dependendo da frequência de ressonância transversal da guia de onda. De acordo com Cheeke (2002), isso leva ao surgimento de frequências de corte inferiores, onde um determinado modo não pode ter frequência inferior a um determinado valor. Isso provoca o surgimento de modos de ordem superior com o aumento da frequência. No entanto, no caso de uma guia de onda na forma de chapa pode-se afirmar que o espectro de ondas guiadas incluem três famílias de modos: família SH onde o movimento das partículas se dá no plano da chapa e as famílias extencional (ou simétrica) e flexural (ou antissimétrica) cujo movimento se dá no plano normal à superfície da chapa (SOLIE E AULD, 1973).

As ondas guiadas, de forma geral, são utilizadas atualmente em sistemas de inspeção não destrutiva e monitoramento de longo alcance em estruturas metálicas de grande porte (CHEONG et al, 2006). Exemplos de aplicação desse tipo de inspeção são: tubulações (CHEONG et al, 2006; KIM et al, 2011; HIRAO e OGI, 1999; RAJAGOPAL, 2007), trilhos ferroviários (LEE et al, 2009) e tanques de armazenamento, dentre outros.

3.1.1 Ondas transversais horizontalmente polarizadas

Dentre os vários tipos de ondas guiadas, uma das mais empregadas é a onda transversal horizontalmente polarizada. LEE et al (2009) explica que isso se deve ao modo fundamental ser não dispersivo, ou seja, a velocidade de propagação não depende da frequência da onda. Esse tipo de onda, chamada em inglês de *shear horizontally polarized waves* ou simplesmente ondas SH, são ondas acústicas que podem ser excitadas em objetos como chapas. Neste caso, o movimento, ou vibração, das partículas se dá no plano da chapa e propaga-se perpendicularmente, em relação à direção de vibração, ao longo da chapa. Este comportamento é apresentado na Figura 2.

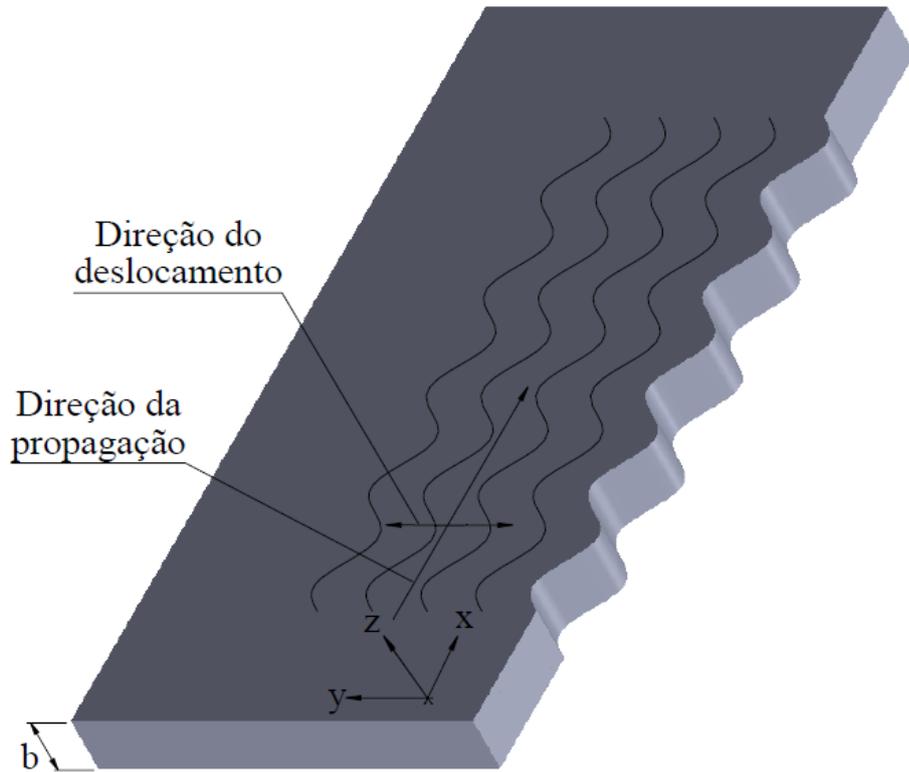


Figura – 2: Ilustração do modo de vibração SH fundamental ou 0 em uma chapa posicionada no plano (x,y), b indica a espessura da chapa.

Esta onda, a princípio, pode ter infinitos modos, no entanto, o modo fundamental ou modo zero está presente em todas as frequências e é o único modo das ondas SH que não é dispersivo (ACHENBACH, 1973). Na Figura 3 é apresentada a curva de deslocamento para o modo fundamental e para os dois primeiros modos das ondas SH.

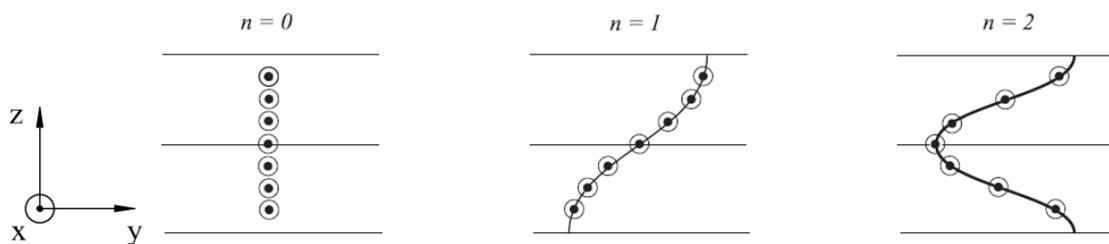


Figura – 3: Curva de deslocamento para o modo fundamental ($n = 0$) e para os dois primeiros modos ($n = 1$ e $n = 2$) das ondas SH onde a onda propaga-se na direção fora do plano. Fonte: (CHEEKE, 2002).

Para descrever este tipo de onda, é comum utilizar o método de ondas parciais^a (CHEEKE, 2002; ACHENBACH, 1973; AULD, 1973; SOLIE e AULD, 1973). Este método leva em consideração separadamente os diferentes componentes das ondas planas envolvidas no problema (CHEEKE, 2002). Para guias de ondas, cujas fronteiras não provocam perdas acústicas, as ondas parciais são formadas pela superposição de ondas ressonantes na direção transversal e ondas viajando ao longo do guia de onda (AULD, 1973). Quando em estado estacionário, as ondas incidentes e refletidas formam uma onda uniforme através da espessura da chapa (ACHENBACH, 1973). Para que haja propagação, as ondas parciais devem ter vetores de onda e ângulos de propagação apropriados para que elas se reconstruam após as reflexões nas bordas superior e inferior (AULD, 1973). A Figura 4 ilustra a formação, através de ondas parciais horizontalmente polarizadas, do modo $n = 0$ da onda SH numa chapa.

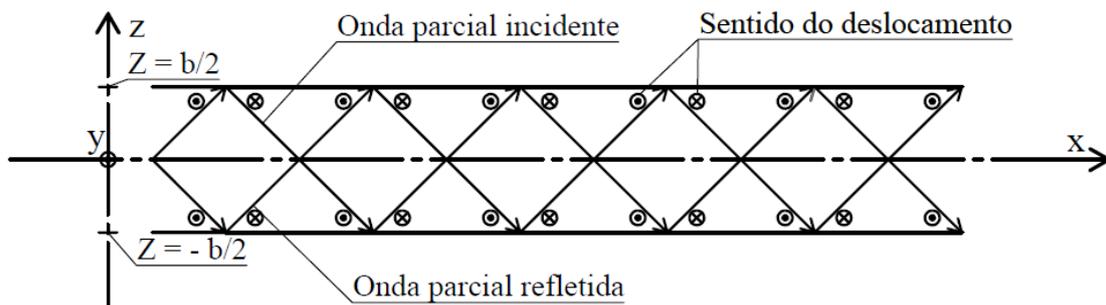


Figura – 4: Ilustração das ondas parciais usadas na análise das ondas guiadas SH, onde as setas indicam a direção de propagação. Figura adaptada a partir de Auld (AULD, 1973) e Cheeke (2002).

Segundo Cheeke (2002) as ondas parciais tem a componente do vetor de onda na direção de propagação da onda SH, chamada aqui de β , equivalentes. Para uma chapa com as superfícies livres, onde as tensões σ_{zz} , σ_{zx} e σ_{zy} são nulas e a velocidade na direção do deslocamento é máxima, o princípio da ressonância transversal diz que

^a Para isso pode-se utilizar o método de potenciais, no entanto o método de ondas parciais pode ser utilizado ao tratar de materiais anisotrópicos ao contrário do método de potenciais (CHEEKE, 2002; SOLIE e AULD, 1973). Mesmo que materiais anisotrópicos não foram empregados neste trabalho, preferiu-se utilizar o método de ondas parciais por este ser mais abrangente e simples.

ressonâncias podem ocorrer quando a espessura da chapa for igual a um múltiplo inteiro de meio comprimento de onda. Sendo assim:

$$\frac{n\lambda}{2} = b, \quad \text{Equação 1}$$

$$k_{ts} = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{n\pi}{b}. \quad \text{Equação 2}$$

Onde n é o modo de vibração, λ o comprimento da onda cisalhante, b a espessura da chapa e k_{ts} é o número de onda da onda cisalhante na direção transversal. Sabendo que a soma vetorial das componentes do vetor de onda deve ser igual à frequência angular dividida pela velocidade de fase da onda cisalhante transversal, obtém-se:

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = \frac{\omega^2}{V_s^2}. \quad \text{Equação 3}$$

Onde ω é a frequência angular de fase e V_s é a velocidade de fase da onda cisalhante volumétrica. Como $k_y=0$ e considerando $k_z = k_{ts}$ (Equação 2), ao levar em conta que as ondas parciais incidentes e refletidas tem a componente do número de onda na direção de propagação (β) iguais, tem-se (AULD, 1973; CHEEKE, 2002; RAJAGOPAL, 2007):

$$\beta^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 = \frac{\omega^2}{V_s^2}. \quad \text{Equação 4}$$

A Equação 4 é chamada equação de guia de onda (CHEEKE, 2002) ou relação de dispersão de ondas parciais (AULD, 1973) e pode ser interpretada geometricamente através do diagrama de lentidão, como mostra a Figura 5. Nesta figura, as ondas parciais incidentes e refletidas são apresentadas juntamente com o valor de k_{ts} obtido pela Equação 2. Sendo assim, o diagrama de lentidão corresponde exatamente à equação de guia de onda (Equação 4) (CHEEKE, 2002).

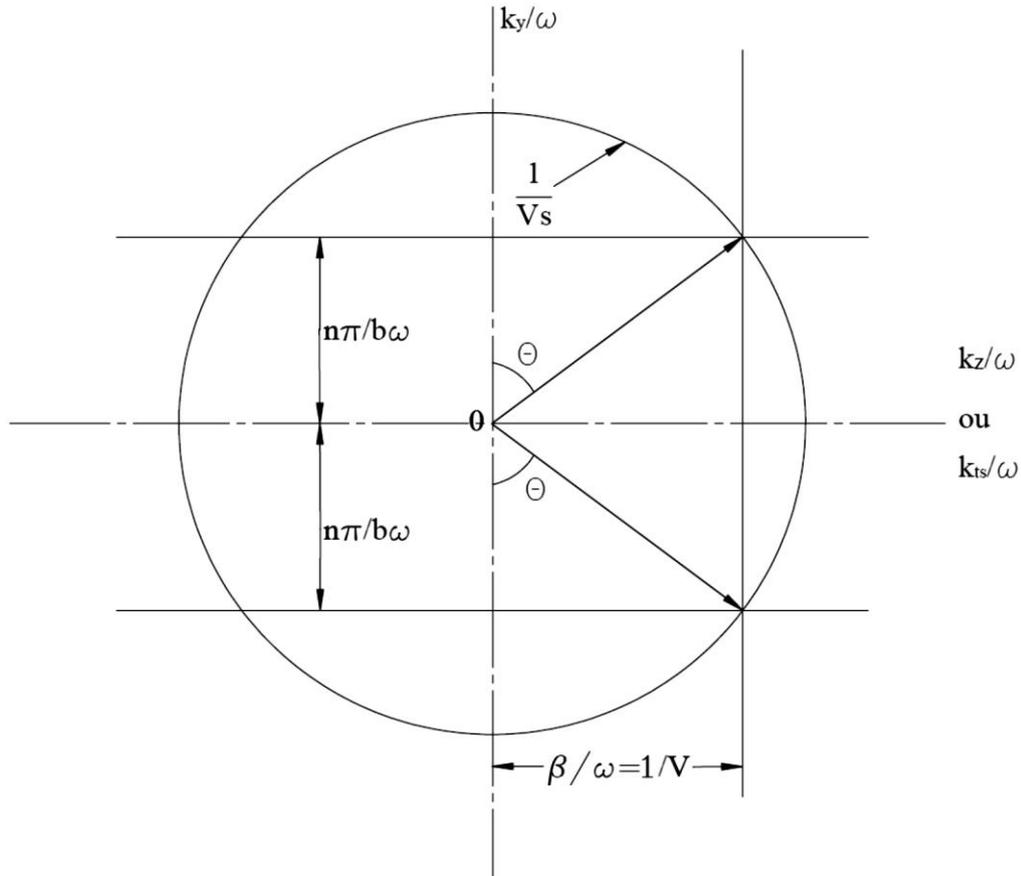


Figura – 5: Diagrama de lenticão para os modos SH em uma chapa isotrópica de espessura b . As setas partindo do centro do círculo representam as ondas parciais. Figura apresentada por Auld (1973) e por Cheeke (2002).

Outra forma de obter a Equação 2 e, portanto, a Equação 4 é através do coeficiente de reflexão, que para as ondas cisalhantes horizontais em uma superfície livre é igual a 1 (AULD, 1973). Se as ondas incidente e refletida forem descritas, respectivamente, por:

$$v_i = A_{SH} e^{-j(-k_{ts}z + \beta x)} \quad \text{Equação 5a}$$

$$v_r = B_{SH} e^{-j(k_{ts}z + \beta x)}. \quad \text{Equação 5b}$$

Sendo que as ondas parciais devem estar no mesmo estado após duas reflexões, para que haja reconstrução dessas ondas. Então, é necessário que a amplitude da onda incidente (A_{SH}) seja igual a amplitude da onda refletida (B_{SH}) com, no máximo, sinais trocados (CHEEKE, 2002; AULD, 1973) ou seja, $A_{SH} = \pm B_{SH}$, no plano central ($z = 0$,

pela Figura 4). Isso é garantido pelas superfícies livres da chapa e ausência de conversão de modo, com isso, após duas reflexões a fase deve mudar por um fator de $2\pi n$ (CHEEKE, 2002; RAJAGOPAL, 2007). Como, na reflexão, em $z = b/2$, $v_i = v_r$ a partir das equações 5a e 5b obtém-se:

$$\pm A_{SH} e^{-j\left(-k_{ts}\frac{b}{2} + \beta x\right)} = A_{SH} e^{-j\left(k_{ts}\frac{b}{2} + \beta x\right)}. \quad \text{Equação 6}$$

Simplificando, a condição para ressonância é (AULD, 1973):

$$e^{-jk_{ts}b} = \pm 1 \quad \text{Equação 7}$$

Utilizando logaritmos complexos para resolver a Equação 7, obtém-se

$$\ln \pm 1 = j(-k_{ts}b + 2m\pi) \quad \text{Equação 8}$$

Onde m é um número inteiro. A Equação 8 leva a duas famílias de soluções, uma para $\ln(1)$ e outra para $\ln(-1)$. Como $\ln(1) = 0$ e resolvendo $\ln(-1)$, tem-se

$$k_{ts} = \frac{2m\pi}{b} \quad \text{para } \ln 1 \quad \text{e} \quad \text{Equação 9a}$$

$$k_{ts} = \frac{2m\pi - \pi}{b} \quad \text{para } \ln -1. \quad \text{Equação 9b}$$

A Equação 9a fornece os valores para k_{ts} de $0, 2\pi/b, 4\pi/b$ etc., correspondendo aos modos $0, 2, 4$ etc., para os valores de m iguais a $0, 1, 2$ etc. Já, a Equação 9b fornece os valores para k_{ts} de $\pi/b, 3\pi/b, 5\pi/b$ etc., correspondendo aos modos $1, 3, 5$ etc., para os valores de m iguais a $1, 2, 3$ etc. Sendo assim, a Equação 9a descreve k_{ts} para os modos simétricos em relação ao plano xy e a Equação 9(b) para os modos antissimétricos das ondas SH. Portanto, as equações 9a e 9b são equivalentes à Equação 2.

Observando a Figura 5 percebe-se que, com o aumento da frequência, o ângulo de incidência das ondas parciais, θ , aumenta. Além disso, para frequências altas as ondas parciais essencialmente propagam-se na direção z , ou seja (AULD, 1973; RAJAGOPAL, 2007):

$$\frac{\beta}{\omega} \approx \frac{1}{V_s}. \quad \text{Equação 10}$$

Já, quando a frequência decresce, θ e β decrescem e a frequência em que $\beta = 0$ e $\theta = 0$ é definida como a frequência de corte, que pode ser calculada a partir da Equação 4 ao substituir a variável β por zero obtendo-se, segundo Auld (AULD, 1973):

$$\frac{n\pi V_s}{b} = \omega_c. \quad \text{Equação 11}$$

Onde ω_c é a frequência angular de corte que coincide com a ressonância transversal para o valor específico de n . Além disso, é importante notar que, como $\beta = 0$, não há propagação através da guia de onda. Ainda, segundo Cheeke (CHEEKE, 2002) e Auld (AULD, 1973), para frequências abaixo da frequência de corte as ondas parciais movem-se para fora da curva de lentidão e β se torna imaginário. Sendo assim, a onda ao longo de x torna-se evanescente ou não propagante.

A Equação 4 é válida para todos os modos, no entanto, para o modo fundamental, ou $n = 0$, a Equação 4 perde o segundo termo à direita e torna-se:

$$\beta^2 = \frac{\omega^2}{V_s^2}. \quad \text{Equação 12}$$

Isso mostra que, para esse modo, a velocidade é uniforme e constante até a frequência nula e, sendo assim, não existe frequência de corte (CHEEKE, 2002). Uma forma de ilustrar o comportamento da velocidade das ondas SH em função da frequência e da espessura da chapa é através da curva de dispersão (Figura 6). Esta curva pode ser obtida diretamente da Equação 4 (CHEEKE, 2002) ao resolvê-la para β e transformando o resultado na velocidade da onda através da Equação 13.

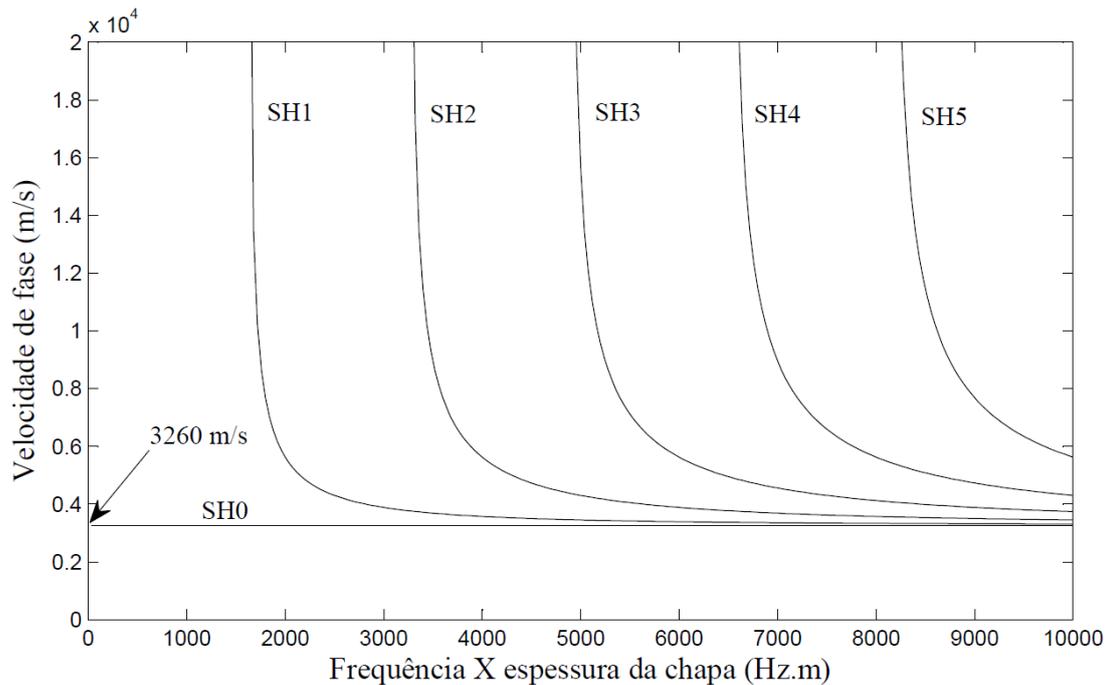


Figura – 6: Curva de dispersão para as ondas SH em uma chapa de aço isotrópica com 2 mm de espessura.

$$V_{f_{SH}} = f * \frac{2\pi}{\beta} \quad \text{Equação 13}$$

Onde $V_{f_{SH}}$ é a velocidade de fase da onda SH e f é a frequência dessa onda. A partir da Figura 6 pode-se visualizar a existência das frequências de corte para os modos maiores ou iguais a 1 e a velocidade constante para o modo fundamental.

Segundo Wilcox (2003), os modos dispersivos são aqueles em que a velocidade de propagação varia em função da frequência, como é o caso de todos os modos apresentados na Figura 6, com exceção do modo fundamental. A dispersão provoca o espalhamento da energia do sinal no espaço e no tempo ao longo da propagação da onda. Sendo que, é impossível excitar o material, por um período de tempo finito com uma única frequência o fenômeno da dispersão estará sempre presente ao utilizar modos dispersivos. De forma prática, a dispersão se manifesta como um aumento na duração do sinal recebido em comparação à duração do sinal enviado. Isso piora a resolução de defeitos e a separação dos modos. Isto torna os dados experimentais mais difíceis de interpretar devido à sobreposição de sinais (WILCOX, 2003). Apesar disso, o

comportamento dispersivo das ondas guiadas pode conter informações importantes, como mostram os trabalhos de Marchi et al (2013) e Huthwaite et al (2013) ao estudar ondas de Lamb. No entanto o modo fundamental é preferível aos outros modos para aplicações em que as ondas devem se propagar por longas distâncias.

3.1.2 Ondas guiadas dilatacionais e flexurais

Essas famílias de ondas, que podem ser excitadas em chapas, são também muito utilizadas em ensaios não destrutivos por ondas guiadas. São ainda conhecidas como ondas de Lamb ou ondas simétricas e antissimétricas, respectivamente (CHEEKE, 2002). Por isso, são comumente abreviadas por S e A. Segundo Cheeke (CHEEKE, 2002) essas ondas se caracterizam por possuírem vibração no plano perpendicular à superfície da chapa e paralelo à direção de vibração. Ao contrário das ondas SH, que são puramente cisalhantes, as ondas de Lamb são formadas pelo acoplamento de ondas cisalhantes verticais e ondas longitudinais (AULD, 1973). A figura 7 apresenta uma ilustração das ondas parciais formando responsáveis pela formação das ondas de Lamb.

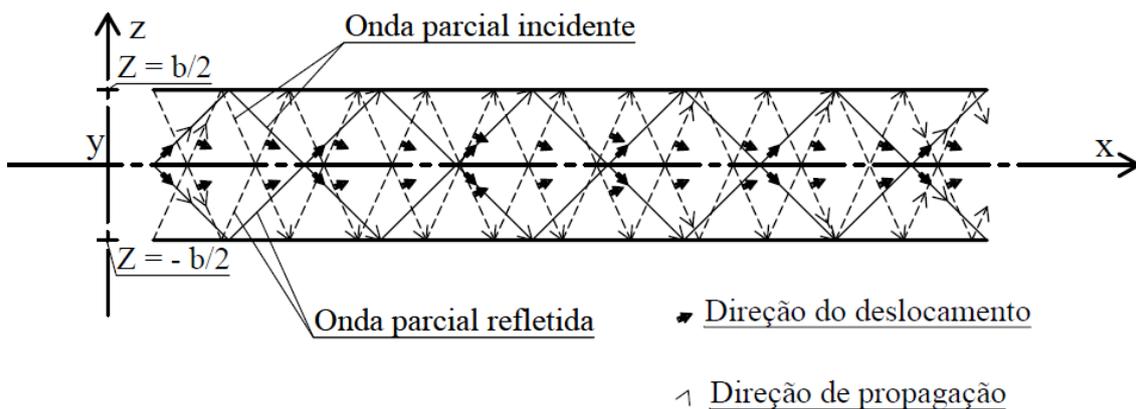


Figura – 7: Ilustração das ondas parciais usadas na análise das ondas de Lamb. As setas tracejadas representam as ondas cisalhantes e as setas contínuas representam as ondas longitudinais. Adaptada a partir de Auld (1973).

A diferenciação entre as ondas dilatacionais e flexurais se dá pela condição de simetria no plano xy da figura 7. As ondas dilatacionais são as ondas simétricas em relação a este plano e as flexurais são as antissimétricas. É importante notar que o vetor de onda, tanto da onda parcial longitudinal quanto da onda parcial cisalhante, deve ter o mesmo componente de β na direção do eixo x (DROZDZ, 2008) da mesma forma que no caso das ondas SH. Como consequência, as ondas parciais longitudinais e cisalhantes propagam-se em ângulos diferentes em relação ao eixo x (AULD, 1973).

Para a aplicação do método de ondas parciais é necessário compor as ondas parciais com ondas cisalhantes transversais e ondas longitudinais (CHEEKE, 2002). Sendo assim, as ondas parciais incidentes e refletidas são definidas por

$$v_i = A_L e^{j\vec{k}_{Li} \cdot \vec{R}} e \quad \text{Equação 14a}$$

$$v_r = B_L e^{-j\vec{k}_{Lr} \cdot \vec{R}}, \quad \text{Equação 14b}$$

para as ondas longitudinais e

$$v_i = A_S e^{j\vec{k}_{Si} \cdot \vec{R}} e \quad \text{Equação 15a}$$

$$v_r = B_S e^{-j\vec{k}_{Sr} \cdot \vec{R}}, \quad \text{Equação 15b}$$

para as ondas cisalhantes. Onde V_i e V_r são as velocidades da onda para as ondas incidentes e refletidas, respectivamente, e \vec{k}_{Li} , \vec{k}_{Lr} , \vec{k}_{Si} e \vec{k}_{Sr} são os vetores de onda dos modos longitudinal (índice L) e transversal (índice S) das ondas incidente (índice i) e refletida (índice r). Para satisfazer a condição de simetria, no plano $z = 0$ da figura 7, as relações $A_L = \pm B_L$ e $A_S = \pm B_S$ devem ser obedecidas (AULD, 1973 e CHEEKE, 2002), onde A representa a amplitude da onda incidente e B a amplitude da onda refletida. Com isso, a condição de reflexão na superfície onde $z = -b/2$ impõe a condição, segundo Auld (1973) e Cheeke (2002).

$$\pm \begin{bmatrix} A_L e^{j(k_{tL}b/2)} \\ A_S e^{j(k_{tS}b/2)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Gamma_{LL} & \Gamma_{LS} \\ \Gamma_{SL} & \Gamma_{SS} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_L e^{-j(k_{tL}b/2)} \\ A_S e^{-j(k_{tS}b/2)} \end{bmatrix} \quad \text{Equação 16}$$

A Equação 16 mostra como os modos cisalhante e longitudinal são convertidos entre si através dos coeficientes de reflexão Γ_{LL} , Γ_{LS} , Γ_{SL} e Γ_{SS} . Onde o primeiro índice indica o

modo de incidência e o segundo índice indica o modo refletido, L para longitudinal e S para transversal. Em uma chapa com as superfícies livres sempre irá haver acoplamento entre as ondas cisalhante e longitudinal. Sendo assim, nesta circunstância não existem ondas puramente longitudinais ou cisalhantes vertical (AULD, 1973). Segundo Cheeke (2002), para que haja soluções não triviais para a Equação 16 é necessário que o determinante seja nulo e, juntamente com as relações $\Gamma_{LL} = -\Gamma_{SS}$ e $\Gamma_{LL}^2 + \Gamma_{LS}\Gamma_{SL}=1$, tem-se que

$$\pm\Gamma_{LL} = \frac{\text{sen}[(k_{tL} + k_{tS})b/2]}{\text{sen}[(k_{tL} - k_{tS})b/2]}. \quad \text{Equação 17}$$

De acordo com Cheeke (CHEEKE, 2002) e Auld (AULD, 1973), ao expandir o lado direito da Equação 17 obtém-se

$$\frac{\tan(k_{tS}b/2)}{\tan(k_{tL}b/2)} = -\frac{1 + \Gamma_{LL}}{1 - \Gamma_{LL}}, \quad \text{Equação 18a}$$

para as soluções simétricas, e

$$\frac{\tan(k_{tS}b/2)}{\tan(k_{tL}b/2)} = -\frac{1 - \Gamma_{LL}}{1 + \Gamma_{LL}}, \quad \text{Equação 18b}$$

para as soluções antissimétricas. Ao expressar Γ_{LL} em termos de k_L , k_S e β as equações 18a e 18b são reduzidas às equações de frequência de Rayleigh-Lamb, como segue

$$\frac{\tan(k_{tS}b/2)}{\tan(k_{tL}b/2)} = -\frac{4\beta^2 k_{tL} k_{tS}}{(k_{tS}^2 - \beta^2)^2}, \quad \text{Equação 19a}$$

para as soluções simétricas, e

$$\frac{\tan(k_{tS}b/2)}{\tan(k_{tL}b/2)} = -\frac{(k_{tS}^2 - \beta^2)^2}{4\beta^2 k_{tL} k_{tS}}, \quad \text{Equação 19b}$$

para as soluções antissimétricas. Nas equações 19a e 19b as componentes transversais do vetor de onda estão relacionadas com ω e β pelas equações de guia de ondas

$$k_{tL}^2 = \left(\frac{\omega}{V_L}\right)^2 - \beta^2, \quad \text{Equação 20a}$$

para as componentes longitudinais, e

$$k_{tS}^2 = \left(\frac{\omega}{V_S}\right)^2 - \beta^2, \quad \text{Equação 20b}$$

para as componentes transversais. As equações 19a, 19b, 20a e 20b podem ser resolvidas numericamente em conjunto para obter as curvas de dispersão (DROZDZ, 2008). As curvas de dispersão são úteis, por exemplo, para determinar o comportamento da velocidade da onda em função da frequência.

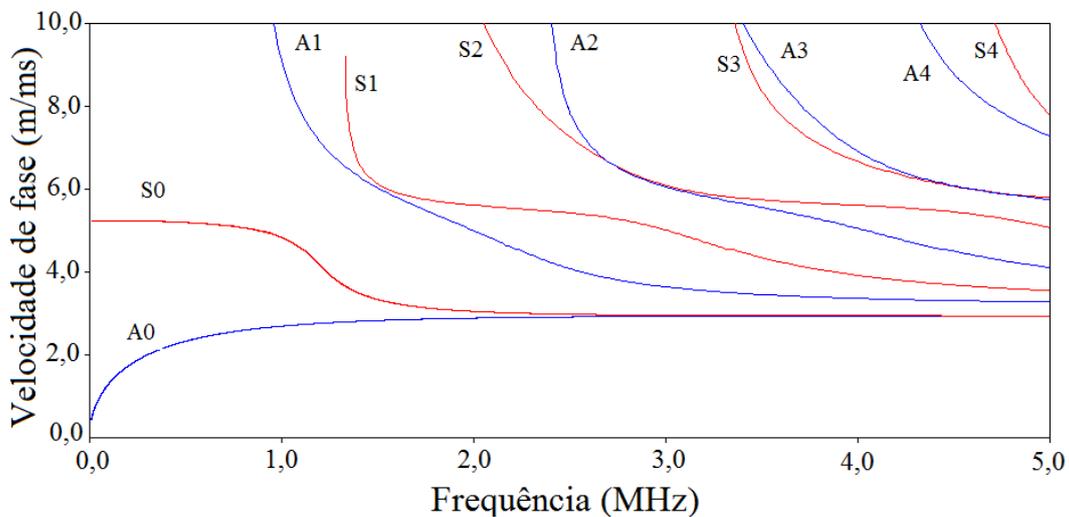


Figura – 8: Curvas de dispersão (velocidade de fase em função da frequência) para os primeiros modos das ondas guiadas dilatacionais (curvas S0 a S3) e flexurais (curvas A0 a A4) obtidas pelo programa Disperse (2013).

A Figura 8 foi obtida através do programa Disperse (2013). Nessa figura é possível notar que, para as ondas de Lamb, todos os modos são dispersivos, inclusive os

fundamentais, ao contrário das ondas SH. Modos dispersivos, apesar de terem uma distancia de propagação limitada são úteis, por exemplo, em tomografia por ondas guiadas (HUTHWAITE ET AL, 2013).

3.2 Introdução ao magnetismo

A geração de ondas acústicas por EMATs baseia-se em fenômenos eletromagnéticos que devem obedecer às equações 21, chamadas de equações de Maxwell (RIBICHINI, 2011)

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad \text{Equação 21a}$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad \text{Equação 21b}$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad \text{Equação 21c}$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho, \quad \text{Equação 21d}$$

e as equações constitutivas 22 (LONNGREN et al, 2007; RIBICHINI, 2011)

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E}, \quad \text{Equação 22a}$$

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) \quad \text{Equação 22b}$$

$$\vec{J} = \sigma \vec{E}. \quad \text{Equação 22c}$$

Onde \vec{H} é o campo magnético, \vec{J} é a densidade de corrente, \vec{D} é o campo de deslocamento elétrico, t é o tempo, \vec{E} é o campo elétrico, \vec{B} é a indução magnética ou densidade de fluxo magnético, ρ é a densidade de carga elétrica e \vec{M} é a magnetização. As constantes ϵ , μ_0 e σ são, respectivamente, a permissividade do meio, a permeabilidade magnética do vácuo igual a $4\pi \times 10^{-7}$ H/m e a condutividade elétrica do meio. É importante ressaltar que a Equação 22b pode ser substituída pela Equação 23 que, segundo Jiles (1991) e SAUTBEKOV (2011), fica:

$$\vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H} = \mu \vec{H}.$$

Equação 23

Onde μ_r é a permeabilidade relativa do material e μ é a permeabilidade do material.

Os materiais ferromagnéticos e ferrimagnéticos são diferenciados dos demais pela alta permeabilidade magnética que apresentam. A permeabilidade pode ser definida como a razão entre a indução magnética e o campo magnético aplicado. Graficamente pode-se representar a Equação 23 pela curva de magnetização do material de interesse. Um exemplo de curva de magnetização é apresentado na Figura 9.

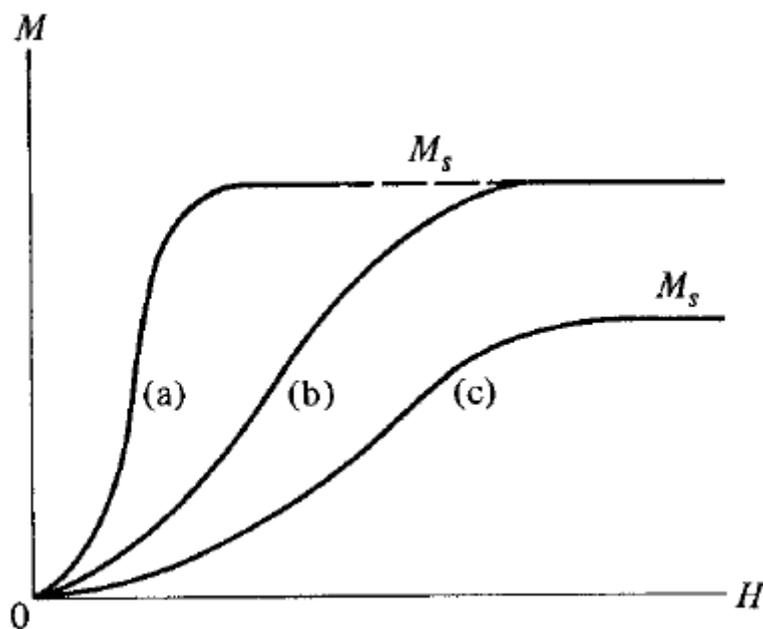


Figura – 9: Exemplo de curva de magnetização para diferentes materiais ferromagnéticos. a) Material de alta permeabilidade e alta magnetização de saturação; b) material de baixa permeabilidade e alta magnetização de saturação; c) material de baixa permeabilidade e baixa magnetização de saturação. Fonte: CULLITY e GRAHAM, 2009.

A Figura 9 é obtida ao expor o material a um campo magnético crescente, partindo de zero, até que a saturação do material seja obtida. No entanto, para levar os efeitos da magnetização cíclica como, por exemplo, quando o material é empregado em um núcleo de motor elétrico, é necessário realizar um ensaio para obtenção da curva de histerese magnética. Este ensaio consiste em aplicar um campo magnético \vec{H} variável em um material enquanto é medida a indução magnética \vec{B} resultante do campo

magnético e da magnetização do material. O resultado típico deste tipo de medida, bem como alguns dos parâmetros obtidos com ela estão exemplificados na Figura 10, retirada de Serway (1996).

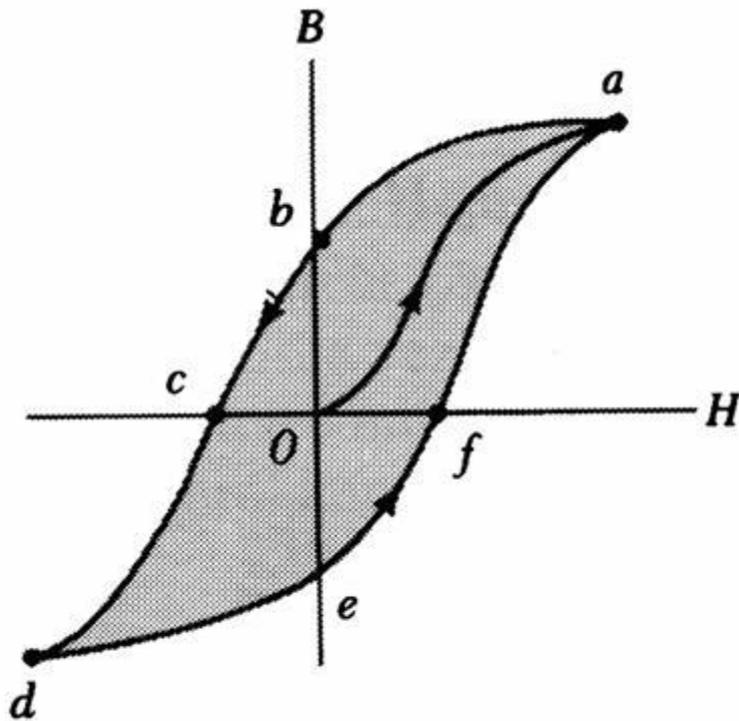


Figura – 10: Ilustração de uma curva de histerese magnética típica, onde “c” e “f” representam o campo coercivo, os pontos “b” e “e” representam a remanência, “a” e “d” ilustram a saturação magnética. Já a área sombreada indica a energia dissipada para realizar o ciclo de histerese. Fonte: SERWAY (1996).

Segundo Cullity e Graham (2009) o campo coercivo é o campo magnético que é necessário aplicar para que o material, previamente magnetizado na direção oposta, passe a ter indução anulada. A remanência é a indução apresentada pelo material quando ele é saturado e, após, o campo magnético é levado a zero. De acordo com a aplicação dada ao material é desejável que alguns desses valores sejam maiores ou menores. De forma geral, para transformadores e motores elétricos é importante que o campo coercivo e a energia dissipada sejam mínimos, aumentando a eficiência do equipamento, já que os motores e transformadores necessitam inverter a magnetização

de seus núcleos constantemente. No entanto, em ímãs permanentes é desejável que a remanência seja a maior possível, visto que, assim o ímã terá maior força de atração.

Tanto no caso da Figura 9 quanto da Figura 10 percebe-se que a permeabilidade relativa do material não é constante, o que é o normal para os materiais ferromagnéticos (JILES, 1991). Para um dado material em uma determinada condição, sua permeabilidade magnética depende do campo magnético a que está sujeito, do histórico magnético e da temperatura.

Uma forma de calcular a densidade de fluxo a partir de uma distribuição de corrente elétrica, sem empregar diretamente a lei de Àmpere, é através do vetor potencial magnético \vec{A} (LONNGREN et al, 2007). Esta grandeza é a variável dependente para a qual é geralmente obtida a solução de problemas magnéticos em programas de elementos finitos. De outra forma, isso quer dizer que todas as outras grandezas são calculadas a partir do vetor potencial magnético nesses programas. A densidade de fluxo magnético, \vec{B} , é definida em termos do vetor potencia magnético, \vec{A} , pela Equação 24 (LONNGREN et al, 2007; YANG et al, 2011; ULABY et al, 2004),

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A}. \quad \text{Equação 24}$$

Levando em consideração a lei de Gauss para o magnetismo (Equação 21c), que afirma não existirem monopolos magnéticos, pode-se escrever a Equação 24 como

$$\nabla \cdot \nabla \times \vec{A} = 0. \quad \text{Equação 25}$$

Juntando a lei de Àmpere, Equação 21a, com a equação constitutiva 23 e desconsiderando o termo referente à corrente de deslocamento obtém-se a Equação 26 (LONNGREN et al, 2007; SAUTBEKOV, 2011)

$$\nabla \times \vec{B} = \mu \vec{j}. \quad \text{Equação 26}$$

Substituindo a Equação 24 na Equação 26 obtém-se a Equação 27 (SADIKU, 2009)

$$\nabla \times \nabla \times \vec{A} = \mu \vec{j}. \quad \text{Equação 27}$$

Que pode ser reescrita como

$$\nabla(\nabla \cdot \vec{A}) - \nabla^2 \vec{A} = \mu \vec{J}. \quad \text{Equação 28}$$

Um vetor é determinado pelo seu rotacional e seu divergente, o rotacional do vetor potencial magnético é definido da Equação 24 e seu divergente é assumido arbitrariamente como sendo zero (GRIFFITHS, 1999), o que caracteriza o *gauge* de Coulomb (LONNGREN et al, 2007). Sendo assim a Equação 28 pode ser reescrita como (LONNGREN et al, 2007; SADIKU, 2009)

$$\nabla^2 \vec{A} = -\mu \vec{J}. \quad \text{Equação 29}$$

De posse dos valores de \vec{A} e da permeabilidade em função de \vec{B} para os materiais envolvidos (obtidos pela curva de histerese e de magnetização do material) é possível calcular todos os parâmetros necessários para obter as forças agindo sobre um corpo sujeito a campos eletromagnéticos. Utilizando, para isso, as equações 22b, 23, 24 e 29. Isso será detalhado ao longo do texto.

3.3 Transdutores Acústicos Eletromagnéticos

Segundo HIRAO e OGI (2010), os EMATs consistem, basicamente, de uma bobina para induzir um campo eletromagnético dinâmico na superfície do material condutor e de um ou mais ímãs permanentes ou eletroímãs para produzir um campo magnético estático. No entanto, em algumas circunstâncias, é possível dispensar o campo estático, como mostrou WANG et al (2012). Existem dois mecanismos viáveis de operação para os EMATs, frequentemente descritos na literatura – a força de Lorentz e a magnetoestricção (HIRAO e OGI, 2010; RIBICHINI, 2011). Ambos os fenômenos são recíprocos, ou seja, podem ser utilizados para detecção de ondas acústicas (RIBICHINI, 2011). A magnetoestricção surge apenas em materiais ferromagnéticos e a força de Lorentz em qualquer material condutor de eletricidade. A força de Lorentz provém da interação entre as correntes parasitas, induzidas pela bobina na amostra, e

campos magnéticos. Já a magnetostricção é a deformação resultante da magnetização, presente na maioria dos de materiais ferromagnéticos (JILES, 1991).

3.3.1 Mecanismos de transdução

Ao introduzir uma partícula estacionária com carga elétrica q numa região do espaço que contenha apenas um campo elétrico \vec{E} , uma força eletrostática \vec{F}_{elet} será experimentada pela partícula de acordo com a Equação 30 (LONNGREN et al, 2007),

$$\vec{F}_{elet} = q\vec{E}. \quad \text{Equação 30}$$

Se esta partícula estiver em movimento uniforme com velocidade constante \vec{v} nesta mesma região do espaço ela irá experimentar a mesma força descrita pela Equação 30. No entanto, ao colocar a partícula eletricamente carregada em movimento em uma região do espaço que contenha apenas um campo magnético com densidade de fluxo \vec{B} a partícula será sujeita a uma força magnetostática \vec{F}_{mag} de acordo com a Equação 31 (LONNGREN et al, 2007),

$$\vec{F}_{mag} = q(\vec{v} \times \vec{B}). \quad \text{Equação 31}$$

A soma das força eletrostática e magnetostática é chamada de força de Lorentz e é descrita pela Equação 32 (LONNGREN et al, 2007),

$$\vec{F}_L = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}). \quad \text{Equação 32}$$

Para descrever o fenômeno de transdução em EMATs por força de Lorentz é utilizada a equação do momento linear para um elétron, descrita por ASHCROFT et al e Mermin (ASHCROFT et al, 1976),

$$\frac{d(m\vec{v}_e)}{dt} = \vec{F}_e(t) - \frac{m\vec{v}_e}{\tau}. \quad \text{Equação 33}$$

Esta equação utiliza o modelo de Drude para o movimento eletrônico, onde $\vec{F}_e(t)$, m , \vec{v}_e e τ são, respectivamente, uma força que age sobre os elétrons, a massa do elétron, a velocidade média do elétron e o tempo médio entre colisões sucessivas entre elétrons e íons (tipicamente da ordem de 10^{-14} s). Quando a força $\vec{F}_e(t)$ é substituída pela força de Lorentz da Equação 32 e considerando que não há variação de massa em função do tempo obtém-se, de acordo com Hirao e Ogi (2010),

$$m \dot{\vec{v}}_e = -e(\vec{E} + \vec{v}_e \times \vec{B}) - \frac{m\vec{v}_e}{\tau}. \quad \text{Equação 33}$$

Onde e é a carga do elétron. Reescrevendo a Equação 33 para uma densidade de elétrons e levando em conta que o termo à esquerda da igualdade é muito menor que o segundo termo da direita, tem-se que

$$n_e \frac{m\vec{v}_e}{\tau} = -n_e e (\vec{E} + \vec{v}_e \times \vec{B}). \quad \text{Equação 34}$$

Onde n_e é a densidade de elétrons.

Segundo Hirao e Ogi (2010) e Ribichini (2011), quando ocorrem colisões entre os elétrons e os íons há uma troca de momento entre eles resultando em forças de corpo sobre os íons, descritas por

$$\vec{F} = NZ_e (\vec{E} + \vec{v}_i \times \vec{B}) + n_e \frac{m\vec{v}_e}{\tau}. \quad \text{Equação 35}$$

Na Equação 35 \vec{F} , N , Z_e e \vec{v}_i representam a força de corpo, a densidade de íons, a carga dos íons e a velocidade dos íons, respectivamente. Sendo que NZ_e deve ser igual a $n_e e$ e que a velocidade dos elétrons é muito maior que a velocidade dos íons a força de corpo \vec{F} pode ser reescrita ao juntar as equações 34 e 35 resultando em

$$\vec{F} = \vec{j}_e \times \vec{B} \equiv \vec{F}_L. \quad \text{Equação 36}$$

Onde $\vec{J}_e = -n_e e \vec{v}_e = \vec{J}$ é a densidade de corrente no metal e \vec{F}_L é a força de Lorentz aplicada sobre os íons do metal, capaz de causar vibrações acústicas (HIRAO E OGI, 2010).

Ao levar em conta a lei de Ampere descrita pela Equação 21a (LONNGREN et al, 2007)

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad \text{Equação 37}$$

onde \vec{H} é o campo magnético, e desconsiderando o termo referente à corrente de deslocamento $\left(\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}\right)$, pode-se escrever a densidade de corrente na superfície de um metal localizada no plano (x,y) como (HIRAO E OGI, 2010)

$$J_x = \frac{\partial H_z^D}{\partial y} - \frac{\partial H_y^D}{\partial z}, \quad \text{Equação 38a}$$

$$J_y = \frac{\partial H_x^D}{\partial z} - \frac{\partial H_z^D}{\partial x}, \quad \text{Equação 38b}$$

onde H_x^D , H_y^D e H_z^D são respectivamente o campo magnético dinâmico na direção x, y e z. Analisando a Equação 38a e 38b percebe-se que, de acordo com a posição do sistema de coordenadas escolhido em relação ao objeto metálico sendo analisado, é possível desconsiderar o primeiro termo da Equação 38a e o segundo termo da Equação 38b. Já que as variações do campo magnético dinâmico são muito maiores em função da direção da espessura do material do que nas outras direções. Isso se deve à pequena profundidade de penetração do campo magnético dinâmico em materiais condutores. Ao juntar as equações 36 e 38 têm-se as equações 39 (HIRAO E OGI, 2010)

$$F_{Lx} = B_z^0 \frac{\partial H_x^D}{\partial z} \text{ e} \quad \text{Equação 39a}$$

$$F_{Lz} = -B_x^0 \frac{\partial H_x^D}{\partial z}, \quad \text{Equação 39b}$$

que descrevem a força de Lorentz para quando a corrente está na direção y . B_z^0 e B_x^0 são a densidade de fluxo magnético estático na direção z e x , respectivamente. Para levar em conta a contribuição do campo magnético dinâmico, provocado pela corrente dinâmica, as equações 39 ficam (HIRAO e OGI, 2010).

$$F_{Lx} = (B_z^0 + B_z^D) \frac{\partial H_x^D}{\partial z} \quad \text{e} \quad \text{Equação 40a}$$

$$F_{Lz} = -(B_x^0 + B_x^D) \frac{\partial H_x^D}{\partial z}. \quad \text{Equação 40b}$$

A magnetização \vec{M} surge nos materiais ferromagnéticos expostos a um campo magnético externo \vec{H} (HIRAO E OGI, 2010). A força agindo no volume do material devido à presença da magnetização, ou força de magnetização, é dada pelo gradiente da densidade de energia magnética da amostra magnetizada de acordo com a Equação 41 (HIRAO e OGI, 2010; RIBICHINI, 2011; THOMPSON, 1990),

$$\vec{F}_M = \nabla \vec{H} * \mu_0 \vec{M}. \quad \text{Equação 41}$$

Na presença de um campo magnético estático pode-se reescrever a Equação 41, para o caso bidimensional, como (HIRAO e OGI, 2010),

$$F_{Mx} = \mu_0 M_x^0 \frac{\partial H_x^D}{\partial x} + \mu_0 M_z^0 \frac{\partial H_z^D}{\partial x} \quad \text{e} \quad \text{Equação 42a}$$

$$F_{Mz} = \mu_0 M_x^0 \frac{\partial H_x^D}{\partial z} + \mu_0 M_z^0 \frac{\partial H_z^D}{\partial z}. \quad \text{Equação 42b}$$

Onde os índices x e z indicam a direção e os índices 0 e D representam as componentes estáticas e dinâmicas, respectivamente.

De acordo com Hirao e Ogi (HIRAO e OGI, 2010), Thompson (THOMPSON, 1990) e Ribichini (RIBICHINI, 2011), em configurações onde o campo magnético estático é paralelo à superfície da amostra a amplitude da força de Lorentz é próxima à amplitude da força de magnetização, porém fora de fase. Isso faz com que essas forças tendam a se cancelar e, como resultado, os mecanismos de força de Lorentz e força de

magnetização não são eficientes na geração de ondas longitudinais volumétricas em materiais ferromagnéticos. Esse comportamento pode ser explicado pela soma das equações 39 e 42 (HIRAO e OGI, 2010),

$$F_{Lx} + F_{Mx} = B_z^0 \frac{\partial H_x^D}{\partial z} + \mu_0 M_x^0 \frac{\partial H_x^D}{\partial x} \quad \text{Equação 43a}$$

$$F_{Mz} + F_{Lz} = (\mu_0 M_x^0 - B_x^0) \frac{\partial H_x^D}{\partial z} = -\mu_0 H_x^0 \frac{\partial H_x^D}{\partial z}. \quad \text{Equação 43b}$$

Ao escrever as equações 43 foi desconsiderado o segundo termo das equações 42, visto que o campo magnético na direção x é muito maior que o campo magnético na direção z (HIRAO e OGI, 2010). Como $|\mu_0 H_x^0| \ll |\mu_0 M_x^0|$ pode-se concluir que a força de magnetização cancela a maior parte da força de Lorentz quando o campo magnético estático é orientado tangencialmente à superfície (HIRAO e OGI, 2010; RIBICHINI, 2011).

A magnetização de um material ferromagnético é normalmente acompanhada de mudanças em suas dimensões (JILES, 1991; BOZORTH, 2003). A deformação resultante é chamada de magnetostricção. Lee (LEE, 1955) explica que, ao deformar o material ferromagnético, irão ocorrer mudanças em sua estrutura magnética, ou seja, a magnetostricção apresenta reciprocidade. O fenômeno da magnetostricção pode ser separado em duas partes: a magnetostricção espontânea, que surge devido ao ordenamento dos momentos magnéticos em domínios na temperatura de Curie^b; e a magnetostricção provocada por um campo magnético externo (JILES, 1991). A magnetização espontânea não pode ser usada como mecanismo de transdução, sendo assim, será apresentada apenas a magnetostricção em função de um campo magnético aplicado no material.

O comportamento da magnetostricção em função do campo magnético aplicado varia muito em função do material, como pode ser visto na Figura 11. No entanto, a amplitude da deformação, ou coeficiente de magnetostricção λ_m , é normalmente pequena, na ordem de algumas dezenas de partes por milhão (LEE, 1955; CULLITY e GRAHAM, 2009). Existem algumas ligas especiais capazes de apresentar coeficiente de

^b Temperatura onde ocorre a transição entre os estados ferromagnético e paramagnético. Para o ferro esta temperatura é de aproximadamente 770°C.

magnetostricção na ordem de mil partes por milhão, como o Terfenol D apresentado por Ekreem et al (EKREEM et al, 2007).

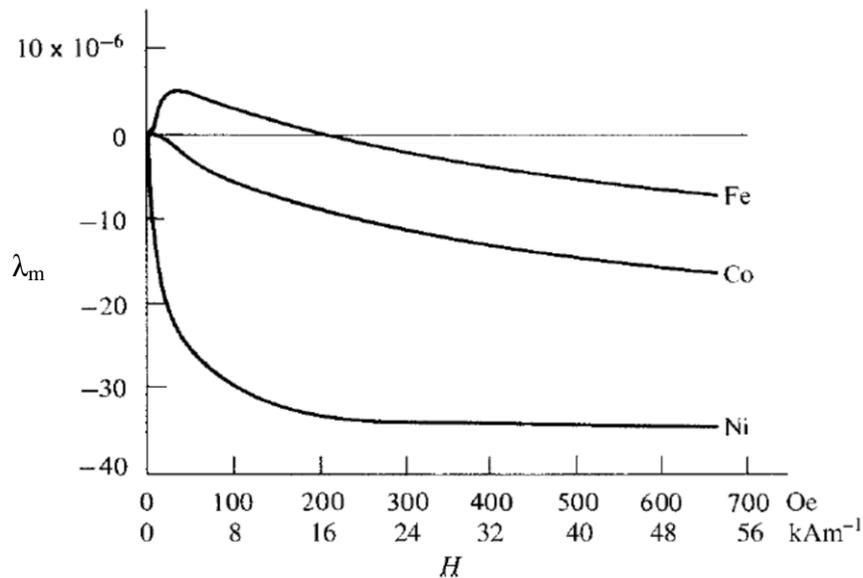


Figura – 11: Magnetostricção em função do campo magnético aplicado para alguns materiais. Fonte: CULLITY e GRAHAM, 2009.

A magnetostricção pode ser explicada em termos da assimetria dos orbitais eletrônicos externos dos átomos dos materiais ferromagnéticos. Por serem mais longos em uma direção e mais curtos em outra, ao serem orientados na presença de um campo magnético irá ocorrer uma variação nas dimensões do objeto. Uma explicação mais completa pode ser encontrada no trabalho de Ekreem e colaboradores (EKREEM et al, 2007).

Ribichini (RIBICHINI, 2011) e Thompson (THOMPSON, 1990) concluem que, de forma geral para aços, o mecanismo de transdução por força de Lorentz é dominante para quando o campo magnético estático é perpendicular à superfície e a magnetostricção domina quando o campo magnético estático é paralelo à superfície. Como forma de aumentar a eficiência dos transdutores por magnetostricção é comum fixar uma fina lâmina de material com alta magnetostricção, tipicamente níquel, sobre a superfície do objeto a ser analisado. Dentre os trabalhos que empregam esta técnica pode-se citar os trabalhos de Lee et al (LEE et al, 2007; LEE et al, 2009), Seung et al (SEUNG et al, 2013) e Kim et al (KIM et al, 2013).

3.3.2 Alguns tipos de EMATs

Os EMATs geralmente consistem em um arranjo entre um ou mais imãs ou eletroímãs e uma bobina. Este arranjo depende da finalidade do transdutor, ou modo de vibração, bem como do princípio de transdução a ser empregado e da geometria da peça a ser analisada. A fim de elucidar algumas das possibilidades de construção de EMATs, são aqui apresentadas algumas das configurações presentes na literatura.

Uma das alternativas aos transdutores piezoelétricos para aplicação em técnicas de ultrassom convencional para gerar ondas cisalhantes volumétricas por força de Lorentz é apresentada na Figura 12(a). Este tipo de transdutor é tipicamente chamado de EMAT de bobina espiral (RIBICHINI, 2011). Neste caso, o campo magnético estático é aplicado na direção normal à superfície, enquanto correntes parasitas são geradas ao excitar a bobina com corrente variável. Com isso, ondas cisalhantes propagam-se perpendicularmente a superfície (HIRAO E OGI, 2010). Como é provável que o campo magnético estático tenha componentes não nulas na direção horizontal, que também interagem com as correntes parasitas, é possível que surjam ondas longitudinais viajando perpendicularmente a superfície (RIBICHINI, 2011; HIRAO E OGI, 2010). Porém, Ribichini (RIBICHINI, 2011) explica que quando o transdutor é empregado em um material ferromagnético a força de magnetização tende a cancelar a componente normal da força de Lorentz, o que torna a geração de ondas longitudinais muito ineficientes neste caso.

Como o transdutor da Figura 12(a), o transdutor da Figura 12(b) é aplicado em técnicas de ultrassom convencional, no entanto, quando o intuito é produzir ondas longitudinais volumétricas por força de Lorentz. Neste caso o campo magnético estático no bloco é tangencial à superfície e interage com as correntes parasitas de forma a produzir uma força de Lorentz normal a superfície (RIBICHINI, 2011).

Para excitar ondas guiadas são necessários transdutores apropriados para esse fim, como da Figura 13(a), chamado de EMAT de imãs permanentes periódicos. Esse tipo de transdutor é empregado para produzir ondas SH em chapas (RIBICHINI, 2011; HIRAO e OGI, 2010) ou tubos (HIRAO e OGI, 1999) por força de Lorentz e magnetostricção (HIRAO e OGI, 1999; HIRAO e OGI, 2010). A Figura 13(b) ilustra o comportamento das forças de Lorentz e da magnetostricção. Nota-se que os dois

mecanismos de transdução produzem deformações na mesma direção e sentido (HIRAO e OGI, 1999).

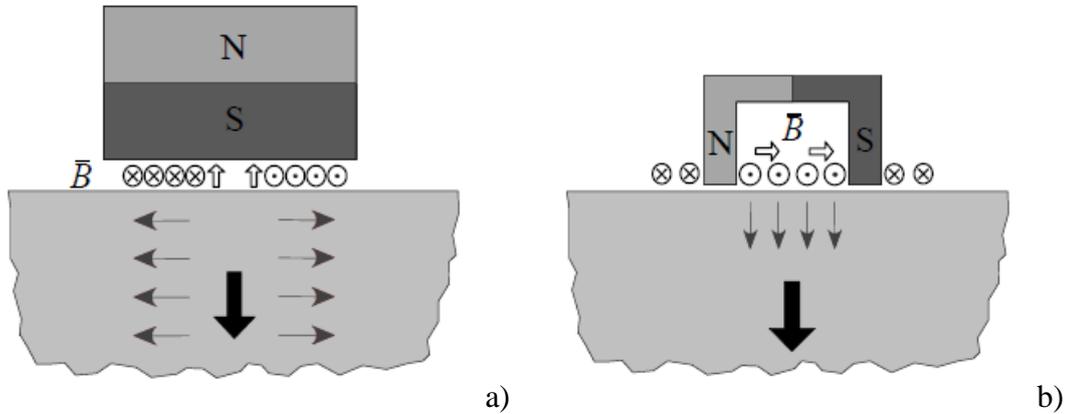


Figura – 12: EMAT para onda volumétrica cisalhante (a) e EMAT para onda volumétrica longitudinal (b). As setas pretas espessas indicam a direção de propagação, as setas cinzas indicam a direção de polarização e as setas sem preenchimento mostram a direção da densidade de fluxo magnético estático. Fonte: (RIBICHINI, 2011).

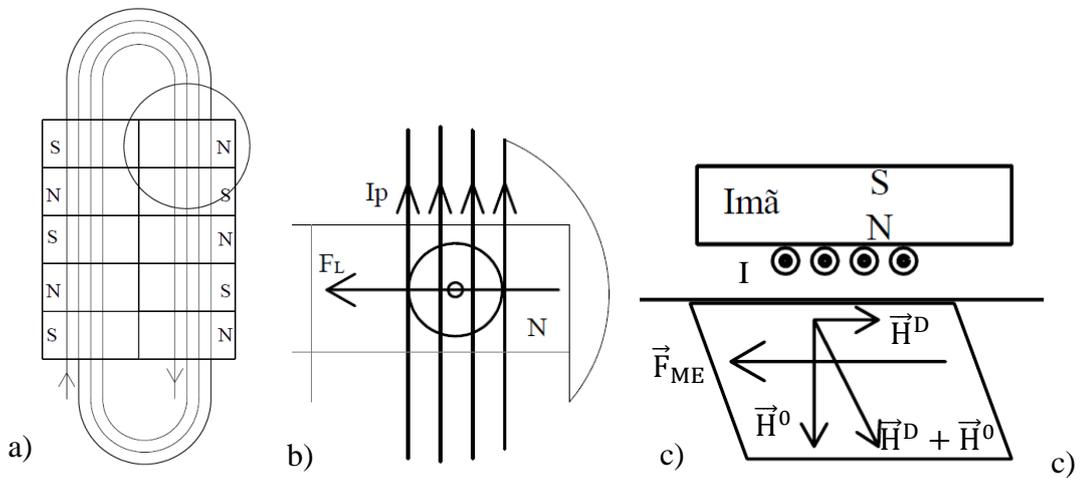


Figura – 13: Comportamento das forças em uma chapa excitada por um EMAT de ímãs permanentes periódicos: a) ilustração do EMAT, b) força de Lorentz, c) magnetostricção. N, S, I, I_p , \vec{F}_L , \vec{F}_{ME} , \vec{H}^0 e \vec{H}^D , referem-se ao polo norte dos ímãs, polo sul, corrente na bobina, corrente parasita, força de Lorentz, força de magnetostricção, campo magnético estático e campo magnético dinâmico, respectivamente. Figura modifica de HIRAO E OGI, 1999.

Ondas SH podem, também, serem geradas por outro tipo de EMAT que consiste em uma bobina em forma de serpentina e um ímã ou eletroímã em forma U, como ilustra a Figura 14 (HIRAO e OGI, 2010; RIBICHINI, 2011; ZHAI et al, 2012). Este modelo de EMAT utiliza apenas magnetostricção como mecanismo de transdução, visto que as correntes parasitas estão majoritariamente na mesma direção do campo magnético estático. É comum empregar este tipo de transdutor com um filme de material que apresente coeficiente de magnetostricção elevado colado sobre o objeto a ser analisado (LEE et al, 2009; HUANG et al, 2009). Esta prática permite a transdução de ondas SH em materiais não magnéticos, como alumínio, ligas de níquel não magnéticas e aços austeníticos.

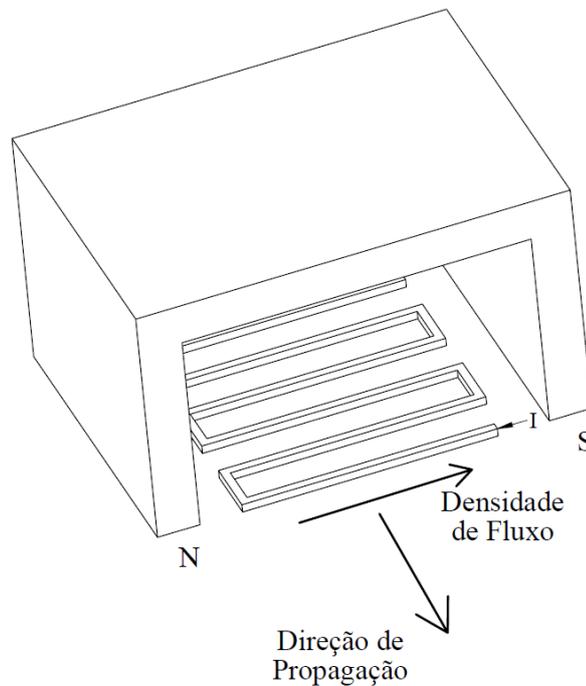


Figura – 14: EMAT com bobina em forma de serpentina utilizado na geração de ondas guiadas SH por magnetostricção.

Wilcox e colaboradores apresentaram em seu trabalho (WILCOX et al, 2005) um transdutor omnidirecional composto por uma bobina plana e ímãs permanentes, ilustrado na Figura 15. Este transdutor opera em uma chapa de alumínio por força de Lorentz radiais provenientes da interação das correntes parasitas com o campo

magnético estático produzindo ondas de Lamb, principalmente ondas de Lamb simétricas.

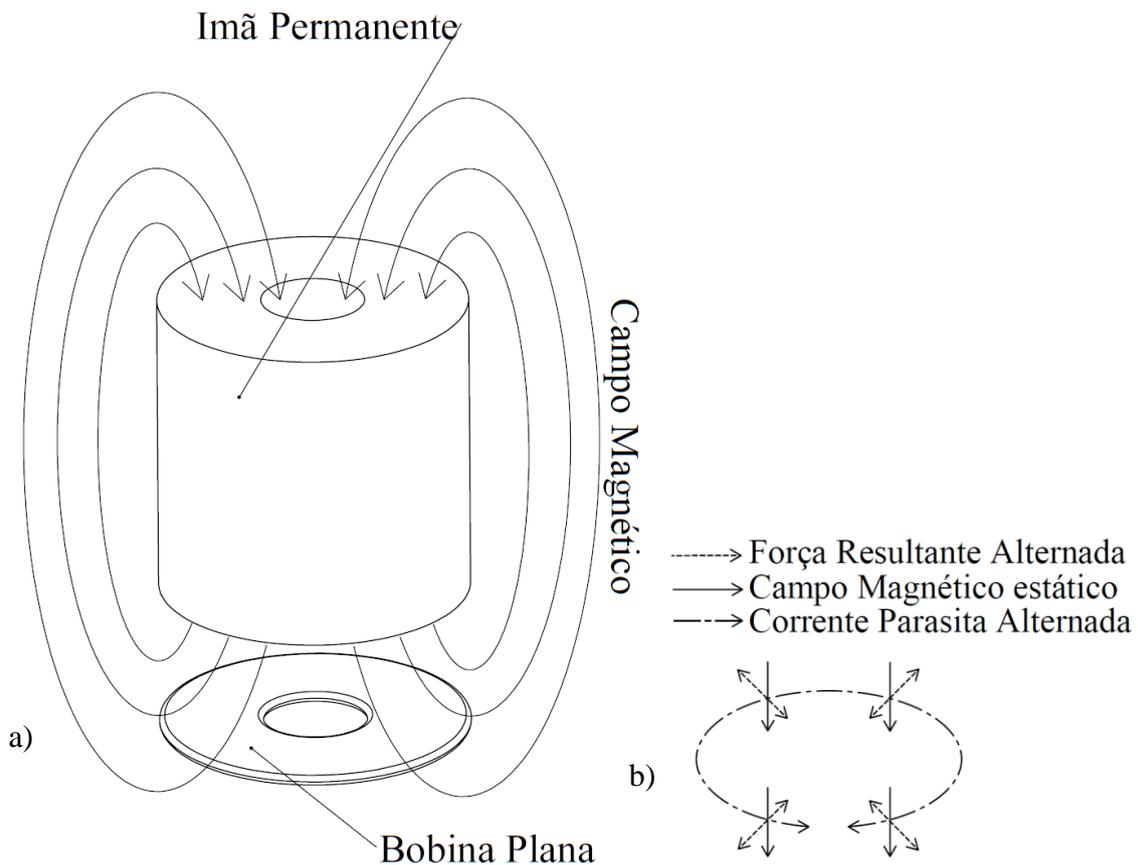


Figura – 15: Desenho esquemático mostrando os componentes principais do EMAT (a) e a interação entre as correntes parasitas e o campo magnético produzindo forças radiais. Adaptado de (WILCOX et al, 2005).

Seung e colaboradores (SEUNG et al, 2013) desenvolveram um transdutor omnidirecional para gerar ondas SH em uma chapa de alumínio. O transdutor consiste em uma bobina enrolada em um toróide de níquel sobre o qual é posicionado um ímã permanente, como é mostrado na Figura 16. O níquel é utilizado por apresentar magnetostricção elevada e baixa coercividade, em comparação com outros materiais.



Figura – 16: Transdutor omnidirecional para gerar ondas SH em chapa de alumínio desenvolvido por Seung e colaboradores. Fonte SEUNG et al, 2013).

Existem vários outros tipos transdutores para diversas aplicações, no entanto, não cabe aqui descrevê-los. No livro de autoria de Hirao e Ogi (HIRAO e OGI, 2010) e na tese de Ribichini (RIBICHINI, 2011) há uma descrição de vários tipos de transdutores. Entre eles, transdutores para dutos, arames, cabeças de parafusos e outros.

3.3.3 Modelamento matemático da direcionalidade

Ao trabalhar com ondas guiadas é desejável saber o comportamento de sua propagação em função do ângulo. O trabalho de LEE et al (2009) trata do modelamento matemático da direcionalidade de um EMAT para ondas SH operando por magnetostricção. Os EMATs utilizados nesse artigo são compostos lâminas finas de níquel coladas sobre uma chapa de alumínio, que serviu de amostra. Sobre a lâmina de níquel foram posicionadas bobinas do tipo arranjo de solenoides planos, como mostra a Figura 17.

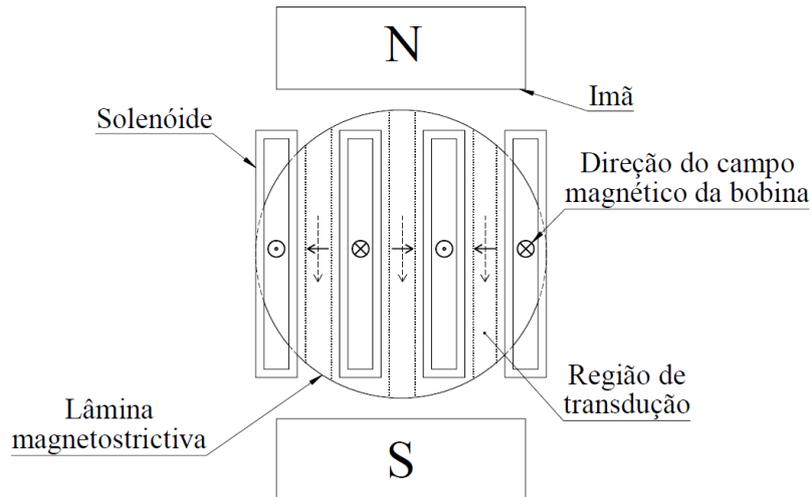


Figura – 17: Transdutor magnetostrictivo desenvolvido por LEE et al (2009). As setas tracejadas representam o campo magnético constante proveniente dos ímãs, indicados pelas polaridades N para norte e S para sul. As setas contínuas representam o campo magnético variável devido aos solenóides. As ondas SH produzidas viajam no plano da folha para a direita e esquerda. Figura construída a partir de LEE et al (2009).

Devido à forma que ocorre a transdução, neste caso, as regiões em que as forças são aplicadas são estreitas, como mostra a Figura 17. Sendo assim, a região de transdução foi considerada com uma linha no modelo, o que facilita sua resolução. Para modelar o comportamento da direcionalidade foi empregado a função de Green (GRAFF, 1975) descrita na Equação 44

$$G(r'_m, t) = \frac{\pi j}{2} H_0^{(1)}(kr'_m) e^{-j\omega t}. \quad \text{Equação 44}$$

Onde $H_0^{(1)}$ é a função de Hankel do primeiro tipo, ou função de Bessel do terceiro tipo (ABRAMOWITZ e STEGUN, 1970). r'_m é a distância entre o ponto de medição e um ponto qualquer localizado em X_m e Y_m (ver figura Figura 18). k é o número de onda e ω é a frequência angular. Na Figura 18 são definidos alguns dos parâmetros e variáveis utilizadas. Para uma excitação harmônica em um ponto localizado em $x = X_m$ e $y = Y_m$ a resposta bidimensional para campo distante ($r'_m \gg L_m$) pode ser escrita como

$$R_p \approx \sqrt{\frac{2}{\pi k r'_m}} e^{j(kr'_m - \omega t + \frac{\pi}{4})}$$

Equação 45

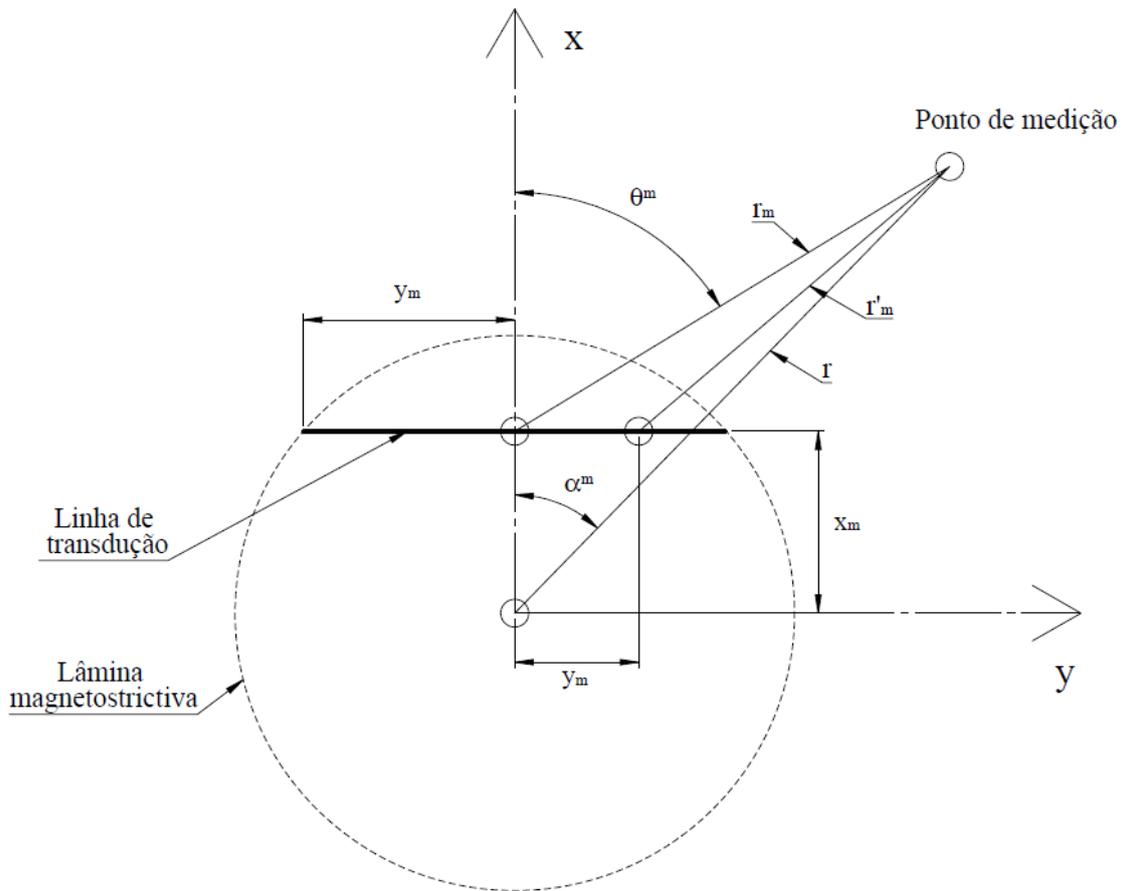


Figura – 18: Ilustração da metodologia empregada no trabalho de LEE e colaboradores (2009). Apresenta também o sistema de coordenadas, mostrando também alguns dos parâmetros utilizados. Figura modificada de LEE et al (2009).

Para obter a resposta de uma linha de transdução, R_m , foi feita a integração da Equação 45 em função de dy_m , de $-L_m/2$ a $L_m/2$, resultando em

$$R_m(r_m, \theta_m, t) = \int_{-L_m/2}^{L_m/2} R_p dy_m = \int_{-L_m/2}^{L_m/2} \sqrt{\frac{2}{\pi k r'_m}} e^{j(kr'_m - \omega t + \frac{\pi}{4})} dy_m \quad \text{Equação 46}$$

Foi utilizado a aproximação $r'_m \approx r_m - y_m \text{sen}(\theta_m)$ que é válida para campo distante, como se pode notar na figura 18. Essa aproximação, quando empregada na Equação 46, resulta em

$$\begin{aligned}
 R_m(r_m, \theta_m, t) &= \int_{-\frac{L_m}{2}}^{\frac{L_m}{2}} \sqrt{\frac{2}{\pi k r_m}} e^{j[(k(r_m - y_m \text{sen} \theta_m) - \omega t + \frac{\pi}{4})]} dy_m \\
 &= L_m \sqrt{\frac{2}{\pi k r_m}} e^{j(kr_m - \omega t + \frac{\pi}{4})} \left[\frac{\text{sen}(\frac{1}{2} k L_m \text{sen} \theta_m)}{\frac{1}{2} k L_m \text{sen} \theta_m} \right]. \quad \text{Equação 47}
 \end{aligned}$$

Nota-se que, no denominador da raiz quadrada, foi suprimido o termo $-y_m \text{sen}(\theta_m)$. Isso facilita a resolução da integral e é uma aproximação razoável que não afeta de forma significativa^c o resultado, visto que $r_m \gg y_m \text{sen}(\theta_m)$. Na Equação 47, r_m e θ_m são definidos pelas equações 48 e 49.

$$r_m = \sqrt{(r \text{sen} \alpha)^2 + (r \text{cos} \alpha - X_m)^2}. \quad \text{Equação 48}$$

$$\theta_m = \tan^{-1} \left(\frac{r \text{sen} \alpha}{r \text{cos} \alpha - X_m} \right). \quad \text{Equação 49}$$

Para obter os resultados referentes a várias linhas de transdução em um ponto de medição localizado nas coordenadas polares (r, α) é preciso somar R_m para todas as linhas. Considerando as linhas de transdução como tendo intensidade uniforme, obtém-se

$$\begin{aligned}
 R_{\text{Total}}(r, \alpha, t) &= \sqrt{\frac{2}{\pi k}} e^{-j(\omega t - \frac{\pi}{4})} \sum_{m=1}^N (-1)^m \frac{L_m}{\sqrt{r_m}} \left[\frac{\text{sen}(\frac{1}{2} k L_m \text{sen} \theta_m)}{\frac{1}{2} k L_m \text{sen} \theta_m} \right] e^{jkr_m}. \quad \text{Equação 50}
 \end{aligned}$$

O sinal negativo em $(-1)^m$ na Equação 50 serve para indicar que as linhas possuem polaridade alternada.

Os resultados obtidos por Lee e colaboradores (Lee et al, 2009) para cinco linhas de transdução são apresentados na Figura 19. Nesta figura nota-se que existe uma boa concordância entre os resultados do modelo e os experimentais até uma abertura de

^c O erro máximo ao realizar esta simplificação é de aproximadamente 3%.

aproximadamente 20° , para aberturas maiores existe uma divergência bastante grande entre a simulação e o experimento.

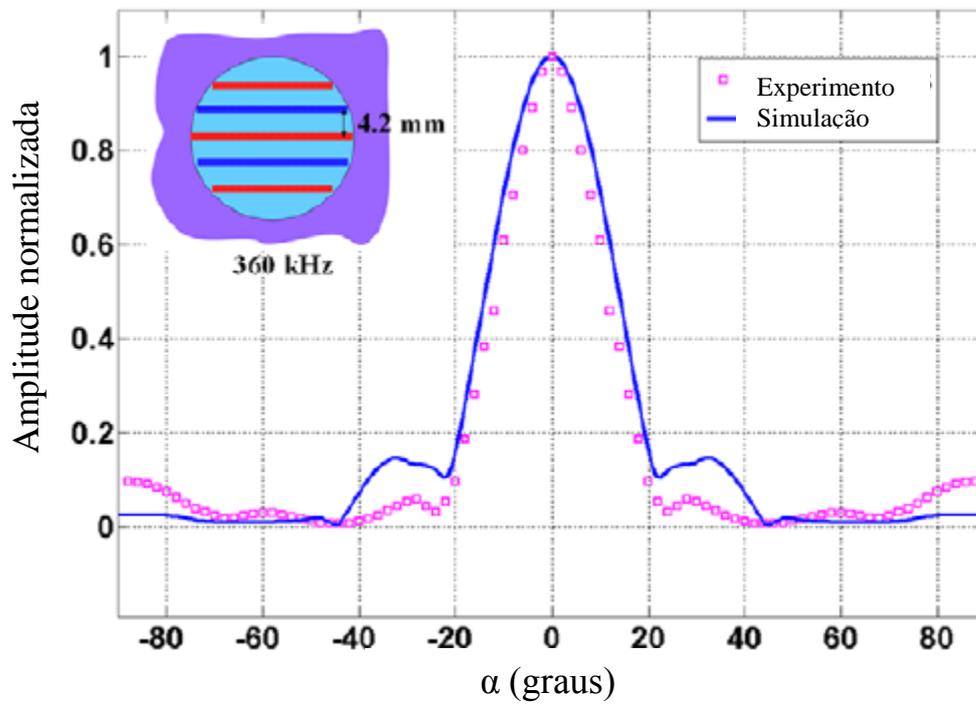


Figura – 19: Comparação entre o padrão de direcionalidade obtido por simulação e o experimental para cinco linhas de transdução operando a 360 kHz. Adaptado a partir do trabalho de LEE et al, 2009.

4 PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

Neste trabalho foram construídos dois EMATs com um arranjo periódico de imãs sobre uma bobina espiral alongada plana cujo desenho esquemático é apresentado na figura 20. O conjunto de imãs e a bobina foram colocados em uma carcaça de alumínio a fim de reduzir interferências eletromagnéticas externas (a Figura 21 mostra uma foto dos sensores construídos). Para reduzir a geração de correntes parasitas nos imãs por parte da bobina, ambos foram separados por uma folha de alumínio, como sugere (URAYAMA et al, 2010).

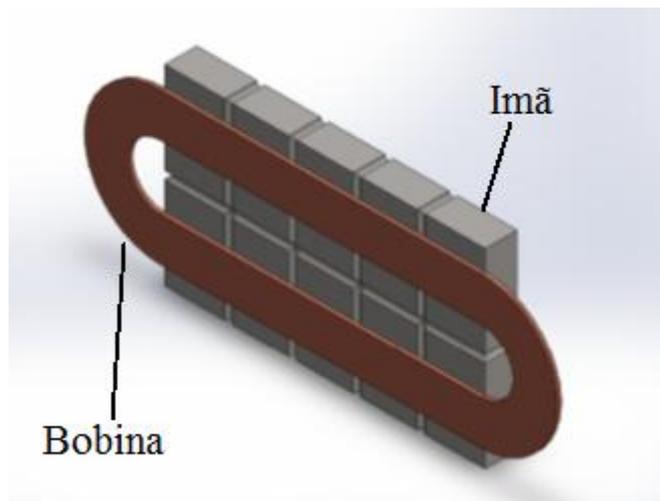


Figura – 20: Desenho esquemático dos transdutores desenvolvidos, mostrando os imãs e a bobina.



Figura – 21: Foto dos transdutores desenvolvidos com uma régua para escala.

Na construção dos transdutores foram empregados ímãs permanentes de NdFeB com dimensões de 3 x 6 x 12 mm posicionados, com polaridade alternada, em duas colunas com cinco ímãs de comprimento. Entre os ímãs foi colocado um espaçador de polímero com um milímetro de espessura, como é mostrado na Figura 22. Na face oposta aquela voltada à chapa é colocado um bloco de aço com duas funções: a primeira é facilitar a montagem dos ímãs e a segunda é promover o retorno do fluxo magnético, o que aumenta consideravelmente a força entre a chapa e o conjunto de ímãs (COMSOL, 2013). Isso pode ser visualizado na Figura 23. A distância entre o centro de dois ímãs sucessivos é o equivalente a meio comprimento da onda SH excitada. Sendo assim, os EMATs desenvolvidos são apropriados para excitar e captar ondas SH por volta de 230 kHz em aço. Visto que a velocidade da onda SH em aço é de 3177 m/s, a frequência da onda com $\lambda = 14$ mm, nesse material, é de aproximadamente 230 kHz.

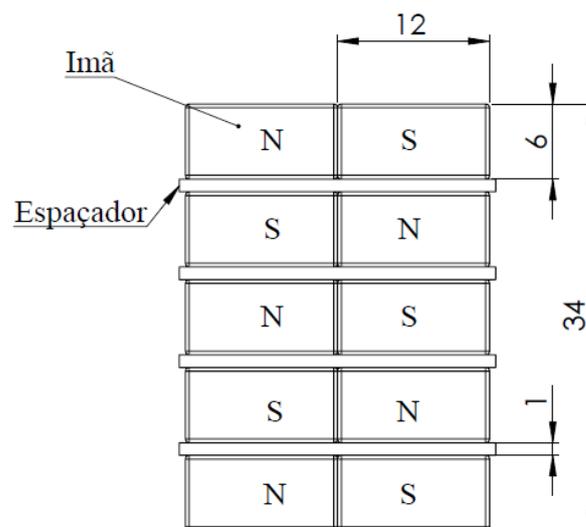


Figura – 22: Desenho detalhado do arranjo e ímãs nos transdutores mostrando a polaridade dos ímãs, onde N indica norte e S indica sul. Dimensões em milímetros.

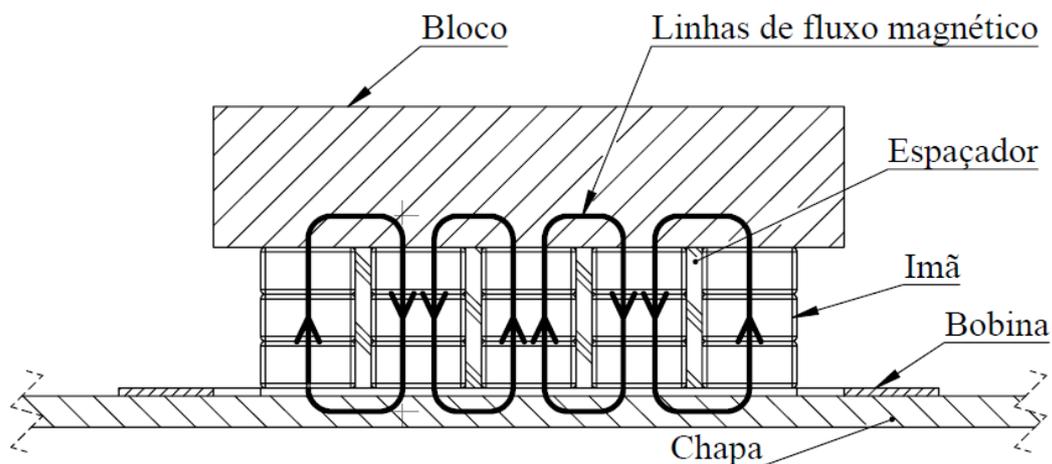


Figura – 23: Montagem do bloco de aço sobre os ímãs e ilustração do comportamento do fluxo magnético provocado por este bloco.

Os ensaios foram realizados em uma chapa de aço SAE1020 quadrada de 1200 mm de aresta e 2 mm de espessura. Para alimentar o transdutor de emissão e condicionar o sinal do transdutor de recepção através de um filtro passa banda e de um amplificador, foi utilizado um equipamento Ritec modelo RPR-4000 para fornecer uma corrente pulsada e amplificar o sinal recebido para que possa ser coletado. A diferença de potencial elétrico entre os terminais da bobina foi de 200 V para as medidas de direcionalidade e de 270 V para as medidas de afastamento.

A coleta dos dados foi feita através de um osciloscópio Agilent modelo Infiniium DSO8064A com frequência de aquisição máxima de 4GSa/s e resolução de 8 bit. Nas medidas de direcionalidade a taxa de aquisição foi de 10^7 aquisições por segundo, enquanto que nas medidas de afastamento a taxa de aquisição foi igual a 5×10^6 aquisições por segundo. Cada aquisição é o resultado de 256 média, para os dados de afastamento e de 1016 médias para os dados referentes as medidas de direcionalidade. O pós-processamento dos dados foi feito através do programa Matlab. A Figura 24 apresenta um diagrama de blocos da configuração desses equipamentos.

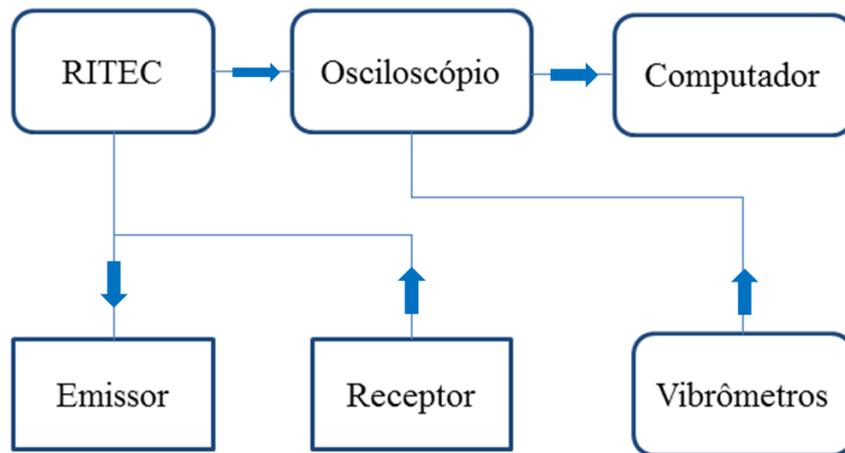


Figura – 24: Diagrama de blocos da configuração de equipamentos necessários para operar os transdutores desenvolvidos, marcados como receptor e emissor nessa figura. Os vibrômetros são utilizados apenas nas medidas de direcionalidade.

Medidas de direcionalidade foram feitas com dois vibrômetros Polytec modelo OFV-505 com o objetivo de averiguar a direcionalidade de cada um dos modos excitados pelos EMATs desenvolvidos. Nesta mesma chapa foi averiguado o comportamento dos transdutores em função da distância de separação entre eles e a chapa. Esses ensaios serão detalhados a seguir.

4.1 Simulação numérica

Com a finalidade de desenvolver um modelo numérico capaz de representar o comportamento físico dos EMATs foi utilizado o programa de elementos finitos multifísico Comsol 4.3a. Este programa é capaz de acoplar os fenômenos eletromagnéticos com os fenômenos mecânicos e, com isso, representar o problema totalmente. A geometria empregada pode ser vista na Figura 25.

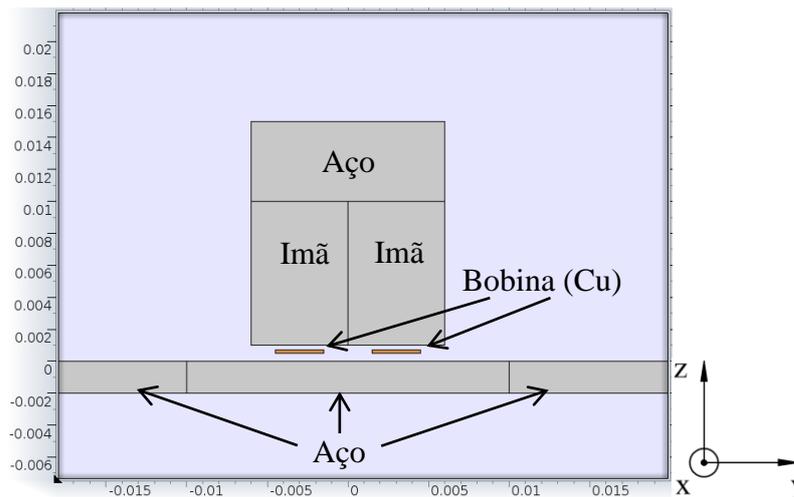


Figura – 25: Geometria empregada nas simulações com indicações dos materiais empregados, toda a geometria é envolvida em ar. Escala em metros.

Este modelo tem como objetivo prever qualitativamente o comportamento dos EMATs na direção y . Trata-se de um modelo bidimensional, resolvido no domínio da frequência, utilizando como forma de transdução as forças de Lorentz e de magnetização produzidas pela interação entre o campo magnético estático produzido pelos ímãs com o campo magnético dinâmico e correntes parasitas produzidos pela bobina alimentada com corrente alternada de 230 kHz.

Para a construção da malha referente à chapa de aço foi respeitada a relação de quarenta elementos por profundidade de penetração na região logo abaixo a bobina. Já para o restante da geometria da chapa foi utilizada uma malha com cem elementos por comprimento da onda acústica. Esta relação é superior ao que é comumente utilizado (DROZDZ, 2008), mas se fez necessário para evitar uma diferença excessiva de tamanho de malha entre as duas regiões, o que iria impedir o cálculo da malha. Além disso, a transição abrupta entre duas regiões com densidade de elementos distintas provoca reflexões das ondas acústicas, como mostra DROZDZ (2008). Por fim, foi realizado um estudo de convergência de malha com o intuito de assegurar que os resultados obtidos não dependem dos parâmetros da malha empregada. Para que fosse possível realizar a simulação no domínio da frequência é necessário evitar reflexões nas extremidades da chapa, caso contrário, a chapa irá ressoar e isso invalidaria o estudo. Sendo assim, foi necessária a introdução de duas zonas de absorção nas extremidades da chapa, de acordo com o método descrito por DROZDZ (2006).

Segundo DROZDZ (2006), essas zonas de absorção possuem as mesmas propriedades mecânicas do resto do modelo a não ser por possuir um coeficiente de amortecimento introduzido como viscoelasticidade. Já as propriedades eletromagnéticas não são afetadas de forma alguma por essas regiões.

Como o modelo é resolvido no domínio da frequência, é possível definir a viscoelasticidade adicionando uma componente imaginária ao módulo de elasticidade. Isso foi feito através da equação

$$E' = E + jE_{j\max} \left(\frac{y_i - y}{L_{ZA}} \right)^3 . \quad \text{Equação 51}$$

Onde E' é o módulo de elasticidade complexo, E é o módulo de elasticidade, $E_{j\max}$ é o valor máximo da componente imaginário do módulo de elasticidade complexo, L_{ZA} é o comprimento da zona de absorção e y_i e a distância da origem até a interface entre a zona de absorção e a zona de estudo da chapa. A componente imaginária do módulo de elasticidade deve ser nulo na interface e crescer cubicamente até atingir o valor de $E_{j\max}$ no outro extremo da zona de absorção. DROZDZ et al (2006) relatou bons resultados com o comprimento da zona de absorção igual a três vezes o maior comprimento de onda, mas ressalta que isso é arbitrário. Por isso, foi estabelecido que a zona de absorção tivesse 0,06 m, o que é aproximadamente 2,5 vezes o comprimento de onda da onda longitudinal volumétrica. O valor de $E_{j\max}$ calculado é de 4,74E. Com o emprego desses parâmetros a relação entre a amplitude da onda que entra na zona de absorção com a amplitude da onda que sai desta zona é superior a 60 dB.

4.2 Medidas de direcionalidade

Ao trabalhar com EMATs para ondas guiadas é importante conhecer a intensidade do feixe sônico em função do ângulo, ou direcionalidade, para os diversos modos produzidos e, assim, poder aplicar o transdutor de forma apropriada.

Como forma de avaliar o comportamento da propagação das ondas guiadas em função do ângulo, mediu-se a amplitude do sinal emitido em função do ângulo a partir

da direção de emissão para 200 kHz, 230 kHz e 260 kHz. Foram realizados dois conjuntos de medidas com abertura de 0° a 90° em relação à direção principal com passo de 5° entre cada medição (Figura 26). No primeiro conjunto, os vibrômetros foram orientados para captar as vibrações nas direções y e z. No segundo conjunto de medições a orientação dos vibrômetros permitiu captar as vibrações nas direções x e z. Isso é ilustrado na Figura 27. Em ambos os conjuntos de medições os vibrômetros estavam orientados a 30° em relação ao eixo vertical.

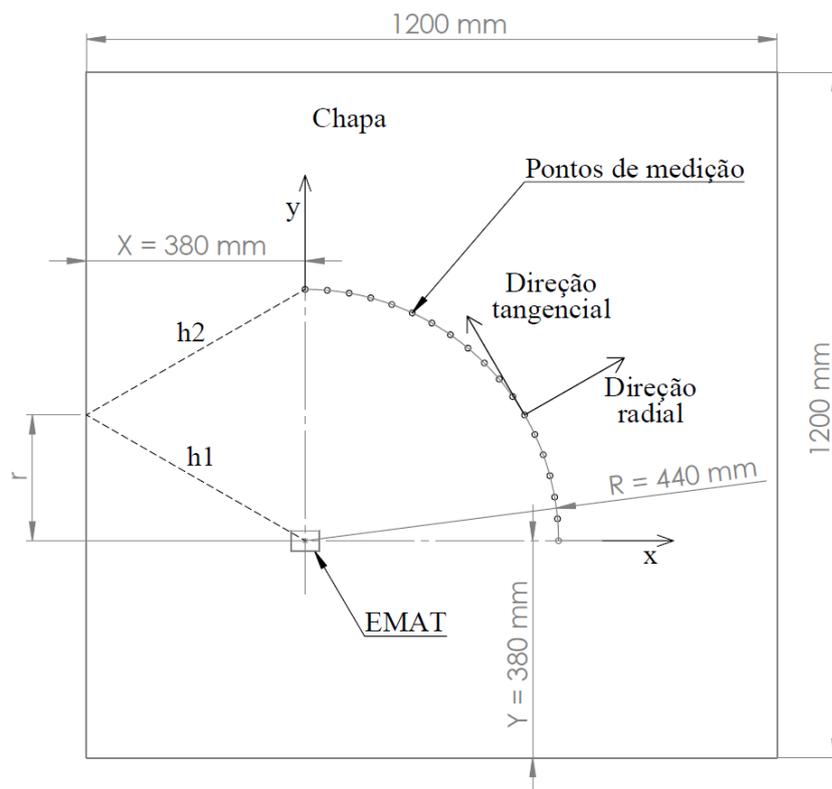


Figura – 26: Desenho apresentando o posicionamento usado para realizar as medidas de direcionalidade, também mostra as direções tangencial e radial empregadas na separação dos modos.

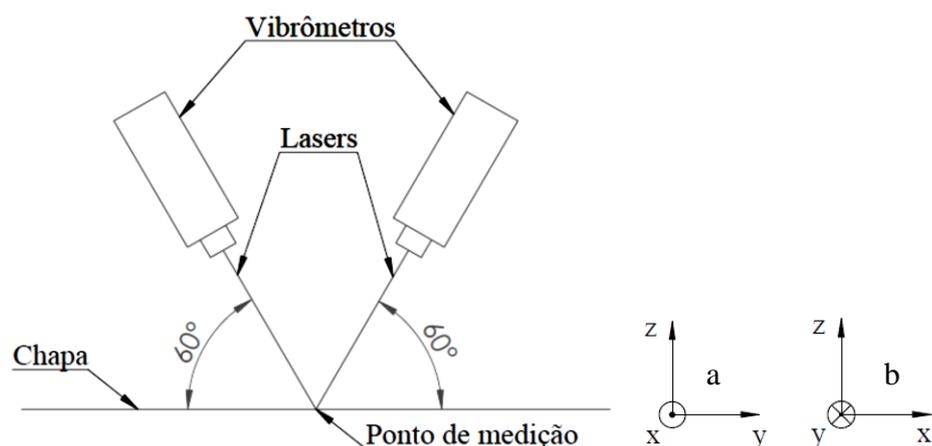


Figura – 27: Orientação dos vibrômetros utilizada nas medidas de direcionalidade. O sistema de coordenadas a e b ilustram os dois posicionamentos empregados nas medidas dos dois conjuntos de dados.

Foi utilizado, para a excitação, uma *tone-burst* senoidal com três ciclos gerada pelo Ritec. No entanto, por iniciar e terminar abruptamente, a forma da onda acaba sendo distorcida e o número de ciclos foi considerado como sendo cinco.

Os vibrômetros à laser empregados medem a componente projetada do vetor de vibração superficial ao longo da direção do feixe de laser incidente. Por exemplo, se o vibrômetro estiver alinhado perpendicularmente à superfície a ser testada, o vibrômetro irá medir a componente de vibração fora do plano (POLYTEC, 2013). Estes vibrômetros operam por efeito Doppler, portanto medem velocidade. Com isso é necessário integrar o sinal obtido para obter os valores de deslocamento. A resolução dos vibrômetros utilizada foi de 20 mm/s/V, isto permite analisar frequências de até 1 MHz.

A movimentação dos vibrômetros foi feita através de uma bancada tridimensional desenvolvida pelo Grupo de Ensaio não Destrutivos (GEND) do Laboratório de Metalurgia Física (LAMEF) para esse fim. Em cada ponto de medição foi colado um pedaço de fita refletora, fornecida pelo fabricante dos vibrômetros, para maximizar a intensidade do laser refletido.

Para a espessura e material da chapa empregada as ondas que podem ser excitadas são os modos fundamentais das ondas guiadas SH, A e S. Visto que, nos três casos, a frequência empregada está abaixo da frequência de corte para os modos de ordem maior, como pode ser visto na Tabela 1, montada a partir de dados do Disperse

(2013). As frequências de corte foram calculadas através da Equação 11 (modo SH1), Equação 20b (modo A1) e da Equação 20a (modo S1), para $\beta = 0$ nos dois últimos casos. As velocidades dos modos fundamentais foram obtidas pelo programa Disperse (2013) para uma chapa plana de aço com densidade de 7800 kg/m³, módulo de elasticidade de 200 GPa e coeficiente de Poisson de 0,27.

Tabela – 1: Velocidades de grupo do modo fundamente e frequências de corte do modo 1 para os três modos de onda guiadas estudados.

Modo	Velocidade de grupo do modo fundamental			Frequência de corte do modo 1
	200 kHz	230 kHz	260 kHz	
SH	3177,2 m/s	3177,2 m/s	3177,2 m/s	794 kHz
A	2765,3 m/s	2857,8 m/s	2922,5 m/s	794 kHz
S	5237,1 m/s	5230,1 m/s	5221,5 m/s	1415 kHz

Como pode ser notado na Tabela 1 as velocidades das ondas excitadas são bastante distintas e, por isso, o sinal recebido pelos vibrômetros de cada uma delas seria temporalmente distinto. Porém, devido à limitação das dimensões da chapa pode haver sobreposição das ondas, principalmente da onda SH0 com a A0 e detecção da onda S0 ao ser refletida nas bordas da chapa e posteriormente detectada sobreposta a onda SH0 ou A0. A Figura 26 mostra as posições em que foram realizadas as medidas para evitar que isso ocorra.

No desenho esquemático da Figura 26, percebe-se que ao posicionar o EMAT na posição [x,y] (onde x=y, já que a chapa é quadrada) o menor caminho entre o EMAT, a borda lateral e ponto de medição é quando $h_1=h_2$ e $r=R/2$. O último pulso da onda mais lenta (A0) deve alcançar o ponto de medição antes que o primeiro pulso da onda mais rápida (S0), portantoo

$$\frac{h_1 + h_2}{V_{gS0}} > \frac{R}{V_{gA0}}. \quad \text{Equação 52}$$

Como $h_1 = h_2 = \sqrt{x^2 + R^2/4}$ e tomando o pior caso, quando a frequência é de 200 kHz, tem-se que $\frac{V_{gA0}}{V_{gS0}} = 0,528$ e

$$1,056 \sqrt{x^2 + \frac{R^2}{4}} > R. \quad \text{Equação 53}$$

Eliminando a raiz, obtém-se

$$1,115x^2 + \frac{1,115R^2}{4} > R^2 \quad \text{ou} \quad \text{Equação 54a}$$

$$1,243x > R. \quad \text{Equação 54b}$$

Pela Figura 26, observa-se que $R + 2x = 1,2$ m, então se pode concluir que $x > 0,37$ m e $R < 0,46$ m. No entanto, foi utilizado $R = 0,44$ m para e $x = 0,38$ m no centro do EMAT para que o vértice do transdutor mais próximo da borda atendesse os requisitos de x e R .

Ao observar a Figura 28 nota-se que para não haver interferência é necessário que o tempo de chegada da primeira frente de onda do modo A0 (t_{A0i}) seja maior que o tempo de chegada da última frente de onda do modo SH0 (t_{SH0f}). Sendo assim, calculou-se a Tabela 2, a partir de dados do Disperse (2013), que mostra para as três frequências empregadas os valores de t_{A0i} , t_{SH0f} , t_{A0m} e t_{SH0m} . Os últimos dois valores são, respectivamente, o tempo de chegada médio do modo A0 e o tempo de chegada médio do modo SH0.

Ilustração dos sinais recebidos pelos interferômetros nas medidas de direcionalidade.

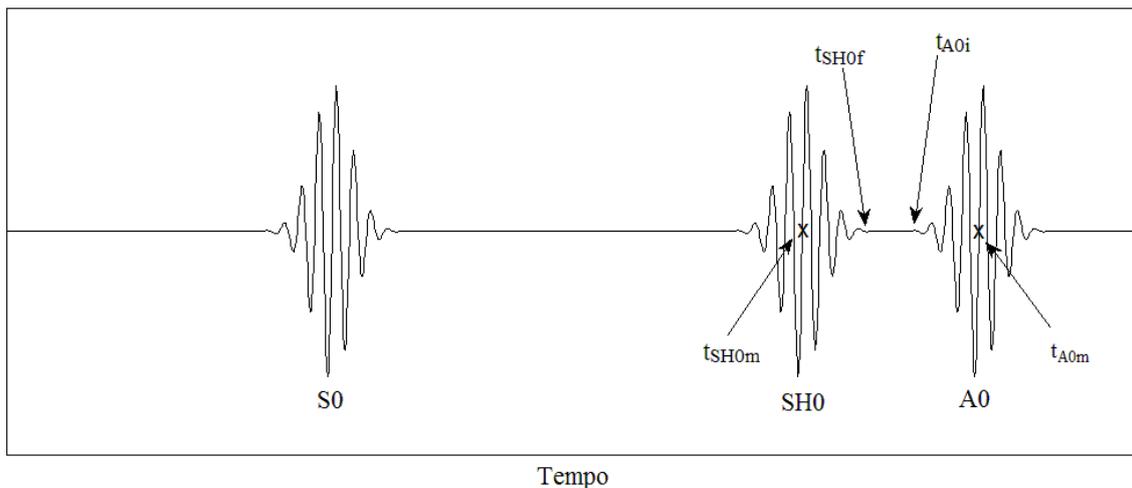


Figura – 28: Ilustração dos sinais recebidos pelos interferômetros nas medidas de direcionalidade.

Tabela – 2: Tempos de chegada e velocidades de grupo dos modos SH0 e A0 para as três frequências empregadas.

Frequência (kHz)	V_{gA0} (m/s)	V_{gSH0} (m/s)	t_{A0m} (μ s)	t_{SH0m} (μ s)	t_{A0i} (μ s)	t_{SH0f} (μ s)
200	2765,3	3177,2	159	138	140	157
230	2857,8	3177,2	154	138	137	154
260	2922,5	3177,2	150	138	136	153

Pela Tabela 2 conclui-se que há sobreposição dos modos A0 e SH0, no entanto, isso ocorre apenas nas extremidades dos pacotes de onda sendo que os centros estão separados. Com isso, a separação direta dos dois modos de onda guiada não é possível. Porém, como os centros estão separados e esses são os valores a serem utilizados, a análise não será comprometida.

4.2.1 Modelamento matemático da direcionalidade das ondas SH.

A metodologia desenvolvida por LEE et al (2009) foi adaptada para os transdutores desenvolvidos afim de desenvolver um modelamento matemático para o comportamento da direcionalidade das ondas SH. O sistema de coordenadas empregado é ilustrado na Figura 29. Nesta figura é possível comparar a metodologia original, empregada por LEE et al (2009), que emprega linhas de transdução e a nova metodologia que considera superfícies de transdução ao invés de linhas. As superfícies de transdução foram separadas em duas colunas com 5 regiões cada, referentes as regiões da chapa onde ocorre a sobreposição dos ímãs e da bobina. Estas são as regiões em que a transdução ocorre principalmente.

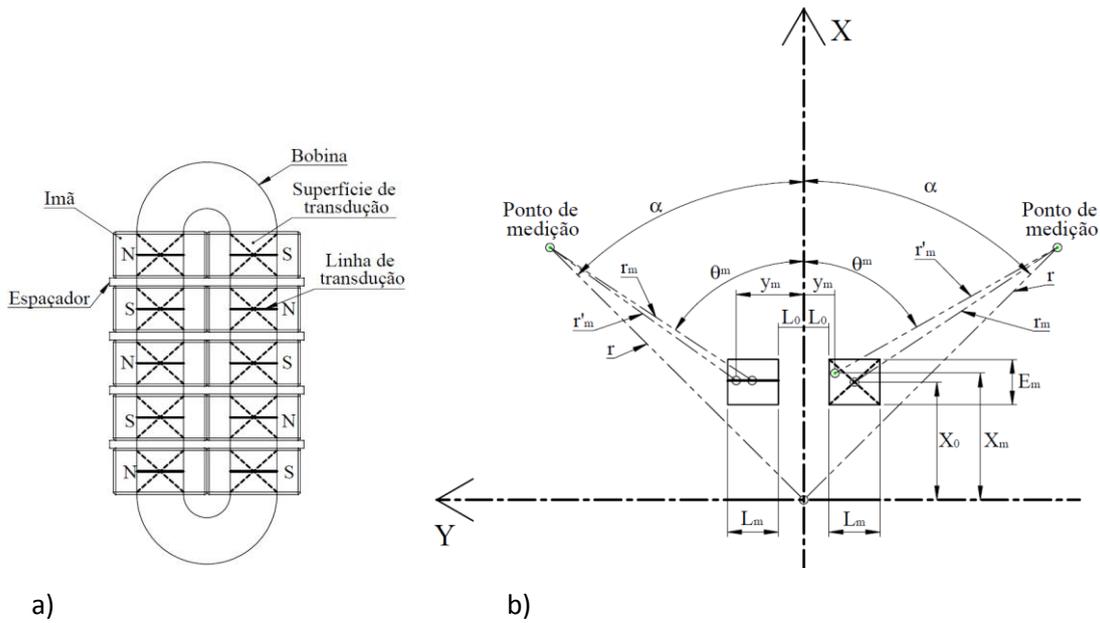


Figura – 29: Ilustração da metodologia empregada para linhas e superfícies de transdução. Na parte “a” é apresentado o posicionamento das linhas (linhas espessas horizontais) e superfícies (superfícies marcadas com duas linhas cruzadas tracejadas) em relação aos imãs e bobina. Na parte “b”, é definido o sistema de coordenadas, alguns dos parâmetros empregados e é ilustrada a metodologia utilizada. O lado direito da figura “b” refere-se à metodologia empregando superfícies de transdução e o lado esquerdo à linhas de transdução.

Por se tratar de superfícies de transdução, a Equação 47 passou a ter duas integrais, uma para cada direção, ficando

$$R_{m1}(r_m, \theta_m, t) = \int_{L_0}^{L_0+L_m} \int_{X_0-\frac{E_m}{2}}^{X_0+\frac{E_m}{2}} \sqrt{\frac{2}{\pi k r_m}} e^{j[(k(r_m - y_m \sin \theta_m) - \omega t + \frac{\pi}{4})]} dx_m dy_m, \quad \text{Equação 55}$$

para cada superfície de transdução na coluna do lado positivo do eixo y e

$$R_{m2}(r_m, \theta_m, t) = \int_{-L_0-L_m}^{-L_0} \int_{X_0-\frac{E_m}{2}}^{X_0+\frac{E_m}{2}} \sqrt{\frac{2}{\pi k r_m}} e^{j[(k(r_m - y_m \sin \theta_m) - \omega t + \frac{\pi}{4})]} dx_m dy_m, \quad \text{Equação 56}$$

para cada superfície de transdução na coluna do lado negativo do eixo y. As equações 55 e 56, onde θ_m e r_m são definidos respectivamente pelas equações 48 e 49, foram resolvidas numericamente no programa Maple. Em seguida foi feito o somatório de todas as superfícies de transdução, de acordo com a Equação 57, e os resultados comparados com os resultados experimentais através do programa Matlab.

$$R_{\text{Total}}(r_m, \theta_m, t) = \sum_{m=1}^N (-1)^m R_{m1} + \sum_{m=1}^N (-1)^m R_{m2}. \quad \text{Equação 57}$$

4.3 Medidas de afastamento

Uma das vantagens mais importantes dos EMATs é a possibilidade de operar afastados da peça sendo analisada. Para caracterizar como os EMATs desenvolvidos se comportam em relação à distância com a chapa sendo analisada, foi realizado um ensaio onde o afastamento entre os dois EMATs desenvolvidos e a chapa foi variado. Para isso foram empregados os dois transdutores desenvolvidos sobre a chapa de 2 mm de espessura afastados por uma distância de 688 mm. Um dos transdutores operou como emissor e o outro como receptor, o que caracteriza o tipo de medição por transparência. Foi estudado apenas o comportamento do modo SH.

Para posicionar os transdutores afastados da chapa de forma precisa, foram utilizadas lâminas de material polimérico sob os transdutores. O número de lâminas foi variado para modificar a distância entre os transdutores e a chapa. Para manter a potência enviada pelo RITEC ao transdutor de emissão constante enquanto sua distância em relação à chapa variava foi necessário fazer um controle da tensão em sua bobina. Isso foi preciso, pois com o afastamento do transdutor da chapa de aço a impedância da bobina é alterada de forma significativa. A Figura 30 mostra o arranjo empregado nesse estudo.

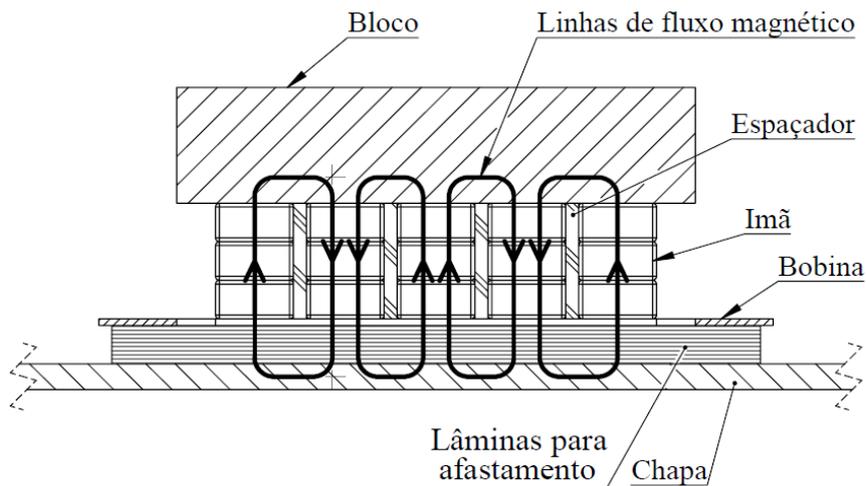


Figura – 30: Arranjo empregado no estudo do comportamento dos EMATs em função do afastamento. Diferentemente da Figura 23, nota-se aqui as lâminas para afastamento posicionadas entre a bobina e a chapa.

A partir dos dados coletados, foi realizado o pós-processamento através do programa Matlab. Com este programa obteve-se, após o sinal ser filtrado, os valores da amplitude máxima e a relação sinal ruído para todas as medidas realizadas.

5 RESULTADOS

5.1 Resultados das medidas de direcionalidade

Foram coletados dois conjuntos de dados, um para cada orientação dos vibrômetros, com dezenove arquivos cada correspondendo aos ângulos de medição, onde os resultados de cada interferômetro estavam discriminados. Após os resultados serem integrados para mostrar os deslocamentos ao invés das velocidades eles foram filtrados com um filtro passa banda de 0,75 a 1,5 vezes a frequência de excitação. Para ilustrar esses resultados a Figura 31 apresenta, como um exemplo, o que foi obtido após a filtragem na orientação 1 e na posição referente ao ângulo de 30°.

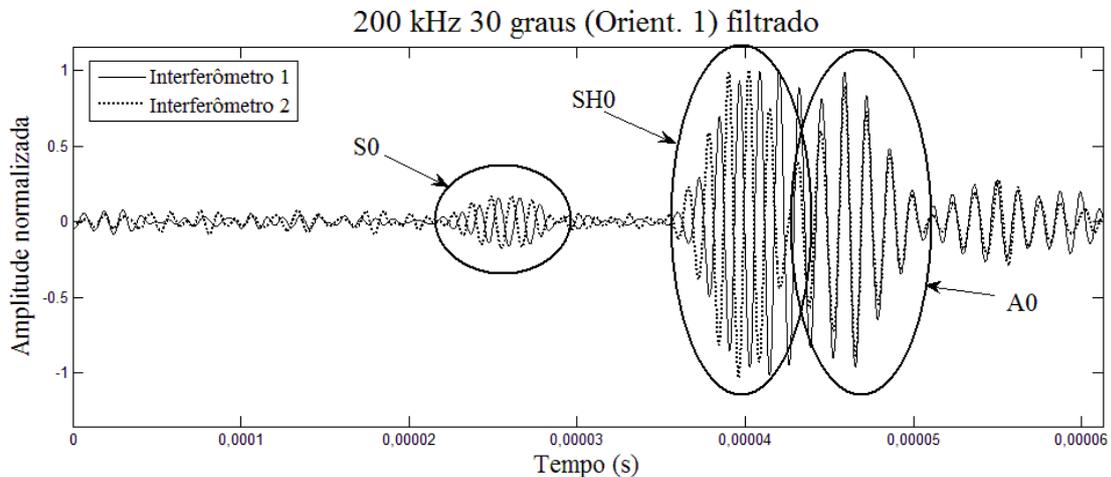


Figura – 31: Exemplo de resultado após filtragem, na orientação 1 e na posição referente ao ângulo de 30 °. Na figura está indicado os pacotes de onda referentes a cada um dos modos estudados.

O formado da *tone-burst* utilizado na excitação do transdutor foi distorcido, por empregar um janelamento retangular, ou seja, a corrente é cortada abruptamente nas extremidades. Por causa da diferença de impedância entre a bobina e a excitação

existem reflexões entre a emissão e a bobina, provocando o surgimento de ciclos extras. Essas características do equipamento e bobina empregados constituem uma importante limitação do equipamento. A *tone-burst* empregada nas medidas de 230 kHz é mostrada na Figura 32.

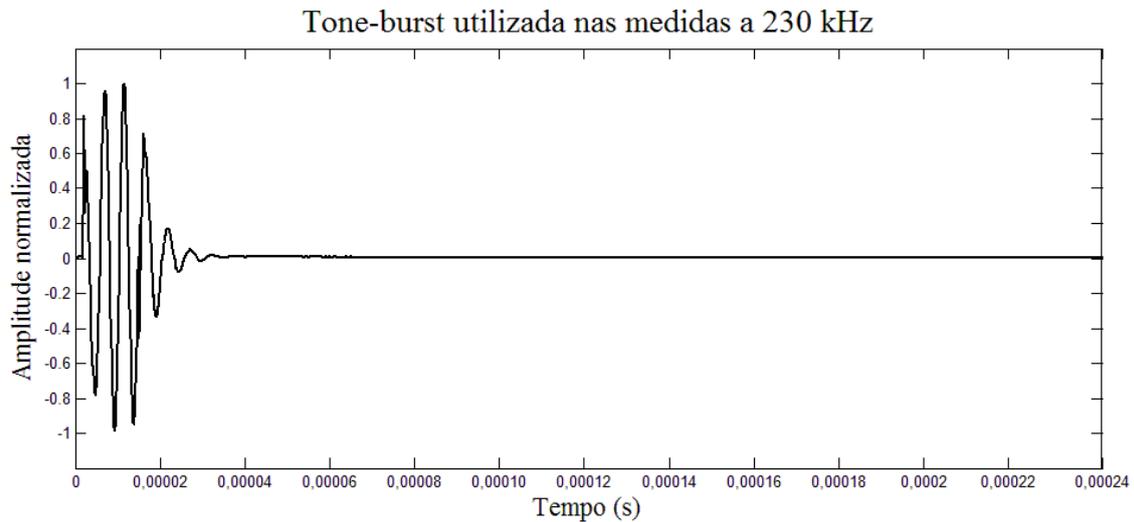


Figura – 32: *Tone-burst* empregada nas medidas a 230 kHz.

Após a filtragem, os valores dos deslocamentos foram decompostos em componentes no plano e fora do plano. Após, foi feita a soma vetorial das componentes no plano e fora do plano entre os dois interferômetros. Por fim, as componentes no plano foram separadas em componentes tangenciais e radiais (ver Figura 26) ainda separados em dois conjuntos de dados referentes às orientações dos vibrômetros.

Para obter os dados de deslocamento do modo A0 foram utilizadas as componentes fora do plano de ambas as orientações dos vibrômetros. Isso se deve a esta componente ser a mais intensa desse modo, como pode ser visto na Tabela 3. Como exemplo, a Figura 33 apresenta os resultados obtidos na condição de maior intensidade para este modo, que foi para o ângulo de 50° das medidas feitas a 230 kHz. Nessa figura são apresentados os resultados normalizados da amplitude da onda, juntamente com seu envelope obtido através da transformada discreta de Hilbert e do ponto máximo desse envelope.

Tabela – 3: Amplitude relativa dos modos S0 (a) e A0 (b) nas direções radial (r) e fora do plano (z), a amplitude total e a razão entre a amplitude total e a amplitude radial (para o modo S0) ou a amplitude fora do plano (para o modo A0).

a)

Frequência (kHz)	S0			
	r	z	amp. tot.	amp. tot./r
200	3,90E-09	-3,54E-10	3,92E-09	1,004
230	3,39E-09	-3,56E-10	3,41E-09	1,006
260	2,99E-09	-3,59E-10	3,01E-09	1,007

b)

Frequência (kHz)	A0			
	r	z	amp. tot.	amp. tot./z
200	2,70E-09	4,99E-09	5,67E-09	1,137
230	2,40E-09	4,25E-09	4,88E-09	1,149
260	2,17E-09	3,69E-09	4,28E-09	1,159

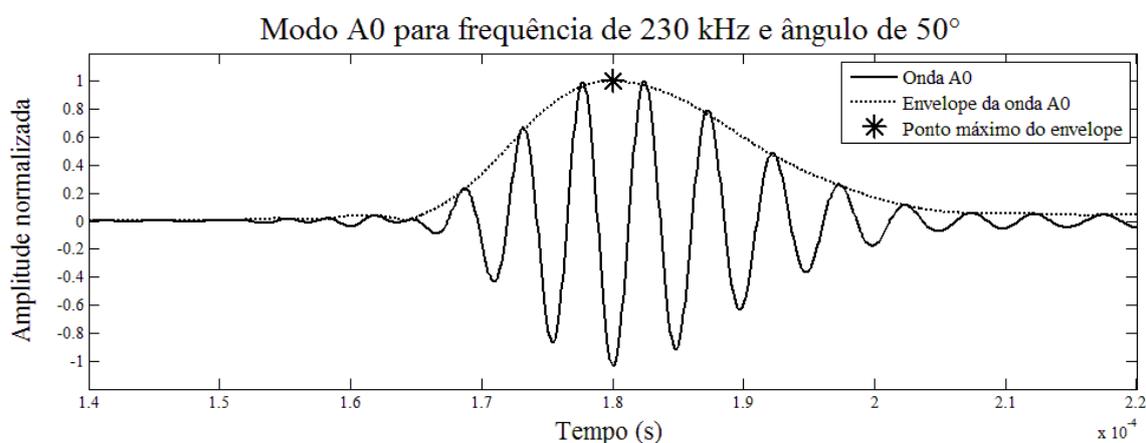


Figura – 33: Resultado obtido para o modo A0 na frequência de 230 kHz e posição de 50°.

Através do ponto máximo do envelope para cada uma das posições foi criado um gráfico polar da intensidade do sinal em função do ângulo para o modo A0 nas três frequências estudadas. Esse gráfico pode ser visto na Figura 34.

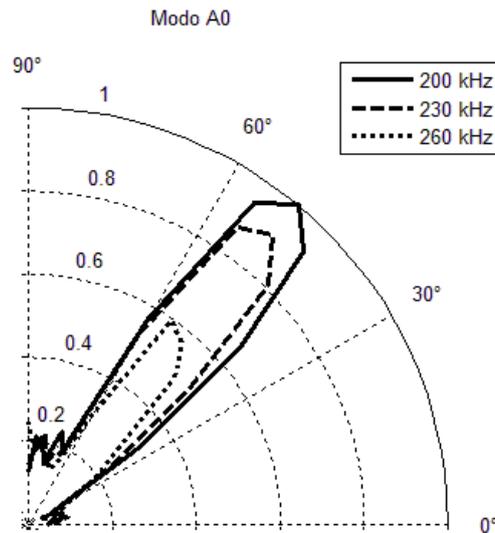


Figura – 34: Gráfico polar das amplitudes normalizadas obtidas para o modo A0 para as três frequências estudadas.

Para os modos SH0 e S0, empregou-se as componentes de deslocamento no plano da chapa. Devido à característica do modo SH0 de ocorrer vibração somente na direção tangencial, foi utilizada somente esta componente. Para ilustrar o resultado típico obtido para os dois modos são apresentados nas figuras 35 e 36 os gráficos referentes aos modos SH0 e S0, respectivamente, nas condições de maior intensidade de cada um. Assim como na figura 33, esses gráficos apresentam a forma de onda, o envelope calculado pela transformada discreta de Hilbert e o ponto máximo do envelope.

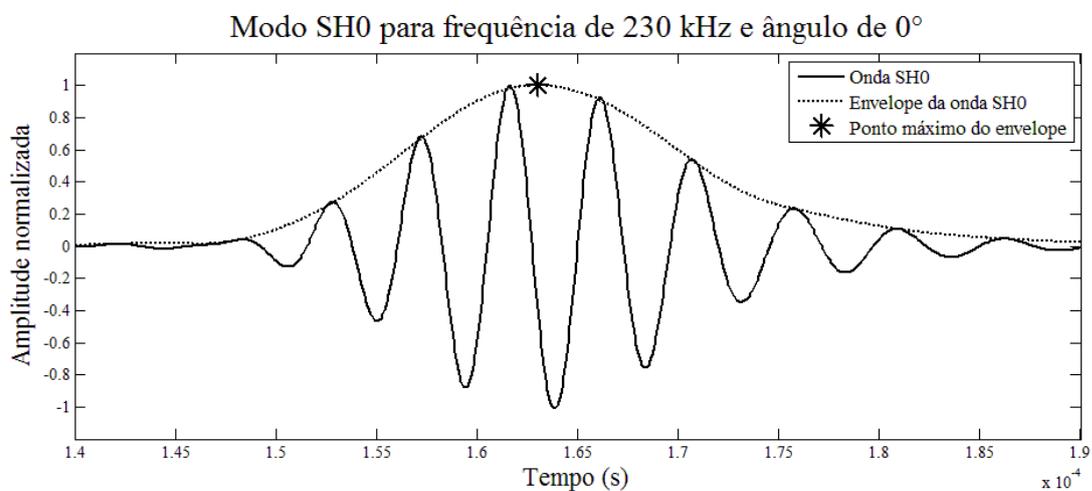


Figura – 35: Gráfico mostrando o resultado obtido para o modo SH0 na frequência de 230 kHz e posição de 0°.

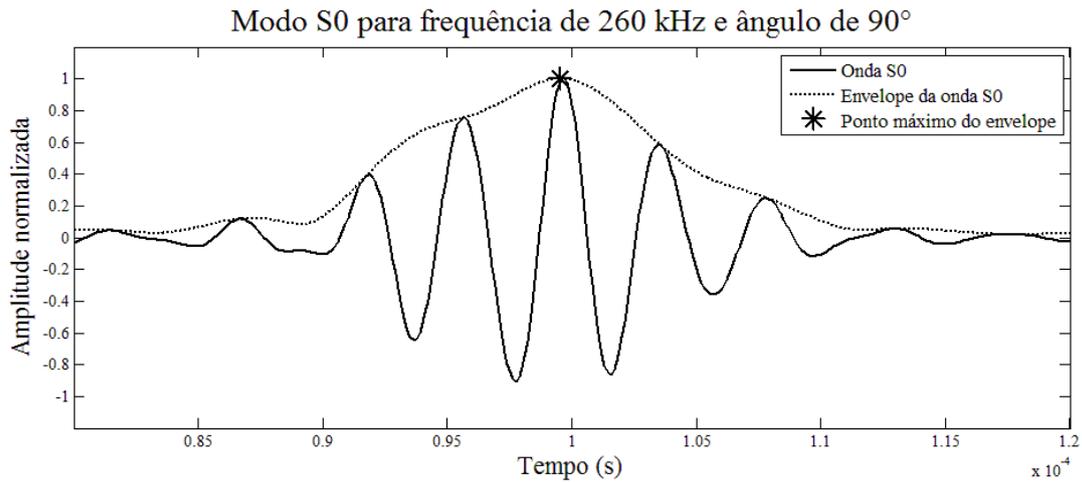


Figura – 36: Gráfico mostrando o resultado obtido para o modo S0 na frequência de 260 kHz e posição de 90°.

Assim como foi feito para o modo A0, o ponto máximo do envelope para cada uma das posições foi utilizado para criar um gráfico polar da intensidade do sinal em função do ângulo para os modos SH0 e S0 nas três frequências estudadas. Esses gráficos podem ser visto na Figura 37 e na Figura 38.

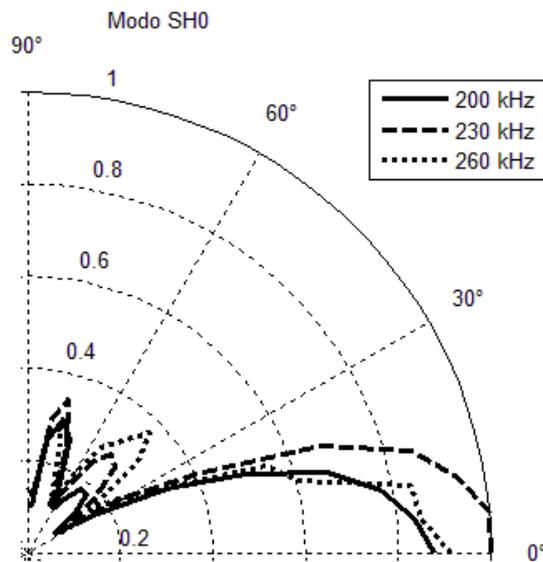


Figura – 37: Gráfico polar das amplitudes normalizadas obtidas para o modo SH0 para as três frequências estudadas.

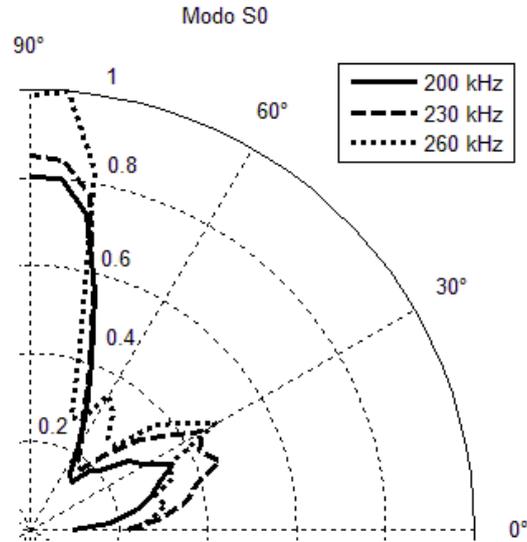


Figura – 38: Gráfico polar das amplitudes normalizadas obtidas para o modo S0 para as três frequências estudadas.

Pelas figuras 34, 37 e 38, percebe-se que os lóbulos de cada um dos modos não mudam de posição em função da frequência, mas ocorre variação na intensidade relativa ao variar a frequência. O modo SH0, o qual deveria produzir a maior intensidade, possui um lóbulo principal em torno de 0° e outros dois lóbulos menores em torno de 45° e 70°. Já o modo A0 possui o lóbulo principal a 50°, um lóbulo pequeno mas presente de forma consistente nas três frequências a 10° e uma região indefinida de 65° a 90°. Por sua vez, o modo S0 possui o módulo de maior intensidade na posição de 90° e um menor a 30°.

Para mostrar a amplitude normalizada de cada um dos modos em cada frequência é apresentada a Figura 39. Para a construção desses gráficos os dados foram multiplicados, de acordo com a Tabela 3a e Tabela 3b, pela razão entre a amplitude total e a amplitude em z, para o modo A0, e r, para o modo S0. Isso não se aplica ao modo SH0, pois seu movimento se dá exclusivamente numa direção, no caso, a direção tangencial.

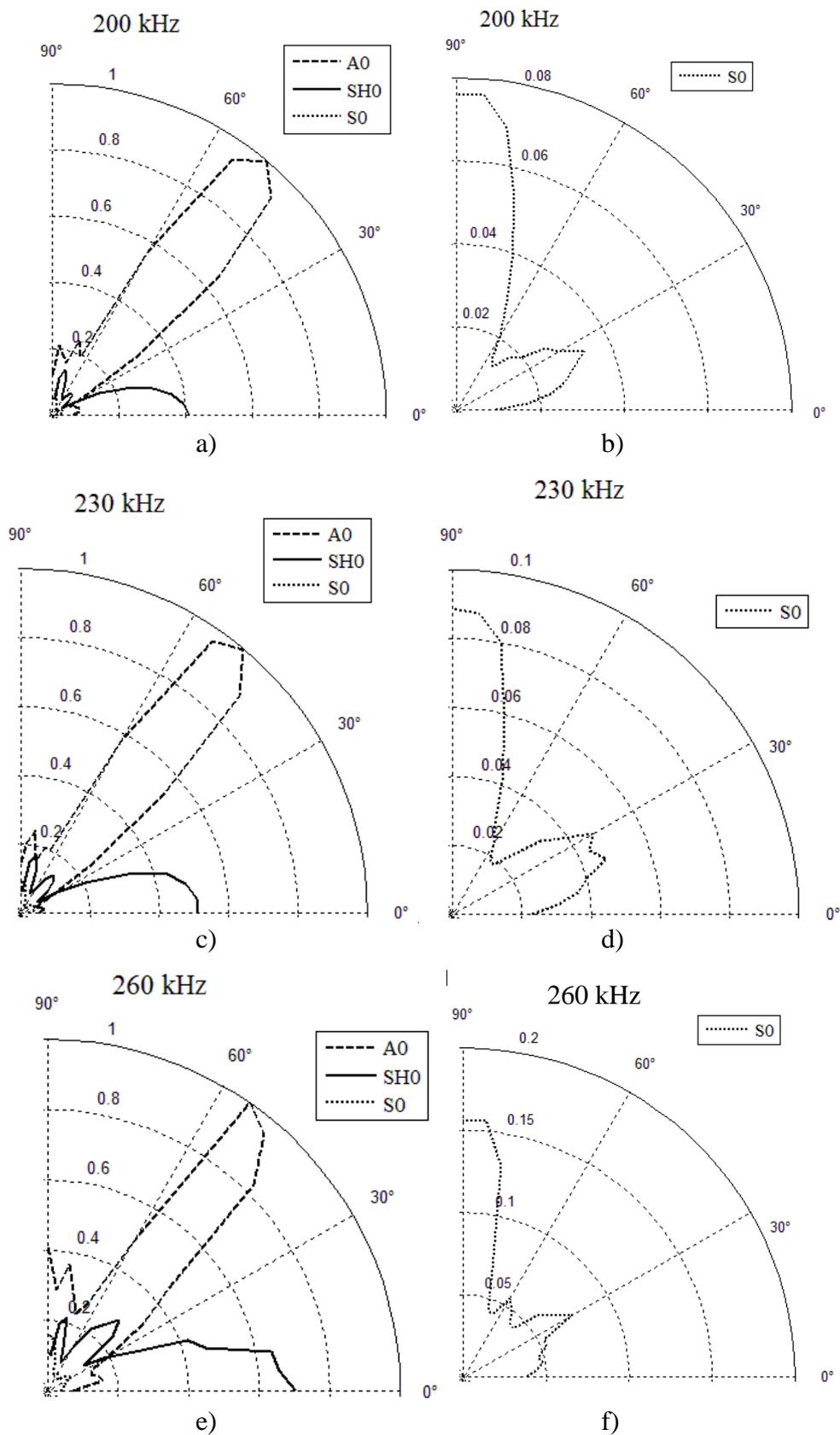


Figura – 39: Amplitude normalizada dos três modos para 200 kHz (a e b), para 230 kHz (c e d) e para 260 kHz (e e f). Os gráficos b, d e f mostram em detalhe a o canto inferior esquerdo dos gráficos a), c) e e) apresentando assim o modo S0.

Através dos gráficos apresentados na Figura 39 nota-se que, para as três frequências, o modo mais intenso é o A0, especificamente, o lóbulo a 50°. Já o modo S0 é relativamente pequeno. O modo SH0, que é o modo de interesse, possui o lóbulo de maior intensidade da direção de 0° enquanto os outros modos possuem intensidade significativamente menor nessa direção.

5.1.1 Resultados do modelamento matemático da direcionalidade das ondas SH.

Os resultados experimentais utilizados são aqueles apresentados na Figura 37 para 230 kHz. A Figura 40 compara o padrão de direcionalidade desses resultados com aqueles obtidos pelo modelamento matemático utilizando a metodologia de linhas de transdução proposta por LEE et al (2009). Nesta mesma figura são apresentados também os resultados obtidos com a modificação proposta considerando superfícies de transdução. Nota-se que existe uma boa concordância entre as três curvas até entorno de 25°. Para ângulos superiores a 25° os dados experimentais divergem muito de ambos os resultados teóricos e a partir de 34°, aproximadamente, os resultados teóricos divergem entre si.

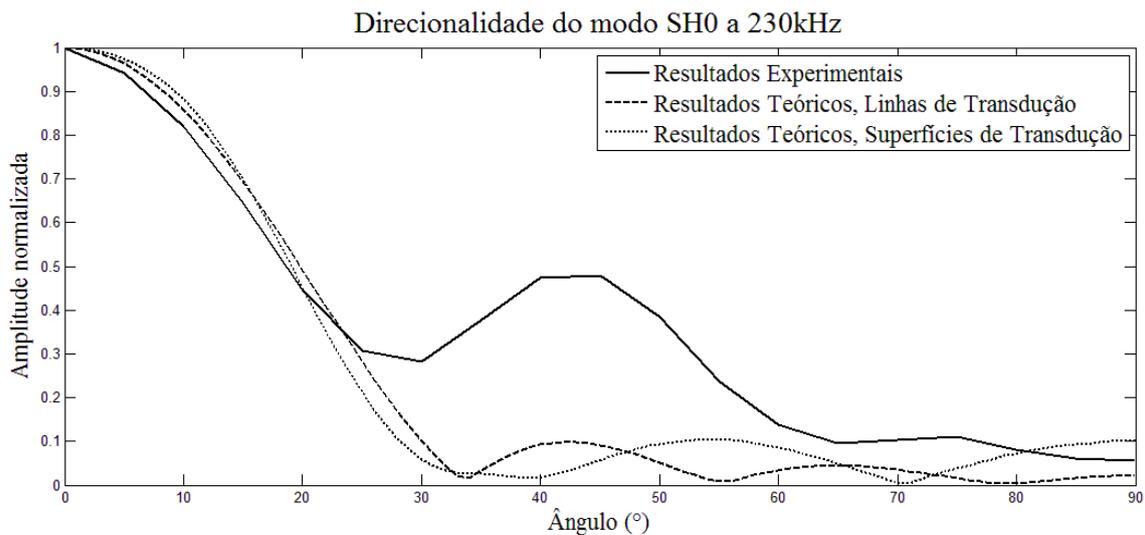


Figura – 40: Direcionalidade do modo SH0 a 230 kHz comparando os resultados experimentais com os resultados teóricos produzidos pela metodologia de linhas de transdução e superfícies de transdução.

A falta de correlação entre os resultados teóricos e os experimentais para ângulos maiores de 25° pode ser relacionada a vários fatores como o fato de o campo magnético ter sido considerado constante e perpendicular por toda a superfície de transdução e o próprio formato da superfície de transdução. Além disso pode-se dizer que a desconsideração das regiões entre ímãs sucessivos, aonde foram colocados os espaçadores que podem ser vistos na Figura 30, como locais em que ocorra transdução pode ter contribuído para essa falta de correlação. Sabe-se ainda, que a frequência de excitação, mesmo sendo centralizada em 230 kHz, na verdade é uma banda de frequências. Isso quer dizer que o EMAT não foi excitado somente a 230 kHz, mas em uma faixa de frequências, o que pode ter ajudado a comprometer a correlação entre os resultados teóricos e experimentais.

5.2 Resultados da simulação numérica

Os resultados obtidos mostram o deslocamento causado por uma onda de modo A0 e o funcionamento da zona de absorção como pode ser visto na Figura 41. Nesta figura, é mostrado o plano perpendicular à direção de propagação principal da onda SH que é a direção correspondente a 90° nas curva de direcionalidade, como aquelas presentes na Figura 39. Na configuração empregada, a geração do modo A0 é inevitável devido à presença de componentes horizontais do campo magnético estático, produzido pelos ímãs, e em menor escala pelo campo dinâmico. Na Figura 42 é mostrado o comportamento das correntes parasitas induzidas na chapa pela bobina, a profundidade padrão obtida foi de aproximadamente $10\ \mu\text{m}$ para o material e frequência utilizados. O fato de que a corrente induzida ter uma profundidade de penetração pequena mostra que a transdução é um fenômeno majoritariamente superficial. Na simulação não foi utilizada a folha de alumínio entre a bobina e os ímãs, resultando em correntes parasitas intensas nos ímãs.

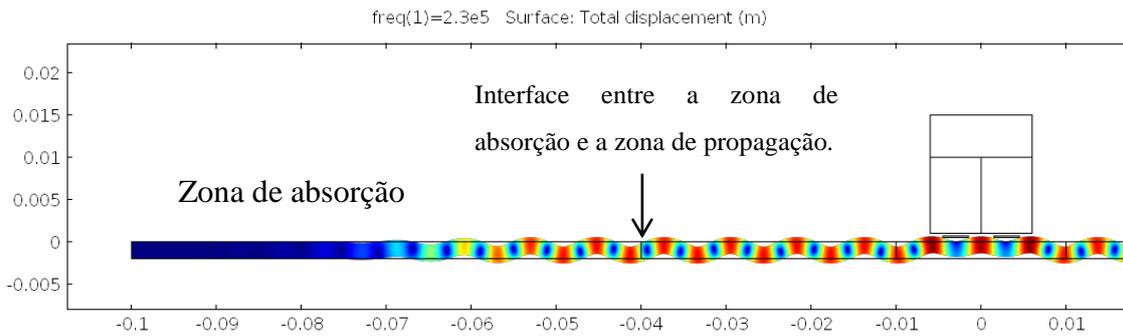


Figura – 41: Deslocamento referente à propagação de onda A0 obtido por simulação numérica através do programa Comsol. Em destaque é mostrada a zona de absorção capaz de atenuar a onda mecânica em pelo menos 40 dB evitando, assim, a sua reflexão e viabilizando o estudo no domínio da frequência.

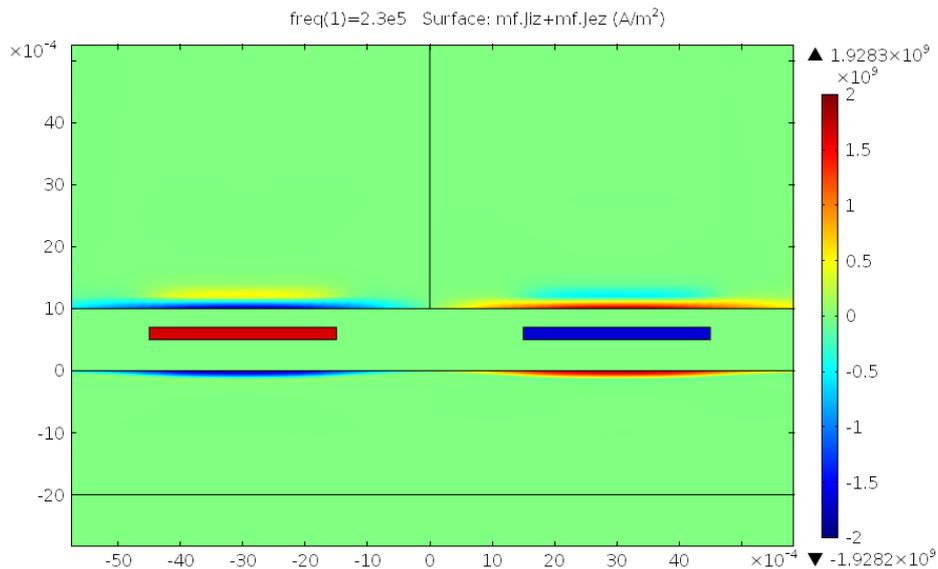


Figura – 42: Corrente induzida obtida por simulação numérica. Percebe-se que a profundidade de penetração no ímã é maior que na chapa, isso ocorre, pois a permeabilidade magnética dos ímãs é muito inferior à da chapa de aço.

5.3 Resultados das medidas de afastamento

Foram feitas treze medidas, a primeira sem afastamento e a última com afastamento de 4,1 mm. Os gráficos mostrando esses resultados extremos são

apresentados na Figura 43. Nesta figura, percebe-se que a relação sinal-ruído da medida com afastamento diminui muito, como esperado, mas mesmo assim o sinal está presente e poderia carregar informação sobre a integridade da peça.

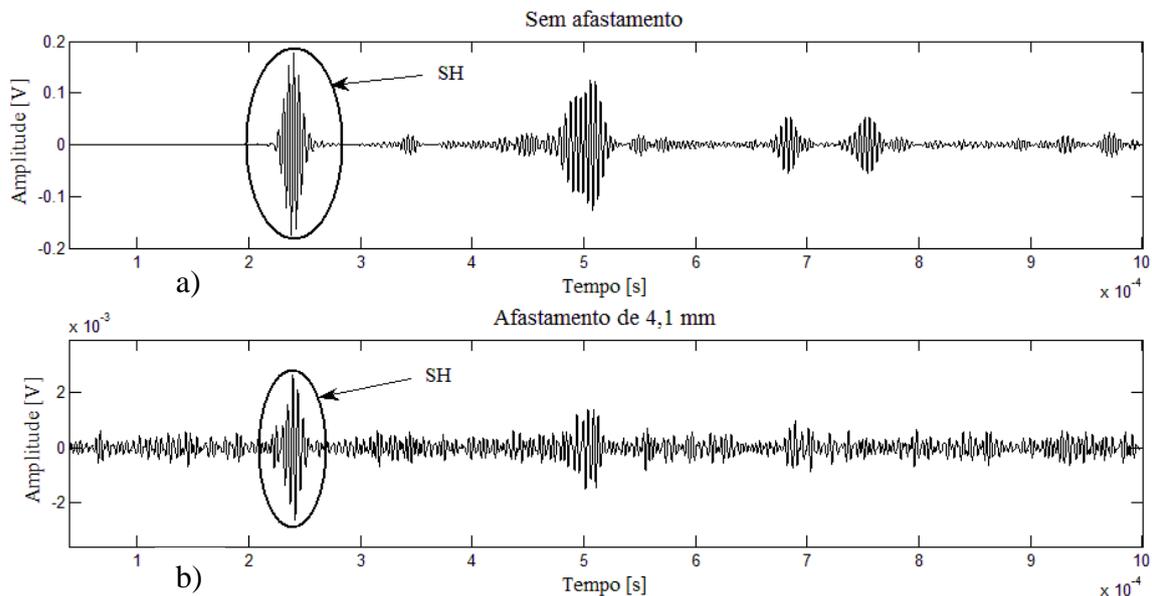


Figura – 43: Resultados brutos das medidas de afastamento. a) Transdutor em contato com a chapa, b) transdutor separado por 4,1 mm da chapa.

A Figura 44 mostra a amplitude relativa do sinal em função do afastamento. Nesta figura percebe-se que o sinal inicialmente decresce rapidamente e, com o aumento da distância, passa a decrescer mais lentamente, de forma assintótica, em direção ao zero. A intensidade do sinal reduzida, nas medidas com afastamento maior, não é necessariamente um problema, sendo preciso averiguar a relação entre o sinal e o ruído. Foi considerado como ruído a região à esquerda do pacote de ondas SH indicado pelas elipses nos gráficos da Figura 43. A relação sinal ruído dos dados foi definida como o quadrado do valor rms (do inglês *root mean square* ou valor quadrático médio) do sinal dividido pelo quadrado do valor rms do ruído em cada medida e o gráfico resultante é apresentado na Figura 45. Este procedimento, descrito por CARLSON et al (2002), é equivalente a relacionar a potência média do sinal pela potência média do ruído. A instabilidade da curva apresentada na Figura 45 pode ser atribuída a variações no nível de ruído, mas de forma geral a tendência é a mesma que a da curva da Figura 44.

Amplitude normalizada do sinal em função do afastamento dos emats em relação à amostra.

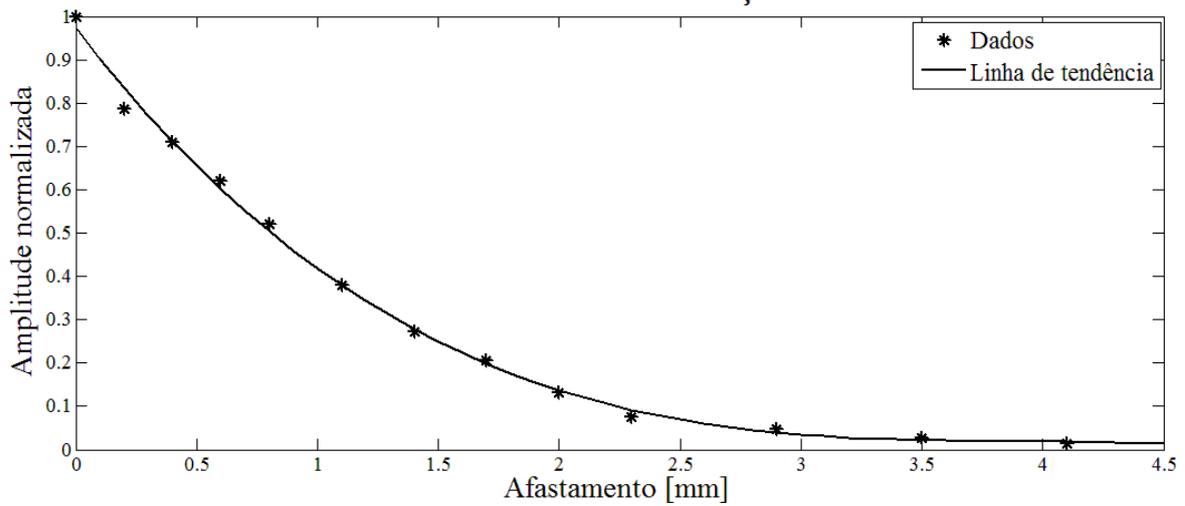


Figura – 44: Amplitude normalizada do sinal em função do afastamento entre os transdutores e a chapa.

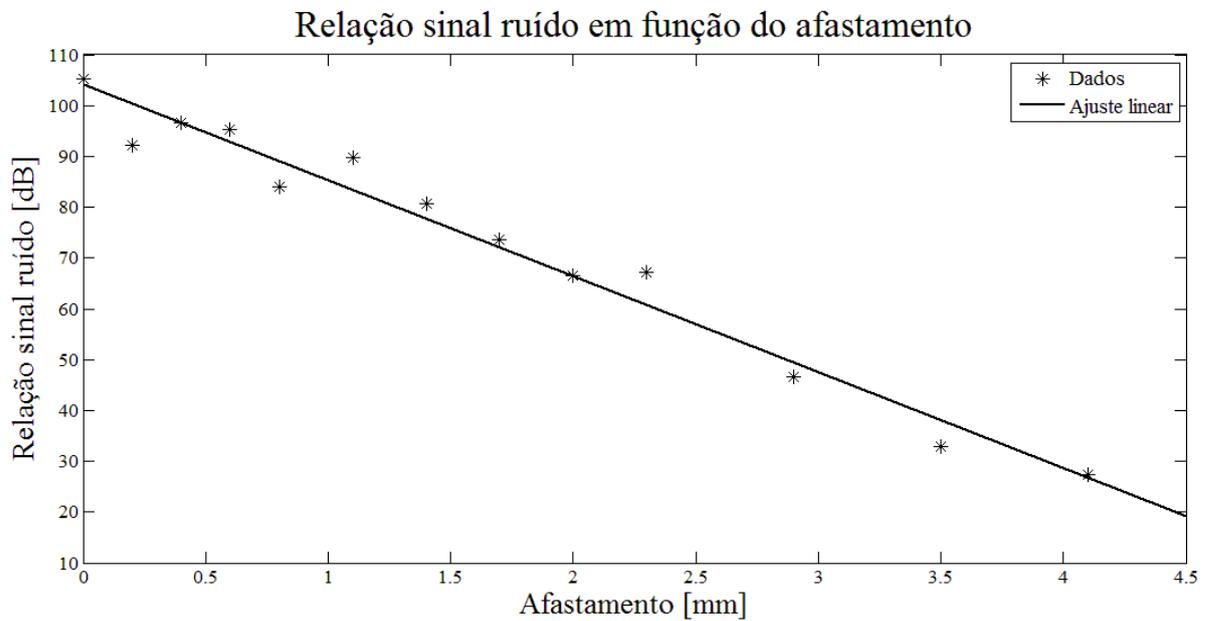


Figura – 45: Relação sinal-ruído, em dB, em função do afastamento.

6 CONCLUSÕES

- Os perfis de direcionalidade para os três modos de ondas guiadas produzidas pelo transdutor foram determinados com sucesso, mesmo ocorrendo sobreposição parcial entre pacotes de onda dos modos A0 e SH0. Para as três frequências utilizadas, o modo SH0 domina a região em torno de 0° enquanto o modo A0 domina a região em torno de 50°. O modo S0 possui intensidade baixa em comparação aos demais e a direção onde é mais intenso é a 90°, nas três frequências analisadas.
- Foram descritos dois modelos matemáticos para descrever a direcionalidade do modo SH0. O primeiro deles considera que a transdução se dá em linhas de transdução. O segundo modelo, baseado no primeiro, considera que a transdução se dá através de superfícies de transdução. Mesmo considerando que o segundo modelo é uma representação melhor da realidade, para ângulos baixos, não foi constatada diferença significativa entre eles e ambos descrevem bem o comportamento medido experimentalmente. Para ângulos superiores, ambos os modelos divergem dos resultados experimentais e entre si.
- Devido às limitações do modelo empregado foi possível apenas comprovar a presença do modo A0 na direção perpendicular a direção principal. Apesar disso, os resultados experimentais obtidos concordam qualitativamente com a simulação onde, também, é visível a presença do modo de vibração A0.
- As medidas realizadas com afastamento entre os transdutores e a chapa indicam que é possível emprega-los com afastamento superiores a 4 mm. A relação sinal ruído para a condição sem afastamento é superior 50 dB e permanece acima de 40 dB até, pelo menos, 1,1 mm de afastamento.

6.1 Trabalhos Futuros

Com relação às próximas etapas do trabalho pode-se sugerir:

- estudo de otimização dos transdutores quanto o número, dimensões e posicionamento dos ímãs e quanto às dimensões da bobina;
- emprego de casamento de impedância entre os transdutores e os equipamentos a eles conectados;
- aperfeiçoamento do modelo matemático para descrever a direcionalidade em ângulos maiores, levando em consideração as variações no campo magnético na região de transdução e criação de modelos matemáticos para descrever a direcionalidade dos modos A0 e S0.
- aprofundamento da simulação por elementos finitos e implementação de simulação em três dimensões;

7 BIBLIOGRAFIA

ABRAMOWITZ, M; STEGUN, I. A. **Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables**, New York: Dover Publications, 1970.

ACHENBACH, J. D. **Applied mathematics and mechanics. Volume 16: Wave propagation in elastic solids**. Amsterdam: North-Holland publishing company, 1973.

ASHCROFT, N. W; MERMIN, N. D. **Solid State Physics**. Orlando: Harcourt 1976.

ASM INTERNATIONAL, Nondestructive Evaluation and Quality Control. In: **ASM Handbooks**. ASM International, v. 17, 1998.

AULD, B. A. **Acoustic Fields and Waves in Solids**. 2 ed, Malabar: John Wiley and Sons, v. 2, 1973.

BOZORTH, R. M. **Ferromagnetism**, Hoboken: John Wiley & Sons, 2003.

CARLSON, A. B; CRILLY, P. B; RUTLEDGE, J. C. **Communication Systems: An Introduction To Signals And Noise In Electrical Communication**. 4 ed. New York: McGraw-Hill, 2002.

CHEEKE, J. D. N. **Fundamentals and Applications of Ultrasonic Waves**. Florida: CRC Press, 2002.

CHEONG, Y. M; KIM, S; AND JUNG, H. K. Effect of an Alternating Excitation and the Applicability of a Magnetostrictive Transducer for a Long-Range Guided Wave Inpection. In: **A-PCNDT 2006 –Asia Pacific Conference on NDT**, 12^o, 2006, Auckland.

CLARKE, THOMAS. **Guided Wave Health Monitoring of Complex Structures**. Londres: 2009. Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) – Imperial College London.

COMSOL. One-Sided Magnet and Plate. Disponível em: <http://www.comsol.com/model/download/184097/models.acdc.one_sided_magnet.pdf>. Acesso em: 24 dez. 2013.

COMSOL MULTIPHYSICS. Versão 4.3a, 2013.

CULLITY, B. D, GRAHAM, C. D. **Introduction to Magnetic Materials**, Hoboken: John Wiley & Sons, 2009.

DEMARCHI, L; PERELLI, A; MARZANI, A. A signal processing approach to exploit chirp excitation in Lamb wave defect detection and localization procedures. **Mechanical Systems and Signal Processing**, v. 39, p. 20 – 31, 2013.

DISPERSE. Versão 2.02.20a, 2013.

DROZDZ, M. B. **Efficient Finite Element Modelling of Ultrasound Waves in Elastic Media**. Londres: 2008. Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) – Imperial College London.

DROZDZ, M. B; MOREAU, L; CASTAINGS, M; LOWE, M. J. S; CAWLEY, P. Efficient Numerical Modelling Of Absorbing Regions For Boundaries Of Guided Waves Problems. **Review of quantitative nondestructive evaluation**, 25, 2006.

E K R E E M , N . B ; O L A B I , A . G ;
P R E S C O T T , T ; R A F F E R T Y , A ;
H A S H M I , M . S . J . A n o v e r v i e w o f
m a g n e t o s t r i c t i o n , i t s u s e a n d m e t h o d s
t o m e a s u r e t h e s e p r o p e r t i e s . **Journal of Materials
Processing Technology**, v. 191, p. 96–101, 2007.

GRAFF, K. F. **Wave Motion in Elastic Solids**, New York: **D o v e r P u b l i c a t i o n s**, 1975.

GRIFFITHS, D. J. **Introduction to electrodynamics**, 3ed, Upper Saddle River: Prentice Hall, 1999.

HAO, K; HUANG, S; ZHAO, W; WANG, S. DONG, J; Analytical modelling and calculation of pulsed magnetic field and input impedance for EMATs with planar spiral coils, **NDT&E International**, v. 44, p. 274-280, 2011.

HERNANDEZ-VALLE, F; DIXON, S. Initial Tests For Designing A High Temperature EMAT With Pulsed Electromagnet, **NDT&E International**, v. 43, p. 171-175, 2010.

HIRAO, M; OGI, H. An SH-wave EMAT Technique for Gas Pipeline Inspection. **NDT&E International**, v. 32, p. 127 – 132, 1999.

HIRAO, M; OGI, H. **EMATs for science and industry: noncontacting ultrasonic measurement**, 1 ed, Norwell: Kluwer Academic Publishers, 2010.

HUANG, S; ZHAO, W; ZHANG, Y; WANG, S. Study on the lift-off effect of EMAT. **Sensors and Actuators A**, v. 153, p. 218 – 221, 2009.

HUTHWAITE, P; RIBICHINI, R; CAWLEY, P; LOWE, M. J. S. Mode Selection for Corrosion Detection in Pipes and Vessels via Guided Wave Tomography. **IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control**, v. 60, p. 1165 – 1177, 2013.

JIAN, X; DIXON, S; BAILLIE, I; EDWARDS, R; MORRISON, J. Integrity evaluation of steel products using EMATs, *J. Phys. D: Appl. Phys*, v. 40, p. 300 – 304, 2007.

JILES, D. **Introduction to Magnetism and Magnetic Materials**. London: Chapman & Hall, 1991.

KIM, H. W; CHO, S. H; KIM, Y. Y. Analysis of internal wave reflection within a magnetostrictive patch transducer for high-frequency guided torsional waves, **Ultrasonics**, v. 51, p. 647-652, 2011.

KIM, H. W; LEE, J. K; KIM, Y. Y. Circumferential phased array of shear-horizontal wave magnetostrictive patch transducers for pipe inspection. **Ultrasonics**, v. 53, p. 423 – 431, 2013.

LEE, C. M; ROSE, J.L; CHO, Y. A guided wave approach to defect detection under shelling in rail, **NDT&E International**, v. 42, p. 174-180, 2009.

LEE, E . W. Magnetostriction and Magnetomechanical Effects. **Rep. Prog. Phys**, v. 18, 1955.

LEE, J. S; CHO, S. H; KIM, Y. Y. Radiation pattern of Lamb waves generated by a circular magnetostrictive patch transducer. **Applied Physics Letters**, v. 90, 2007.

LEE, J. S; KIM, Y. Y; CHO, S. H. Beam-focused Shear-horizontal Wave Generation in a Plate by a Circular Magnetostrictive Patch Transducer Employing a Planar Solenoid Array. **Smart Mater. Struct**, v. 18, 2009.

LONNGREN, K. E; SAVOV, S. V; JOST, R. J. **Fundamentals of Electromagnetics with MATLAB**, 2 ed, Raleigh: SciTech, 2007.

MIRKHAN, K; CHAGGARES, C; MASTERSON, C; JASTRZEBSKI, M; DUSATKO, T; SINCLAIR, A; SHAPOORABADI, R. J; KONRAD, A; PAPINI, M; **Optimal design of EMAT transmitters**, NDT&E International, v. 37, p. 181-193, 2004.

OGI, H. Field dependence of coupling efficiency between electromagnetic field and ultrasonic bulk waves, **Journal of Applied Physics**, v. 82, 1997.

POLYTEC. Single-Point Vibrometers. Disponível em:
<<http://www.polytec.com/us/products/vibration-sensors/single-point-vibrometers/>>.

Acesso em: 26 dez. 2013.

RAJAGOPAL, P. **Towards Higher Resolution Guided Wave Inspection: Scattering Studies**. Londres: 2007. Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) – Imperial College London.

RIBICHINI, REMO. **Modelling Of Electromagnetic Acoustic Transducers**, Londres: 2011. Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) – Imperial College London.

SADIKU, M. N. O. **Elements of Electromagnetics**, 5 ed, Boston: Oxford University Press, 2009.

SAUTBEKOV, S. The Generalized Solutions of a System of Maxwell's Equations for the Uniaxial Anisotropic Media. In: KISHK, A. A. (Org.). **Electromagnetic Waves Propagation In Complex Matter**. Rijeka: InTech, 2011.

SEUNG, H. M; KIM, H. W; KIM, Y. Y. Development of an omni-directional shear-horizontal wave magnetostrictive patch transducer for plates. **Ultrasonics**, v. 53, p. 1304 – 1308, 2013.

SHULL, P. J. **Nondestructive Evaluation Theory, Techniques, and Applications**. New York: Marcel Dekker, 2002.

SOLIE, L. P; AULD, B. A. Elastic waves in free anisotropic plates, **J. Acoust. Soc. Am**, v. 54, p. 50 – 65, 1973.

THOMPSON, R. B. Physical Principles of Measurements with EMAT Transducers. In: THURSTON, R. N; PIERCE A. D. (Org). **Ultrasonic measurement methods**. San Diego: Academic Press, 1990. p. 157 – 200.

ULABY, F. T; MICHELSEN, E; RAVAIOLI, U. **Fundamentals Of Applied Electromagnetics**, 5 ed, Upper Saddle River: Pearson Prentice Hall, 2004.

URAYAMA, R.; UCHIMOTO, T.; TAKAGI, T; Application Of EMAT/EC Dual Probe To Monitoring Of Wall Thinning In High Temperature Environment, **International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics**, v. 33, p. 1317– 1327, 2010.

WANG, S; KANG, L; LI, Z; ZHAI, G; ZHANG, L. 3-D modeling and analysis of meander-line-coil surface wave EMATs. **Mechatronics**, v.22, p. 653–660, 2012.

WILCOX, P. D. A Rapid Signal Processing Technique to Remove the Effect of Dispersion from Guided Wave Signals. **IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control**, v. 50, p. 419 – 427, 2003.

WILCOX, P. D; LOWE, M. J. S; CAWLEY, P. The Excitation and Detection of Lamb Waves with Planar Coil Electromagnetic Acoustic Transducers. **IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control**, vol. 52, p. 2370 – 2383, 2005.

YANG, G; ZENG, Z; UDPA, L; UDPA, S.S. Modeling and Signal Processing Sensor Tilt in Eddy Current-GMR Inspection. In: CHADY, T; GRATKOWSKI, S; TAKAGI, T; UDPA S. S. (ed.). **Electromagnetic Nondestructive Evaluation (XIV)**. Szczecin: IOS Press, 2011.

ZHAI, G; JIANG, T; KANG, L. Analysis of wavelength deviation of guided waves with electromagnetic acoustic transducers. **J. Appl. Phys**, v. 112, 2012.