UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

FACULDADE DE FILOSOFIA, CIÊNCIAS E LETRAS DE RIBEIRÃO PRETO

PROGRAMA DE FÍSICA APLICADA A MEDICINA E BIOLOGIA

**DESENVOLVIMENTO DE UMA CÉLULA ACÚSTICA PARA ANÁLISE DE PROPRIEDADES
VISCOELÁSTICAS DE FLUIDOS.**

THIAGO WELLINGTON JOAZEIRO DE ALMEIDA

Ribeirão Preto

2010

<p>THIAGO W. J. ALMEIDA</p>	<p>DESENVOLVIMENTO DE UMA CÉLULA ACÚSTICA PARA ANÁLISE DE PROPRIEDADES VISCOELÁSTICAS DE FLUIDOS.</p>		<p>MESTRADO - FAMB FFCLRP-USP 2010</p>
---------------------------------	---	--	--

THIAGO WELLINGTON JOAZEIRO DE ALMEIDA

**DESENVOLVIMENTO DE UMA CÉLULA ACÚSTICA PARA ANÁLISE DE PROPRIEDADES
VISCOELÁSTICAS DE FLUIDOS.**

Dissertação apresentada à FFCLRP –
Departamento de Física e Matemática da
Universidade de São Paulo para obtenção
do título de Mestre em Física Aplicada à
Medicina e Biologia.

Área de Concentração:
Física Aplicada à Medicina e Biologia
Orientador: Prof. Dr.
Antônio Adilton Oliveira Carneiro

Ribeirão Preto

2010

AUTORIZO A REPRODUÇÃO E DIVULGAÇÃO TOTAL OU PARCIAL DESTES
TRABALHO, POR QUALQUER MEIO CONVENCIONAL OU ELETRÔNICO, PARA FINS
DE ESTUDO E PESQUISA, DESDE QUE CITADA À FONTE.

Almeida, Thiago W. J.

Desenvolvimento de uma célula acústica para análise de propriedades visco
elásticas de fluidos / Thiago Wellington Joazeiro de Almeida; orientador: Prof.
Dr. Antonio Adilton Oliveira Carneiro - Ribeirão Preto/SP, 2010.

92 p.

Dissertação (Mestrado – Programa de Pós-Graduação em Física Aplicada à
Medicina e Biologia) - Faculdade de Filosofia, Ciências e Letras de Ribeirão
Preto da Universidade de São Paulo

Força de Radiação Acústica, Vibro-acustomagnetografia, Vibro-acustografia,
Sensor Magnetorresistivo, Viscoelasticidade, Propriedades mecânicas de
fluidos.

Dedico este trabalho à minha esposa Juliana, com amor, admiração e gratidão por sua compreensão, carinho, presença e incansável apoio ao longo do período de elaboração deste trabalho.

AGRADECIMENTOS

A Deus, que se fez e faz presente em todos os momentos de nossa vida, seja no lar, no trabalho ou em qualquer lugar que estejamos.

A minha filha Luiza que nasceu durante este projeto, proporcionando sentimentos de felicidade e emoção.

A toda minha família pelo incentivo e apoio ao meu trabalho.

Ao Prof. Dr. Antonio Adilton Oliveira Carneiro, que, nestes dois anos de convivência, não só me ensinou muito, contribuindo para meu crescimento científico, intelectual e profissional, mas também esteve sempre presente como um amigo.

Aos professores Prof. Dr. Alexandre Souto Martinez e Prof. Dr. Oswaldo Baffa pela total atenção e incentivo na escolha do orientador e projeto.

Aos técnicos Sérgio Bueno, Élcio, Lourenço e José Luiz Aziani, pelo total apoio na montagem e entendimento dos experimentos realizados durante todo o período.

A secretária da pós-graduação Nilza pela amizade e dedicação.

Ao Grupo de Inovação em Instrumentação Médica e Ultrassom – GIIMUS, por colocar à disposição o laboratório.

A todos meus amigos, por colaborarem comigo durante todo o aprendizado.

À Faculdade de Filosofia, Ciências e Letras de Ribeirão Preto, pela oportunidade da realização do curso de mestrado.

À FAPESP pela concessão da bolsa de Mestrado, à Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior – CAPES e CNPq, pelo apoio financeiro para a realização desta pesquisa.

“Nunca ande pelo caminho traçado, pois ele conduz somente até onde os outros foram.”

Alexander Graham Bell.

RESUMO

ALMEIDA, Thiago W. J. **Desenvolvimento de uma célula acústica para análise de propriedades viscoelásticas de fluidos**. 2010. 92 f. Dissertação (Mestrado) – Faculdade de Filosofia, Ciências e Letras de Ribeirão Preto, Universidade de São Paulo, Ribeirão Preto, 2010.

A força de radiação acústica tem sido utilizada como o método de examinar propriedades físicas de materiais em diversas áreas. A vibro-acustografia é uma das técnicas que emprega este tipo de força para realizar análises de propriedades mecânicas de materiais. Esta técnica consiste na aplicação de força acústica modulada e focalizada na região de interesse. O alvo excitado vibra na frequência de modulação e o som emitido é característico da impedância mecânica do meio. Este som é detectado usando um hidrofone dedicado. Neste trabalho, propomos uma modificação nesta técnica de vibro-acustografia (VAG) e aplicando a técnica denominada vibro-acustomagnetografia (VAMG) substituindo o hidrofone por um sensor magnético de alta sensibilidade. A radiação acústica modulada será aplicada sobre um alvo magnetizado imerso no fluido em estudo. Com este procedimento, poder-se-á medir o deslocamento estático e dinâmico do alvo magnético (esfera) quando acusticamente excitado. Neste trabalho, foi usado um sensor magnetorresistivo com resolução da ordem de 1 nT para a montagem do transdutor de detecção de deslocamento do alvo magnético. A vibração do alvo foi induzida por uma força sem contato, usando a força acústica produzida por dois feixes concêntricos gerado por elementos piezelétricos confocais de mesma área e com foco comum a 7 cm. O alvo usado foi uma esfera magnética com um raio de 2,36 mm. O aparato foi avaliado por meio de medidas em água e em óleo. Os parâmetros viscoelásticos foram estimados a partir de ajustes não lineares da resposta do transdutor magnético em função da frequência de modulação.

Palavras Chaves: Força de Radiação Acústica, Vibro-acustomagnetografia, Vibro-acustografia

ABSTRACT

ALMEIDA, Thiago W. J. **Development of acoustic cell to analyze viscoelastic properties of fluids**. 2010. 92 f. Dissertação (Mestrado) – Faculdade de Filosofia, Ciências e Letras de Ribeirão Preto, Universidade de São Paulo, Ribeirão Preto, 2010.

The acoustic radiation force has been used as the method to examine some materials physical properties in various areas. The vibro-acoustography is a technique that is being used to perform analysis of mechanical properties of materials. This technique involves the application of a focused acoustic modulated force. The excited target will vibrate at the frequency of modulation and the emitted sound is characteristic of the medium mechanical impedance. This sound is detected using a dedicated hydrophone. In this paper, we propose a modification of this technique vibro-acoustography (VAG) and applying a technique called vibro-acustomagnetography (VAMG) replacing the hydrophone by a magnetic sensor with high sensitivity. In this case, the modulated acoustic radiation will be applied on a magnetized target immersed in the fluid under study. With this procedure, static and dynamic displacement of the magnetic target (ball) will be measured when acoustically excited. In this study, we used a magnetoresistive sensor with resolution of about 1 nT for mounting the transducer to detect displacement of the magnetic target. The vibration of the target was induced by a non-contact force, using an ultrasonic beam modulated by two concentric beams generated by two piezoelectric elements confocal of the same area and common focus to 7 cm. The target used was a magnetic sphere with a radius of 2.36 mm. The apparatus was evaluated through of measurements in water and oil. Viscoelastic parameters were estimated fitting the nonlinear response of the magnetic transducer function of frequency modulation.

Keywords: Acoustic Radiated Force, Vibro-acustomagnetography, Vibro-acoustography.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 - Representação de dois planos paralelos de área A. Fonte: (Motta, 2007)	8
Figura 2 - Representação mostrando o resultado da aplicação de uma força de cisalhamento a um bloco de Hooke (seção lateral). Fonte: (Motta, 2007)	9
Figura 3 - Formas de ondas. Fonte: (Fatemi & Greenleaf, 1999)	14
Figura 4 - Geometria esférica de um transdutor focalizado.	20
Figura 5 - Transdutor com raio a e comprimento focal R . Fonte: (Chen <i>et al</i> , 2004)	20
Figura 6 - Deslocamento do alvo magnético (esfera) pela força estática. Fonte: (Chen <i>et al</i> , 2005)	25
Figura 7 - Um simples dipolo com momento magnético alinhado na direção z	30
Figura 8 - Protótipo para medidas viscoelásticas	32
Figura 9 - Vista superior do porta-amostra	33
Figura 10 - Distância focal do transdutor até o alvo.....	33
Figura 11 - Transdutor Confocal	34
Figura 12 - Vista do tanque acústico e osciloscópio durante o procedimento de medidas.....	35
Figura 13 - Transdutor confocal dentro do tanque acústico e um alvo distante de 7 cm	36
Figura 14 - Sinal Eco medido pelo Transdutor Confocal	36
Figura 15 - Sensor Magnetorresistivo Honeywell.	37
Figura 16 - Alteração da resistência com campo magnético aplicado.	38
Figura 17 - Ponte de Wheatstone - Sensor Magnetorresistivo.	39
Figura 18 - Orientação Aleatória do Set/Reset no resistor Permalloy.....	40
Figura 19 - Domínios Magnéticos após Set/Reset.....	40
Figura 20 - Modelo do Sistema de Controle e Aquisição de Dados.....	41
Figura 21 - Programa feito em Labview para automação do protótipo	42

Figura 22 - Esquemático do circuito de ganho do sinal de saída do sensor HMC1001	44
Figura 23 - Ponte de Wheatstone e Equivalente em Thevenin.....	45
Figura 24 - Medida do campo magnético na bobina usando fluxgate.....	48
Figura 25 - Calibração do sensor magnetorresistivo usando uma bobina	49
Figura 26 – Gráfico para parametrização do Campo Magnético com o Sensor HMC1001	51
Figura 27 - Relação entre distância e tensão no sensor HMC1001.....	52
Figura 28 - Reômetro Brookfield DV III	53
Figura 29 - Medidas de Viscosidade realizada por um reômetro Brookfield ...	54
Figura 30 - Deslocamento do alvo magnético submerso na água para um sinal modulado de 0 a 1 KHz	55
Figura 31 - Ajuste da curva de deslocamento com os pontos medidos versus a frequência entre 0 e 200 Hz na água	55
Figura 32 - Ajuste da curva de deslocamento com os pontos medidos versus a frequência entre 0 e 200 Hz no Óleo de Oliva.....	57
Figura 33 - Ajuste da curva de deslocamento com os pontos medidos versus a frequência entre 0 e 200 Hz no Óleo Mineral	57
Figura 34 - Curva de ajuste do deslocamento com pontos obtidos para água, óleo mineral e azeite de oliva.	58
Figura 35 - Variação do Campo Magnético com o espectro de frequência	59

LISTA DE SIGLAS

ACS – American Cancer Society

*BNC – British Naval Connector ou Bayonet Neil Concelman ou Bayonet Nut Connector.
Conector para cabos coaxiais.*

CMOS – Complementary Metal Oxide Semiconductor.

GPIB – General Purpose Interface Bus

LabView - Laboratory Virtual Instrument Engineering Workbench

MatLab – Matrix Laboratory

PVC – Poli Cloreto de Vinila

PZT – Piezelétrico

SMB – Subminiature BNC ou conectores BNC miniaturizados.

SMD – Surface Mounting Device ou component de montagem em superfície

USB – Universal Serial Bus

VAG – Vibro-acustografia

VAMG – Vibro-acustomagnetografia

LISTA DE SÍMBOLOS

$^{\circ}\text{C}$ – *graus Celsius*

cP – *centiPoise*

mPas – *mili Pascal segundo*

Hz – *Hertz*

kHz – *kilo Hertz ou 10^3 Hertz*

MHz – *mega Hertz ou 10^6 Hertz*

M - *metros*

mm – *milímetro ou 10^{-3} metros*

nT - *nano Tesla ou 10^{-9} Tesla*

μm – *micro metro ou 10^{-6} metros*

μV – *micro Volt ou 10^{-6} Volt*

V – *Volts*

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 - Características do Sensor HMC1001	39
Tabela 2 - Dados do Amplificador Operacional LTC1250.	43
Tabela 3 – Especificação de alguns parâmetros do Fluxgate Model 539.	47
Tabela 4 – Dados da Bobina usada na calibração do sensor HMC1001	47
Tabela 5 – Valores do campo magnético medido na bobina.....	48
Tabela 6 – Dados para parametrização do campo magnético com a corrente	50
Tabela 7 – Valores dos parâmetros viscoelásticos dos fluidos	60

SUMÁRIO

AGRADECIMENTOS.....	VII
RESUMO	IX
ABSTRACT	X
LISTA DE FIGURAS.....	XI
LISTA DE SIGLAS	XIII
LISTA DE SÍMBOLOS.....	XIV
LISTA DE TABELAS	XV
SUMÁRIO.....	XVI
1. INTRODUÇÃO	1
1.1. Motivação da pesquisa	1
1.2. Métodos convencionais.....	2
1.3. propriedades viscoelásticas de fluidos	4
1.4. Objetivo do trabalho	5
2. FUNDAMENTOS TEÓRICOS.....	6
2.1. Propriedades Físicas de Fluidos	6
2.1.1. Mecânica dos Fluidos e Física dos Fluidos	6
2.2. Fundamentos de Vibro-Acústica	13
2.2.1. Introdução	13
2.2.2. A equação da onda acústica em fluidos	13
2.2.3. Velocidade das Partículas e Velocidade do Som em Fluidos	17
2.2.4. Pressão Acústica	18

2.2.5.	Modulação da Onda Ultrassônica.....	21
2.2.6.	A força de radiação acústica aplicada	23
2.2.7.	Função Força de Radiação Acústica	25
2.2.8.	Velocidade de Vibração do Alvo Magnético	26
2.2.9.	Impedância Acústica e Mecânica	26
2.2.10.	Equação do Deslocamento da Esfera	28
2.3.	Medida Magnética de um Alvo Vibrando	29
2.3.1.	Campo Magnético de uma Esfera Magnética Vibrando	29
3.	MATERIAIS E MÉTODOS.....	32
3.1.	Sistema para medição das propriedades viscoelásticas.....	32
3.1.1.	O protótipo	32
3.1.2.	O módulo de excitação – Transdutor Confocal	34
3.1.3.	Módulo de detecção usando sensor magnetorresistivo	37
3.1.4.	Automação do sistema: geração dos sinais, controle e aquisição dos dados	41
4.	RESULTADOS.....	47
4.1.	Calibração do Sensor	47
4.2.	Medidas <i>in-vitro</i>.....	53
4.2.1.	Medidas em Água	54
4.2.2.	Medidas usando Óleo Mineral e Óleo de Oliva.	56
5.	DISCUSSÃO E CONCLUSÃO	59
	REFERÊNCIAS	61
	GLOSSÁRIO.....	64
	ANEXOS	65

1. INTRODUÇÃO

1.1. MOTIVAÇÃO DA PESQUISA

Atualmente existem diversos estudos e técnicas para analisar de forma não invasiva propriedades mecânicas de materiais como tecidos biológicos e fluidos. Carneiro *et al* (Carneiro *et al*, 2009), Silva *et al* (Silva *et al*, 2005), Fatemi e Greenleaf (Fatemi & Greenleaf, 1999), Chen *et al* (Chen *et al*, 2005) há alguns anos, vêm criando técnicas inovadoras e obtidos bons resultados com as análises *in-vitro* e *in-vivo*. Baseado nestes estudos, foi desenvolvida uma nova modalidade de análise de propriedades mecânicas utilizando força acústica e leitura magnética.

Como forma de testar esta técnica, foi proposto realizar análises de propriedades viscoelásticas de fluidos. Viscoelasticidade é um parâmetro reológico que descreve as propriedades de escoamento de fluidos complexos tais como sangue, óleos, e substâncias aquosas. Há duas componentes para a viscoelasticidade, a viscosidade e a elasticidade. A viscosidade está relacionada com a energia dissipada durante o fluxo, principalmente devido ao deslizamento e deformação do fluido. A elasticidade está relacionada com a energia armazenada durante o fluxo devido à orientação e deformação do fluido.

Este método inovador pode ser utilizado para testar a qualidade de produtos ou análises clínicas em fluidos biológicos tais como sangue ou urina baseado nas propriedades viscoelásticas do meio. Isso também vem ajudar na solução de outro problema que é a grande dificuldade de encontrar equipamentos simples e baixo custo que façam medidas viscoelásticas de tecidos ou fluidos. O Grupo de Inovação em Instrumentação Médica e Ultrassom (GIIMUS) da Universidade de São Paulo do Campus de Ribeirão Preto têm seguido uma linha de pesquisa com o objetivo de desenvolver novas técnicas para avaliar tais propriedades de materiais reológicos. Sendo assim, este trabalho foi motivado pelo desenvolvimento de um novo equipamento utilizando uma técnica inovadora denominada vibro-acustomagnetografia.

A técnica proposta visa analisar as propriedades de viscosidade e elasticidade com a aplicação de uma força acústica ultrassônica sobre um alvo

magnetizado. Este alvo irá oscilar na frequência de excitação do meio e a leitura do sinal oscilante será feita usando um sensor magnetorresistivo. Desta forma, serão obtidos os parâmetros necessários para análise do fluido.

Pode-se destacar que este equipamento terá grande importância em áreas como indústrias de biotecnologia, ciências biológicas, alimentícia, química, petrolífera, etc. Estas empresas necessitam constantemente analisar as propriedades de produtos fluidos e através desta análise relatar a qualidade, a vida útil, determinar a funcionalidade de ingredientes no desenvolvimento do produto e avaliação da textura pela correlação com dados sensoriais.

Citando outro exemplo de utilidade deste sistema, geralmente médicos prescrevem análises a fluidos biológicos que são realizadas em laboratórios de análises clínicas. Todo este processo é moroso em termos de tempo, não permitindo ao médico um diagnóstico fidedigno na hora da consulta. Para além da demora, existem ainda problemas de possíveis enganos logísticos, tais como a etiquetagem errada ou a perda de amostras, o que pode atrasar significativamente o diagnóstico. Para analisar fluidos biológicos existem, em ambiente laboratorial, equipamentos sofisticados. Contudo, esses equipamentos utilizam grandes quantidades de reagentes e são economicamente dispendiosos (CORREIA, MINAS, & RIBEIRO, 2008). Com o sistema proposto neste trabalho, o objetivo é tornar este tipo de análise rápido e fácil seja para um médico ou para um químico.

Além das aplicações na caracterização viscoelásticas dos fluidos, este sistema também poderá ser usado como um novo aparato para medir a força de radiação acústica emitido pelos transdutores de ultrassom. Esta aplicação também caracteriza o produto desta pesquisa como um novo equipamento para avaliação da potência acústica.

1.2. MÉTODOS CONVENCIONAIS

Para medir a viscosidade de um fluido, existem algumas técnicas e viscosímetros para tais medições. Por exemplo, a viscosidade de um líquido pode ser determinada pela rotação de um objeto imerso em uma amostra fluida e medida da força de contra-rotação aplicada ao objeto pelo líquido. Tais dispositivos, dos quais os típicos Viscosímetros Brookfield e Stormer, fornecem uma medida de

viscosidade dinâmica normalmente expressa no sistema CGS em *poise (P)* para uma determinada velocidade de rotação (rpm) e temperatura.

Outros viscosímetros como os capilares ou de tubo medem a viscosidade de um líquido quando este escoar através de um tubo capilar e verifica-se uma resistência ao escoamento devido à viscosidade deste. O líquido em contato com as paredes do tubo está estacionário enquanto que, o líquido que se encontra no centro do capilar apresenta uma velocidade de escoamento máximo. Entre estes extremos existe um gradiente de corte para um líquido newtoniano, uma tensão de corte sobre a parede do capilar e uma viscosidade aparente que podem ser calculados por várias equações. A forma do capilar mais divulgada é o sistema em vidro que pode ser encontrado no viscosímetro de Ostwald.

A fim de comparar visualmente a elasticidade de vários líquidos é habitual para o pessoal de laboratório, mergulhar a ponta de um lápis em uma amostra de líquido e, em seguida, retirar o líquido a uma taxa de aproximadamente 12 a 15 centímetros por segundo. Se o líquido for espesso e pegajoso, um filamento de material irá se formar e este filamento que se estende da ponta de um lápis até a superfície do líquido, determinará o tempo durante a relaxação e sendo estes dependentes da elasticidade do líquido. Este é um teste bruto, para fins comparativos, e mesmo assim as utilidades das observações são altamente dependentes da habilidade e experiência do indivíduo que executa o teste.

Assim, são raros ou difíceis encontrar no mercado sistemas que façam as duas análises ao mesmo tempo. Uma das grandes vantagens desta metodologia proposta com relação às convencionais é que permite medir o deslocamento de vibração do alvo de forma direta em uma faixa de frequência entre 0- 1 MHz. Sendo esta, portanto, uma nova metodologia para medir as propriedades mecânicas em fluidos em geral.

A vibrometria por laser, que é considerada a técnica padrão para medir deslocamentos e velocidades de vibração do alvo em meios fluidos, tem sua aplicação limitada a meios transparentes e também o custo da utilização de laser. O método proposto poderá ser aplicado para qualquer material mole desde que o alvo submetido à radiação acústica esteja magnetizado.

1.3. PROPRIEDADES VISCOELÁSTICAS DE FLUIDOS

Os fluidos viscoelásticos são classes de materiais que ao deformar-se, sofrem simultaneamente deformações elásticas e viscosas (MACHADO, 2010).

Deformações elásticas são deformações reversíveis sofridas por um corpo sob tensão. Ao cessar a tensão o corpo retorna à sua forma e volume originais. A energia de deformação é recuperada quando a tensão aplicada ao material cessa. É o comportamento típico de muitos sólidos. O ramo da física que estuda o comportamento elástico dos materiais é a elasticidade. Considerando-se que a deformação seja proporcional à tensão aplicada (Lei de Hooke), a razão entre tensão e deformação é denominado *módulo de elasticidade* ou *módulo de Young*. (MACHADO, 2010).

Deformações viscosas são deformações contínuas e irreversíveis sofridas pelo material enquanto submetido a uma tensão de cisalhamento. Esta deformação é também conhecida como escoamento. A propriedade que relaciona a taxa de deformação do corpo ao cisalhamento é a viscosidade. Um material viscoso ideal não é capaz de sustentar uma tensão, dissipando a energia de deformação sob a forma de calor, como é o caso de muitos fluidos. (MACHADO, 2010)

A descrição do comportamento viscoelástico dos materiais é feita através de equações diferenciais que combinam três termos:

- a deformação elástica
- a taxa de deformação viscosa
- um termo inercial de aceleração

A tensão total é a soma das tensões parciais de cada termo. O desenvolvimento teórico da viscoelasticidade é feito através da combinação em série ou em paralelo dos modelos idealizados.

Deve-se atentar neste ponto e também no trabalho a diferença entre fluidos viscoelásticos e sólidos viscoelásticos. Fluidos viscoelásticos são materiais que apresentam comportamento viscoelástico tais como óleos, tinta e fluido de perfuração na indústria do petróleo. Os Sólidos viscoelásticos são materiais como borrachas, silicone e argilas, por exemplo.

Neste trabalho as características viscoelásticas estão associadas com parâmetros oriundos da força acústica ultrassônica e das características de impedância do meio. Ou seja, partindo de uma força de radiação acústica aplicada sobre um alvo submerso no fluido, será identificado a velocidade deste alvo no fluido e então calculado a impedância total do meio. Conhecendo a impedância do total do meio, chegar-se-á na impedância de radiação acústica a qual depende das propriedades viscosas e elásticas deste meio fluido.

1.4. OBJETIVO DO TRABALHO

O objetivo deste trabalho foi demonstrar a viabilidade técnica da vibro-acustomagnetografia utilizando como uma das aplicações, a análise de propriedades viscoelásticas de fluidos. Trata-se de uma maneira diferente de realizar e extrair informações de meios fluidos, utilizando um formato ainda não explorado pelo meio científico. Baseada na técnica de vibro-acustografia (Fatemi & Greenleaf, 1999) a qual já é bastante explorada no meio acadêmico e que vem ganhando um grande apelo comercial, a técnica de vibro-acustomagnetografia tem como objetivo mostrar a eficiência de utilizar medidas magnéticas na substituição de equipamentos como hidrofone ou laser para obter informações do meio material no qual estão inseridos materiais magnéticos os quais terão comportamentos dependentes das propriedades deste meio. Foi alvo deste trabalho também analisar o comportamento em regiões com frequências altas já que os viscosímetros clássicos não têm esta mesma dinâmica apresentada pela vibro-acustomagnetografia a qual possibilita realizar medidas e analisar o comportamento do meio utilizando diferentes frequências.

Com esta técnica, surgiram novas linhas de trabalhos e novas aplicações as quais já estão em estudos no grupo GIMUS e apresentadas em congressos tais como medidor da potência acústica de ultrassom ou construção de equipamentos médicos como medidor de pressão arterial.

2. FUNDAMENTOS TEÓRICOS

2.1. PROPRIEDADES FÍSICAS DE FLUIDOS

O conhecimento e compreensão dos princípios básicos e dos conceitos da física dos fluidos, são essenciais na análise e projeto de qualquer sistema em que um fluido é o meio atuante, desde escalas microscópicas, como o transporte de células no corpo humano, naquelas de grandes dimensões como o de um oceano ou de uma atmosfera. Deste modo, a aplicação universal da física dos fluidos torna-a um dos campos mais importantes e básicos da ciência e engenharia.

Os fluidos respeitam a conservação de massa, quantidade de movimento ou momentum linear e momentum angular, de energia e de entropia (Wikipédia, 2004). Neste capítulo será dada uma introdução aos principais conceitos necessários para o desenvolvimento deste trabalho considerando as propriedades importantes para análise.

2.1.1. Mecânica dos Fluidos e Física dos Fluidos

Mecânica dos Fluidos é a ciência que tem por objetivo o estudo do comportamento físico dos fluidos e das leis que regem este comportamento. Fluido é uma substância que não tem forma própria, e que se estiver em repouso, não resiste a tensões de cisalhamento ou tensões tangenciais. Tensões de cisalhamento ou tensões tangenciais são tensões geradas por forças aplicadas em sentidos opostos, porém em direções semelhantes no material analisado.

O conhecimento e entendimento dos princípios e conceitos básicos da mecânica dos fluidos são essenciais na análise e projeto de qualquer sistema no qual um fluido é o meio atuante. Por exemplo, o sistema de circulação do sangue no corpo humano é essencialmente um sistema de transporte de fluido e como consequência o projeto de corações e pulmões artificiais são baseados nos princípios da mecânica dos fluidos.

Vale ressaltar neste ponto, que a diferença fundamental entre sólido e fluido está relacionada com a estrutura molecular. Nos sólidos, as moléculas sofrem forte força de atração (estão muito próximas umas das outras) e é isto que garante que o sólido tem um formato próprio. Já os fluidos, apresentam as moléculas com certo grau de liberdade de movimento (força de atração pequena) e não apresentam um formato próprio.

Com base nesta estrutura molecular, a Reologia tem sido uma área importante para entender alguns comportamentos de fluidos. A reologia é a ciência responsável pelos estudos do fluxo e deformações decorrentes deste fluxo, envolvendo a fricção do fluido.

O termo Reologia foi introduzido pelo Professor Eugene Bingham do Lafayette College, Easton-PA, EUA para descrever a ciência que estuda a deformação e o fluxo da matéria. Seus primeiros estudos foram em propriedades e comportamentos de uma grande variedade de materiais de grande importância científica e tecnológica na atualidade, tais como asfalto, lubrificantes, plásticos, borrachas, suspensões, polímeros, detergentes e tintas de impressão, dentre outros. Podemos também destacar sua grande importância em áreas como ciências biológicas, indústrias de biotecnologia, alimentos, química, petrolífera etc.

Na mecânica dos fluidos, a reologia estuda as propriedades físicas que influenciam o transporte de quantidade de movimento em um fluido. A viscosidade é a propriedade reológica mais conhecida, e a única que caracteriza fluidos newtonianos. No entanto, existem outras propriedades da reologia que são também estudadas como a elasticidade, a plasticidade e o escoamento da matéria.

Para entender sobre as propriedades físicas de fluidos, é necessário compreender também os fenômenos e leis que os regem. Dentre os diversos tópicos de interesse, podem-se destacar os estudos sobre as mudanças de fases nos fluidos, a interação entre as partículas e as bolhas de gás suspensas em um fluido que gera a mudança das suas propriedades, a interação dos fluidos com as interfaces sólidas e a influência da energia como, por exemplo, a acústica ou a elétrica no movimento dos fluidos.

Um líquido possui forças intermoleculares que mantêm as moléculas unidas de modo a formar um volume, mas não uma forma definida. Quando um líquido é

colocado em um recipiente ocupará o volume correspondente ao espaço compreendido pelas paredes do recipiente e a superfície do líquido, independentemente da forma do recipiente.

As propriedades físicas dos fluidos relevantes para o estudo do escoamento dos fluidos são: massa volúmica, tensão superficial, viscosidade e outras propriedades reológicas citadas anteriormente.

Entender quais são as definições tradicionais de sólido e líquido é fundamental para entender o comportamento de diferentes substâncias com propriedades reológicas. Os estudos realizados por Robert Hooke e Issac Newton têm uma definição clássica para sólido de Hooke e líquido de Newton.

Em 1678 Robert Hooke desenvolveu uma teoria sobre a elasticidade intitulada *True Theory of Elasticity* ou *A Verdadeira Teoria da Elasticidade*. Ele propôs que a força de uma mola está em mesma proporção que a tensão a ela aplicada. Em outras palavras, se dobrarmos a tensão aplicada, a extensão da mola também é dobrada. Esta é a premissa básica da teoria clássica da elasticidade.

No outro extremo temos Isaac Newton, que propôs em seu livro *Principia*, publicado em 1687, uma hipótese associada ao fluxo de líquidos, como mostrado na Figura 1: “A resistência surge da falta de deslizamento de duas partes adjacentes do líquido e é proporcional à velocidade com que estas partes se movem uma em relação às outras”.

Figura 1 - Representação de dois planos paralelos de área A . Fonte: (Motta, 2007)

A Figura 1 representa dois planos paralelos de área A , um localizado em $y=0$ e o outro em $y = d$. O espaço entre os planos é preenchido com líquido. O plano superior move-se com velocidade relativa U em relação ao de baixo. O tamanho das flechas entre os planos é proporcional à velocidade local na direção x do líquido.

Esta falta de deslizamento é o que chamamos de viscosidade, ou atrito interno, sendo uma medida da resistência ao fluxo. A força por unidade de área necessária para produzir este movimento é F/A , sendo F a força aplicada para produzir o deslocamento e A , a área da região que está sofrendo o deslocamento. Esta razão, chamada de pressão de cisalhamento, é denotada por σ , sendo também proporcional ao gradiente de velocidade U/d , sendo U a velocidade relativa entre os dois planos adjacentes e d a distância entre eles. Assim, se dobrarmos a força, dobramos o gradiente de velocidade. A constante de proporcionalidade, η , é chamada de coeficiente de viscosidade, ou simplesmente viscosidade, e pode ser descrita pela equação (1) (Motta, 2007):

$$F/A = \sigma = \eta U/d \quad (1)$$

Apesar de Newton ter introduzido a sua idéia em 1687, foi somente no século XIX que Navier e Stokes, independentemente, desenvolveram uma teoria tridimensional para o que hoje é chamado de *Líquido Newtoniano*. As equações que governam este tipo de fluido são chamadas de *Equações de Navier-Stokes*. Podemos ilustrar o cisalhamento que ocorre em um líquido através da Figura 2. A pressão de cisalhamento σ resulta em um fluxo que, no caso de líquidos newtonianos, persiste enquanto a pressão externa estiver sendo aplicada.

No caso de um sólido de Hooke, uma pressão de cisalhamento aplicada a uma superfície localizada em $y = d$ resulta em uma deformação instantânea, como mostrado na Figura 2.

Figura 2 - Representação mostrando o resultado da aplicação de uma força de cisalhamento a um bloco de Hooke (seção lateral). Fonte: (Motta, 2007)

Quando é aplicada uma força no bloco, há uma deformação de abcd para a'b'c'd'. Quando este estado de deformação é alcançado, não há mais movimento, desde que se mantenha a pressão aplicada. O ângulo γ é chamado de “elasticidade”, sendo definido pela relação:

$$\sigma = G\gamma \quad (2)$$

sendo G chamado de módulo de rigidez. A Equação 2 é válida para ângulos pequenos, quando vale a aproximação linear $\sin\theta \sim \theta$, em radianos.

A lei de Hooke para os sólidos e a lei de Newton para os líquidos satisfizeram a todos por aproximadamente 200 anos. A lei de Newton, que era conhecida e funcionava bem para alguns líquidos comuns, foi assumida como uma lei universal, da mesma forma que suas famosas Leis da Gravidade e de Movimento (Motta, 2007).

No século XIX Wilhelm Weber (Motta, 2007), fazendo experimentos com fios de seda, observou que eles não eram perfeitamente elásticos. Quando uma tensão era aplicada ao fio, havia um aumento instantâneo do comprimento. Posteriormente, no entanto, era observado um aumento adicional do comprimento, gradual, com o tempo. Por outro lado, quando a tensão era removida, ocorria uma redução imediata de comprimento, seguida posteriormente por uma diminuição gradual com o tempo. Isso ocorria até o fio restabelecer seu comprimento original. Este era um material sólido cujo comportamento não podia ser descrito somente pela lei de Hooke. A forma com que o material se deformava apresentava algumas propriedades que eram típicas de um líquido.

Em 1867, James Clerk Maxwell, através de um trabalho intitulado *On the Dynamical Theory of Gases*, propôs um modelo matemático para um fluido, possuindo algumas propriedades elásticas. Este modelo assume a existência simultânea de viscosidade e elasticidade no material. Não é um exagero assumir que esta hipótese seja válida para todos os materiais. A resposta de um material a um dado experimento depende da escala de tempo de observação em relação ao tempo natural do material. Se um experimento é relativamente lento, a amostra irá parecer viscosa e não elástica, enquanto se ele for relativamente rápido, ele irá parecer elástico e não viscoso. Em escalas de tempo intermediárias uma resposta

ambivalente, viscoelástica, apresentando ambos os tipos de comportamento, será observada.

Com estas observações o fluido não-newtoniano é definido como um fluido cuja viscosidade e elasticidade varia de acordo com o grau de deformação aplicado. Um exemplo clássico é a mistura de amido de milho com água. Ao aplicar uma força de cisalhamento nesta mistura, ocorre um aumento da viscosidade. Já o condimento ketchup, ocorre à diminuição da viscosidade com o aumento da força de cisalhamento (Motta, 2007).

Segundo a sua resposta a estímulos externos, os fluidos não-newtonianos podem ser classificados em:

- Fluidos viscoelásticos: são capazes de armazenar energia sob a forma elástica durante a ocorrência de escoamentos transientes.
- Fluidos tixotrópicos: são os que apresentam comportamento transiente quando solicitados em regime permanente e que, além disso, são incapazes de armazenar energia sob a forma elástica (Cheng, 2003).

De modo geral, o interesse em materiais com estas propriedades cresceu muito com o advento das fibras sintéticas, indústrias de processamento de plásticos, óleos multigraduados, tintas que não pingam, adesivos de contato e aparência de detergentes. Também houve importantes desenvolvimentos em indústrias farmacêuticas, de alimentação e medicina moderna com pesquisas envolvendo bioreologia.

Considerando um fluido newtoniano no qual cada componente da tensão cisalhante é proporcional ao gradiente de velocidade na direção normal a essa componente, denota-se a constante de proporcionalidade como sendo a viscosidade dinâmica. Nos fluidos Newtonianos, como água, ar, óleo, a tensão é diretamente proporcional à taxa de deformação.

$$\tau = \mu \partial v / \partial y \quad (3)$$

A viscosidade pode ser medidas por três meios diferentes:

- Viscosidade Aparente: É aquela medida em um único ponto e através de cisalhamento constante. É expressa por unidades de Poise ou

centiPoise (mPa.s). Utilizada na leitura de viscosidade de fluidos pseudo-plásticos. Viscosímetros: Brookfield, Haake.

- Viscosidade Cinemática: é aquela medida por um sistema de geometria que se utiliza da gravidade para sua obtenção de medida. Medida por copos tem como método a contagem, através de um cronômetro, do tempo gasto para o fluido escorrer pelo orifício inferior destes copos.
- Viscosidade Absoluta: é aquela que é medida por um sistema de geometria que não sofre influência da gravidade para a obtenção desta medida.

Na demonstração do cálculo de viscosidade e elasticidade deste trabalho, a viscosidade e elasticidade terão nomes complementares à diferença entre ela, ou seja, viscosidade dinâmica ou absoluta e viscosidade volumétrica ou de compressibilidade, elasticidade dinâmica e elasticidade volumétrica.

A viscosidade dinâmica já foi amplamente discutida. A viscosidade volumétrica aparece na equação de Navier-Stokes se ela foi escrita para fluido compressível, como descrito na maioria dos livros sobre a hidrodinâmica geral e acústica.

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v \cdot \nabla v \right) = -\nabla p + \mu \nabla^2 v + f + \left(\frac{\mu}{3} + \mu^v \right) \nabla (\nabla \cdot v) \quad (4)$$

sendo μ^v o coeficiente de viscosidade volumétrica. Há autores que utilizam o termo alternativo *viscosidade de compressibilidade* para o mesmo parâmetro. Este termo desaparece para fluidos incompressíveis, ou seja, quando o divergente do fluxo é igual a zero (Litovitz & Davis, 1964).

A viscosidade volumétrica de fluidos apesar de ser desconhecida por muitos, tem papel fundamental para dinâmica de fluidos em alta frequências. Os únicos valores de viscosidade para o volume de líquidos Newtonianos simples conhecidos foram apresentados por Litovitz e Davis (Litovitz & Davis, 1964). Eles relatam, por exemplo, que a viscosidade volumétrica da água a 15 ° C é 3,09 centPoise ou 3,09 mPa.s.

2.2. FUNDAMENTOS DE VIBRO-ACÚSTICA

2.2.1. Introdução

O estudo de novos métodos para obter informações através de ondas mecânicas, tem sido alvo de muitos pesquisadores na área de física e engenharia (Fatemi & Greenleaf, 1999). Uma grande evolução tem acontecido utilizando ondas acústicas para analisar propriedades do meio em que se propagam e assim extrair informações deste meio através da análise de parâmetros como velocidade, frequência de ressonância, força aplicada, etc. Técnicas como vibro-acustografia, vibro-acustomagnetografia que utilizam ondas ultrassônicas surgiram justamente com este desafio de obter informações de meios sólidos ou líquidos de forma não invasiva aplicando-se uma onda mecânica e lendo a resposta ecoada pelo meio. Sendo assim, é necessário conhecer um pouco da física dos meios para analisar e interpretar as informações corretamente. Para este trabalho, a onda acústica ultrassônica gerada por um transdutor piezelétrico é fundamental para a análise da resposta de um alvo vibrando em um meio fluido. Nos próximos tópicos, será discutida a teoria para ondas acústicas em fluidos e o comportamento do meio com a excitação acústica.

2.2.2. A equação da onda acústica em fluidos

A onda acústica pode ser dividida em três tipos de formas: planar, cilíndrica e esférica (Figura 3). Uma onda planar viaja em uma direção. Pode-se caracterizar como uma sequência periódica de planos paralelos que têm infinita extensão lateral e são todos perpendiculares à direção de propagação. Quando uma pedra é jogada na água, uma onda crescente circular é criada. De maneira semelhante, uma onda cilíndrica é uma onda de expansão circular que tem uma extensão infinita ao longo de sua direção axial. Já a onda esférica irradia uma bola de crescimento em uma forma cilíndrica.

Figura 3 - Formas de ondas. Fonte: (Fatemi & Greenleaf, 1999)

Para o meio fluido, a equação de estado deve relacionar as grandezas físicas descrevendo o comportamento termodinâmico do fluido. Por exemplo, a equação de estado para um gás ideal.

$$P = \rho r T_K \quad (5)$$

Esta equação fornece a relação entre pressão total P em Pascal (Pa), a densidade ρ em $\frac{kg}{m^3}$ e a temperatura absoluta T_K em Kelvins (K) para um grande número de gases em condições de equilíbrio. A grandeza r é uma constante de gás específica e depende da constante de gás e peso molecular da partícula do gás.

Se o fluido está em um recipiente cuja parede é termicamente condutiva, variações lentas no volume do recipiente resultarão na transferência de energia térmica entre a parede e o fluido. Se a parede do recipiente tem isolamento térmico suficiente, a temperatura constante se manterá constante no fluido. Neste caso o gás ideal é descrito como isotérmico

$$\frac{P}{P_0} = \frac{\rho}{\rho_0} \quad (6)$$

Os processos acústicos são isentrópicos, ou seja, entropia constante e adiabática (sem transferência térmica). A condutividade térmica de um fluido e os gradientes de temperatura da perturbação são pequenas o suficiente para não provocar transferência de energia térmica entre os elementos fluidos adjacentes. O comportamento acústico de um gás ideal sob estas condições é dito ser adiabático,

$$\frac{P}{P_0} = \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\gamma} \quad (7)$$

sendo γ a razão dos calores específicos. A condutividade térmica finita resulta em uma conversão de energia acústica em energia térmica randômica tal que, a perturbação acústica atenua lentamente com o tempo e distância.

Para outros fluidos de um gás ideal, a transferência térmica é mais complexa. Neste caso é preferível determinar experimentalmente a relação isentrópica entre pressão e variações de densidade. Esta relação pode ser representada pela expansão de Taylor,

$$P = P_0 + \left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_{\rho_0} (\rho - \rho_0) + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 P}{\partial \rho^2}\right)_{\rho_0} (\rho - \rho_0)^2 + \dots \quad (8)$$

sendo as derivadas parciais determinadas pela compressão e expansão isentrópicas sobre sua densidade de equilíbrio. Se as variações são pequenas, apenas o termo de menor ordem em $(\rho - \rho_0)$ deve ser preservado. Assim surge uma relação linear entre a variação de pressão e a mudança na densidade.

$$P - P_0 \approx B \cdot \frac{(\rho - \rho_0)}{\rho_0} \quad (9)$$

sendo $B = \rho \left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_{\rho_0}$, e B o módulo de compressibilidade adiabático.

Em termos de pressão acústica p e condensação s , a equação pode ser reescrita como

$$p \approx Bs \quad (10)$$

sendo que a condensação, s , é definida como a variação na densidade em relação a densidade característica do fluido.

$$s = \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \quad (11)$$

Para conectar o movimento do fluido com sua compressão e expansão, é necessária uma relação funcional entre a velocidade da partícula e a densidade instantânea ρ .

A equação da continuidade com conservação de massa em uma dimensão é dada por:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho \vec{u}) = 0 \quad (12)$$

Sabe-se que $\rho = \rho_0(1 + s)$, então tem-se a equação da continuidade linear:

$$\frac{\partial s}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \vec{u} = 0 \quad (13)$$

Pela equação de força de Euler (Lawrence E. Kinsler, 2000), tem-se a seguinte equação linear de Euler.

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = -\nabla p \quad (14)$$

Aplicando o divergente na equação acima, tem-se:

$$\nabla \cdot \left(\rho_0 \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} \right) = -\nabla^2 p \quad (15)$$

Aplicando a derivada em relação ao tempo na equação da continuidade, tem-se:

$$\rho_0 \frac{\partial^2 s}{\partial t^2} + \nabla \cdot \left(\rho_0 \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} \right) = 0 \quad (16)$$

Fazendo substituição da equação 16 na 15, tem-se:

$$\nabla^2 p = \rho_0 \frac{\partial^2 s}{\partial t^2} \quad (17)$$

Como mostrado anteriormente, $p \approx Bs$, logo a equação da onda linear para a propagação do som em fluidos é:

$$\nabla^2 p = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad (18)$$

sendo que a velocidade longitudinal do som c é

$$c = \sqrt{\frac{B}{\rho_0}} \quad (19)$$

sendo γ a razão dos calores específicos, ρ_0 é a densidade, e B é o módulo de compressibilidade isotérmico. Para a água B é igual $2.2 \times 10^9 \text{ Pa}$.

2.2.3. Velocidade das Partículas e Velocidade do Som em Fluidos

De acordo com a aplicação de um modelo de fluido para a propagação de ondas ultrassônicas, observa-se que as ondas nos fluidos são do tipo longitudinal (Szabo, 2004). Uma onda longitudinal gera uma onda senoidal com um movimento de vaivém das partículas que viajam ao longo de sua direção de propagação. As partículas são deslocadas de seu estado de equilíbrio original a uma distância ou amplitude de deslocamento (ξ) e uma taxa ou velocidade de partícula (u) tal que a perturbação na onda atravesse o meio. Esta mudança corresponde também à uma perturbação na pressão local (p). A metade do ciclo positivo desta onda é chamada de pressão de “compressão” e a outra metade negativa da onda é chamada pressão de “rarefação”. Se a direção deste distúrbio da onda é ao longo do eixo z , o tempo necessário para viajar de uma posição para outra é determinada pela velocidade longitudinal de som c ou

$$t = \frac{z}{c} \quad (20)$$

Esta onda tem o número de onda definido como, $k = \frac{\omega}{c}$, sendo $\omega = 2\pi f$ a frequência angular.

Em um fluido incompressível, a velocidade da partícula está relacionada com o deslocamento tal que:

$$\vec{u} = \frac{\partial \xi}{\partial t} \quad (21)$$

ou para um oscilador harmônico ou a velocidade da partícula em equilíbrio, tem-se:

$$V(\omega) = i\omega U(\omega) \quad (22)$$

Em (Lawrence E. Kinsler, 2000) a velocidade potencial $\vec{u}$ é definida como:

$$\vec{u} = \nabla \phi \quad (23)$$

Substituindo a equação 23 em 14, tem-se:

$$\nabla \left(\rho_0 \frac{\partial \phi}{\partial t} + p \right) = 0 \quad (24)$$

Logo, se não existe excitação acústica, pode-se dizer que:

$$p = -\rho_0 \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (25)$$

Combinando a equação 19 com a 9, tem-se uma expressão para a velocidade do som na termodinâmica:

$$c^2 = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_{adiabatica} \quad (26)$$

Esta é uma propriedade do fluido e depende das condições de equilíbrio. Derivando a equação 7, tem-se:

$$\left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_{adiabatica} = \gamma \frac{P}{\rho} \quad (27)$$

Calculando esta expressão em ρ_0 e substituindo em 26, tem-se:

$$c^2 = \gamma \frac{P_0}{\rho_0} \quad (28)$$

Uma expressão alternativa para velocidade do som para um gás perfeito (Lawrence E. Kinsler, 2000) é encontrada considerando as equações 28 e 5:

$$c^2 = \gamma r T_K \quad (29)$$

Assim, a teoria para a velocidade do som para líquidos é um pouco mais difícil do que para o gás. Porém, é possível mostrar teoricamente que $B = \gamma B_T$ sendo B_T o módulo de compressibilidade isotérmico. Assim B_T é mais fácil medir experimentalmente do que o B. Logo a expressão da velocidade do som em líquidos é obtida da equação 19 e B_T :

$$c^2 = \gamma \frac{B_T}{\rho_0} \quad (30)$$

e γ , B_T e ρ_0 variando com a temperatura e pressão do líquido.

2.2.4. Pressão Acústica

A forma complexa da solução harmônica para pressão acústica de uma onda plana (Lawrence E. Kinsler, 2000) é:

$$p = Ae^{j(\omega t - kx)} + Be^{j(\omega t + kx)} \quad (31)$$

e considerando a equação 14, tem-se a velocidade da partícula:

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = -\nabla p \rightarrow \vec{u} = u\hat{x} = \left[\left(\frac{A}{\rho_0 c} \right) e^{j(\omega t - kx)} - \left(\frac{B}{\rho_0 c} \right) e^{j(\omega t + kx)} \right] \hat{x} \quad (32)$$

em paralelo a direção de propagação.

Se designar o sinal “+” para indicar a onda se deslocando na direção +x e “-” para a onda se deslocando na direção -x, tem-se:

$$p_+ = A e^{j(\omega t - kx)} \text{ e } p_- = B e^{j(\omega t + kx)} \quad (33)$$

$$u_{\pm} = \frac{\pm p_{\pm}}{\rho_0 c} \quad (34)$$

$$s_{\pm} = \frac{p_{\pm}}{\rho_0 c^2} \quad (35)$$

$$\phi_{\pm} = -\frac{\pm p_{\pm}}{j\omega \rho_0} \quad (36)$$

O modelo de radiação acústica gerada por transdutores piezelétricos tem sido objeto de estudo por muitos pesquisadores. O principal fator destes estudos envolve o formato do transdutor. Se o transdutor possui um formato circular plano, o modelo utilizado para calcular a força acústica e pressão acústica gerada, é construído realizando a integração sobre a área da superfície conforme formulado por Rayleigh.

Neste trabalho foi utilizado o transdutor com geometria esférica confocal com feixe acústico focalizado em um ponto com distância determinada. A fórmula de Rayleigh é apenas uma aproximação, e sua aproximação é boa se o raio do transdutor é maior que o comprimento de onda, como descrito por O’Neil (O’Neil, 1949). Alguns autores (Luukkala & Penttinen, 1977), (Madsen *et al*, 1981) (Lucas & Muir, 1982) simplificaram as equações para integrais simples. Na solução proposta por Lucas e Muir, a aproximação de Fresnel é usada para transformar as condições de contorno para uma superfície curva em uma condição de contorno para uma superfície plana no plano $z = 0$. E mais tarde, outra solução foi apresentada por Cobb (Cobb, 1984) com uma formulação em série.

A geometria do transdutor focalizado é mostrada na Figura 4.

Figura 4 - Geometria esférica de um transdutor focalizado.

Fonte: (Chen, Schwarz, & Parker, 1994)

Assim Chen (Chen *et al*, 1994) apresentou uma solução numérica para a pressão distribuída de transdutores focalizados. Foi apresentada inicialmente uma solução com integral simples da pressão distribuída de um transdutor focalizado derivada diretamente da formulação de Rayleigh.

$$p(r, \theta) = ip_0 \frac{ka^2}{r} e^{-ikr} \int_{u=0}^1 e^{-\left[-i\frac{ka^2}{2r}x\left(1-\frac{r}{r_0}\cos\theta\right)u^2\right]} u J_0(ka\sin\theta u) du \quad (37)$$

Figura 5 - Transdutor com raio a e comprimento focal R . Fonte: (Chen *et al*, 2004)

Para um transdutor de raio a e curvatura radial (ou comprimento focal) R , como mostrado na Figura 5, o campo de pressão na região focal ($z=0$) é (Chen *et al*, 1994) e (Fatemi & Greenleaf, 1999):

$$p(r, t) = \rho c u_0 \frac{\pi a^2}{\lambda_0 R} jinc\left(\frac{ra}{\lambda_0 R}\right) \cos(\omega_0 t + \varphi_1(r)) \quad (38)$$

sendo

- $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ é a distância radial;
- u_0 é a amplitude da velocidade da partícula na superfície do transdutor;
- $\lambda_0 = \frac{2\pi c}{\omega_0}$ é o comprimento de onda do ultrassom;
- $jinc(x) = \frac{J_1(2\pi x)}{\pi x}$, $J_1(\cdot)$ é a função de Bessel de ordem 1.

A pressão ao longo do eixo do transdutor é (Chen, Schwarz, & Parker, 1994):

$$p(z, t) = \rho c u_0 \frac{R}{z} \left[1 - e^{\left(\frac{i\pi a^2}{\lambda_0 R} \cdot \frac{z}{z+R} \right)} \right] e^{\left(i\omega_0 t - i\frac{2\pi z}{\lambda_0} \right)} \quad (39)$$

ou

$$p(z, t) = \rho c u_0 \left| \frac{2R}{z} \sin \left(\frac{\pi a^2}{2\lambda_0 R} \cdot \frac{z}{z+R} \right) \right| \cos (\omega_0 t + \varphi_2(a, z)) \quad (40)$$

sendo a equação 39 mais adequada para o cálculo da pressão ao longo do eixo z do transdutor e a equação 40 para a geometria AM.

2.2.5. Modulação da Onda Ultrassônica

O transdutor confocal utilizado neste projeto tem um disco central e um anel externo que geram dois feixes de ultrassom confocal para o mesmo ponto focal. São dois feixes de ultrassom de onda contínua. Estes dois feixes com frequências diferentes, por exemplo, $\omega_1 = 3.01 \text{ MHz}$ e $\omega_2 = 2.99 \text{ MHz}$ no ponto focal gerarão um batimento com a diferença destas frequências e assim, o alvo irá vibrar em uma frequência, neste caso, em $\Delta\omega = 20 \text{ KHz}$. A resposta do alvo vibrando nesta frequência é que será útil para extrair propriedades do meio. Chen *et al* (Chen *et al*, 2004) compararam outros métodos de formação do feixe para excitação de um alvo: feixe confocal (descrito acima), feixe com amplitude modulada (AM) e feixe x-focal onde foi utilizado dois transdutores confocal.

A geometria confocal é composta por um transdutor de dois elementos, sendo um anel concêntrico e um disco central. A geometria AM é muito similar a geometria confocal, pois o somatório de duas ondas senoidais de frequências similares é equivalente a um sinal de amplitude modulada. A diferença entre estas duas geometrias é que para o AM a modulação da energia do ultrassom ocorre ao longo

do caminho do feixe inteiro. Para a geometria confocal, isso acontece apenas na região focal onde as frequências dos elementos se encontram.

A força de radiação sobre o alvo é oscilatória. Uma forma de produzir esta oscilação é usar um feixe AM. A pressão ultrassônica AM em um plano é:

$$p(t) = P_0 \cos\left(\frac{\Delta\omega t}{2}\right) \cos(\omega_0 t + \varphi) \quad (41)$$

sendo P_0 , $\frac{\Delta\omega}{2}$ e ω_0 amplitude da pressão, frequência de modulação e frequência central, respectivamente.

A configuração para gerar uma força de radiação oscilatória com amplitude do feixe modulada e focalizada será discutida posteriormente em Materiais e Métodos. A região de pressão no plano focal de um transdutor com modulação em amplitude pode ser derivado da equação 38.

$$p(r, t) = \rho c u_0 \frac{\pi a^2}{\lambda_0 R} \text{jinc}\left(\frac{ra}{\lambda_0 R}\right) \cos\left(\frac{\Delta\omega t}{2}\right) \cos(\omega_0 t + \varphi_1(r)) \quad (42)$$

sendo $\frac{\Delta\omega t}{2}$ a frequência de modulação. Definindo um único ponto alvo na posição (x_0, y_0) sobre o plano focal com uma distribuição do coeficiente de arrasto tem-se:

$$d_r(x, y) = \delta(x - x_0, y - y_0) \quad (43)$$

O vetor força de radiação resultante de uma onda plana incidente é:

$$\vec{F} = \vec{d}_r S \langle E \rangle \quad (44)$$

sendo $\vec{d}_r$ o vetor com o coeficiente de arrasto com uma componente na direção do feixe e outra transversal a ele. S é a área projetada do alvo e $\langle E \rangle$ densidade de energia média da onda incidente. Fisicamente, $\vec{d}_r$ significa o espalhamento e absorção do objeto alvo.

Chen *et al* (Chen *et al*, 2004) definem a força de radiação oscilatória para um alvo com frequência $\Delta\omega$ como sendo:

$$F_{\Delta\omega} = \frac{P_0^2 d_r S}{4\rho c^2} \cos\Delta\omega t \quad (45)$$

Substituindo $d_r S$ com $d_r(x, y) d_x d_y$ e das equações 42, 43 e 45, tem-se:

$$F_{\Delta\omega}(x_0, y_0) = \frac{\rho u_0^2}{4} \left[\frac{\pi a^2}{\lambda_0 R} \text{jinc}\left(\frac{r_0 a}{\lambda_0 R}\right) \right]^2 \cos\Delta\omega t \quad (46)$$

sendo $r_0 = \sqrt{x_0^2 + y_0^2}$. Esta equação descreve a distribuição espacial da força no plano focal do transdutor.

A pressão acústica modulada do transdutor na direção z é derivada da equação 40:

$$p(z, t) = \rho c u_0 \left| \frac{2R}{z} \sin \left(\frac{\pi a^2}{2\lambda_0 R} \cdot \frac{z}{z+R} \right) \right| \cos \left(\frac{\Delta\omega t}{2} \right) \cdot \cos (\omega_0 t + \varphi_2(z)) \quad (47)$$

A proposta para este projeto é que o feixe da onda acústica gerada pela transdutor confocal seja com amplitude modulada.

2.2.6. A força de radiação acústica aplicada

A força de radiação acústica é definida como a força média exercida por um campo acústico sobre um objeto. Esta força é causada por mudanças na densidade de energia de um campo acústico incidente. Geralmente, em aplicações convencionais como ultrassom, em que a radiação acústica é pulsada ou contínua, a intensidade do campo acústico é constante. Neste trabalho, a radiação acústica será modulada de modo que sua densidade de energia mudará senoidalmente em baixa frequência (10Hz – 200Khz). Desta forma, a força de radiação sobre o alvo magnetizado será oscilatória (Fatemi e Greenleaf, 1999).

A força de radiação oscilatória sobre um alvo na direção z (Chen *et al* , 2004) é dada por:

$$F_{\Delta\omega}(z) = \frac{\rho u_0^2}{4} \left[\frac{2R}{z} \sin \left(\frac{\pi a^2}{2\lambda_0 R} \frac{z}{R+z} \right) \right]^2 \cos \Delta\omega t \quad (48)$$

Esta equação descreve a distribuição espacial do campo de tensões ao longo do eixo z do transdutor confocal.

A força de radiação acústica em fluidos é um fenômeno que tem sido investigado por muitos pesquisadores, pois se trata de um campo complexo que envolve vários elementos como: espalhamento, atenuação e distorção além de efeitos não lineares. Silva *et al* (Silva *et al* , 2005) definem a força de radiação sobre um alvo esférico submerso em um fluido dada por:

$$\vec{f}_{\Delta\omega}(t) = \pi a^2 E_{\Delta\omega} R \{ \hat{Y}_{\Delta\omega} e^{-i(\Delta\omega t)} \} \vec{e}_z \quad (49)$$

sendo:

$\pi a^2 \rightarrow$ é a área projetada da esfera magnética (alvo magnético).

$E_0 \rightarrow$ amplitude da densidade de energia do ultrassom dada por $E_0 = \frac{2P_0^2}{\rho c^2}$.

$\hat{Y}_{\Delta\omega} \rightarrow$ Função força de radiação.

Vale ressaltar neste ponto, que a força de radiação apresentada acima trata-se da força de radiação acústica dinâmica. Existe outro tipo de força denominada força de radiação estática. A diferença física entre elas pode ser explicada da seguinte forma: a força estática ao ser aplicada em um alvo, irá deslocá-lo a certa distância do seu ponto de equilíbrio na mesma direção do feixe ultrassônico e a força dinâmica faz com que o alvo vibre em torno deste novo ponto de equilíbrio.

Quando $\Delta\omega = 0$, pode-se dizer que $f_{\Delta\omega} = f_s$. Para o caso de uma esfera suspensa na forma de pêndulo em um fluido, o cálculo da força estática (Chen, Silva, Kinnick, Greenleaf, & Fatemi, 2005) é dado por:

$$f_s = \frac{4}{3}\pi a^3(\rho_s - \rho_w)g \frac{d}{\sqrt{L^2 - d^2}} \quad (50)$$

sendo:

$a \rightarrow$ raio da esfera

$\rho_s \rightarrow$ densidade da esfera

$\rho_w \rightarrow$ densidade da água

$g \rightarrow$ aceleração da gravidade

$L \rightarrow$ altura da suspensão da esfera (vide Figura 6)

$d \rightarrow$ deslocamento gerado após aplicada uma força na esfera (vide Figura 6)

Figura 6 - Deslocamento do alvo magnético (esfera) pela força estática. Fonte: (Chen *et al*, 2005)

Portanto, a força de radiação total exercida sobre a esfera será formada por uma força estática e uma força dinâmica.

2.2.7. Função Força de Radiação Acústica

Existe uma grandeza adimensional apresentada no item anterior e estudada por pesquisadores, denominada função força de radiação acústica, representada pela simbologia Y ou Y_p .

Hasegawa (Hasegawa, 1979) apresentou a solução exata para a função força de radiação. Porém, vários estudos foram feitos posteriormente considerando diferentes ambientes como líquidos viscosos e não viscosos.

A função força de radiação é dada pela combinação linear (Silva *et al*, 2006) de Y_{local} e Y_{cumul} sendo:

$$Y_{local} = -\sum_{n=0}^{+\infty} \frac{n+1}{x_2 x_1} \{ [x_2 x_1 - n(n+2)] [R_n(x_2) R_{n+1}^*(x_1) + R_{n+1}(x_2) R_n^*(x_1)] - n [x_1 R_n(x_2) R_{n+1}^*(x_1) + x_2 R_{n+1}'(x_2) R_n^*(x_1)] + (n+2) [x_2 R_n'(x_2) R_{n+1}^*(x_1) + x_1 R_{n+1}(x_2) R_n^*(x_1)] + x_2 x_1 [R_n'(x_2) R_{n+1}^*(x_1) + R_{n+1}'(x_2) R_n^*(x_1)] \} \quad (51)$$

$$Y_{cumul} = i\gamma \left(\frac{z_0 x_{\Delta\omega}}{a} + i \right) R_1(x_{\Delta\omega}) \quad (52)$$

$$Y_{\Delta\omega} = Y_{local} + Y_{cumul} \quad (53)$$

sendo $x_{\Delta\omega} = \frac{\Delta\omega \cdot a}{c_0}$, γ relacionado com a não linearidade do fluido (para água $\gamma = 6$),

$R_n(x) = i^n [h_n^{(2)}(x) + s_n h_n^{(1)}(x)]$, e $R_n'(x) = i^n [h_n'^{(2)}(x) + s_n h_n'^{(1)}(x)]$. A grandeza s_n é o

coeficiente de espalhamento para a esfera, e $h_n^{(1)}$ e $h_n^{(2)}$ são as funções de Hankel de primeiro tipo e segundo tipo de enésima ordem.

2.2.8. Velocidade de Vibração do Alvo Magnético

A amplitude do movimento oscilatório de uma esfera rígida em um meio viscoelástico depende da carga aplicada sobre a mesma, da sua impedância mecânica (Z_m) e de radiação (Z_r) no meio material. Por definição, a velocidade de oscilação (V) é igual à razão entre a força de radiação dinâmica ($F_{\Delta\omega}$) sobre o alvo e a impedância total ($Z_{\Delta\omega}=Z_r+Z_m$), ou seja,

$$\vec{V} = \frac{\vec{F}_{\Delta\omega}}{Z_{\Delta\omega}} \quad (54)$$

No próximo capítulo será demonstrado o cálculo da impedância acústica e mecânicas importantes na definição da velocidade.

2.2.9. Impedância Acústica e Mecânica

Para uma esfera oscilando em uma frequência $\Delta\omega$, o campo de tensão ao redor da esfera pode ser calculado. Nesta oscilação, a esfera apresentará uma resistência quando empurrar o meio ao seu redor. Esta resistência é denominada impedância de radiação.

Oestreicher (Oestreicher, 1951) derivou a fórmula da impedância de radiação para uma esfera rígida oscilando em um meio viscoelástico como sendo igual a

$$Z_r = -i \frac{4}{3} \pi a^3 \rho_f \Delta\omega \left[\frac{\left(1 - \frac{3i}{ah} - \frac{3}{a^2 h^2}\right) - 2\left(\frac{i}{ah} + \frac{1}{a^2 h^2}\right) \cdot \left(3 - \frac{a^2 k^2}{aki+1}\right)}{\left(\frac{i}{ah} + \frac{1}{a^2 h^2}\right) \left(\frac{a^2 k^2}{aki+1}\right) + \left(2 - \frac{a^2 k^2}{aki+1}\right)} \right] \quad (55)$$

sendo,

$$k = \sqrt{\frac{\rho \Delta\omega^2}{2\mu + \lambda}} \quad (56)$$

$$h = \sqrt{\frac{\rho \Delta\omega^2}{\mu}} \quad (57)$$

$$\mu = \mu_1 + i\Delta\omega\mu_2 \quad (58)$$

$$\lambda = \lambda_1 + i\Delta\omega\lambda_2 \quad (59)$$

De acordo com as equações acima, tem-se que a impedância de radiação é determinada em função do raio da esfera a , da densidade do meio fluido ρ_f , da elasticidade e viscosidade dinâmica do meio fluido μ_1 e μ_2 e da compressibilidade e viscosidade volumétrica do meio fluido λ_1 e λ_2 . Estes são os parâmetros que se deseja analisar e calcular com o método proposto.

Outra força de resistência para a vibração é a inércia da esfera. Para uma esfera de massa m (Figura 6) e velocidade de oscilação $Ve^{i\Delta\omega t}$, a força exigida para romper a inércia da esfera é:

$$F_{\Delta\omega} = m \left[\frac{dVe^{i\Delta\omega t}}{dt} \right] = im\Delta\omega Ve^{i\Delta\omega t} \quad (60)$$

Por definição, a impedância mecânica da esfera fica sendo igual a:

$$Z_m = \frac{F_{\Delta\omega}}{Ve^{i\Delta\omega t}} = im\Delta\omega = i\frac{4}{3}\pi a^3 \rho_e \Delta\omega \quad (61)$$

Para uma esfera oscilando em água (Oestreicher, 1951), a equação 55 é reduzida em

$$Z_r = i\frac{4}{3}\pi a^3 \rho_a \Delta\omega \left(\frac{2+a^2 k^2 - a^3 k^3 i}{4+a^4 k^4} \right) \quad (62)$$

Considerando a na ordem de milímetros e k na ordem de unidade, a equação 62 pode ser simplificada (Chen *et al*, 2005)

$$Z_r = i\frac{2}{3}\pi a^3 \rho_a \Delta\omega \quad (63)$$

A impedância total é a soma da impedância mecânica da esfera e impedância de radiação acústica.

$$Z_{\Delta\omega} = Z_m + Z_r \quad (64)$$

Das equações 54, 60 e 61, obtém a fórmula para o cálculo da força dinâmica sobre uma esfera oscilando em um meio fluido

$$F_{\Delta\omega} = i\frac{4}{3}\pi a^3 (\rho_s - \delta(\Delta\omega)\rho_f) \Delta\omega V \quad (65)$$

sendo,

$\rho_s \rightarrow$ densidade da esfera

$\rho_f \rightarrow$ densidade do meio fluido

$\delta(\Delta\omega) \rightarrow$ Fator que depende do tamanho do alvo, da frequência de vibração e das propriedades mecânicas do meio fluido.

$$\delta(\Delta\omega) = \left[\frac{\left(1 - \frac{3i}{ah} - \frac{3}{a^2 h^2}\right) - 2\left(\frac{i}{ah} + \frac{1}{a^2 h^2}\right) \cdot \left(3 - \frac{a^2 k^2}{aki + 1}\right)}{\left(\frac{i}{ah} + \frac{1}{a^2 h^2}\right) \left(\frac{a^2 k^2}{aki + 1}\right) + \left(2 - \frac{a^2 k^2}{aki + 1}\right)} \right]$$

2.2.10. Equação do Deslocamento da Esfera

No ponto de equilíbrio, a velocidade de um êmbolo para movimentos harmônicos é dada por:

$$V_{\Delta\omega} = \frac{F e^{i(\Delta\omega t - kz)}}{Z e^{i\theta}} \hat{z} \quad (66)$$

sendo F , Z , k e θ as amplitudes da força, da impedância total (Equação 64), número de onda da modulação e a fase entre a força aplicada e a velocidade, respectivamente.

A equação do deslocamento da esfera $\xi(t)$ é obtida a partir da integral da velocidade (Carneiro *et al*, 2009),

$$\vec{\xi}(z) = \int_0^t \frac{F e^{i(\Delta\omega t - kz - \theta)}}{Z_{\Delta\omega}} \hat{z} dt = \frac{F}{\Delta\omega Z_{\Delta\omega}} e^{i\left(\frac{\Delta\omega t}{2} - kz - \theta\right)} \left\{ \frac{e^{i\left(\frac{\Delta\omega t}{2}\right)} - e^{-i\left(\frac{\Delta\omega t}{2}\right)}}{i} \right\} \hat{z} \quad (67)$$

$$Re\{\vec{\xi}(z)\} = \frac{V_{\Delta\omega}}{\Delta\omega} \cos\left(\frac{\Delta\omega t}{2} - kz - \theta\right) \sin\left(\frac{\Delta\omega t}{2}\right) \hat{z} \quad (68)$$

sendo $V_{\Delta\omega} = \frac{F_r}{Z_{\Delta\omega}}$.

Observa-se que a equação do deslocamento de um alvo esférico (Equação 68), acusticamente excitado com uma força de radiação acústica modulada, depende das constantes elásticas e viscosas do meio e da frequência de

modulação. Portanto, através de um ajuste do espectro de deslocamento versus frequência, usando esta equação pode se estimar os valores desses parâmetros viscoelásticos.

Das equações 55 e 61, pode-se escrever a equação da impedância total como sendo:

$$Z_{\Delta\omega} = Z'_r + Z'_m + i(Z''_r + Z''_m) \quad (69)$$

sendo Z'_r , Z'_m a parte real e Z''_r , Z''_m a parte imaginária das impedâncias de radiação e mecânica, respectivamente.

A impedância absoluta e a fase θ da esfera de raio a oscilando são dadas por:

$$|Z_{\Delta\omega}| = \sqrt{Z'^2_r + (Z''_r + Z''_m)^2} \quad (70)$$

$$\theta = \tan^{-1} \left(\frac{Z''_r + Z''_m}{Z'_r} \right) \quad (71)$$

2.3. MEDIDA MAGNÉTICA DE UM ALVO VIBRANDO

Neste trabalho, o magnetismo está presente tanto no alvo, uma esfera fabricada com materiais magnéticos, como também no sensor magnetorresistivo que foi construído utilizando a liga magnética Permalloy composta de 20% de ferro e 80% de níquel.

A variação do campo magnético gerada pela oscilação do alvo magnético, servirá de parâmetro para a leitura realizada pelo sensor magnetorresistivo e então, uma parametrização entre tensão na saída do sensor e campo magnético serão realizados na caracterização deste sensor.

2.3.1. Campo Magnético de uma Esfera Magnética Vibrando

Para determinar o campo magnético emitido por uma esfera magnética, consideramos o ímã como sendo um simples dipolo colocado na origem e alinhado axialmente na direção z , como mostrado na Figura 7.

Figura 7 - Um simples dipolo com momento magnético alinhado na direção z.

Fonte: (Carneiro *et al*, 2009)

O vetor potencial magnético A de um dipolo magnético é:

$$\vec{A}(r) = \frac{\mu_0}{4\pi r^2} (\vec{m} \times \hat{r}) \quad (72)$$

Com base neste modelo, o vetor potencial magnético ($\vec{A}_{dip}$) do dipolo no ponto r é:

$$\vec{A}_{dip} = \frac{\mu_0 m \sin \theta}{4\pi r^2} \hat{\phi} \quad (73)$$

sendo μ_0 , m e θ a permeabilidade magnética, o momento magnético do dipolo e o ângulo entre z e a direção radial (Figura 7), respectivamente.

O campo magnético é igual ao rotacional do vetor potencial de dipolo ($\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$). Apenas a componente axial do campo magnético (direção z) do dipolo puro será considerada. Ao aplicar o rotacional à equação 72, a componente z ($B_z = B \cos \theta$) do campo a partir deste dipolo puro pode ser escrita como:

$$B_z = \frac{\mu_0 m}{4\pi r^3} (2 \cos^2 \theta - \sin^2 \theta) \quad (74)$$

sendo $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ e $\theta = \tan^{-1} \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{z}$

A variação do campo magnético ΔB devido à vibração da esfera magnética na direção z é:

$$\Delta B = \frac{\mu_0 m (2 \cos^2 \theta - \sin^2 \theta)}{4\pi r^3} \left(1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{\xi}{r}\right)^3} \right) \quad (75)$$

Neste projeto, a distância entre o ponto de medição e a posição r do dipolo é muito maior do que o deslocamento da esfera ($\xi \ll r$). Assim, ΔB pode ser reescrita usando expansão binomial (Carneiro *et al*, 2009) com variação de primeira ordem apenas.

$$\Delta B \approx \frac{3\mu_0 m (2 \cos^2 \theta - \sin^2 \theta)}{4\pi r^4} \xi \quad (76)$$

As variações do campo magnético axial a uma distância r de um dipolo magnético oscilante é, então, obtido pela substituição das equações 49 e 67 na equação 75.

$$\Delta B \approx \frac{3\mu_0 m (2 \cos^2 \theta - \sin^2 \theta)}{4\pi r^4} \left(\frac{\pi^2 E_0 \hat{Y}_{\Delta\omega}}{Z \cdot \Delta\omega} \right) \cos \left(\frac{\Delta\omega t}{2} - kz - \theta \right) \sin \left(\frac{\Delta\omega t}{2} \right) \quad (77)$$

Para distâncias curtas entre o ponto de medição e a esfera magnetizada, o campo magnético detectado deverá ser avaliado pela integração da equação 76 sobre o volume da esfera magnética.

3. MATERIAIS E MÉTODOS

3.1. SISTEMA PARA MEDIÇÃO DAS PROPRIEDADES VISCOELÁSTICAS

Com base na teoria apresentada, foi construído um protótipo para realizar medidas e comparações entre a teoria e a aplicação.

3.1.1. O protótipo

O protótipo construído para as medições das propriedades viscoelásticas de fluidos é composto por um porta-amostra e dois módulos: módulo de excitação e módulo de detecção da vibração do alvo.

Figura 8 - Protótipo para medidas viscoelásticas

As dimensões deste porta amostra são: 78 mm de largura x 150mm de altura x 147 mm de comprimento.

Figura 9 - Vista superior do porta-amostra

Toda estrutura foi feita em acrílico (Figura 8). No local onde está localizado o transdutor piezo elétrico, construiu-se uma base no formato cilíndrico em acrílico para servir de apoio ao transdutor.

O fluido é adicionado dentro de um cubo de acrílico até a altura que seja o suficiente para preencher a área do cilindro onde está apoiado o transdutor. É necessário que o transdutor esteja totalmente coberto pelo fluido e livre de bolhas de ar para que a onda acústica se propague com potência total até o alvo.

A onda acústica irá se propagar e atingir o alvo localizado a 7 cm do transdutor (distância focal do transdutor, ver item 3.1.2) o qual terá influência de uma força estática e uma força dinâmica (Equações 50 e 65). A força estática irá empurrar o alvo enquanto a força dinâmica será responsável pela vibração do alvo.

Figura 10 - Distância focal do transdutor até o alvo

Para ajustar o foco do transdutor no alvo magnético, tanto o transdutor piezelétrico (na direção z) quanto o magneto (direção x, y e z) podem se locomover.

O alvo é preso em uma haste que possibilita o ajuste nos eixos X, Y e Z (Figura 9). Assim pode-se realizar um ajuste fino para o foco da onda ultrassônica.

O quanto este alvo irá deslocar a amplitude e frequência de vibração, serão detectadas pelo módulo de detecção composto pelo sensor magnetorresistivo e a eletrônica para amplificação e equipamentos de instrumentação para a leitura do sinal.

3.1.2. O módulo de excitação – Transdutor Confocal

O módulo de excitação é composto por um transdutor piezelétrico. A construção do transdutor foi baseada em um modelo desenvolvido no laboratório de Ultrassom da Mayo Clinic em Rochester, MN, Estados Unidos. Trata-se de um desenho no qual é utilizado uma cerâmica que possui dois elementos piezelétricos esféricos confocais, sendo o elemento central um disco com 1,48 cm de raio e o elemento externo um disco anelar com raio interno de 1,68 cm e raio externo de 2,25 cm, com raio focal de 7 cm e frequência fundamental em torno de 3 MHz. Os dois elementos estão fisicamente acoplados pelo próprio material piezelétrico e eletricamente desacoplados pela remoção de um anel de 0,5 mm de material metalizado de um dos lados da cerâmica. A Figura 11 ilustra o transdutor já montado.

Figura 11 - Transdutor Confocal

A cerâmica piezoelétrica para a construção do transdutor foi adquirida da empresa Boston Piezo-Optics Inc, modelo Navy I PZT-4.

Foi confeccionado um suporte para a cerâmica feito em inox de acordo com as medidas definidas para o tamanho da cerâmica. A cerâmica foi encaixada nesta peça e suportada internamente por um anel de PVC, que contribuiu para a fixação da cerâmica. Para evitar que os elementos internos ficassem curto-circuitados com os elementos externos da cerâmica, utilizou-se uma cola para formar uma fina camada de isolamento entre estes elementos e depois se estabeleceu um contato condutivo entre a cerâmica e a parte metálica da peça a qual está aterrada. Para garantir uma boa condutividade, proteger a cerâmica e melhorar o acabamento do transdutor pintou-se a cerâmica com um verniz automotivo.

Com os devidos acabamentos e conexões elétricas no transdutor, checkou-se que não havia nenhum curto entre os elementos piezelétricos. A conexão entre os elementos piezelétricos e o sinal de excitação externo ocorre através dos conectores SMB (conectores coaxiais miniaturizados). Este conector e demais cavidades que pudessem contribuir para a infiltração de água foram isolados.

Para os testes e caracterização do transdutor, inicialmente utilizou-se o tanque acústico do laboratório GIIMUS. Este transdutor foi posicionado á 7 cm do alvo magnetizado. Esta distância é estabelecida pelo fabricante da cerâmica piezoelétrica.

Figura 12 - Vista do tanque acústico e osciloscópio durante o procedimento de medidas.

Figura 13 - Transdutor confocal dentro do tanque acústico e um alvo distante de 7 cm

A montagem para ajustar o alvo magnético no ponto focal do transdutor é realizada com o auxílio de um equipamento denominado pulse/receiver Modelo 5601A do fabricante Parametrics que envia pulsos para o transdutor excitando a cerâmica piezoelétrica e também lê através da mesma cerâmica o eco retornado pelo alvo. O *pulse/receiver* emitiu um sinal com uma taxa de repetição de 500 Hz, com uma energia de 3 microJoules.

No tanque acústico existe um sistema XYZ que possibilita ajustar o alvo para o ponto focal nos eixos X, Y e Z cujo sinal de eco referente ao alvo magnético tenha maior amplitude.

Figura 14 - Sinal Eco medido pelo Transdutor Confocal

Na Figura 14 são visualizados dois sinais. O sinal na cor preta é o sinal de pulso o qual indica o momento em que o sinal de tensão é disparado para a cerâmica do transdutor piezelétrico. Este sinal de pulso ao atingir a cerâmica irá gerar este primeiro eco na curva de cor vermelha no transdutor que não traz informações do alvo. O segundo eco indicado pelo segundo círculo nesta mesma curva é gerado pelo alvo posicionado no foco da cerâmica.

Como este sinal foi medido na água, é possível confirmar se o sinal eco realmente é o mesmo do alvo, através do seguinte cálculo:

v - Velocidade do som na água: 1480 m/s

d - Distância do foco: 7 cm

O tempo de ida e volta do sinal é calculado pela expressão:

$$t = 2d/v_{som-água}$$

Logo, o tempo será de 94,5 μ s, o mesmo tempo visto no osciloscópio.

3.1.3. Módulo de detecção usando sensor magnetorresistivo

O módulo de detecção foi construído utilizando um sensor com características magnetorresistivas e um circuito eletrônico para realizar a amplificação e controle do sinal.

O sensor magnetorresistivo utilizado foi da empresa de semicondutores Honeywell modelo HMC1001. Este sensor é formado por quatro resistores configurado em ponte de Wheatstone (Figura 17), e são fabricados por um material magnético denominado de Permalloy o qual é composto por 20% Ferro e 80% Níquel.

Figura 15 - Sensor Magnetorresistivo Honeywell.

Fonte: (Honeywell, 2009)

O funcionamento dos sensores magnetorresistivos é baseado na alteração da resistência elétrica do material ferromagnético, energizado por uma corrente I na presença de um campo magnético H . A resistência R do elemento magnetorresistivo mudará em função do ângulo θ entre a direção da magnetização do permalloy e da corrente aplicada ao mesmo.

Figura 16 - Alteração da resistência com campo magnético aplicado.

Fonte: (Honeywell, 2009)

A conexão entre os elementos de Permalloy na ponte de Wheatstone são feitos através de contatos de metal. Nestes contatos, dois são utilizados para alimentação elétrica em 5 volts e terra e os outros dois contatos de metais, para medir a diferença de potencial ΔV . Sabe-se que na ponte de Wheatstone, esta diferença de potencial deve ser nula, considerando que o sistema esteja em equilíbrio, ou seja, ao alimentar o sistema e V_s (Figura 17) estiver em 5 volts, se os valores das resistências forem idênticos, o ΔV será nulo. Qualquer mudança em uma das resistências será suficiente para um ΔV diferente de zero.

Figura 17 - Ponte de Wheatstone - Sensor Magnetorresistivo.

Fonte: (Honeywell, 2009)

As características típicas informadas pelo fabricante Honeywell do sensor HMC1001 e consideradas neste projeto podem ser obtidas na tabela a seguir:

Tabela 1 - Características do Sensor HMC1001

Fonte: (Honeywell A. , 2008)

Características Típicas	Unidade	
Tensão de Alimentação	5	Volts
Resistência da Ponte	640	Ohms
Sensibilidade	3.2	mV/V/Gauss
Resposta de saída da ponte	16	nV/Gauss
(tensão de alimentação 5 volts)	ou	
	16	mV/Gauss
Resolução	27	uGauss
Set/Reset	3	Amperes
Largura de Banda	5	MHz

Este sensor também possui duas funcionalidades para ajudar no controle e ajuste das medidas. Um deles é o Set/Reset. O outro é o Offset.

O set/reset é uma funcionalidade importante para o sensor magnetorresistivo, pois é responsável por eliminar o efeito memória do material magnético. Este efeito, é causado quando se aplica um campo magnético externo forte e conseqüentemente, desorienta os elementos magnéticos na estrutura cristalina do material.

Figura 18 - Orientação Aleatória do Set/Reset no resistor Permalloy.

Com a orientação randômica dos domínios magnéticos, o sinal de saída do sensor é minimizado assim como a sensibilidade. Para reduzir estes efeitos no sinal de saída e sensibilidade, o set/reset é usado aplicando um pulso de corrente elétrica em torno de 3 Amperes que irá passar por uma bobina presente internamente e próxima a região ativa dos resistores de permalloy, gerando um campo magnético forte que irá realinhar os domínios magnéticos em uma direção.

Figura 19 - Domínios Magnéticos após Set/Reset

A influência de campos externos como o campo magnético da Terra ou de materiais ferromagnéticos presentes no ambiente, podem afetar nas medidas do campo medido. A presença de um campo externo pode ser vista no sistema ao medir a resposta de saída do sensor que poderá estar deslocada com relação ao ponto de equilíbrio em 0V ou 0 Gauss.

Para ajustar este deslocamento, foi projetada neste sensor HMC1001 a funcionalidade de OFFSET. Esta função é extremamente útil para compensar estes efeitos de campos externos de materiais ou da Terra que prejudiquem nas medidas.

O funcionamento do OFFSET acontece quando é aplicada uma corrente sobre uma bobina presente internamente no sensor, que ao receber uma corrente, irá gerar um campo magnético igual e oposto ao campo externo. No sensor HMC1001, para efetuar o cancelamento de 1 Gauss são necessários 50 mA de corrente.

Considerando que este sensor tem itens que necessitam de uma eletrônica para realizar o ganho e controle dos sinais, montou-se um circuito eletrônico que será demonstrado no tópico 3.1.4 sobre a automação do sistema.

3.1.4. Automação do sistema: geração dos sinais, controle e aquisição dos dados

A automação do sistema envolve não apenas a construção da eletrônica e softwares, mas também a utilização de equipamentos periféricos que ajudam na geração e leitura dos sinais. Na Figura 20 é apresentado o modelo do sistema de controle e aquisição de dados.

Figura 20 - Modelo do Sistema de Controle e Aquisição de Dados

A interface com todo o sistema foi feita usando software Labview® da National Instruments que possibilitou a criação de programas para comunicar com os equipamentos, tais como o Gerador de Funções e Lock-in. Este software (Figura 21) apresenta um link para configurar os equipamentos antes da aquisição dos dados. Isso é feito através da Interface GPIB/USB que mantém a comunicação entre o software e os equipamentos durante a execução do programa.

Figura 21 - Programa feito em Labview para automação do protótipo

Os dados adquiridos são mostrados nos gráficos e salvos em arquivos para análise posterior.

O gerador utilizado foi o Agilent, modelo 33220A, configurado para gerar ondas senoidais em torno de 3MHZ, moduladas em AM com frequência de modulação variando entre 0 e 1KHz.

Neste gerador são programadas as frequências da portadora, modulação e amplitude dos sinais que serão passados para o amplificador de potência. Como é utilizada modulação AM, define-se também a amplitude do sinal modulado, frequência inicial, frequência final e o passo de incremento da frequência durante a varredura do espectro para encontrar as frequências de ressonância no meio analisado.

Depois de programado o gerador, o sinal passará por um amplificador de potência que dará um ganho em torno de 10 vezes no sinal ou 20 dB. Este ganho é

necessário para que a cerâmica do transdutor tenha energia suficiente para atingir e excitar o alvo no meio fluido.

O alvo magnético será excitado e o transdutor magnético irá detectar seu deslocamento estático e a oscilação. Este transdutor é composto pelo sensor HMC1001 e circuitos eletrônicos com circuito amplificador de instrumentação, controle de OFFSET e SET/RESET.

Para o circuito de ganho do sinal de saída do sensor utilizou-se o amplificador operacional da fabricante de semicondutores Linear Technology. O modelo de amplificador operacional foi o LTC1250. Este amplificador apresenta as seguintes características:

Tabela 2 - Dados do Amplificador Operacional LTC1250.

Fonte: (LinearTechnology, 2008)

Características Técnicas do AmpOP LTC1250	
Amplificador de Instrumentação	
Baixo ruído	0.75 uVp-p
Tensão de Alimentação (V+ para V-)	18 V
Largura de Banda	1.5 MHz
Encapsulamento	SMD

O esquemático do circuito eletrônico com este dispositivo está demonstrado na figura a seguir. Mais detalhes ver Anexo I.

Figura 22 - Esquemático do circuito de ganho do sinal de saída do sensor HMC1001

O amplificador foi alimentado com uma tensão +/- 5V. Os sinais Out_₋IN e Out+_₋IN são os sinais de saída do sensor HMC1001.

Neste circuito, foi dado um ganho em torno de 40 dB no sinal de saída do sensor. Para chegar neste valor, foram realizadas as seguintes considerações:

- Resistência na ponte de Wheatstone: 630 Ohms
- Sensibilidade do sensor: 3.2 mV/V/Gauss
 - Alimentando o sensor com 5 Volts, tem-se:
 - 16 mV/Gauss ou 32 mV/2 Gauss

Parametrizando estas informações, chegou-se a conclusão que para ter 5 Volts na saída do amplificador o que corresponderia a 2 Gauss, seria necessário dar um ganho em torno de 156 vezes em 32 mVolts, ou seja:

$$Ganho = \frac{5V}{32 mV} \cong 156 \cong 40 \text{ dB}$$

Este ganho é dado pelo resistor de 50 KOhms (Figura 22) o qual foi obtido realizando as seguintes considerações e cálculos:

- O valor da resistência da ponte de Wheatstone é um dos parâmetros para o cálculo do resistor de ganho. Considerando que a ponte possui quatro resistores R1, R2, R3 e R4 com valores iguais R, pode-se

converter a ponte de Wheatstone em um circuito equivalente utilizando Thevenin.

Figura 23 - Ponte de Wheatstone e Equivalente em Thevenin

Sendo,

$$V_{TH} = \frac{V_{cc} \pm Gnd}{2} \quad (78)$$

e

$$R_{TH} = \frac{R}{2} \quad (79)$$

- Se R igual a 630 Ohms, ter-se-á R_{TH} igual a 315 Ohms.

Portanto, o resistor R1 na Figura 22 estará relacionado com o ganho da seguinte forma:

$$V_{OUT} = (OUT_+ - OUT_-) * \frac{R_1}{R_{TH}} \quad (80)$$

sendo o ganho A representado por

$$A = \frac{R_1}{R_{TH}} \quad (81)$$

Portanto, para que A seja aproximadamente 40 dB, R1 será em torno de 50 KOhms.

Realizados os ajustes para o ganho do circuito, projetou-se a eletrônica para o set/reset e offset (Ver Anexo I). Para o offset, é fornecida externamente uma

corrente através da fonte que alimenta todo circuito e controlada por um potenciômetro. Quando a tensão de saída do transdutor magnético atinge o valor zero, ou seja, diferença de campo externo e interno igual a zero, o potenciômetro é deixado estático durante a medida.

No circuito de set/reset utilizou-se o componente IRF7105, do fabricante de semicondutores, International Rectifier. Este componente atua como uma chave CMOS ligando e desligando os picos de correntes que passarão pela bobina próxima as regiões ativas dos resistores da ponte de Wheatstone do sensor, gerando um campo magnético forte capaz de realinhar os domínios magnéticos dos resistores.

4. RESULTADOS

4.1. CALIBRAÇÃO DO SENSOR

A calibração do sistema é importante para análise correta das informações realizadas e mostrar a sensibilidade e a resolução do sistema de medida. A calibração principal envolve o sensor magnetorresistivo que será utilizado tanto para medições do campo magnético, quanto para medições de deslocamento da esfera quando esta for excitada por um campo acústico.

O setup para calibração do sensor envolveu a utilização de um fluxgate e de uma bobina solenóide. O fluxgate da fabricante Applied Physics Systems Model 539 com leitura em três eixos (x, y e z). As características do fluxgate estão na tabela abaixo.

Tabela 3 – Especificação de alguns parâmetros do Fluxgate Model 539.

Fonte: (APL, 2005)

<i>Fluxgate – Applied Physics Systems - Model 539</i>	
Nível de ruído	$\pm 3 \text{ nT } (\pm 0.03 \text{ mG})$
Faixa de Leitura	$\pm 100 \text{ } \mu\text{T } (\pm 1 \text{ G})$
Temperatura de Operação	$-25 \text{ a } 70 \text{ }^{\circ}\text{C}$

A bobina foi utilizada para gerar um campo magnético controlado por uma corrente aplicada. As características desta bobina são:

Tabela 4 – Dados da Bobina usada na calibração do sensor HMC1001

<i>Características da Bobina</i>	
Número de Voltas – N	500
Comprimento da Bobina - L	0,38 m
Resistência – R	107 Ohms
Permeabilidade Magnética do Meio - μ_0	$4\pi \cdot 10^{-7} \text{ T} \cdot \text{m/A}$

O cálculo do campo no centro da bobina solenóide é dado pela seguinte relação:

$$B = \frac{\mu_0 \cdot N \cdot i}{L} \quad (82)$$

sendo i a corrente elétrica que passa pela bobina.

Sendo assim, ao aplicar uma corrente na bobina, mediu-se, usando o fluxgate, o campo magnético gerado no centro da bobina. O fluxgate foi colocado na região central da bobina, como pode ser visto na Figura 24. O comprimento da bobina é muito maior (~5 vezes) que o seu diâmetro, de modo que o campo na região central pode ser considerado homogêneo.

Figura 24 - Medida do campo magnético na bobina usando fluxgate

Segue a tabela com os valores calculados e medidos.

Tabela 5 – Valores do campo magnético medido na bobina

Corrente (mA)	B (Gauss) (Calculado)	B (Gauss) (Medido Fluxgate)
0,00	0,00E+00	0,0E+00
0,90	1,49E-02	1,5E-02
1,80	2,98E-02	3,1E-02
2,70	4,46E-02	4,6E-02
3,70	6,12E-02	6,1E-02
4,60	7,61E-02	7,6E-02

5,50	9,09E-02	9,1E-02
6,40	1,06E-01	1,1E-01
7,30	1,21E-01	1,2E-01
8,20	1,36E-01	1,4E-01
9,10	1,50E-01	1,5E-01
10,00	1,65E-01	1,7E-01
10,90	1,80E-01	1,8E-01
11,80	1,95E-01	2,0E-01
12,70	2,10E-01	2,1E-01
13,60	2,25E-01	2,3E-01
14,50	2,40E-01	2,4E-01
15,40	2,55E-01	2,6E-01
16,30	2,70E-01	2,7E-01
17,20	2,84E-01	2,9E-01
18,10	2,99E-01	3,0E-01

Feito as medidas com o fluxgate, este foi substituído pelo sensor magnetorresistivo o qual apresenta as medidas em Volts. O sensor foi colocado exatamente na mesma posição que estava o fluxgate (Figura 25).

Figura 25 - Calibração do sensor magnetorresistivo usando uma bobina

A medida foi feita na saída do amplificador operacional, circuito que amplificou a tensão de saída do sensor. Com base nestas medidas, montou-se a seguinte tabela:

Tabela 6 – Dados para parametrização do campo magnético com a corrente

<i>Corrente (mA)</i>	<i>B (Gauss)</i> <i>(Medido Fluxgate)</i>	<i>Tensão (Volts)</i>
0,00	0,0E+00	1,00E-03
0,90	1,5E-02	1,80E-02
1,80	3,1E-02	3,70E-02
2,70	4,6E-02	5,62E-02
3,70	6,1E-02	7,81E-02
4,60	7,6E-02	9,83E-02
5,50	9,1E-02	1,16E-01
6,40	1,1E-01	1,36E-01
7,30	1,2E-01	1,54E-01
8,20	1,4E-01	1,73E-01
9,10	1,5E-01	1,92E-01
10,00	1,7E-01	2,11E-01
10,90	1,8E-01	2,30E-01
11,80	2,0E-01	2,49E-01
12,70	2,1E-01	2,67E-01
13,60	2,3E-01	2,87E-01
14,50	2,4E-01	3,07E-01
15,40	2,6E-01	3,25E-01
16,30	2,7E-01	3,44E-01
17,20	2,9E-01	3,64E-01
18,10	3,0E-01	3,83E-01

As relações entre a tensão e o campo magnético em sensores magnetorresistivos são totalmente lineares. Isso pode ser comprovado através da Figura 26.

Figura 26 – Gráfico para parametrização do Campo Magnético com o Sensor HMC1001

A equação da reta pode ser vista no gráfico. A sensibilidade do circuito com ganho unitário está em 8,5 mV/Gauss ou 1,7 mV/V/Gauss.

O sensor também foi avaliado à uma distância da fonte magnética, ou seja, neste caso o sensor foi colocado a uma determinada distância de um pequeno magneto esférico (raio=2,36 mm; diâmetro=4,72 mm; massa = 0.436 g). O sensor foi posicionado inicialmente a uma distância de 1 cm do magneto, e deslocado em passos de 62.5 μm . A Figura 27 mostra a curva de resposta do transdutor magnético em função da distância do magneto. Neste trabalho, como a distância inicial da fonte é muito maior que o tamanho do magneto, o mesmo pode ser considerado como sendo uma fonte dipolar, embora a amplitude de campo magnético de um dipolo cai com o quadrado da distância. Nessas medidas, esta dependência foi praticamente linear devido o fato do deslocamento ser da ordem de μm .

Figura 27 - Relação entre distância e tensão no sensor HMC1001

Devido à alta sensibilidade do sensor com a distância, em todo setup obrigatoriamente as medidas devem ser feitas sem que haja qualquer movimentação no posicionamento do sensor e do porta-amostra. O sistema também deve ser posicionado em uma base estável. Ao retirar um líquido e colocar outro, usou-se um procedimento de troca sem mexer no porta amostra ou transdutor pois, caso tenha qualquer mudança no posicionamento, é necessário que se faça novamente a calibração da resposta do sensor com a distância da fonte magnética. Neste caso, a sensibilidade do sistema como transdutor de deslocamento do alvo magnético foi de 0,43 mV/ μm .

4.2. MEDIDAS *IN-VITRO*

Para demonstrar o funcionamento do sistema, este foi testado em diferentes fluidos como água, óleo mineral e óleo de oliva, cada um com propriedades viscoelásticas diferentes. Todos os testes foram feitos com temperatura ambiente em 25 °C. Em cada análise, usando o software implementado em Labview (Figura 21), foi feito uma varredura no espectro de frequência para obter o deslocamento da esfera oscilando no meio. Além da variação da frequência, houve também uma mudança na potência acústica do transdutor.

Antes de analisar estas amostras no sistema construído, as mesmas foram analisadas usando um reômetro Brookfield modelo DV-III. Este reômetro traz medidas de viscosidade relacionadas ao número de rotações por minuto.

Figura 28 - Reômetro Brookfield DV III

O gráfico do comportamento dos fluidos com relação ao número de rotações por minuto (RPM) é mostrado na Figura 29.

Figura 29 - Medidas de Viscosidade realizada por um reômetro Brookfield

O Reômetro utilizado realiza leituras em baixas frequências, em torno de 4 Hz ou 250 RPM. Por isso, um dos motivos é demonstrar através desta técnica a possibilidade de leitura das propriedades viscoelásticas em frequências mais altas.

4.2.1. Medidas em Água

A água foi o líquido mais explorado neste trabalho. Nela o sistema foi testado e calibrado em todas as medidas e serviu de base para comparação de outros fluidos. Foram feitas várias medidas com uma esfera magnética com diâmetro de 4,72 mm e massa 432,6 mg. A velocidade do som na água é aproximadamente 1480 m/s em uma temperatura de 25° C.

Nas medidas apresentadas a seguir, o alvo foi acusticamente excitado com um campo ultrassônico modulado de 0 a 1 KHz, com uma amplitude de tensão de 30 Volts aplicada na cerâmica piezoelétrica do transdutor de excitação (ver Figura 11). A Figura 30 mostra a resposta do transdutor magnético devido à vibração do magneto (alvo) na frequência de modulação.

Figura 30 - Deslocamento do alvo magnético submerso na água para um sinal modulado de 0 a 1 KHz

Na Figura 30 nota-se que a amplitude de vibração do alvo decai rapidamente para frequências menores que 200 Hz. Isto porque a massa deste alvo é consideravelmente grande e sua impedância mecânica (Z_m) fica superior à impedância de radiação do meio. Portanto, nos ajustes realizados nesta curva, para identificar os parâmetros viscoelásticos, foi considerado apenas esta banda de frequência (0 a 200 Hz). A figura 31 mostra a mesma curva apresentada na Figura 30, ajustada apenas para este intervalo de frequência.

Figura 31 - Ajuste da curva de deslocamento com os pontos medidos versus a frequência entre 0 e 200 Hz na água

Os dados experimentais foram ajustados usando a equação 68 por meio de métodos não lineares de Levenberg-Marquardt, programado em ambiente MatLab® (ver ANEXO II).

A partir da equação 55, 61 e 68, a amplitude de vibração do alvo pode ser reescrita da seguinte forma:

$$\xi = \frac{F}{Z_{\Delta\omega} \times \Delta\omega} \quad (83)$$

sendo F uma constante que define a amplitude da força de radiação sobre a esfera submersa em um meio fluido. Neste caso, desconsideramos o termo de modulação, visto que, o decaimento da amplitude de vibração é predominante.

O valor de ξ e $\Delta\omega$ são parâmetros obtidos nas medidas. Enquanto que as constantes arbitrárias F , μ_1 , μ_2 , λ_1 , λ_2 foram obtidos a partir do ajuste da resposta do transdutor em função da frequência e modulação.

Para estimar a força, consideramos a água como sendo o meio de referência com $\mu_1 \approx \mu_2 \approx 0$, $\lambda_1 = 10^9$ e $\lambda_2 = 0$. Para estimativa, foi calculado o valor de $Z_{\Delta\omega}$ usando as equações 62 e 63 e o seu módulo definido pela equação 70. Realizado os ajustes para estas considerações, encontrou-se o valor da força de radiação aplicada como sendo, $F = 9,2 \times 10^{-3}$ N. Embora, na prática este valor seja dependente da frequência de modulação e do meio material, neste trabalho, esta força foi considerada constante e a mesma para as medidas em outras amostras fluidas.

4.2.2. Medidas usando Óleo Mineral e Óleo de Oliva.

O óleo mineral é um produto secundário derivado da destilação do petróleo no processo de produção de combustíveis. Sabe-se que este produto apresenta uma viscosidade maior que da água.

Para as medidas com Azeite de Oliva, utilizou-se um produto 100% puro, da marca Dia%, composto de 22% de gorduras totais.

Da mesma forma que foi feito com a água, fez se um ajuste das curvas para o óleo mineral e azeite de oliva. Sendo que, neste ajuste as constantes arbitrárias

foram os parâmetros viscoelásticos μ_1, μ_2, λ_1 e λ_2 . O valor da força foi fixado como sendo o mesmo obtido para a água.

Com o ajuste realizado usando o software em Matlab, foram obtidas as seguintes curvas para as medidas em óleo de oliva extra virgem (Figura 32) e óleo mineral (Figura 33):

Figura 32 - Ajuste da curva de deslocamento com os pontos medidos versus a frequência entre 0 e 200 Hz no Óleo de Oliva

Figura 33 - Ajuste da curva de deslocamento com os pontos medidos versus a frequência entre 0 e 200 Hz no Óleo Mineral

Na comparação visual, a Figura 34 mostra os resultados com os respectivos ajustes obtidos para a água, o óleo de oliva e óleo mineral.

Figura 34 - Curva de ajuste do deslocamento com pontos obtidos para água, óleo mineral e azeite de oliva.

5. DISCUSSÃO E CONCLUSÃO

Os estudos realizados neste trabalho demonstram a viabilidade de analisar as propriedades de um meio fluido, para encontrar suas características mecânicas através do deslocamento de um alvo pela força acústica e leitura por um transdutor magnético. Isso reforça o objetivo desta técnica como uma nova solução para substituir equipamentos como vibrômetro a laser ou hidrofones na aquisição de sinais de um alvo vibrando em um material fluido.

Durante a caracterização desta técnica, ficou evidente a sensibilidade do sistema na detecção de diferentes fluidos. Alterando o tipo de material no porta-amostra, as curvas também alteraram suas amplitudes e fases. Na Figura 34 o atraso entre as curvas obtidas para diferentes meios fluidos demonstra esta mudança de fase. Desta forma, pode-se dizer que o sistema é capaz de reconhecer diferentes fluidos que foram adicionados no meio. Como o sensor magnético usado foi magnetorresistivo, que tem sensibilidade para campos da ordem de nano Tesla, o aparato desenvolvido para medir a vibração do magneto apresentou uma resolução para deslocamento da ordem de 1 nm. Na Figura 35, é possível visualizar a resolução em nano Tesla.

Figura 35 - Variação do Campo Magnético com o espectro de frequência

Conforme proposto na teoria, com o ajuste da curva de deslocamento pelo espectro de frequência, foram encontrados os coeficientes que determinam os parâmetros viscoelásticos do meio. Os valores para estes coeficientes e o líquido que eles foram encontrados estão na tabela 7.

Tabela 7 – Valores dos parâmetros viscoelásticos dos fluidos

<i>Água</i>	<i>Óleo mineral</i>	<i>Óleo de Oliva</i>
$\mu_1 = 0$	$\mu_1 = 4,5 \times 10^4 \text{ Pa}$	$\mu_1 = 9 \times 10^3 \text{ Pa}$
$\mu_2 = 1,72 \times 10^{-3} \text{ Pa.s}$	$\mu_2 = 28 \times 10^{-3} \text{ Pa.s}$	$\mu_2 = 50 \times 10^{-3} \text{ Pa.s}$
$\lambda_1 = 1.0 \times 10^9 \text{ Pa}$	$\lambda_1 = 2 \times 10^3 \text{ Pa}$	$\lambda_1 = 6,5 \times 10^3 \text{ Pa}$
$\lambda_2 = 0 \text{ Pa.s}$	$\lambda_2 = 0 \text{ Pa.s}$	$\lambda_2 = 0 \text{ Pa.s}$

Todos estes valores foram considerados coeficientes arbitrários e encontrados pelo Matlab durante o ajuste da curva. Estes fluidos analisados não têm valores padrões que possam ser utilizados como referência para a comparação das medidas. No entanto, observa-se que a água é um líquido que na literatura tem a sua viscosidade apontada em torno de 1 mPa.s para uma temperatura de 20° C, e neste trabalho, a viscosidade encontrada foi $\mu_2 = 1,7 \times 10^{-3} \text{ Pa.s}$. Considerando que a água utilizada não foi uma água pura, este valor está bem próximo do esperado. A temperatura em que as medidas foram realizadas estava em 24° C.

Para a elasticidade da água, esperava-se ter um valor em torno de 10^9 Pa conforme apontado pela literatura. No entanto para chegar neste valor, artigos consideram que $\mu_1 \approx \mu_2 \approx 0$ e $\lambda_2 \rightarrow 0$. Fazendo estas considerações neste trabalho, o valor encontrado para λ_1 foi igual a $2 \times 10^6 \text{ Pa}$.

. Os valores dos parâmetros viscoelásticos apresentados na tabela 7 representam aqueles que melhor ajustaram os dados experimentais. No entanto, para usar como uma medida absoluta será preciso maiores ajustes na força de radiação. Neste caso, pretende-se intensificar estas análises e verificar se para alvos magnéticos menores, os efeitos da impedância mecânica do meio serão menores, tendo assim, uma influência da impedância de radiação muito maior, sendo esta responsável pela definição dos valores das constantes de viscosidade e elasticidade do meio.

REFERÊNCIAS

1. APL, A. P. (2005). Model 539 High Speed Digital - 3 Axis Fluxgate Magnetometer. Mountain View, California, Estados Unidos da América.
2. Carneiro, A., Baffa, O., Silva, G., & Fatemi, M. (2009). Vibro-Magnetometry: Theoretical Aspects and Simulations. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency* , 5 (5), 1065-1073.
3. Chen, S., Fatemi, M., & Greenleaf, J. F. (2002). Remote measurement of material properties from radiation force induced vibration of an embedded sphere. *Journal of the Acoustical Society of America* , 884-889.
4. Chen, S., Fatemi, M., Kinnick, R., & Greenleaf, J. F. (2004). Comparison of Stress Field Forming Methods for Vibro-acoustography. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control* , 313-321.
5. Chen, S., Silva, G. T., Kinnick, R., Greenleaf, J. F., & Fatemi, M. (2005). Measurement of dynamic and static radiation force on a sphere. *PHYSICAL REVIEW E* , 71, 056618-1 - 056618-4.
6. Chen, X., Schwarz, K., & Parker, K. J. (1994). Radiation Pattern of a focused transducer: A numerically convergent solution. *Journal of the Acoustical Society of America* , 2979-2991.
7. Cheng, D. C. (2003). Characterization of thixotropy revisited. *Rheological Acta* (42), 372-382.
8. Cobb, W. N. (1984). Frequency domain method for the prediction of the ultrasonic field patterns of pulsed, focused radiators. *Journal of the Acoustical Society of America* , 72-79.
9. CORREIA, J. H., MINAS, G. M., & RIBEIRO, J. C. (2008). *Patente Nº PI 0513018-2 A*. Brasil.
10. Fatemi, M., & Greenleaf, J. F. (1999). Vibro-acoustography: An imaging modality based on ultrasound-stimulated acoustic emission. *Proceedings of the National Academy of Sciences of United State of America* , 6603-6609.
11. Hasegawa, T. (1979). Acoustic radiation force on a sphere in a quasistanding wave field-theory. *Journal of the Acoustical Society of America* (65), 32-40.

12. Honeywell. (2009). *Honeywell - Microelectronics and Precision Sensors*. Acesso em 01 de 10 de 2009, disponível em Honeywell: <http://www.honeywell.com/sites/portal?smap=aerospace&page=Magnetic-Sensors3&theme=T5&catID=CE10D0E01-15B5-6F95-60BF-ACAF71FCC2A1&id=HD8BDDCFB-3778-2474-53BE-9DD24B1BE27D&sel=1&sel4=3>
13. Honeywell, A. (18 de 01 de 2008). 1-and 2-Axis Magnetic Sensors. Plymouth, Minnesota, Estados Unidos da America.
14. Lawrence E. Kinsler, A. R. (2000). *Fundamentals of Acoustics*. New York, NY: John Wiley and Sons, Inc.
15. LinearTechonology. (2008). LTC1250 Very Low Noise Zero-Drift Bridge Amplifier. Milpitas, California, Estados Unidos da América.
16. Litovitz, T., & Davis, C. M. (1964). *Physical Acoustics* (Vol. 2). Ney York: W.P.Mason.
17. Lucas, B. G., & Muir, T. G. (1982). The field of a focused nonlinear source. *Journal of the Acoustical Society of America* .
18. Luukkala, M., & Penttinen, A. (1977). Diffraction Losses associated with curved ultrasonic transducers. *Journal of Physics D: Applied Physics* , 1547-1557.
19. MACHADO, J. C. (15 de 01 de 2010). *Materias Viscoelásticos*. Acesso em 15 de 01 de 2010, disponível em Wikipedia - A Enciclopedia Livre: http://pt.wikipedia.org/wiki/P%C3%A1gina_principal
20. Madsen, E. L., Goddsitt, M. M., & Zagzebski, J. A. (1981). Continuous waves generated by focused radiators. *Journal of the Acoustical Society of America* .
21. Motta, M. K. (2007). *Maizena com água: Fluido não-newtoniano*. Campinas: Unicamp.
22. Motta, M. K. (2007). *Maizena com água: fluído não-newtoniano*. Campinas: UNICAMP.
23. Oestreicher, H. L. (1951). Field and Impedance of an Oscillating Sphere in a Viscoelastic Medium with an Application to Biophysics. *The Journal of the Acoustical Society of America* , 23 (6), 707-714.

24. O'Neil, H. T. (1949, 09). Theory of Focusing Radiators. *Journal of the Acoustical Society of America* , 516-526.
25. Silva, G. T., Chen, S., & Viana, L. (2006). Parametric Amplification of the Dynamic Radiation Force of Acoustic Waves in Fluids. *PHYSICAL REVIEW LETTERS* .
26. Silva, G. T., Chen, S., Greenleaf, J. F., & Fatemi, M. (2005). Dynamic ultrasound radiation force in fluids. *The American Physical Society* , 71 (5).
27. Szabo, T. L. (2004). *Diagnostic Ultrasound Imaging*. San Diego, CA: Elsevier Inc.
28. Wikipédia. (2004). *Mecânica do Fluidos*. Acesso em 03 de 02 de 2010, disponível em Wikipédia, a enciclopédia livre.: http://pt.wikipedia.org/wiki/Mec%C3%A2nica_dos_fluidos

GLOSSÁRIO

Amplificador de instrumentação: circuito integrado diferenciador, com baixo ruído e fácil de adicionar ganho ao sinal.

Amplificador Lock-in: instrumento capaz de medir sinais analógicos tão pequenos quanto nV, mesmo na presença de muito ruído.

Conector BNC: British Naval Connector ou Bayonet Neil Concelman ou Bayonet Nut Connector - Conector para cabos coaxiais (cabos que contêm 2 condutores, um central - fio grosso de cobre - e outro em forma de malha de fios de cobre envolvendo-o, sendo o condutor central isolado da malha por uma camada de plástico) utilizado em aplicações de rede de computadores, no transporte de sinais de aparelhos de medição de altas-frequências (osciloscópios, por exemplo) e no transporte de sinais de vídeo (imagem) em aplicações profissionais

Força: agente capaz de alterar o estado de repouso ou de movimento de um corpo ou sua deformação (*Wikipedia*).

Gerador de funções: aparelho eletrônico para gerar sinais elétricos de formas de onda, frequências e amplitudes diversas. Muito utilizados em laboratórios de eletrônica como fonte de sinal para teste de diversos aparelhos e equipamentos eletrônicos.

LabVIEW: (Laboratory Virtual Instrument Engineering Workbench) é uma linguagem de programação gráfica desenvolvida pela National Instruments. É utilizado na técnica de medição e na automatização.

Matlab: um software interativo de alto desempenho voltado para o cálculo numérico. O MATLAB integra análise numérica, cálculo com matrizes, processamento de sinais e construção de gráficos em ambiente fácil de usar onde problemas e soluções são expressos somente como eles são escritos matematicamente, ao contrário da programação tradicional

Ponte de Wheatstone: basicamente usada para medir resistência com extrema precisão, mas pode ser usada na medida de qualquer grandeza física.

ANEXOS

ANEXO I

Este esquemático foi desenvolvido utilizando o software Altium Designer.

Folha B1 – Circuito de Amplificação do sinal de saída do sensor e Circuito de Set/Reset

Folha B2 – Circuito de Offset com uma ponte em H para seleccionar a direcção da corrente.

ANEXO II

O algoritmo Levenberg-Marquardt é um algoritmo para ajuste de comportamentos não-lineares baseado no método dos mínimos-quadrados que procura encontrar o melhor ajustamento para um conjunto de dados tentando minimizar a soma dos quadrados das diferenças entre a curva ajustada e os dados obtidos experimentalmente.

```
% Universidade de São Paulo- Campus Ribeirão Preto
% Mestrado em Física Aplicada em Medicina e Biologia
% Disciplina: Tópicos Avançados em Ultra-som
%
% Aluno: Thiago W. J. de Almeida
% Data Última Atualização: 25/02/2010
% -----
% Função: Ajuste não linear usando algoritmo de Levenberg-Marquadt para
% diferentes fluidos.
% -----

%-----
% Ajuste para Água
%-----

[hdr,data]=hdrload('agual.txt');
Xl_r=data(:,1);
Yl_r =data(:,2);

% Constantes do meio e objeto

% Raio da esfera
a = 2.36e-3;
% massa da esfera
m=0.4326e-3;
% Volume da esfera
V = (4/3)*pi*a^3;
% Densidade da água em kg/m^3
ro_agua = 1000;
% Densidade da esfera em kg/m^3
ro_esfera = m/V;

% Inicializa os coeficientes da função
X0=[1 1 1 1];

% Configura as opções da função LSQNONLIN
options = optimset('Display','iter','TolFun',1e-25,'TolX',1e-22,
'MaxFunEvals',20000,'MaxIter',5000,'Largescale','off',
'LevenbergMarquardt','on');
Xl= 2*pi.*Xl_r;
Yl=1e-6.*Yl_r;

x=lsqnonlin(@fit_simp_agua,X0,[],[],options,Xl,Yl);

%Impedância de Radiação
Zr=i*(2/3)*pi*a^3*ro_agua.*Xl;

% Impedância mecânica da esfera
```

```

Zm = i*(4/3)*pi*a^3*ro_esfera.*X1;

Zw = Zr + Zm;

mod_Zw=sqrt((Zr/i+ Zm/i).^2);

Y1_agua = (x(1)*x(2)./(mod_Zw.*X1));

% Força de Radiação
Fw =x(1)*x(2);

ag=lsqnonlin(@fit_simp_agua1,X0,[],[],options,X1,Y1);
u1_a = ag(1);
u2_a = ag(2);
l1_a = ag(3);
l2_a = ag(4);

u_a = [u1_a u2_a];
l_a = [l1_a l2_a];
%-----
% Ajuste para Óleo de Oliva
%-----

[hdr,data]=hdrload('olival.txt');
X2_l=data(:,1);
Y2_l=1e-6.*data(:,2);

X2=2*pi.*X2_l;
Y2=Y2_l;

o=lsqnonlin(@fit_simp_oliva1,X0,[],[],options,X2,Y2);

u1_o = o(1);
u2_o = o(2);
l1_o = o(3);
l2_o = o(4);

u_o = [u1_o u2_o];
l_o = [l1_o l2_o];
% Densidade da água em kg/m^3
ro_oliva=700;

% Impedância mecânica da esfera
Zm = i*(4/3)*pi*a^3*ro_esfera.*X2;

h=sqrt(ro_oliva.*X2.^2./(u1_o + i*u2_o.*X2));
k=sqrt(ro_oliva.*X2.^2./(2*(u1_o + i*u2_o.*X2) + l1_o + i*l2_o.*X2));

a1 = (1-(3*i./a.*h) - (3./(a^2.*h.^2)));
a2 = -2.*(i./(a.*h) + 1./(a^2.*h.^2)).*(3 - (a^2).*(k.^2)./(i*a.*k + 1));
a3 = (i./(a.*h) + 1./(a^2.*h.^2)).*(a^2.*k.^2./(i*a.*k + 1));
a4 = (2-a^2.*k.^2./(i*a.*k + 1));
%
Zr_o=i*V*ro_oliva.*((a1+a2)./(a3+a4));

```

```

Zoliv =sqrt((Zr_o/i + Zm/i).^2);

Y2_oliva = (Fw./(Zoliv.*X2));

%-----
% Ajuste para Óleo Mineral
%-----

[hdr,data]=hdrload('mineral1.txt');
X3_l=data(:,1);
Y3_l=data(:,2);

X3=2*pi.*X3_l;
Y3=1e-6.*Y3_l;

m=lsqnonlin(@fit_simp_mineral1,X0,[],[],options,X3,Y3);

u1_m = m(1);
u2_m = m(2);
l1_m = m(3);
l2_m = m(4);

u_m = [u1_m u2_m];
l_m = [l1_m l2_m];
% Densidade da água em kg/m^3
ro_mineral=850;

% Impedância mecânica da esfera
Zm = i*(4/3)*pi*a^3*ro_esfera.*X3;

h=sqrt(ro_mineral.*X3.^2./((u1_m + i*u2_m.*X3)));
k=sqrt(ro_mineral.*X3.^2./(2*(u1_m + i*u2_m.*X3) + l1_m + i*l2_m.*X3));

a1 = (1-(3*i./a.*h) - (3./(a^2.*h.^2)));
a2 = -2.*(i./(a.*h) + 1./(a^2.*h.^2)).*(3 - (a^2).*(k.^2)./(i*a.*k + 1));
a3 = (i./(a.*h) + 1./(a^2.*h.^2)).*(a^2.*k.^2./(i*a.*k + 1));
a4 = (2-a^2.*k.^2./(i*a.*k + 1));
%
Zr_m=i*V*ro_mineral.*((a1+a2)./(a3+a4));

Zmin =sqrt((Zr_m/i + Zm/i).^2);

Y3_mineral = (Fw./(Zmin.*X3));

%-----
% Plotar os gráficos dos pontos medidos e das curvas ajustadas
%-----

xxa = 20:0.25:200;
yya = spline (X1_r,Y1_agua, xxa);

subplot(2,2,1), plot(X1_r,Y1,'.r',xxa,yya,'b-' );
xlabel('Frequência (Hz)')
ylabel('Amplitude de Vibração do Alvo (m)')
title('Deslocamento do alvo versus a Frequência - Água')

```

```

xxo = 20:0.25:200;
yyo = spline (X2_l,Y2_oliva, xxo);

subplot(2,2,2), plot(X2_l,Y2,'.r',xxo,yyo,'-green');
xlabel('Frequência (Hz)')
ylabel('Amplitude de Vibração do Alvo (m)')
title('Deslocamento do alvo versus a Frequência - Óleo de Oliva')

xxm = 20:0.25:200;
yym = spline (X3_l,Y3_mineral, xxm);

subplot(2,2,3), plot(X3_l,Y3,'.r',xxm,yym,'-black');
xlabel('Frequência (Hz)')
ylabel('Amplitude de Vibração do Alvo (m)')
title('Deslocamento do alvo versus a Frequência - Óleo Mineral')

subplot(2,2,4), plot(xxa,yya,'b-',xxm, yym,'-black',xxo,yyo,'-green' );
h = legend('Água','Óleo Mineral','Azeite de Oliva',3);
set(h,'Interpreter','none')
xlabel('Frequência (Hz)')
ylabel('Amplitude de Vibração do Alvo (m)')
title('Deslocamento do alvo versus a Frequência - Água, Ol. Mineral e
Azeite')

```

Funções de ajuste da curva para a água, óleo mineral e óleo de oliva.

```

% Universidade de São Paulo- Campus Ribeirão Preto
% Mestrado em Física Aplicada em Medicina e Biologia
%
% Aluno: Thiago W. J. de Almeida
% Data: 16/02/2010
% -----
% Função: Definir função que se ajuste aos dados experimentais
% para a água.
%
% Esta função é chamada por lsqnonlin. x é o vetor que contém os coefici-
% entes iniciais da função definida, X e Y são os dados experimentais.
% -----
function diff = fit_simp_agual(ag,Xl,Yl)

u1=ag(1);
u2=ag(2);
l1=ag(3);
l2=ag(4);

% C=x(3);
% D=x(4);

Fw=9.2e-3;

% Constantes do meio e objeto

% Raio da esfera
a = 2.36e-3;
% massa da esfera

```

```

m=0.4326e-3;
% Volume da esfera
V = (4/3)*pi*a^3;
% Densidade da água
ro_agua=1000;
% Densidade da esfera
ro_esfera = m/V;

%Impedância de Radiação

u = u1 + i*u2.*Xl;
l = l1 + i*l2.*Xl;

h=sqrt(ro_agua.*Xl.^2./(u));
k=sqrt(ro_agua.*Xl.^2./(2*(u) + l));

a1 = (1-(3*i./a.*h) - (3./(a^2.*h.^2)));
a2 = -2.*(i./(a.*h) + 1./(a^2.*h.^2)).*(3 - (a^2).*(k.^2)./(i*a.*k + 1));
a3 = (i./(a.*h) + 1./(a^2.*h.^2)).*(a^2.*k.^2./(i*a.*k + 1));
a4 = (2-a^2.*k.^2./(i*a.*k + 1));
% Impedância de radiação
Zr=V*ro_agua.*((a1+a2)./(a3+a4));

% Zr=V*ro_agua.*((2+a^2.*k.^2 - i*a^3.*k.^3)./(4+a^4.*k.^4));
% Impedância mecânica da esfera
Zm = (4/3)*pi*a^3*ro_esfera.*Xl;

Zmin =sqrt((Zr + Zm).^2);

diff = (Fw./(Zmin.*Xl)) - Yl;

```

```

% Universidade de São Paulo- Campus Ribeirão Preto
% Mestrado em Física Aplicada em Medicina e Biologia
%
% Aluno: Thiago W. J. de Almeida
% Data: 16/02/2010
% -----
% Função: Definir função que se ajuste aos dados experimentais
% para o óleo mineral.
% Esta função é chamada por lsqnonlin. x é o vetor que contém os coefici-
% entes iniciais da função definida, X e Y são os dados experimentais.
% -----
function diff = fit_simp_minerall(m,X3,Y3)

u1=m(1);
u2=m(2);
l1=m(3);
l2=m(4);
% C=x(3);
% D=x(4);

```

```

Fw=9.2e-3;

% Constantes do meio e objeto

% Raio da esfera
a = 2.36e-3;
% massa da esfera
m=0.4326e-3;
% Volume da esfera
V = (4/3)*pi*a^3;
% Densidade do óleo de mineral
ro_mineral=850;
% Densidade da esfera
ro_esfera = m/V;

%Impedância de Radiação
u = u1 + i*u2.*X3;
l = l1 + i*l2.*X3;

h=sqrt(ro_mineral.*X3.^2./(u));
k=sqrt(ro_mineral.*X3.^2./(2*(u) + l));

a1 = (1-(3*i./a.*h) - (3./(a^2.*h.^2)));
a2 = -2.*(i./(a.*h) + 1./(a^2.*h.^2)).*(3 - (a^2).*(k.^2)./(i*a.*k + 1));
a3 = (i./(a.*h) + 1./(a^2.*h.^2)).*(a^2.*k.^2./(i*a.*k + 1));
a4 = (2-a^2.*k.^2./(i*a.*k + 1));
% Impedância de radiação
Zr=V*ro_mineral.*((a1+a2)./(a3+a4));

% Impedância mecânica da esfera
Zm = (4/3)*pi*a^3*ro_esfera.*X3;

Zmin =sqrt((Zr + Zm).^2);

diff = (Fw./(Zmin.*X3)) - Y3;

```

```

% Universidade de São Paulo- Campus Ribeirão Preto
% Mestrado em Física Aplicada em Medicina e Biologia
%
% Aluno: Thiago W. J. de Almeida
% Data: 16/02/2010
% -----
% Função: Definir função que se ajuste aos dados experimentais
% para a azeite de oliva.
% Esta função é chamada por lsqnonlin. x é o vetor que contém os coefici-

```

```

% entes iniciais da função definida, X e Y são os dados experimentais.
% -----
function diff = fit_simp_olival(o,X2,Y2)

u1=o(1);
u2=o(2);
l1=o(3);
l2=o(4);

% C=x(3);
% D=x(4);

Fw=9.2e-3;

% Constantes do meio e objeto

% Raio da esfera
a = 2.36e-3;
% massa da esfera
m=0.4326e-3;
% Volume da esfera
V = (4/3)*pi*a^3;
% Densidade do óleo de oliva
ro_oliva=700;
% Densidade da esfera
ro_esfera = m/V;

%Impedância de Radiação

u = u1 + i*u2.*X2;
l = l1 + i*l2.*X2;

h=sqrt(ro_oliva.*X2.^2./(u));
k=sqrt(ro_oliva.*X2.^2./(2*(u) + l));

a1 = (1-(3*i./a.*h) - (3./(a^2.*h.^2)));
a2 = -2.*(i./(a.*h) + 1./(a^2.*h.^2)).*(3 - (a^2).*(k.^2)./(i*a.*k + 1));
a3 = (i./(a.*h) + 1./(a^2.*h.^2)).*(a^2.*k.^2./(i*a.*k + 1));
a4 = (2-a^2.*k.^2./(i*a.*k + 1));

% Impedância de radiação
Zr=V*ro_oliva.*((a1+a2)./(a3+a4));

% Impedância mecânica da esfera
Zm = (4/3)*pi*a^3*ro_esfera.*X2;

Zoliv =sqrt((Zr + Zm).^2);

diff = (Fw./(Zoliv.*X2)) - Y2;

```