



UNIVERSIDADE FEDERAL DE PERNAMBUCO
CENTRO DE CIÊNCIAS EXATAS E DA NATUREZA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

MATHEUS FAIRBANCKS DA SILVA

**Ressonância ferromagnética de banda larga para o estudo de relaxação em
nanoestruturas magnéticas**

Recife

2022

MATHEUS FAIRBANCKS DA SILVA

Ressonância ferromagnética de banda larga para o estudo de relaxação em nanoestruturas magnéticas

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Pernambuco, como requisito parcial para obtenção do título de Mestre em Física.

Área de Concentração: Física da Matéria Condensada e de Materiais

Orientador: Prof. Dr. Eduardo Padrón Hernández

Recife

2022

Catálogo na fonte
Bibliotecária Nataly Soares Leite Moro, CRB4-1722

S586r Silva, Matheus Fairbancks da
Ressonância ferromagnética de banda larga para o estudo de relaxação em
nanoestruturas magnéticas / Matheus Fairbancks da Silva. – 2022.
83 f.: il., fig., tab.

Orientador: Eduardo Padrón Hernández.
Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal de Pernambuco. CCEN,
Física, Recife, 2022.
Inclui referências.

1. Física da matéria condensada e de materiais. 2. Magnetismo. 3.
Ressonância ferromagnética. 4. VNA. 5. Materiais magnéticos. I. Padrón
Hernández, Eduardo (orientador). II. Título.

530.41 CDD (23. ed.) UFPE- CCEN 2023 - 43

MATHEUS FAIRBANCKS DA SILVA

**RESSONÂNCIA FERROMAGNÉTICA DE BANDA LARGA PARA O ESTUDO DE
RELAXAÇÃO EM NANOESTRUTURAS MAGNÉTICAS**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Pernambuco, como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Física.

Aprovada em: 28/04/2022.

BANCA EXAMINADORA

Prof. Dr. Eduardo Padrón Hernández
Orientador
Universidade Federal de Pernambuco

Prof. Dr. Michael Cabrera Baez
Examinador Interno
Universidade Federal de Pernambuco

Prof. Dr. João Maria Soares
Examinador Externo
Universidade do Estado do Rio Grande do Norte

Prof. Dr. Joaquim Bonfim Santos Mendes
Examinador Externo
Universidade Federal de Viçosa

Dedico a todos aqueles que ainda acreditam na educação e na ciência e se dedicam a elas mesmo com todas as adversidades.

AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente aos meus pais, Irene e Djalma, que dedicaram muito tempo e esforço para que eu tivesse a melhor educação possível, educação que sem a qual eu não teria chegado até aqui.

Um agradecimento mais que especial à minha esposa, Larissa Maria, por todo seu amor, carinho e companheirismo que tornam meus dias muito melhores. Obrigado por acreditar em mim todos os dias, ainda mais nos dias que nem mesmo eu acreditava em mim. Obrigado por ser essa mulher incrível pela qual eu sou apaixonado.

Agradeço à minha família por todo apoio e incentivo que recebi. Em especial às minhas irmãs, Wal e Sw, e aos meus sobrinhos, Yuri e Sybelli, que ajudaram, direta ou indiretamente, a moldar o meu caráter. Aos meus primos Geison, Hericles, Robson e vários outros, que não cito aqui pois a família é grande e ficaria extenso demais, por estarem comigo em todos os melhores momentos da minha vida, por todas as conversas, risadas e cachaças que compartilhamos e já agradeço também pelas que virão. Amo vocês.

Agradeço aos meus sogros, Cida e Antônio, e ao meu cunhado, Victor Hugo, por terem me acolhido em suas vidas, por me incentivarem e me apoiarem. Serei sempre grato.

Agradeço aos meus colegas do grupo de Mesomagnetismo: Wemerson Sousa, Jean Felipe, Diego Guet, Filipe Rogerio, Carlos José, Dyego Maia, Lilian Assis, Samuel Lopes e muito outros que juntos permitiram e auxiliaram na realização deste trabalho. Um agradecimento especial para Wemerson Sousa, que desde o período da graduação se tornou um grande amigo e irmão para mim.

Agradeço aos colegas que a graduação e pós-graduação trouxeram: Emerson Freitas, Wellington Moreira, Álvaro Guimarães, João Paulo, Matheus Valença, Pollyanna Michelle, Marcos Vinícius, Lucas Gabriel, Kacio Mello, Ialy Martins, Gustavo Cambrinha, Filipe Rodrigues, Írio Menezes, Nicolás Pessoa, Alexsandro Santos e muitos mais, que entre as conversas aleatórias, várias listas de exercícios e muitas doses de café, tornaram o ambiente e todo o resto muito mais agradável.

Agradeço aos diversos professores que tive durante a graduação e pós-graduação e que auxiliaram na minha formação. Em especial ao professor Antônio Azevedo, que foi com quem dei os meus primeiros passos na área de magnetismo, e aos professores Sérgio Coutinho, Clécio Clemente, Leonardo Cabral, ao ex-professor do departamento Giovani Vasconcelos, e

ao professor Pedro Hugo do departamento de física da UFRPE, por suas excelentes aulas que me motivaram ainda mais em meus estudos.

Agradeço aos funcionários do Departamento de Física, por todo seu esforço para manter o ambiente em seu melhor estado possível e com excelente qualidade acadêmica. Principalmente à Alexandra Melo, aos Ailton Francisco e Alyson José, por todo seu empenho e paciência. Um agradecimento mais especial ainda aos membros da oficina do departamento, sem os quais esse trabalho não teria sido realizado.

Meus mais profundo agradecimento ao meu orientador Eduardo Padrón, por sua generosidade, confiança, humildade e por sua imensa paciência. Agradeço também por todo conhecimento que foi compartilhado e por todas as conversas inspiradoras que me fizeram amadurecer ainda mais. Para finalizar, agradeço por todo seu esforço profissional, tanto como pesquisador, quanto como professor, e que é uma inspiração para mim.

Agradeço à FACEPE pela concessão da bolsa e à CAPES, CNPq e Finep pelo suporte financeiro sem o qual esse e tantos outros trabalhos não teria sido nem mesmo iniciado.

"Por mais variada que seja a imaginação do homem, a natureza é ainda mil vezes mais rica. Para segui-la, devemos tomar caminhos que havíamos negligenciado, e esses caminhos muitas vezes nos conduzem a cumes de onde descortinamos novas paisagens." (POINCARÉ, 1995)

"Hoje eu me sinto inspirado, sou um homem de sorte. Voando mais alto, ficando mais forte."(RET; DALLAS, 2019)

RESUMO

Desde sua descoberta nos anos de 1930, o fenômeno de ressonância ferromagnética (FMR) tornou-se uma ferramenta extremamente importante na área de física da matéria condensada, ainda mais para o magnetismo, sendo utilizado para o estudo de áreas emergentes da física como a spintrônica e a magnônica. Devido à sua importância, diferentes montagens experimentais foram desenvolvidas para o estudo deste fenômeno. Este trabalho tem o objetivo de montar a técnica de ressonância ferromagnética de banda larga utilizando o analisador de redes vetorial (VNA). Para a montagem experimental foi utilizado o KEYSIGHT ENA Network Analyzer E5063A, que permite variar a frequência num intervalo considerável (100MHz - 18GHz), ligado a uma guia de onda coplanar (CPW). Além disso foi confeccionado um eletroímã para obter os campos magnéticos necessários para a análise das amostras. Neste trabalho é inicialmente apresentado os fundamentos básicos da teoria de ressonância ferromagnética, mostrando teoricamente como as frequências de ressonância são obtidas. Em seguida são mostradas noções experimentais necessárias para a realização do trabalho. A seguir são descritas as técnicas de produção das amostras utilizadas, o método sol gel e o método de eletrodeposição, e a montagem do experimento, assim como o método utilizado para aquisição de dados e obtenção de informações. Para validação da montagem, foram feitas medidas de FMR em diferentes materiais que já haviam sido caracterizados pela mesma técnica, comparando-se os resultados dos parâmetros obtidos com trabalhos que estudaram amostras semelhantes. Com as informações adquiridas foram feitos estudos do efeito de desmagnetização e do campo de anisotropia em nanofios.

Palavras-chaves: magnetismo; ressonância ferromagnética; VNA; materiais magnéticos; campo de anisotropia.

ABSTRACT

Since its discovery in the 1930s, the phenomenon of ferromagnetic resonance (FMR) has become an extremely important tool in the field of condensed matter physics, even more so for magnetism, being used to study emerging areas of physics such as spintronics and magnonics. Due to its importance, different experimental setups have been developed to study this phenomenon. This work aims to set up the broadband ferromagnetic resonance technique using the vector network analyzer (VNA). For the experimental setup, the KEYSIGHT ENA Network Analyzer E5063A was used, which allows the frequency to be varied over a considerable range (100MHz - 18GHz), connected to a coplanar waveguide (CPW). In addition, an electromagnet was made in order to obtain the magnetic fields necessary for the analysis of the samples. In this paper the basic fundamentals of ferromagnetic resonance theory is initially presented, showing theoretically how the frequencies resonance frequencies are obtained. This is followed by showing experimental notions necessary to carry out the work. Next are described the sample production techniques used, the sol gel method and the sol gel method. Following are the sample production techniques used, the sol gel method and the electrodeposition method, and the set up of the experiment, as well as the method used for data acquisition and obtaining information. To validate the setup, FMR measurements were made on different materials that had already been the same technique, comparing the results of the parameters obtained with studies that studied similar samples. with works that studied similar samples. With the acquired information, studies of the demagnetization effect and the anisotropy field in nanowires were made.

Keywords: magnetism; ferromagnetic resonance; VNA; magnetic materials; anisotropy field.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Precessão do vetor magnetização em campo magnético estático, conforme eq. (2.7) no CGS.	20
Figura 2 – Ilustração mostrando o aumento da proporção de átomos que constituem a superfície à medida que o filme diminui seu volume. A proporção de átomos pertencentes à superfície é de 58% em (a), 65% em (b) e 76% em (c). Adaptado de Mendes (2009).	28
Figura 3 – Ilustração mostrando a posição de uma amostra porosa com nanofios usada para obtenção da equação (2.36).	29
Figura 4 – Componentes do campo efetivo interno H_M , H_θ , H_φ em um sistema de coordenadas esféricas.	31
Figura 5 – Ângulos polar e azimutal da magnetização e do campo magnético efetivo.	33
Figura 6 – Montagem experimental com campo magnético efetivo paralelo à superfície do filme.	35
Figura 7 – Montagem experimental para arranjos de nanofios.	38
Figura 8 – Frequência de ressonância em função do campo externo aplicado para um arranjo de nanofios.	40
Figura 9 – (a) Definição de voltagem e corrente de uma linha de transmissão; (b) Circuito equivalente de parâmetros concentrados.	42
Figura 10 – (a) Ilustração de um cabo coaxial; (b) Representação dos campos elétrico, em vermelho, e magnético, em preto, produzidos pelo cabo coaxial. As setas azuis representam os vetores unitários em coordenadas cilíndricas.	46
Figura 11 – (a) Ilustração de uma guia de onda coplanar; (b) Representação dos campos elétrico, em vermelho, e magnético, em preto, produzidos pela guia de onda coplanar.	49
Figura 12 – Esquema de um dispositivo sobre teste conectado à uma rede de duas portas, mostrando a relação entre os parâmetros de espalhamento S com as amplitudes das ondas V_i^+ e V_i^-	51

Figura 13 – (a) Circuito de comprimento l com casamento de impedância, possuindo impedância característica Z_0 ; (b) Circuito com DUT e portas com impedâncias característica Z e Z_0 , respectivamente; (c) Circuito com portas possuindo impedâncias característica diferentes, Z_1 e Z_2	52
Figura 14 – Fotografia do KEYSIGHT ENA Network Analyzer E5063A.	54
Figura 15 – Fotografia do kit de calibração econômico tipo N 85054D da KEYSIGHT.	55
Figura 16 – Projeto recomendado de um eletroímã para reduzir dispersão de fluxo do campo.	55
Figura 17 – Visão esquemática das linhas de força de um eletroímã como o mostrado na figura (16)	56
Figura 18 – Processo típico do método sol gel e os diferentes tipos de amostras que o método permite produzir.	58
Figura 19 – Representação da secção transversal da célula eletrolítica usada no processo de eletrodeposição dos nanofios.	60
Figura 20 – Esquema da montagem experimental para o VNA-FMR.	61
Figura 21 – Fotografia da montagem experimental utilizada para o experimento VNA-FMR. Da esquerdo para a direita temos o VNA, o gaussímetro e o eletroímã.	62
Figura 22 – Guia de onda coplanar, de comprimento l_{total} , com uma amostra magnética de comprimento l_S . A localização da amostra não é perfeitamente centralizada, de modo que $L_1 \neq l_2$	64
Figura 23 – Guia de onda coplanar com suas conexões.	69
Figura 24 – Fonte de tensão e corrente conectada ao eletroímã.	70
Figura 25 – Eletroímã com núcleo de aço 1020 e bobinas com fios de cobre 4,4mm.	70
Figura 26 – Curva de caracterização do eletroímã.	71
Figura 27 – Medida de S_{21} num intervalo de frequência de $14,44GHz$ a $14,54GHz$ com campo externo aplicado de $5,21kOe$. (a) Com amostra; (b) Sem amostra (c) Diferença, ΔS_{21} , entre os sinais com e sem amostra.	72
Figura 28 – Parte imaginária de $U(f)$ em função da frequência.	73
Figura 29 – Parte imaginária de $U(f)$ em função da frequência com ajuste.	74
Figura 30 – Frequência de ressonância em função do campo externo aplicado medido em dois arranjos de nanofios de Ni com o campo magnético aplicado paralelo (símbolos abertos) e perpendicular (símbolos fechados) aos fios.	75

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Fatores de desmagnetização para diferentes tipos de estruturas. Adaptado de Rezende (2020)	25
Tabela 2 – Matrizes S e T para os diferentes circuitos mostrados na figura (13). . . .	53

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	15
2	TEORIA DA RESSONÂNCIA FERROMAGNÉTICA	17
2.1	MATERIAIS MAGNÉTICOS	17
2.2	DINÂMICA DA MAGNETIZAÇÃO	18
2.2.1	Equação do movimento	18
2.2.2	Equação de Kittel	23
2.2.3	Tipos de energias magnéticas	24
2.2.4	Fórmula de ressonância de Smit-Beljers	30
2.3	FREQUÊNCIA DE RESSONÂNCIA PARA DIFERENTES ESTRUTURAS	33
2.3.1	Frequência de ressonância para filmes finos	34
2.3.2	Frequência de ressonância para nanofios	37
3	NOÇÕES EXPERIMENTAIS BÁSICAS	41
3.1	MODELO DE PARÂMETROS CONCENTRADOS	41
3.2	GUIAS DE ONDAS ELETROMAGNÉTICAS	46
3.2.1	Cabos coaxiais	46
3.2.2	Guia de onda coplanar	48
3.3	PARÂMETROS DE ESPALHAMENTO S	49
3.4	ANALISADOR DE REDES VETORIAL	53
3.5	ELETROÍMÃ	55
4	METODOLOGIA	57
4.1	PRODUÇÃO DE AMOSTRAS	57
4.1.1	Método Sol Gel	57
4.1.2	Método de Eletrodeposição	59
4.2	RESSONÂNCIA FERROMAGNÉTICA COM ANALISADOR DE REDES VETORIAL	61
4.3	AQUISIÇÃO DE DADOS PARA VNA-FMR UTILIZANDO O PARÂMETRO DE TRANSMISSÃO	62
4.4	AQUISIÇÃO DE DADOS PARA VNA-FMR UTILIZANDO PARÂMETROS DE REFLEXÃO E TRANSMISSÃO	63
4.4.1	Dados brutos	64

4.4.2	Correção da posição da amostra	66
4.4.3	Extração do coeficiente de reflexão e da constante de transmissão .	66
4.4.4	Cálculo de permissividade, permeabilidade e obtenção da suscepti- bilidade magnética	67
5	RESULTADOS E DISCUSSÕES	69
6	CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	76
	REFERÊNCIAS	77
	APÊNDICE A – CÓDIGOS COMPUTACIONAIS	82

1 INTRODUÇÃO

A ressonância ferromagnética, FMR (do inglês *ferromagnetic resonance*) é a técnica comumente utilizada para caracterização da dinâmica de magnetização. Com os resultados obtidos destas medidas é possível obter diversos parâmetros magnéticos relacionados ao comportamento da magnetização, sendo assim uma importante técnica para diversas áreas de pesquisa, como materiais magnéticos, spintrônica e magnônica (KARAMPURI; WANG; WU, 2022)(HOLLANDA et al., 2021)(GAMINO et al., 2020)(AZZAWI; HINDMARCH; ATKINSON, 2017).

Para caracterizar um material magnético em altas frequências é, na maior parte das situações, preciso realizar medições do espectro de FMR em uma banda alta de frequência. Os experimentos convencionais para medição de FMR utilizam ressonância paramagnética eletrônica, EPR (do inglês *electron paramagnetic resonance*), no qual funcionam utilizando cavidades ressonantes de micro-ondas que possuem uma frequência fixa, dificultando estudos sobre a dependência da dinâmica de magnetização com a frequência. Para superar esta dificuldade, diferentes técnicas foram utilizadas. Uma destas técnicas é a ressonância ferromagnética com analisador de redes vetorial, VNA-FMR (do inglês, *vector network analyzer ferromagnetic resonance*), que foi introduzida na primeira metade da década de 1990 (CHEN; GASPERIS; MARCELLI, 1993)(ACHER et al., 1994) e vem ganhando mais popularidade com o uso do analisador de redes vetorial como uma ferramenta de caracterização em altas frequências (KODAMA et al., 2018).(TAMARU et al., 2018)(BELYAEV et al., 2021).

Esta dissertação tem por objetivo principal realizar e viabilizar uma montagem de um experimento de VNA-FMR. Para isso serão analisados arranjos de nanofios e filme finos produzidos por membros do nosso grupo de pesquisa. Ao viabilizar o experimento foram realizados estudos de relaxação magnética e do campo de anisotropia de estruturas formadas por arranjos de nanofios.

Esta dissertação está dividida em seis capítulos que organizam-se da seguinte forma: No capítulo (2) encontra-se uma revisão teórica dos fundamentos do fenômeno de ressonância ferromagnética, mostrando como obter a frequência de ressonância para as amostras analisadas neste trabalho. No capítulo (3) temos uma explicação das principais ferramentas experimentais necessárias para a montagem do experimento de VNA-FMR. No capítulo (4) é descrito toda a metodologia utilizada na realização deste trabalho, iniciando de uma descrição breve das produções das amostras, da montagem do VNA-FMR e do modelo utilizado para aquisição e

tratamento dos dados obtidos. No capítulo (5) é mostrado e discutido os resultados obtidos neste trabalho. Por fim, no capítulo (6) é apresentado um resumo em forma de conclusão dos principais resultados obtidos neste trabalho, definindo perspectivas para novos trabalhos.

2 TEORIA DA RESSONÂNCIA FERROMAGNÉTICA

O fenômeno de absorção ressonante de radiação eletromagnética externa ou, como é mais conhecido, ressonância ferromagnética, FMR (do inglês *ferromagnetic resonance*) é uma ferramenta experimental muito utilizada para estudos das propriedades magnéticas dos materiais. Sua observação está diretamente ligada ao efeito Zeeman, identificado em 1897 por Pietre Zeeman (ZEEMAN, 1897), cuja descoberta permitiu a confirmação da existência do spin, através do experimento de Stern-Gerlach (GERLACH; STERN, 1922). Em 1935, com o trabalho teórico de Landau & Lifshitz (LANDAU; LIFSHITZ, 1935), a compreensão do fenômeno da FMR tornou-se mais clara, sendo observado experimentalmente em ligas metálicas de Ni, Fe e Co por Griffiths (GRIFFITHS, 1946), em 1946. Os cálculos feitos por Landau e Lifshitz foram posteriormente generalizados pelos trabalhos de Kittel (KITTEL, 1947; KITTEL, 1948) e Van Vleck (VLECK, 1950), mostrando que os resultados obtidos possuem uma dependência com a forma das amostras e com a orientação cristalina. Logo após a generalizações houve uma grande aumento no número de publicações, teóricas e experimentais, pois o estudo da FMR permite uma compreensão ainda maior do ferromagnetismo e do uso de materiais ferromagnéticos em aplicações tecnológicas. Neste capítulo falaremos brevemente sobre os diferentes tipos de materiais magnéticos, seção (2.1), em seguida, na seção (2.2), descreveremos teoricamente a dinâmica da magnetização e a ressonância ferromagnética, mostrando como a forma das amostras e a orientação dos cristais influenciam na mesma. Será mostrado também nesta seção a generalização para a obtenção da frequência de ressonância, conhecido como método de Smit e Beljers, e por fim, na seção (2.3), a aplicação da FMR em diferentes tipos de amostras, como filmes finos, nanofios e alguns outros que foram utilizados para este trabalho.

2.1 MATERIAIS MAGNÉTICOS

Todo material possui uma resposta quando na presença de um campo magnético externo, e o modo como cada um desses materiais se comporta permite classificá-los. Explicações sobre os diferentes tipos de materiais magnéticos podem ser encontradas em diversos livros de diferentes áreas da física, como os livros do Ashcroft & Mermin (ASHCROFT; MERMIN, 1976) e do Kittel (KITTEL, 2004), de física do estado sólido, do Salinas (SALINAS, 2013) e do Pathria (PATHRIA; BEALE, 2021), de física estatística, e do Jackson (JACKSON, 1998) e do Griffiths

(GRIFFITHS, 2017), de eletromagnetismo; são alguns exemplos. Aqui será descrito, de modo simples, quais são os tipos de materiais magnéticos e como cada um se comporta quando colocado na presença de um campo magnético externo.

Os materiais existentes na natureza podem ser separados de acordo com a forma com que os mesmos são estruturados. A princípio podemos dividi-los em dois grupos: aqueles formados por átomos e íons com momento atômico permanente e aqueles que não o possuem. Dentro do primeiro grupo podemos ainda distinguir os materiais que possuem interação de longo alcance e os que não a possuem.

Os materiais que não possuem átomos e íons com momento atômico permanente são chamados de *diamagnéticos*. Materiais cujos elementos estruturais possuem momento permanente, mas não possuem interações de longo alcance, são chamados de *paramagnéticos*. Os materiais que possuem momentos permanentes e que possuem interações de longo alcance são divididos de acordo com a orientação dos átomos ou íons vizinhos. Materiais cuja vizinhança possui orientação paralela são chamados *ferromagnéticos*, já quando a vizinhança possui orientação antiparalela, os materiais podem ser classificados como *ferrimagnéticos* ou *antiferrimagnéticos*. Nos materiais ferrimagnéticos os momentos atômicos são antiparalelos, mas a magnitude da magnetização entre vizinhos é desigual, deste modo a magnetização resultante no material é não nula, enquanto que nos materiais antiferromagnéticos a magnitude entre vizinhos é igual.

2.2 DINÂMICA DA MAGNETIZAÇÃO

2.2.1 Equação do movimento

Para começarmos a entender a dinâmica da magnetização devemos inicialmente observar como um dipolo magnético pertencente a um sítio i de um material magnético, com momento magnético $\vec{\mu}_i$, vai se comportar na presença de um campo indução magnética estático, \vec{B} .

Sabe-se que nesta situação o dipolo vai possuir uma energia

$$U_i = -\vec{\mu}_i \cdot \vec{B}, \quad (2.1)$$

no qual a energia é mínima se o momento magnético estiver paralelo ao campo estático. Se esse dipolo for deslocado de sua posição de equilíbrio ele sofrerá um torque que tenderá a

trazê-lo novamente para a sua posição de equilíbrio inicial, sendo esse torque dado por

$$\vec{\tau} = \vec{\mu}_i \times \vec{B}. \quad (2.2)$$

Da Mecânica Clássica é de conhecimento que o torque está associado com a variação do momento angular no tempo (TAYLOR, 2013), e assumindo \vec{J} como sendo o momento angular total, temos então

$$\frac{d\vec{J}}{dt} = \vec{\tau}. \quad (2.3)$$

Fazendo uso da Mecânica Quântica, o momento magnético pode ser escrito na forma $\vec{\mu} = -\gamma \vec{J}$, onde $\gamma = \frac{g\mu_B}{\hbar}$ é o fator giromagnético, igual a $2\pi \times 28GHZ/T$ no SI e $2\pi \times 2,8GHZ/kOe$ no CGS, tendo que $1T = 10kOe$. Têm-se ainda que g é o fator de Landé, μ_B é o magneton de Bohr, $\hbar = \frac{h}{2\pi}$, sendo h a constante de Planck, e \vec{J} é o momento angular total, obtido da soma do momento angular orbital com o momento angular de spin. Usando essa relação entre o momento magnético e o momento angular total, e utilizando-o na eq. (2.3), em conjunto com a eq. (2.2), obtemos que a dinâmica do momento é dada pela equação

$$\frac{d\vec{\mu}_i}{dt} = -\gamma \vec{\mu}_i \times \vec{B}. \quad (2.4)$$

Considerando um material macroscópico, a magnetização, \vec{M} , é obtida somando todos os momentos magnéticos do material e dividindo esta soma por um volume, V , sendo expressa matematicamente na forma

$$\vec{M} = \frac{1}{V} \sum_i \vec{\mu}_i. \quad (2.5)$$

Considerando então a soma de todos os momentos magnéticos, dividindo-os pelo volume, na eq. (2.4) e utilizando a eq. (2.5) obtêm-se a chamada *Equação de Landau-Lifshitz*, que é dada por

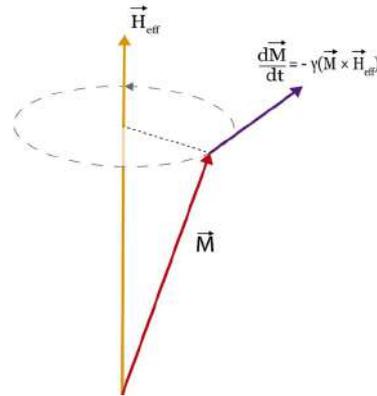
$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \mu_0 \vec{M} \times \vec{H}, \quad (2.6)$$

onde foi utilizada a relação $\vec{H} = \frac{1}{\mu_0} \vec{B}$, sendo \vec{H} o campo magnético e μ_0 a permeabilidade magnética do vácuo.

Foi apontado inicialmente por Landau e Lifshitz que em materiais ferromagnéticos, devido às diversas interações existentes nesse material, o campo magnético que interage com a magnetização não é o campo magnético externo aplicado ao material, mas um campo efetivo \vec{H}_{eff} . Assim, a eq. (2.6) pode ser reescrita na forma

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \mu_0 \vec{M} \times \vec{H}_{eff}, \quad (2.7)$$

Figura 1 – Precessão do vetor magnetização em campo magnético estático, conforme eq. (2.7) no CGS.



Fonte: o autor (2022)

onde no CGS têm-se $\mu_0 = 1$.

Utilizando o sistema de coordenadas cartesiano, considerando que a magnetização possui, além da componente no eixo z, componentes ao longo dos eixos x e y, então $\vec{M} = m_x(t)\hat{x} + m_y(t)\hat{y} + M_0\hat{z}$, sendo $m_x(t), m_y(t) \ll M_0 \approx M$. Assumindo que o campo externo aplicado, \vec{H} , seja tal que o campo magnético efetivo esteja ao longo do eixo, isto é, $\vec{H}_{eff} = H_0\hat{z}$, então ao aplicarmos essas informações na eq. (2.7) obtemos o seguinte sistema de equações para $m_x(t)$ e $m_y(t)$,

$$\dot{m}_x(t) = -\gamma\mu_0 H_0 m_y(t) \quad (2.8a)$$

$$\dot{m}_y(t) = \gamma\mu_0 H_0 m_x(t), \quad (2.8b)$$

no qual as soluções são da forma

$$m_x(t) = m_0 \cos(\omega_0 t) \quad (2.9a)$$

$$m_y(t) = m_0 \sin(\omega_0 t). \quad (2.9b)$$

Deste resultado observa-se que a magnetização de uma material precessiona ao redor do campo magnético efetivo, desde que não haja uma perturbação, conforme mostra a Figura (1). Da eq. (2.7) têm-se que a magnetização precessiona com uma amplitude m_0 , no qual $m_0^2 = m_x^2(t) + m_y^2(t)$, e com uma frequência $\omega_0 = \gamma\mu_0 H_0$ no SI ($\omega_0 = \gamma H_0$ no CGS), que é a *frequência de Lamour*.

No caso em que uma amostra encontra-se na presença do campo magnético efetivo \vec{H}_{eff} e sofra uma pequena perturbação, o campo magnético efetivo agora será $\vec{H}_{eff} = h_x(t)\hat{x} +$

$h_y(t)\hat{y} + H_0\hat{z}$, tendo-se também que $h_x(t), h_y(t) \ll H_0$, análogo à magnetização. Sendo a magnetização como citado anteriormente, $\vec{M} = m_x(t)\hat{x} + m_y(t)\hat{y} + M_0\hat{z}$. Inserindo essas expressões na eq. (2.7), e assumindo que tanto $m_x(t), m_y(t)$, quanto $h_x(t), h_y(t)$ possuem dependência temporal na forma $e^{-i\omega t}$, de modo que podemos escrevê-las como

$$\begin{aligned} m_x(t) &= m_x e^{-i\omega t} & m_y(t) &= m_y e^{-i\omega t} \\ h_x(t) &= h_x e^{-i\omega t} & h_y(t) &= h_y e^{-i\omega t}, \end{aligned}$$

obtemos as seguintes equações do movimento

$$-i\omega m_x = -\gamma\mu_0 m_y H_0 + \gamma\mu_0 M_0 h_y \quad (2.10a)$$

$$-i\omega m_y = -\gamma\mu_0 M_0 h_x + \gamma\mu_0 m_x H_0, \quad (2.10b)$$

onde os termos mistos entre as componentes dos eixos x e y, $m_y h_x$ e $m_x h_y$, foram desprezadas devido às componentes nos planos x e y da magnetização e do campo magnético efetivo serem muito menores em relação às componentes ao longo do eixo z.

Resolvendo este sistema para m_x e m_y , utilizando que $\omega_0 = \gamma\mu_0 H_0$ e definindo $\omega_M = \gamma\mu_0 M_0$ (no CGS, $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$), obtêm-se então

$$m_x = \frac{\omega_M \omega_0}{\omega_0^2 - \omega^2} h_x - i \frac{\omega_M \omega}{\omega_0^2 - \omega^2} h_y \quad (2.11a)$$

$$m_y = i \frac{\omega_M \omega}{\omega_0^2 - \omega^2} h_x + \frac{\omega_M \omega_0}{\omega_0^2 - \omega^2} h_y, \quad (2.11b)$$

que pode ser reescrita na forma matricial, usando a definição

$$\vec{m} = \overleftrightarrow{\chi} \cdot \vec{h}, \quad (2.12)$$

no qual têm-se que

$$\vec{m} = \begin{pmatrix} m_x \\ m_y \end{pmatrix} \quad \overleftrightarrow{\chi} = \begin{pmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} \\ \chi_{yx} & \chi_{yy} \end{pmatrix} \quad \vec{h} = \begin{pmatrix} h_x \\ h_y \end{pmatrix},$$

onde $\overleftrightarrow{\chi}$ é o *tensor susceptibilidade magnética*, sendo as componentes deste tensor da forma

$$\begin{aligned} \chi_{xx} &= \chi_{yy} = \frac{\omega_M \omega_0}{\omega_0^2 - \omega^2} \\ \chi_{yx} &= -\chi_{xy} = i \frac{\omega_M \omega}{\omega_0^2 - \omega^2} \end{aligned} \quad (2.13)$$

Sabe-se que a magnetização em um material não irá ficar precessionando infinitamente, pois existem interações que farão \vec{M} alinhar-se ao campo magnético efetivo. Esse amortecimento foi adicionado fenomenologicamente ao adicionar um termo η , chamado *taxa de relaxação magnética*, ao fazer a substituição $\omega_0 \rightarrow \omega_0 - i\eta$ nos termos do tensor $\overleftrightarrow{\chi}$ obtidos na eq. (2.13), e assumindo que $\eta \ll \omega_0$, obtendo-se

$$\chi_{xx} = \chi_{yy} = \frac{\omega_M \omega_0}{\omega_0^2 - \omega^2 - 2i\omega_0 \eta} \quad (2.14a)$$

$$\chi_{yx} = \chi_{xy} = i \frac{\omega_M \omega}{\omega_0^2 - \omega^2 - 2i\omega_0 \eta}. \quad (2.14b)$$

Pela eq. (2.14) observa-se que as componentes do tensor susceptibilidade magnética possuem partes reais e imaginárias. Podemos então reescrever a componente χ_{xx} , por exemplo, como $\chi_{xx} = \chi'_{xx} + i\chi''_{xx}$, e analogamente para as outras componentes do tensor. Como na eq. (2.14) temos que $\omega_0^2 - \omega^2 = 0$ se $\omega = \omega_0$, pode-se expandir em séries de Taylor. Fazendo isso para χ_{xx} , considerando que na vizinhança de $\omega \approx \omega_0$, temos a aproximação $\omega_0^2 - \omega^2 \approx 2\omega_0(\omega_0 - \omega)$, resulta

$$\chi_{xx} = \frac{1}{2} \frac{\omega_M(\omega_0 - \omega)}{(\omega_0 - \omega)^2 + \eta^2} + \frac{i}{2} \frac{\omega_M \eta}{(\omega_0 - \omega)^2 + \eta^2}, \quad (2.15)$$

e com isso são obtidas as componentes real e imaginária de χ_{xx} e, respectivamente, de χ_{yy} , que são

$$\chi'_{xx} = \chi'_{yy} = \frac{\omega_M(\omega_0 - \omega)}{2[(\omega_0 - \omega)^2 + \eta^2]} \quad (2.16a)$$

$$\chi''_{xx} = \chi''_{yy} = \frac{\omega_M \eta}{2[(\omega_0 - \omega)^2 + \eta^2]}. \quad (2.16b)$$

Em medidas de FMR, obtêm-se a *largura de linha à meia altura* (ou apenas largura de linha), ΔH , através de medidas da potência média de absorção, por unidade de volume, do material, de modo que com essa grandeza é possível relacioná-la à taxa de amortecimento, obtendo-se que

$$\Delta H = \frac{\eta}{\gamma}. \quad (2.17)$$

Uma outra forma de considerar o amortecimento sofrido pela magnetização é através da adição de um novo termo na equação de Landau-Lifshitz, eq. (2.7), que representa um torque sofrido pela magnetização que a puxa em direção à posição de equilíbrio. Em 1955, Gilbert adicionou à equação do movimento este termo (GILBERT, 1955), dando origem a hoje conhecida como *Equação de Landau-Lifshitz-Gilbert*, expressa na forma

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\mu_0 \vec{M} \times \vec{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M} \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt}, \quad (2.18)$$

no qual \vec{M} é a magnitude da magnetização e α é uma grandeza adimensional chamada *parâmetro de amortecimento de Gilbert*. Analogamente à expressão obtida na eq. (2.17), o experimento de FMR permite a obtenção do amortecimento de Gilbert através das medidas largura de linha, ΔH , conforme a expressão

$$\Delta H = \frac{\alpha\omega_0}{\gamma}. \quad (2.19)$$

Materiais com um parâmetro de amortecimento de Gilbert baixo são de grande importância nos estudos das áreas de spintrônica e magnônica, pois a magnetização tende a permanecer por maior período precessionando, o que permite um melhor estudo de fenômenos que envolvem transporte de spin e ondas de spin.

2.2.2 Equação de Kittel

Conforme será visto na seção (2.2.3), quando falarmos sobre a energia de desmagnetização, a forma da amostra influencia no campo efetivo, de modo que para cada tipo de geometria (filmes, esferas, cilindros, etc.), a resposta será modificada. Isso ocorre porque para cada tipo de forma utilizada, o tensor desmagnetização \overleftrightarrow{N} possuirá seus componentes com valores distintos, dependendo diretamente da direção e da simetria da amostra.

Para entender melhor os efeitos da desmagnetização na obtenção do campo efetivo, vamos considerar a situação no qual uma amostra, de um material ferromagnético, encontra-se na presença de um campo magnético externo $\vec{H}_0 = H_0\hat{z}$, de tal intensidade que o material ferromagnético encontra-se em apenas um domínio magnético, em outras palavras, o material encontra-se saturado com uma magnetização \vec{M} . Nesta situação o campo efetivo, \vec{H}_{eff} , pode ser expresso na seguinte forma

$$\vec{H}_{eff} = \vec{H}_0 - \overleftrightarrow{N} \cdot \vec{M}, \quad (2.20)$$

sendo \overleftrightarrow{N} o tensor de desmagnetização, cujas componentes satisfazem a eq. (2.25). Escrevendo novamente a magnetização na forma $\vec{M} = m_x(t)\hat{x} + m_y(t)\hat{y} + M_0\hat{z}$, com $m_x(t), m_y(t) \ll M_0 \approx M$, e inserindo-a em conjunto com a eq. (2.20) na eq. (2.7), obtêm-se o seguinte sistema

$$\begin{cases} \dot{m}_x = -\gamma\mu_0 m_y [H_0 + (N_y - N_z)M] \\ \dot{m}_y = \gamma\mu_0 m_x [H_0 + (N_x - N_z)M], \end{cases}$$

no qual resolvendo, assumindo soluções da forma $m_x(t) = m_0 \cos \omega_0 t$ e $m_y(t) = m_0 \sin \omega_0 t$, obtemos o seguinte resultado para a frequência de ressonância magnética

$$\left(\frac{\omega_0}{\gamma\mu_0}\right)^2 = [H_0 + (N_x - N_z)M][H_0 + (N_y - N_z)M], \quad (2.21)$$

que é conhecida como a *Equação de Kittel*, que foi obtida por Charles Kittel (KITTEL, 1948), de quem a equação, claramente, recebeu o nome, e Jacob. L. Snoek (SNOEK, 1948), ambos em 1948. Essa equação mostra a dependência da frequência de ressonância com a forma do material.

Como citado anteriormente e pode ser notado da eq. (2.21), materiais em diferentes formatos vão produzir resultados diferentes para a frequência de ressonância, e mesmo materiais com os mesmos formatos vão produzir resultados distintos se os mesmo encontrarem-se em posições diferente em relação ao campo magnético aplicado. Isso pode ser observado na tabela 1, que mostra os valores das componentes da diagonal do tensor \overleftrightarrow{N} para diferentes tipos de formas posicionadas numa região no qual aplica-se um campo externo $\overrightarrow{H}_0 = H_0 \hat{z}$, onde os valores fora e dentro dos parênteses estão no CGS e SI, respectivamente. Nota-se, devido à simetria, que para estruturas esféricas, os resultados obtidos na equação de Kittel não se alteram, independente da direção do campo ou da posição do material.

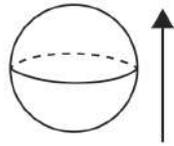
2.2.3 Tipos de energias magnéticas

Quando obtivemos a equação de Landau-Lifshitz, eq. (2.7), foi dito que o campo sentido pela magnetização não é o campo externo aplicado \overrightarrow{H} , mas sim um campo efetivo, \overrightarrow{H}_{eff} . Este campo efetivo, como será mostrado na seção 2.2.4, depende diretamente da energia, por unidade de volume, do sistema. Essa energia depende de diversos fatores associados ao material, como a maneira que o mesmo se comporta na presença de um campo magnético, com a sua geometria, com a estrutura molecular que o forma, entre outros fatores. Podemos descrever uma expressão geral para a energia do sistema como sendo da forma

$$E = E_Z + E_{dem} + E_{ani} + E_{ex}, \quad (2.22)$$

onde E_Z é a energia Zeeman, E_{dem} é a energia de desmagnetização (do inglês, *demagnetizing energy*), E_{ani} é a energia de anisotropia (ou energia magnetocristalina) e E_{ex} é a energia de troca (*exchange energy*, em inglês) entre os spins existentes na amostra utilizada.

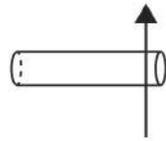
Tabela 1 – Fatores de desmagnetização para diferentes tipos de estruturas. Adaptado de Rezende (2020)



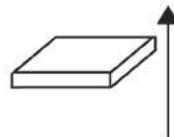
$$N_x = N_y = N_z = \frac{4\pi}{3} \left(\frac{1}{3} \right)$$



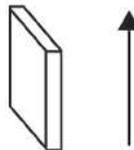
$$N_z = 0, N_x = N_y = 2\pi \left(\frac{1}{2} \right)$$



$$N_y = 0, N_x = N_z = 2\pi \left(\frac{1}{2} \right)$$



$$N_x = N_y = 0, N_z = 4\pi (1)$$



$$N_x = N_z = 0, N_y = 4\pi (1)$$

Fonte: o autor (2022)

A energia Zeeman consiste na energia de interação entre a magnetização da amostra com

o campo magnético externo aplicado, \vec{H}_0 , que nos dá

$$E_Z = -\mu_0 \vec{M} \cdot \vec{H}_0. \quad (2.23)$$

A energia de desmagnetização depende diretamente da geometria da amostra, ela é definida como

$$E_{dem} = \frac{1}{2} \mu_0 \vec{M} \cdot \overleftrightarrow{N} \cdot \vec{M}, \quad (2.24)$$

no qual temos agora a grandeza \overleftrightarrow{N} que é conhecido como o tensor de forma ou tensor dos fatores de desmagnetização. Considerando o sistema de coordenadas cartesiano, e escolhendo as direções x, y, z como posicionadas ao longo dos eixos de simetria da amostra, obtemos que o tensor \overleftrightarrow{N} possui apenas as componentes diagonais,

$$\overleftrightarrow{N} = \begin{pmatrix} N_x & 0 & 0 \\ 0 & N_y & 0 \\ 0 & 0 & N_z \end{pmatrix},$$

no qual obtemos a seguinte relação entre os termos da diagonal:

$$Tr(\overleftrightarrow{N}) = N_x + N_y + N_z = \begin{cases} 1 & (SI) \\ 4\pi & (CGS). \end{cases} \quad (2.25)$$

O tensor de forma é importante para a obtenção da chamada equação de Kittel, conforme visto na seção 2.2.2.

A energia de anisotropia, ou energia magnetocristalina, representa as interações que ocorrem em materiais magnéticos cristalinos que tendem a orientar a magnetização ao longo de algum dos eixos de simetria do cristal. A forma no qual essa energia é expressa vai depender tanto da simetria do cristal quanto da composição química do mesmo. No caso de um material no qual os cristais possuem anisotropia uniaxial, a energia de anisotropia pode ser descrita na seguinte forma

$$E_{ani(uni)} = K_{u1} \sin^2 \theta + K_{u2} \sin^4 \theta, \quad (2.26)$$

sendo K_{u1} a constante de anisotropia de primeira ordem e, analogamente, K_{u2} a constante de anisotropia de segunda ordem. Os valores para essas constantes nos permite determinar o chamado *eixo fácil* do cristal, que é o eixo do cristal no qual o mesmo será magnetizado com maior facilidade, ou seja, será necessário um campo menor para magnetizar toda a amostra. Se o material magnético possuir uma estrutura cristalina cúbica, haverá diversas direções

equivalentes, de modo que faz-se necessário a utilização de diversos ângulos. Podemos associar o cosseno desses ângulos, α_1 , α_2 , α_3 , em relação aos eixos principais do cristal, $\langle 001 \rangle$, $\langle 010 \rangle$, $\langle 001 \rangle$, respectivamente. Deste modo, podemos representar a energia de anisotropia cúbica, por unidade de volume, como sendo da forma

$$E_{ani(cub)} \approx K_{c1}(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2) + K_{c2}\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2, \quad (2.27)$$

onde K_{c1} e K_{c2} são as constantes de anisotropia cúbica de primeira e segunda ordens, respectivamente. Calculando a energia mínima na eq. (2.27) permiti-nos mostrar em qual direção os eixos fácil e duro da magnetização da amostra estudada encontram-se. Dependendo dos valores das constantes, temos que os eixos da magnetização vão se encontrar ao longo de um dos eixos principais de simetria, $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ ou $\langle 111 \rangle$.

A energia de troca está diretamente relacionada com o tipo de material utilizado. A energia de troca pode ser escrita da seguinte forma

$$E_{ex} = -2J \sum_{i,j} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j, \quad (2.28)$$

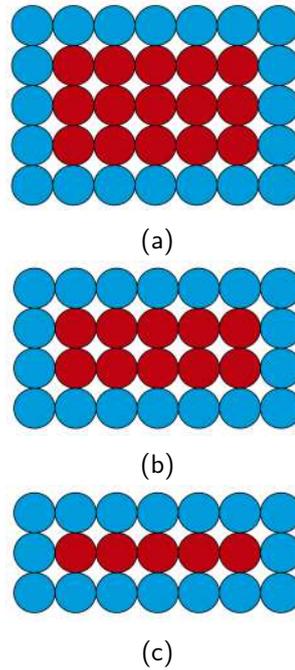
onde \vec{S}_i , \vec{S}_j são os spins dos sítios i e j , respectivamente, e J é a constante de troca. Dependendo dos valores possíveis desta constante de troca, podemos determinar se o material é ferro- ou antiferromagnético. Se $J > 0$ teremos que a energia torna-se mínima se os spins forem paralelos um ao outro, onde temos o material ferromagnético. No caso em que $J < 0$, a energia será mínima se os spins forem antiparalelos entre si, implicando que o material é antiferromagnético, se as magnetizações das sub-redes forem idênticas, e ferrimagnéticos, se as magnetizações forem diferentes.

Em casos em que as amostras são filmes finos, deve-se considerar que, como os filmes possuem mais átomos na superfície do que em seu interior, conforme ilustrado na figura (2), esses átomos apresentam propriedades magnéticas distintas quando na superfície e quando no interior dos filmes. Desse modo, além dos termos mostrados na eq. (2.22), deve-se adicionar uma energia de superfície, E_S . Foi proposto primeiramente por Néel (1954) que essa energia é devido à uma anisotropia de superfície, tendo sido mostrado experimentalmente que para filmes finos essa anisotropia é manifestada como sendo uniaxial. Com isso obteve-se uma expressão para essa energia, por unidade de volume, na forma

$$E_S = -K_{eff} \cos^2 \theta_S, \quad (2.29)$$

onde θ_S é o ângulo que o vetor magnetização faz com o vetor normal ao plano do filme e K_{eff} é uma constante de anisotropia efetiva, definida por unidade de volume, ao qual inclui contri-

Figura 2 – Ilustração mostrando o aumento da proporção de átomos que constituem a superfície à medida que o filme diminui seu volume. A proporção de átomos pertencentes à superfície é de 58% em (a), 65% em (b) e 76% em (c). Adaptado de Mendes (2009).



Fonte: o autor (2022)

buições de diferentes fontes como a de superfície ou interface (em casos de multicamadas), denominado K_S , definido por unidade de área, e contribuições de volume, K_V , definido por unidade de volume. Assim, considerando uma amostra simples de espessura h , a constante de anisotropia efetiva pode ser escrita como

$$K_{eff} = K_V + \frac{2K_S}{h}, \quad (2.30)$$

sendo o fator 2 multiplicando a constante K_S dado pois leva-se em consideração que a camada magnética é formada por duas interfaces idênticas (HEINRICH; BLAND, 2006). Com isso, a energia pode ser reescrita na forma

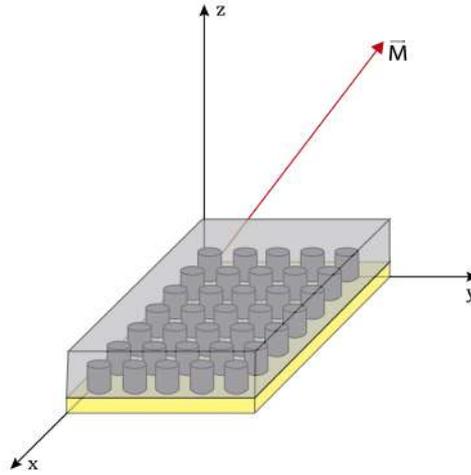
$$E_S = - \left(K_V + \frac{2K_S}{h} \right) \cos^2 \theta_S \quad (2.31)$$

Quando tratamos arranjos de nanofios deve-se considerar as interações dipolares entre os nanofios que ocasionam uma anisotropia no arranjo. Para esse tratamento torna-se importante o chamado *fator de empacotamento*, P , que é dado por

$$P = \frac{\pi d^2}{2\sqrt{3}a^2} = \frac{\pi (2r)^2}{2\sqrt{3}a^2} = \frac{2\pi r^2}{\sqrt{3}a^2}, \quad (2.32)$$

onde d é o diâmetro dos fios, r é o raio dos fios e a é a distância centro à centro entre os fios. Para obter uma expressão para a anisotropia no arranjo, seguiremos o trabalho de

Figura 3 – Ilustração mostrando a posição de uma amostra porosa com nanofios usada para obtenção da equação (2.36).



Fonte: o autor (2022)

Encinas-Oropesa et al. (2001), que comprovaram experimentalmente uma correspondência baseada numa aproximação de campo médio, no qual os autores basearam-se no trabalho de Netzelmann (1990). De Encinas-Oropesa et al. (2001), as interações dipolares podem ser descritas utilizando uma aproximação de campo médio pela seguinte energia, por unidade de volume,

$$E_{dip} = \frac{1}{2}\mu_0(1 - P)\vec{M} \cdot \overleftrightarrow{N} \cdot \vec{M} + \frac{1}{2}\mu_0 P \vec{M} \cdot \overleftrightarrow{N}^t \cdot \vec{M}, \quad (2.33)$$

onde \overleftrightarrow{N} e \overleftrightarrow{N}^t são os tensores desmagnetização dos fios e do arranjo de fios, respectivamente.

Considerando uma amostra formada por uma membrana porosa ao qual são depositados os nanofios, como mostrado na figura (3), temos que os valores para os tensores \overleftrightarrow{N} e \overleftrightarrow{N}^t , no SI, são

$$\overleftrightarrow{N} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \overleftrightarrow{N}^t = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

que inserindo na eq. (2.33), e escrevendo a magnetização em coordenadas esféricas, $\vec{M} = M \sin \theta \cos \varphi \hat{x} + M \sin \theta \sin \varphi \hat{y} + M \cos \theta \hat{z}$, obtemos que E_{dip} fica na forma

$$\begin{aligned} E_{dip} &= \frac{1}{2}\mu_0(1 - P) \left[\frac{1}{2}M^2 \sin^2 \theta \right] + \frac{1}{2}\mu_0 P M^2 \cos^2 \theta = \\ &= \frac{1}{2}\mu_0(1 - P) \left[\frac{1}{2}M^2 \sin^2 \theta \right] + \frac{1}{2}\mu_0 P M^2 [1 - \sin^2 \theta] = \\ &= \frac{1}{4}\mu_0 M^2 (1 - 3P) \sin^2 \theta + \frac{1}{2}\mu_0 M^2 P. \end{aligned} \quad (2.34)$$

Da eq. (2.34), desprezando o termo sem a dependência angular, e definindo o campo de anisotropia H_A , que é definido como

$$H_A = \frac{1}{2}M(1 - 3P), \quad (2.35)$$

obtêm-se que

$$E_{dip} = \frac{1}{2}\mu_0MH_A\sin^2\theta. \quad (2.36)$$

Essas energias magnetocristalina, de superfície, etc. serão utilizadas na seção (2.3) utilizando o método de Smit-Beljers, que será descrito na próxima seção, para a obtenção das frequências de ressonância em diferentes tipos de amostras.

2.2.4 Fórmula de ressonância de Smit-Beljers

Embora a equação de Kittel seja uma boa forma de se obter o campo efetivo para um dado material, esta equação considera apenas a desmagnetização da amostra, não sendo considerado as outras energias existentes no sistema, conforme a eq. (2.22). Um método mais eficiente para o cálculo da frequência de ressonância que permite uma maior generalização foi obtido, independentemente, por J. Smit e H. G. Beljers (SMIT; BELJERS, 1955) e por H. Suhl (SUHL, 1955), ambos em 1955.

Para obter o mesmo resultado obtido por Smit e Beljers, vamos considerar que a magnetização movimenta-se de acordo com a equação de Landau-Lifshitz, eq. (2.7), e que o campo efetivo é obtido da soma dos campos relacionados às interações magnéticas. Utilizando em conjunto as eqs. (2.1) e (2.5), com $\vec{B} = \mu_0(\vec{H}_{eff} + \vec{M})$, obtêm-se que a energia, por unidade de volume, é da forma

$$E = \sum_i U_i = -\frac{\mu_0}{V} \sum_i \vec{\mu}_i \cdot (\vec{H}_{eff} + \vec{M}) = -\mu_0\vec{M} \cdot (\vec{H}_{eff} + \vec{M}). \quad (2.37)$$

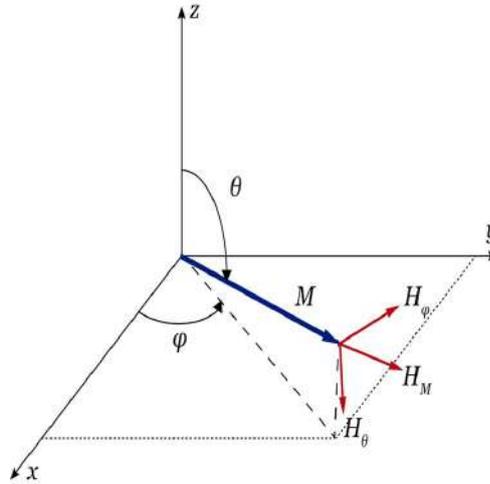
Considerando uma pequena perturbação tal que ocasione uma variação da magnetização, $\delta\vec{M}$, conseqüentemente ocorre uma variação na energia, δE , escrita como

$$\delta E = -\mu_0\delta\vec{M} \cdot (\vec{H}_{eff} + \delta\vec{M}). \quad (2.38)$$

No limite $\delta\vec{M} \rightarrow 0$ obtemos que

$$\vec{H}_{eff} = -\frac{1}{\mu_0}\nabla_{\vec{M}}E, \quad (2.39)$$

Figura 4 – Componentes do campo efetivo interno H_M , H_θ , H_φ em um sistema de coordenadas esféricas.



Fonte: o autor (2022)

onde $\nabla_{\vec{M}} = \sum_{\alpha} \partial/\partial M_{\alpha}$ é a derivada direcional na direção da magnetização, sendo M_{α} a componente da magnetização na direção α , a ser determinada pela escolha das coordenadas.

Para obter o mesmo resultado obtido por Smit e Beljers, vamos utilizar as coordenadas esféricas, conforme mostra a figura (4), onde a componente na direção r do campo efetivo interno está na mesma direção da magnetização. Nessas coordenadas podemos escrever a magnetização como

$$\vec{M} = M_r \hat{e}_r + m_{\theta}(t) \hat{e}_{\theta} + m_{\varphi}(t) \hat{e}_{\varphi}, \quad (2.40)$$

no qual $m_{\theta}(t), m_{\varphi}(t) \ll M_r \approx M$, sendo M o módulo do vetor magnetização, $M = |\vec{M}|$, e assumindo que $m_{\theta}(t) = m_{\theta} \exp(-i\omega_0 t)$ e $m_{\varphi}(t) = m_{\varphi} \exp(-i\omega_0 t)$. Supondo que M seja constante, então podemos escrever a energia na forma $E = E(m_{\theta}, m_{\varphi})$, pois

$$|\vec{M}|^2 = M_r^2 + m_{\theta}^2(t) + m_{\varphi}^2(t) = cte \rightarrow M_r = \sqrt{cte - m_{\theta}^2(t) - m_{\varphi}^2(t)},$$

e, usando que $m_{\theta} = M\delta\theta$ e $m_{\varphi} = M \sin\theta\delta\varphi$, onde $\delta\theta$ e $\delta\varphi$ representam os desvios dos ângulos polar e azimutal das direções de equilíbrio, θ_0 e φ_0 , obtêm-se que $E = E(\delta\theta, \delta\varphi)$, portanto, teremos que $\partial E/\partial M_r = 0$, de modo que obtemos

$$\nabla_{\vec{M}} E = \left[\nabla_{\vec{M}} E \right]_{\theta} \hat{e}_{\theta} + \left[\nabla_{\vec{M}} E \right]_{\varphi} \hat{e}_{\varphi}. \quad (2.41)$$

Usando as eqs. (2.39)-(2.41) na equação de Landau-Lifshitz, (2.7), obtemos que

$$-i\omega_0 M \delta\theta = -\gamma M \left[\nabla_{\vec{M}} E \right]_{\varphi} \quad (2.42a)$$

$$-i\omega_0 M \sin\theta_0 \delta\varphi = \gamma M \left[\nabla_{\vec{M}} E \right]_{\theta}, \quad (2.42b)$$

onde resta calcular as componentes do campo efetivo.

Para obter as componentes do campo efetivo, vamos expandir a energia $E(\delta\theta, \delta\varphi)$ em séries de $\delta\alpha$, com α ou β denotando as coordenadas θ e φ , na posição de equilíbrio, onde

$$\begin{aligned} E(\delta\theta, \delta\varphi) &= E_0 + \sum_{\alpha} \left(\frac{\partial E}{\partial(\delta\alpha)} \right) \Big|_{\theta_0, \varphi_0} \delta\alpha\delta\beta \\ &+ \frac{1}{2} \sum_{\alpha} \sum_{\beta} \left(\frac{\partial^2 E}{\partial(\delta\alpha)\partial(\delta\beta)} \right) \Big|_{\theta_0, \varphi_0} \delta\alpha\delta\beta + \dots \approx \\ &\approx E_0 + \frac{1}{2} \sum_{\alpha} \sum_{\beta} \left(\frac{\partial^2 E}{\partial(\delta\alpha)\partial(\delta\beta)} \right) \Big|_{\theta_0, \varphi_0} \delta\alpha\delta\beta, \end{aligned} \quad (2.43)$$

e E_0 é a energia do sistema na posição de equilíbrio e $(\partial E/\partial(\delta\alpha)) \Big|_{\theta_0, \varphi_0} = 0$. Reescrevendo a eq. (2.43), usando a notação

$$E_{\alpha\beta} = \frac{\partial^2 E}{\partial(\delta\alpha)\partial(\delta\beta)} \Big|_{\theta_0, \varphi_0}, \quad (2.44)$$

resulta então que

$$E(\delta\theta, \delta\varphi) \approx E_0 + \frac{1}{2} \sum_{\alpha, \beta} E_{\alpha\beta} \delta\alpha\delta\beta. \quad (2.45)$$

Calculando $\nabla_{\vec{M}} E$, lembrando que $\partial E/\partial M_r = 0$, resulta

$$\nabla_{\vec{M}} E = \frac{1}{M} [E_{\theta\theta}\delta\theta + E_{\varphi\theta}\delta\varphi] \hat{e}_{\theta} + \frac{1}{M \sin \theta_0} [E_{\theta\varphi}\delta\theta + E_{\varphi\varphi}\delta\varphi] \hat{e}_{\varphi}. \quad (2.46)$$

Inserindo a eq. (2.39) na (2.7) e utilizando o resultado da (2.46) na equação do movimento, (2.42), obtemos

$$\begin{aligned} -i\omega_0 M \delta\theta &= -\frac{\gamma}{\sin \theta_0} [E_{\theta\varphi}\delta\theta + E_{\varphi\varphi}\delta\varphi] \\ -i\omega_0 M \sin \theta_0 \delta\varphi &= \gamma [E_{\theta\theta}\delta\theta + E_{\varphi\theta}\delta\varphi], \end{aligned}$$

que pode ser reescrita como

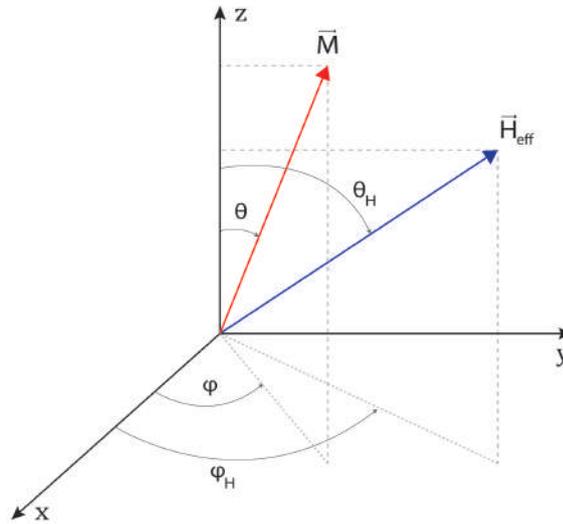
$$E_{\theta\theta}\delta\theta + \left(E_{\varphi\theta} + i\frac{\omega_0}{\gamma} M \sin \theta_0 \right) \delta\varphi = 0 \quad (2.47a)$$

$$\left(E_{\theta\varphi} - i\frac{\omega_0}{\gamma} M \sin \theta_0 \right) \delta\theta + E_{\varphi\varphi}\delta\varphi = 0. \quad (2.47b)$$

Escrevendo a eq. (2.47) na forma matricial,

$$\begin{pmatrix} E_{\theta\theta} & E_{\varphi\theta} + i\frac{\omega_0}{\gamma} M \sin \theta_0 \\ E_{\theta\varphi} - i\frac{\omega_0}{\gamma} M \sin \theta_0 & E_{\varphi\varphi} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta\theta \\ \delta\varphi \end{pmatrix} = 0, \quad (2.48)$$

Figura 5 – Ângulos polar e azimutal da magnetização e do campo magnético efetivo.



Fonte: o autor (2022)

onde foi usado $E_{\varphi\theta} = E_{\theta\varphi}$, e calculando o determinante da matriz quadrada, igualando-o a zero têm-se

$$E_{\theta\theta}E_{\varphi\varphi} - E_{\theta\varphi}^2 + \frac{i\omega_0 M}{\gamma} \sin \theta_0 E_{\theta\varphi} - \frac{i\omega_0 M}{\gamma} \sin \theta_0 E_{\theta\varphi} - \left(\frac{\omega_0}{\gamma} M \sin \theta_0 \right)^2 = 0,$$

donde resulta que

$$\frac{\omega_0}{\gamma} = \frac{1}{M \sin \theta_0} \sqrt{(E_{\theta\theta}E_{\varphi\varphi} - E_{\theta\varphi}^2)}. \quad (2.49)$$

À eq. (2.49) dar-se o nome de *Fórmula de ressonância de Smit-Beljers*, e nos permite uma maior generalização, pois diferente da eq. (2.21), ela considera outros fatores além da desmagnetização, obtendo-se assim uma frequência de ressonância mais precisa.

2.3 FREQUÊNCIA DE RESSONÂNCIA PARA DIFERENTES ESTRUTURAS

Nesta seção vamos fazer uso da fórmula de Smit e Beljers, dada pela eq. (2.49), e obter as frequências de ressonância para diferentes tipos de amostras, considerando as suas geometrias, que alteram os valores dos fatores do tensor desmagnetização, \overleftrightarrow{N} , e suas estruturas cristalinas, no qual obteremos diferentes energias de anisotropia de acordo com os materiais utilizados nas amostras. Trabalharemos com estruturas mais simples e conhecidas da literatura, como os filmes finos, na seção (2.3.1), e os arranjos de nanofios, na seção (2.3.2).

Para obter essas frequências vamos utilizar, conforme a subseção (2.2.4), as coordenadas esféricas, (r, θ, φ) , fazendo uso da fórmula de ressonância de Smit-Beljers, eq. (2.49). Vamos inicialmente considerar uma magnetização, \vec{M} , numa direção arbitrária, definida pelos ângulos polar θ e azimutal φ , com um campo magnético efetivo, \vec{H}_{eff} , cuja direção é definida pelos ângulos polar θ_H e azimutal φ_H , como mostra a figura (5). Para calcular a frequência vamos fazer uso de uma expressão mais geral, sem considerar inicialmente a geometria da amostra que estaremos utilizando, considerando-as apenas quando formos obter as derivadas da energia total.

Para começar vamos definir as expressões para o campo efetivo e para a magnetização em coordenadas esféricas, assim podemos escrever o campo efetivo da seguinte forma

$$\vec{H}_{eff} = H_0 \sin \theta_H \cos \varphi_H \hat{x} + H_0 \sin \theta_H \sin \varphi_H \hat{y} + H_0 \cos \theta_H \hat{z}, \quad (2.50)$$

onde H_0 é a magnitude do mesmo. Já a magnetização vamos escrever como sendo

$$\vec{M} = M \sin \theta \cos \varphi \hat{x} + M \sin \theta \sin \varphi \hat{y} + M \cos \theta \hat{z}, \quad (2.51)$$

no qual M é magnitude da magnetização.

Vamos utilizar a eq. (2.22), sem o termo da energia de troca, pois estamos buscando calcular a frequência do modo FMR uniforme, isto é, uma onda de spin com vetor de onda $\vec{k} = 0$, e o campo magnético produzido pela energia de troca não altera esta frequência (REZENDE, 2020). Para a energia Zeeman, dada pela eq. (2.23), utilizando as expressões (2.50)-(2.51) obtemos, fazendo uso das identidades trigonométricas, que

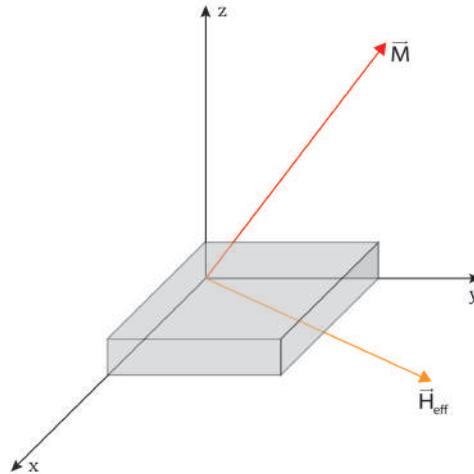
$$\begin{aligned} E_{Zee} &= -\mu_0 \vec{M} \cdot \vec{H}_{eff} = \\ &= -\mu_0 M H_0 [\sin \theta \sin \theta_H \cos (\varphi - \varphi_H) + \cos \theta \cos \theta_H]. \end{aligned} \quad (2.52)$$

Para obter expressões para os outros termos da energia, vamos ter que considerar o tipo de amostra que está sendo utilizada, pois, como visto nas seções (2.2.2) e (2.2.3), a geometria da amostra altera cada um desses termos.

2.3.1 Frequência de ressonância para filmes finos

Os filmes finos são as estruturas mais comumente utilizadas em estudos que utilizam FMR. Uma das vantagens dessa estrutura é que devido à sua simetria, apenas uma das componentes do tensor desmagnetização é não nula, conforme pode ser observado na tabela 1. Vamos aqui

Figura 6 – Montagem experimental com campo magnético efetivo paralelo à superfície do filme.



Fonte: o autor (2022)

calcular as frequências de ressonância para os filmes finos considerando montagens em que o campo esteja paralelo à superfície dos filmes, conforme mostra a figura (6), onde os ângulo polar do campo efetivo é $\theta_H = \pi/2$, enquanto que o ângulo azimutal do campo efetivo, φ , pode ser um valor arbitrário. Desse modo, a eq. (2.52) é reescrita, ficando

$$E_{Zee} = -\mu_0 M H_0 \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_H). \quad (2.53)$$

Para obter a energia de desmagnetização, observando a tabela (1), teremos que $N_x = N_y = 0$ e $N_z = 1$, onde utilizamos o SI. Inserindo essas informações na eq. (2.24), e utilizando a eq. (2.52), fica-se

$$\begin{aligned} E_{dem} &= \frac{1}{2} \mu_0 \vec{M} \cdot \overleftarrow{N} \cdot \vec{M} = \\ &= \frac{1}{2} \mu_0 M^2 \cos^2 \theta. \end{aligned} \quad (2.54)$$

Para a energia de anisotropia, vamos considerar uma característica dessa energia, a invariância por inversão do angular. Então, se o filme utilizado possuir uma anisotropia uniaxial no seu plano, isto é, em $\theta = \pi/2$, surgirá uma dependência azimutal para essa energia, que é variante em função do ângulo de magnetização em relação ao eixo uniaxial, devendo assim ter o acréscimo de potências pares, desse modo a eq. (2.26) fica na forma

$$E_{ani} = K_{u1} \sin^2 \theta \sin^2(\varphi - \varphi_U), \quad (2.55)$$

onde φ_U define a direção do eixo uniaxial em relação aos eixos cristalinos (MENDES, 2009).

A última energia que vamos considerar é a energia de superfície. Da eq. (2.31), considerando a configuração atual, temos que $\theta_S = \theta$, e observando que é na superfície que

encontra-se a maior quantidade dos átomo, como visto na figura (2), têm-se que é na superfície que se concentra a maior parte da energia. Desse modo podemos desprezar o termo do volume, K_V , ficando com

$$E_S = -\frac{2K_S}{h} \cos^2 \theta. \quad (2.56)$$

Inserindo as eqs. (2.53)-(2.56) na eq. (2.22), resulta

$$E = -\mu_0 M H_0 \sin \theta \cos (\varphi - \varphi_H) + \frac{1}{2} \mu_0 M^2 \cos^2 \theta - \frac{2K_S}{h} \cos^2 \theta + K_{u1} \sin^2 \theta \sin^2 (\varphi - \varphi_U). \quad (2.57)$$

Antes de calcular as derivadas da eq. (2.57), vamos reescrever essa expressão, por simplicidade, juntando os termos que possuem o termo $\cos^2 \theta$, onde definimos uma magnetização efetiva, M_{eff} , que é definida como

$$\frac{1}{2} \mu_0 M_{eff}^2 = \frac{1}{2} \mu_0 M^2 - \frac{2K_S}{h}, \quad (2.58)$$

de modo que a eq. (2.57) torna-se

$$E = -\mu_0 M H_0 \sin \theta \cos (\varphi - \varphi_H) + \frac{1}{2} \mu_0 M_{eff}^2 \cos^2 \theta + K_{u1} \sin^2 \theta \sin^2 (\varphi - \varphi_U). \quad (2.59)$$

Calculando as primeiras derivadas da eq. (2.59), obtêm-se

$$E_\theta = -\mu_0 M H_0 \cos \theta \cos (\varphi - \varphi_H) - \frac{1}{2} \mu_0 M_{eff}^2 \sin (2\theta) + K_{u1} \sin (2\theta) \sin^2 (\varphi - \varphi_U) \quad (2.60)$$

e

$$E_\varphi = \mu_0 M H_0 \sin \theta \sin (\varphi - \varphi_H) + K_{u1} \sin^2 \theta \sin [2(\varphi - \varphi_U)]. \quad (2.61)$$

Aplicando as condições de equilíbrio, têm-se $\theta_0 = \frac{\pi}{2}$ e

$$\mu_0 M H_0 \sin (\varphi_0 - \varphi_H) + K_{u1} \sin [2(\varphi_0 - \varphi_U)] = 0. \quad (2.62)$$

Calculando as segundas derivadas, partindo das eqs. (2.60) e (2.61), obtemos

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{\theta\theta} = \mu_0 M H_0 \sin \theta \cos (\varphi - \varphi_H) - \mu_0 M_{eff}^2 \cos (2\theta) + \\ \quad + 2K_{u1} \cos (2\theta) \sin^2 (\varphi - \varphi_U) \\ E_{\theta\varphi} = \mu_0 M H_0 \cos \theta \sin (\varphi - \varphi_0) + K_{u1} \sin (2\theta) \sin [2(\varphi - \varphi_U)] \\ E_{\varphi\varphi} = \mu_0 M H_0 \sin \theta \cos (\varphi - \varphi_H) + 2K_{u1} \sin^2 \theta \sin [2(\varphi - \varphi_U)]. \end{array} \right. \quad (2.63)$$

Substituindo os valores referentes às condições de equilíbrio nas expressões da (2.63), obtemos os seguintes resultados:

$$\begin{cases} E_{\theta\theta} = \mu_0 M H_0 \cos(\varphi - \varphi_H) + \mu_0 M_{eff}^2 - 2K_{u1} \sin^2(\varphi - \varphi_U) \\ E_{\theta\varphi} = 0 \\ E_{\varphi\varphi} = \mu_0 M H_0 \cos(\varphi - \varphi_H) + 2K_{u1} \cos[2(\varphi - \varphi_U)]. \end{cases} \quad (2.64)$$

Inserindo os resultados da eq. (2.64) na fórmula de Smit-Beljers, (2.49), obtemos a relação entre a frequência de ressonância com o campo de ressonância H , que é dada pela expressão

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \frac{\{\mu_0 H_0 \cos(\varphi - \varphi_H) + \mu_0 \frac{M_{eff}^2}{M} - \mu_0 H_U \sin^2(\varphi - \varphi_U)\}}{\{\mu_0 H_0 \cos(\varphi - \varphi_H) + \mu_0 H_U \cos[2(\varphi - \varphi_U)]\}}, \quad (2.65)$$

onde H_U é o campo magnético de anisotropia uniaxial, dado por

$$H_U = \frac{2K_{u1}}{\mu_0 M}. \quad (2.66)$$

Este resultado encontra-se no SI, e visto que o sistema CGS é amplamente utilizado, podemos reescrever as eqs. (2.65) e (2.66) neste sistema, onde, lembrando que $\mu_0 = 1$, obtemos

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \frac{\{H_0 \cos(\varphi - \varphi_H) + 4\pi \frac{M_{eff}^2}{M} - H_U \sin^2(\varphi - \varphi_U)\}}{\{H_0 \cos(\varphi - \varphi_H) + H_U \cos[2(\varphi - \varphi_U)]\}} \quad (2.67)$$

e

$$H_U = \frac{2K_{u1}}{M}, \quad (2.68)$$

onde o fator 4π na eq. (2.67) é devido à mudança na eq. (2.58), que no CGS fica na forma

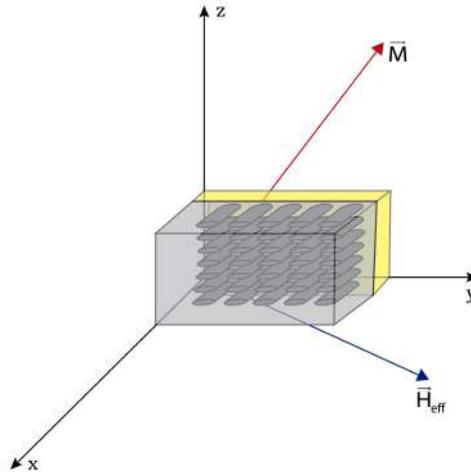
$$2\pi M_{eff}^2 = 2\pi M^2 - \frac{2K_S}{h}. \quad (2.69)$$

Podemos utilizar tanto a (2.65) quanto a (2.67) para obtenção do campo de anisotropia H_U com os resultados de um experimento de ressonância ferromagnética.

2.3.2 Frequência de ressonância para nanofios

Os nanofios foram crescidos em substratos de alumina (Al_2O_3) com uma camada de ouro em uma de suas extremidades, cujo motivo será explicado na seção (4.1). Como descrito na

Figura 7 – Montagem experimental para arranjos de nanofios.



Fonte: o autor (2022)

seção (2.2.2), para arranjos de nanofios, a anisotropia da amostra é visto como um comportamento coletivo, seguindo o trabalho do Encinas-Oropesa et al. (2001), utilizando um campo médio, de modo que a energia total do sistema. (2.22), possui apenas os termos da energia Zeeman, E_{Zee} , dada pela eq. (2.23), e da energia das interações dipolares, E_{dip} , dada pela eq. (2.36), ou seja,

$$E = E_{Zee} + E_{dip}, \quad (2.70)$$

onde o termo de anisotropia foi desprezado pois fios de níquel possuem K_{u1} e K_{u2} muito pequenas se comparadas ao formato em caso de serem nanofios.

Vamos considerar uma montagem experimental como representada na figura (7), onde o eixo de simetria dos nanofios da amostra encontram-se ao longo do eixo x e o campo magnético efetivo, H_{eff} , é aplicado no plano $x - y$, ou seja, que seu ângulo polar, θ_H é igual a $\pi/2$. Deste modo a (2.36) pode ser reescrita na seguinte forma

$$E_{dip} = \frac{1}{2}\mu_0 M H_A (\sin^2 \theta \sin^2 \varphi + \cos^2 \theta), \quad (2.71)$$

com H_A sendo dada por (2.35). Tendo sido obtido na eq. (2.52) a expressão para a energia Zeeman, inserindo-a junto à (2.71), têm-se que a energia do sistema pode ser escrita como

$$E = -\mu_0 M H \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_H) + \frac{1}{2}\mu_0 M H_A (\sin^2 \theta \sin^2 \varphi + \cos^2 \theta). \quad (2.72)$$

Calculando as primeiras derivadas da eq. (2.72), obtemos que

$$\begin{aligned} E_\theta &= -\mu_0 M H \cos \theta \cos(\varphi - \varphi_H) + \frac{1}{2}\mu_0 M H_A [\sin(2\theta) \sin^2 \varphi - \sin(2\theta)] = \\ &= -\mu_0 M H \cos \theta \cos(\varphi - \varphi_H) - \frac{1}{2}\mu_0 M H_A \sin(2\theta) \cos^2 \varphi \end{aligned} \quad (2.73)$$

e

$$E_{\varphi} = \mu_0 M H \sin \theta \sin (\varphi - \varphi_H) + \frac{1}{2} \mu_0 M H_A \sin^2 \theta \sin (2\varphi). \quad (2.74)$$

Aplicando as condições de equilíbrio, resulta que $\theta_0 = \pi/2$ e que

$$H_A \sin (2\varphi_0) + 2H \sin (\varphi_0 - \varphi_H) = 0. \quad (2.75)$$

Partindo das eqs. (2.73) e (2.74), podemos calcular as segundas derivadas, obtendo-se que

$$\begin{cases} E_{\theta\theta} = \mu_0 M H \sin \theta \cos (\varphi - \varphi_H) - \mu_0 M H_A \cos (2\theta) \cos^2 \varphi \\ E_{\theta\varphi} = \mu_0 M H \cos \theta \sin (\varphi - \varphi_H) + \frac{1}{2} \mu_0 M H_A \sin (2\theta) \sin (2\varphi) \\ E_{\varphi\varphi} = \mu_0 M H \sin \theta \cos (\varphi - \varphi_H) + \mu_0 M H_A \sin^2 \theta \cos (2\varphi), \end{cases} \quad (2.76)$$

que ao aplicarmos as condições de equilíbrio, tornam-se

$$\begin{cases} E_{\theta\theta} = \mu_0 M H \cos (\varphi - \varphi_H) + \mu_0 M H_A \cos^2 \varphi \\ E_{\theta\varphi} = 0 \\ E_{\varphi\varphi} = \mu_0 M H \cos (\varphi - \varphi_H) + \mu_0 M H_A \cos (2\varphi). \end{cases} \quad (2.77)$$

Inserindo o resultado da eq. (2.77) na fórmula de Smit-Beljers, (2.49), obtemos a expressão para a frequência de ressonância, que é dada por

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = [\mu_0 H \cos (\varphi - \varphi_H) + \mu_0 H_A \cos^2 \varphi] [\mu_0 H \cos (\varphi - \varphi_H) + \mu_0 H_A \cos (2\varphi)]. \quad (2.78)$$

Como feito na seção (2.3.2), vamos reescrever a eq. (2.78) no CGS, assim a expressão para a frequência de ressonância fica na forma

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = [H \cos (\varphi - \varphi_H) + H_A \cos^2 \varphi] [H \cos (\varphi - \varphi_H) + H_A \cos (2\varphi)], \quad (2.79)$$

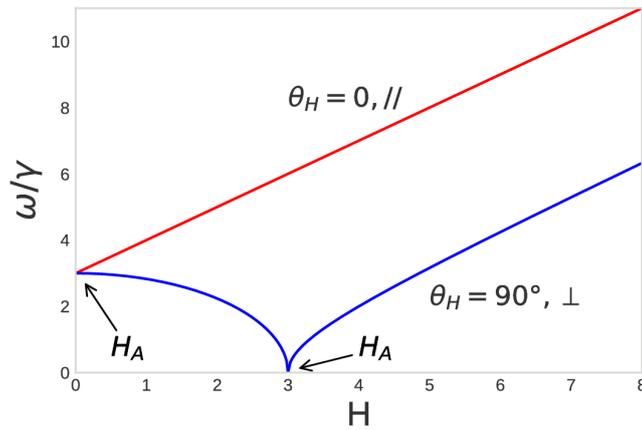
onde, no CGS, a eq. (2.35) para o campo de anisotropia H_A é dado pela expressão

$$H_A = 2\pi M(1 - 3P). \quad (2.80)$$

Considerando os casos particulares onde o campo externo aplicado encontra-se em uma posição paralela ou perpendicular ao eixo de fácil magnetização, que para um arranjo de nanofios é o eixo de simetria dos fios, obtêm-se as expressões (DEMAND et al., 2002)(YALCIN, 2013)

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)_{//} = H + H_A \quad (2.81)$$

Figura 8 – Frequência de ressonância em função do campo externo aplicado para um arranjo de nanofios.



Fonte: o autor (2022)

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)_{\perp} = \sqrt{H_A^2 - H^2} \quad \text{para } H < H_A \quad (2.82a)$$

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)_{\perp} = \sqrt{H(H - H_A)} \quad \text{para } H > H_A. \quad (2.82b)$$

Das eqs. (2.81)-(2.82) obtemos o comportamento teórico esperado para um arranjo de nanofios, conforme mostrado na figura (8). Nota-se que quando o campo externo é paralelo à magnetização têm-se uma dependência linear (curva vermelha), com o campo de anisotropia sendo obtido quando o campo externo é nulo. Enquanto que quando o campo externo é perpendicular, a frequência de ressonância é nula quando o campo aplicado é igual ao campo de anisotropia.

Com isso conclui-se o cálculo de todas as frequências de ressonâncias para as montagens experimentais que serão utilizadas nesta dissertação.

3 NOÇÕES EXPERIMENTAIS BÁSICAS

Neste capítulo vamos tratar de alguns conceitos experimentais básicos relacionados a este trabalho. Vamos iniciar falando do modelo de parâmetros concentrados, que é utilizado para descrever uma linha de transmissão (seção (3.1)). Na seção (3.2), será discutido sobre as guias de ondas eletromagnéticas utilizadas no experimento. Na seção seguinte, (3.3), falaremos dos parâmetros de espalhamento S , que são os parâmetros medidos pelo Analisador de Redes Vetorial, VNA (do inglês *Vector Network Analyzer*), e que são a principal fonte de dados usada para retirarmos informações das amostras que serão analisadas. Na seção (3.4), falaremos sobre o VNA e seu funcionamento. Por fim, na seção (3.5), falaremos sobre detalhes conceituais importantes para um eletroímã.

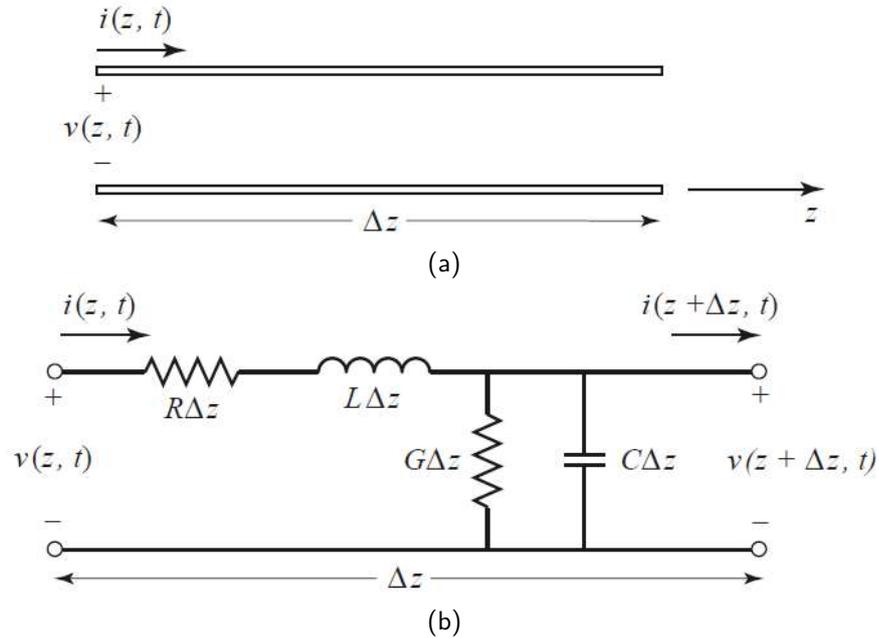
3.1 MODELO DE PARÂMETROS CONCENTRADOS

Quando estudamos circuitos eletrônicos é muito mais viável, matematicamente, utilizar o chamado *modelo de parâmetros concentrado* (ou modelo de elementos concentrados), que consiste de uma abstração desses circuitos, assumindo que características do circuito, como resistência, capacitância, indutância e admitância, encontram-se concentradas em componentes elétricos idealizados, como resistores, capacitores, indutores e condutores, que estão conectados em uma rede formada por fios perfeitamente condutores. Isto ocorre pois estudar os circuitos do ponto de vista físico, utilizando as equações de Maxwell, tornaria a situação muito mais complexa. (POZAR, 2012)(AGARWAL; LANG, 2005).

Linhas de transmissão costumam ser idealizadas esquematicamente como compostas por dois fios em paralelo, conforme mostra a figura 9 para um comprimento infinitesimal Δz , onde definimos $v(z, t)$ e $i(z, t)$ como a voltagem e a corrente, respectivamente, nos fios. A figura 9.b mostra o modelo de circuito de parâmetros concentrados equivalente à linha de transmissão, onde R , L , G e C representam a resistência, indutância, condutância e capacitância, respectivamente, por unidade de comprimento. Com isso, uma linha de transmissão de um determinado comprimento pode ser obtida considerando-a como um conjunto de circuitos equivalentes análogos ao mostrado na figura 9.b em série.

Partindo do modelo de parâmetros concentrados, vamos obter a tensão e a corrente na linha de transmissão. Utilizando a lei de Kirchhoff para a voltagem e para a corrente, fica-se

Figura 9 – (a) Definição de voltagem e corrente de uma linha de transmissão; (b) Circuito equivalente de parâmetros concentrados.



Fonte: Pozar (2012)

que

$$v(z, t) - R\Delta z i(z, t) - L\Delta z \frac{\partial i(z, t)}{\partial t} - v(z + \Delta z, t) = 0, \quad (3.1)$$

$$i(z, t) - G\Delta z v(z + \Delta z, t) - C\Delta z \frac{\partial v(z + \Delta z, t)}{\partial t} - i(z + \Delta z, t) = 0. \quad (3.2)$$

Reescrevendo essas duas equações e considerando o limite $\Delta z \rightarrow 0$, obtemos as seguintes equações diferenciais

$$\frac{\partial v(z, t)}{\partial z} = - \left[Ri(z, t) + L \frac{\partial i(z, t)}{\partial t} \right] \quad (3.3a)$$

$$\frac{\partial i(z, t)}{\partial z} = - \left[Gv(z, t) + C \frac{\partial v(z, t)}{\partial t} \right], \quad (3.3b)$$

que são conhecidas como *equações do telégrafo*.

Para resolver essas equações diferenciais vamos assumir que tanto a tensão quanto a corrente possuem dependência temporal senoidal, $e^{i\omega t}$ (usarei i como a unidade imaginária e não o j , comumente utilizado em textos de engenharia), de modo que ambos podem ser escritos na forma

$$v(z, t) = \text{Re} \left[V(z) e^{i\omega t} \right] \quad (3.4a)$$

$$i(z, t) = \text{Re} \left[I(z) e^{i\omega t} \right], \quad (3.4b)$$

que ao substituir nas equações (3.3a) e (3.3b) faz-nos obter as seguintes equações

$$\frac{\partial V(z)}{\partial z} = -[RI(z) + i\omega LI(z)] = -[R + i\omega L] I(z) \quad (3.5a)$$

$$\frac{\partial I(z)}{\partial z} = -[GV(z) + i\omega CV(z)] = -[G + i\omega C] V(z), \quad (3.5b)$$

substituindo a (3.5a) na (3.5b), ou vice-versa, resulta nas seguintes equações diferenciais

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 V(z)}{\partial z^2} &= [R + i\omega L][G + i\omega C] V(z) = \gamma^2 V(z) \\ \frac{\partial^2 I(z)}{\partial z^2} &= [R + i\omega L][G + i\omega C] I(z) = \gamma^2 I(z), \end{aligned}$$

onde

$$\gamma = \sqrt{(R + i\omega L)(G + i\omega C)}. \quad (3.6)$$

As soluções para as equações diferenciais obtidas são simples e podem ser escritas na forma

$$V(z) = V^+ e^{-\gamma z} + V^- e^{\gamma z}, \quad (3.7a)$$

$$I(z) = I^+ e^{-\gamma z} + I^- e^{\gamma z}. \quad (3.7b)$$

Com os resultados das equações (3.7a) e (3.7b) podemos obter uma expressão para $I(z)$ ou $V(z)$ em termos de V^+ e V^- ou I^+ e I^- , respectivamente. No primeiro caso, inserindo a (3.7) na (3.6) obtemos

$$\frac{\partial V(z)}{\partial z} = (-\gamma V^+ e^{-\gamma z} + \gamma V^- e^{\gamma z}) = -\gamma (V^+ e^{-\gamma z} - V^- e^{\gamma z}) = -[R + i\omega L] I(z), \quad (3.8)$$

portanto,

$$I(z) = \frac{\gamma}{R + i\omega L} (V^+ e^{-\gamma z} - V^- e^{\gamma z}) = \frac{1}{Z_C} (V^+ e^{-\gamma z} - V^- e^{\gamma z}), \quad (3.9)$$

no qual foi definido a variável Z_C chamada *impedância característica*, que é dada por

$$Z_C = \frac{R + i\omega L}{\gamma} = \sqrt{\frac{(R + i\omega L)^2}{(R + i\omega L)(G + i\omega C)}} = \sqrt{\frac{R + i\omega L}{G + i\omega C}}. \quad (3.10)$$

Podemos ainda escrever a impedância característica em termo das constantes V^+ , V^- , I^+ e I^- , que obtemos ao relacionar as equações (3.7b) e (3.10), no qual

$$I^+ e^{-\gamma z} + I^- e^{\gamma z} = \frac{1}{Z_C} (V^+ e^{-\gamma z} - V^- e^{\gamma z}),$$

então obtemos também que

$$Z_C = \frac{V^+}{I^+} = -\frac{V^-}{I^-}. \quad (3.11)$$

As variáveis γ , V^+ , V^- , I^+ e I^- obtidas nas equações (3.6) e (3.7) são variáveis complexas, portanto podemos reescrevê-las na seguinte forma

$$\gamma = \alpha + i\beta, \quad (3.12a)$$

$$V^\pm = |V^\pm| e^{i\phi_V^\pm}, \quad (3.12b)$$

$$I^\pm = |I^\pm| e^{i\phi_I^\pm}, \quad (3.12c)$$

onde inserindo a (3.12a) na (3.7), podemos reescrevê-las na seguinte forma

$$\begin{pmatrix} V(z) \\ I(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V^+ \\ I^+ \end{pmatrix} e^{-\alpha z} e^{-i\beta z} + \begin{pmatrix} V^- \\ I^- \end{pmatrix} e^{\alpha z} e^{i\beta z}, \quad (3.13)$$

no qual α descreve uma dissipação da amplitude da onda, β descreve uma rotação por unidade de comprimento da propagação, ϕ_V^\pm e ϕ_I^\pm as fases dos números complexos V^\pm e I^\pm , respectivamente.

Substituindo a (3.13) na (3.7), fazendo uso das (3.12b) e (3.12c), obtêm-se os seguintes resultados

$$v(z, t) = \text{Re} [V(z)e^{i\omega t}] = |V^+| \cos(\omega t - \beta z + \phi_V^+) e^{-\alpha z} + |V^-| \cos(\omega t + \beta z + \phi_V^-) e^{\alpha z}, \quad (3.14)$$

$$i(z, t) = \text{Re} [I(z)e^{i\omega t}] = |I^+| \cos(\omega t - \beta z + \phi_I^+) e^{-\alpha z} + |I^-| \cos(\omega t - \beta z + \phi_I^-) e^{\alpha z}. \quad (3.15)$$

Usando a teoria ondulatória, obtemos que o comprimento de onda, λ , e a velocidade de fase, v_f , dessas variáveis são dados por

$$\lambda = \frac{2\pi}{\beta} \quad (3.16a)$$

e

$$v_f = \frac{\omega}{\beta}. \quad (3.16b)$$

Considerando situações onde a frequência é elevada, de modo que $R \ll \omega L$ e $G \ll \omega C$, podemos reescrever a variável γ , partindo da eq. (3.6), como

$$\begin{aligned}\gamma &= \sqrt{(R + i\omega L)(G + i\omega C)} = \sqrt{-\omega^2 LC \left(1 - i\frac{R}{\omega L}\right) \left(1 - i\frac{G}{\omega C}\right)} \\ &\approx i\omega\sqrt{LC} \left(1 - \frac{i}{2}\frac{R}{\omega L}\right) \left(1 - \frac{i}{2}\frac{G}{\omega C}\right) = i\omega\sqrt{LC} \left(1 - \frac{i}{2}\frac{R}{\omega L} - \frac{i}{2}\frac{G}{\omega C} - \frac{RG}{4\omega^2 LC}\right),\end{aligned}$$

onde por estarmos considerando uma alta frequência, o último termo pode ser desprezado, resultando que

$$\gamma \approx \left(\frac{R}{2}\sqrt{\frac{C}{L}} + \frac{G}{2}\sqrt{\frac{L}{C}}\right) + i\omega\sqrt{LC}. \quad (3.17)$$

Com esse resultado, utilizando a eq. (3.12a), obtemos que α e β são dadas, nos casos para frequência elevadas, pelas expressões

$$\alpha \approx \left(\frac{R}{2}\sqrt{\frac{C}{L}} + \frac{G}{2}\sqrt{\frac{L}{C}}\right), \quad \beta \approx \omega\sqrt{LC}. \quad (3.18)$$

Substituindo a (3.18) na (3.16b), obtemos que a velocidade de fase das variáveis $v(z, t)$ e $i(z, t)$ são independentes da frequência,

$$v_f = \frac{\omega}{\beta} \approx \frac{1}{\sqrt{LC}}. \quad (3.19)$$

Para a impedância característica, Z_C , da (3.10) fica-se que

$$\begin{aligned}Z_C &= \sqrt{\frac{i\omega L \left(1 - i\frac{R}{\omega L}\right)}{i\omega C \left(1 - i\frac{G}{\omega C}\right)}} = \sqrt{\frac{L}{C}} \sqrt{\frac{\left(1 - i\frac{R}{\omega L}\right)}{\left(1 - i\frac{G}{\omega C}\right)}} \\ &\approx \sqrt{\frac{L}{C}} \left(1 - \frac{i}{2}\frac{R}{\omega L}\right) \left(1 + \frac{i}{2}\frac{G}{\omega C}\right) = \sqrt{\frac{L}{C}} \left(1 + \frac{i}{2}\frac{G}{\omega C} - \frac{i}{2}\frac{R}{\omega L} + \frac{RG}{4\omega^2 LC}\right),\end{aligned}$$

onde, novamente, como estamos considerando uma situação no qual a frequência é alta, o último termo pode ser desprezado, ficando-se então que

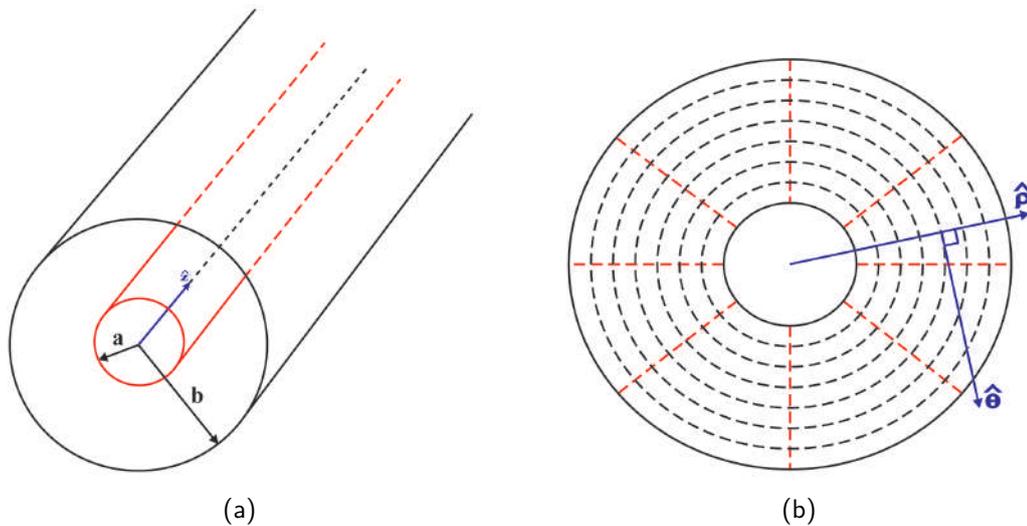
$$Z_C \approx \sqrt{\frac{L}{C}} \left[1 + \frac{i}{2} \left(\frac{G}{\omega C} - \frac{R}{\omega L}\right)\right]. \quad (3.20)$$

Em alguns casos, a frequência é tão elevada que o termo entre parênteses pode ser desprezado, de modo que a impedância característica passa a ser apenas

$$Z_C \approx \sqrt{\frac{L}{C}}. \quad (3.21)$$

Essas informações obtidas nas eqs. (3.17)-(3.20) são importantes pois os experimentos utilizando o VNA possibilitam uma varedura de frequência na faixa de gigahertz, permitindo assim o uso desses resultados aproximados.

Figura 10 – (a) Ilustração de um cabo coaxial; (b) Representação dos campos elétrico, em vermelho, e magnético, em preto, produzidos pelo cabo coaxial. As setas azuis representam os vetores unitários em coordenadas cilíndricas.



Fonte: o autor (2022)

3.2 GUIAS DE ONDAS ELETROMAGNÉTICAS

Os conceitos mostrados na seção (3.1) são aplicáveis sem problemas nos casos em que têm-se ondas eletromagnéticas transversais (TEM, do inglês *transverse electromagnetic*) (POZAR, 2012) (BILZER, 2007). Esse tipo de onda é observado em cabos coaxiais (JACKSON, 1998), cuja estrutura será descrita na seção (3.2.1). Em seguida, na seção (3.2.2), descreveremos a chamada guia de onda coplanar no qual é utilizada para gerar um campo magnético que irá perturbar a amostra para obter a frequência de ressonância, conforme visto no capítulo (2).

3.2.1 Cabos coaxiais

A estrutura de um cabo coaxial é mostrada esquematicamente na figura (10). Este cabo é formado por um núcleo condutor de raio a envolto por uma superfície metálica cilíndrica de raio b , conforme pode ser observado na figura (10a), no qual o interior é separado por um material de permissividade elétrica ϵ e permeabilidade magnética μ . Como comentando no início desta seção, as ondas eletromagnéticas são transversais, ou seja, temos que $E_z = H_z = 0$. Devido à sua simetria, usando coordenadas cilíndricas, o campo magnético está orientado na direção $\hat{\theta}$, enquanto o campo elétrico está orientado na direção radial, $\hat{\rho}$, como pode ser visto na figura (10b), com as linhas pontilhadas na cor preta e vermelha representando os campos magnético

e elétrico, respectivamente. Através das equações de Maxwell para essa geometria, obtêm-se um resultado equivalente ao obtido na seção anterior para os casos de alta frequência. Para isso é necessário obter a indutância L e a capacitância C desta configuração, que é o que será feito agora.

Partindo da lei de Ampère, obtemos que o campo magnético produzido pelo fio de raio a é

$$\vec{B} = \frac{\mu I}{2\pi\rho} \hat{\theta}, \quad (3.22)$$

no qual I é a corrente elétrica que passa pelo fio. Calculando o fluxo magnético, Φ_B , através de uma superfície de comprimento Δz , que inicia-se no fio e vai até a casca cilíndrica, obtemos que

$$\Phi_B = \frac{\mu I \Delta z}{2\pi} \int_a^b \frac{1}{\rho} d\rho = \frac{\mu I \Delta z}{2\pi} \ln\left(\frac{b}{a}\right). \quad (3.23)$$

Com o fluxo magnético dado pela eq. (3.23), a indutância por unidade comprimento é dado por

$$L = \frac{\Phi_B}{I \Delta z} = \frac{\mu}{2\pi} \ln\left(\frac{b}{a}\right). \quad (3.24)$$

Para obter a capacitância, partindo da lei de Gauss, obtemos que

$$\vec{E} = \frac{Q}{2\pi\epsilon\rho} \hat{\rho}, \quad (3.25)$$

onde Q é a carga elétrica por unidade de comprimento. Com o campo elétrico obtido, a diferença de potencial, V , é obtida como

$$V = \frac{Q}{2\pi\epsilon} \int_a^b \frac{1}{\rho} d\rho = \frac{Q}{2\pi\epsilon} \ln\left(\frac{b}{a}\right). \quad (3.26)$$

Com isso, a capacitância é dada por

$$C = \frac{Q}{V} = \frac{2\pi\epsilon}{\ln\left(\frac{b}{a}\right)}. \quad (3.27)$$

Inserindo as eqs. (3.24) e (3.27) nas eqs. (3.19) e (3.21), da velocidade de fase e da impedância obtemos que

$$v_f = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}} \quad (3.28a)$$

$$Z_C = \sqrt{\frac{L}{C}} = \sqrt{\frac{\mu}{4\pi^2\epsilon} \left[\ln\left(\frac{b}{a}\right) \right]^2} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \ln\left(\frac{b}{a}\right). \quad (3.28b)$$

Conforme pode ser visto na eq. (3.28a), a velocidade de fase da onda eletromagnética no guia é igual à velocidade de propagação da luz em um meio de constante dielétrica ϵ e

permeabilidade magnética μ , sendo independente dos raios do cabo coaxial. Diferente da velocidade de fase, a impedância característica possui dependência direta dos raios, além da permissividade e da permeabilidade do material em seu interior. A impedância característica mais comumente utilizada é de $Z_C = 50\Omega$, utilizada principalmente por ser a impedância utilizada em equipamentos, permitindo assim um casamento de impedância, cuja importância será mostrada na seção (3.3).

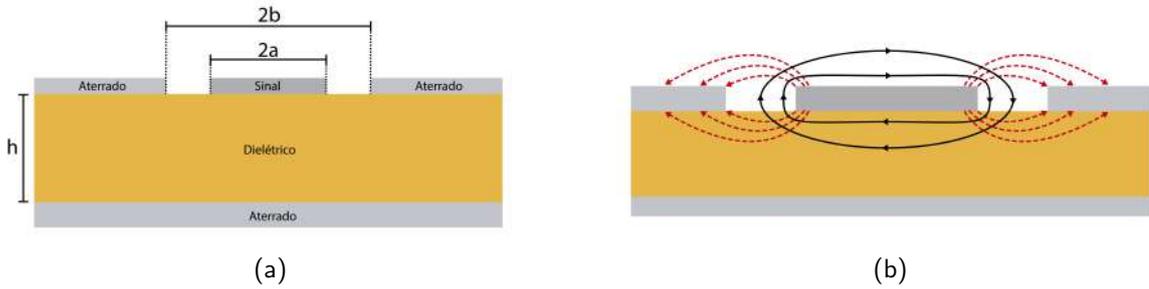
3.2.2 Guia de onda coplanar

A guia de onda coplanar, CPW (do inglês *coplanar waveguide*), é uma espécie de guia de onda que utiliza uma linha de fita. Diferente da linha de fita padrão, a CPW é formada por uma linha de fita, no qual o sinal de radiofrequência será aplicado para produzir o campo de perturbação \vec{h} , em cima de um material dielétrico, de constante dielétrica ϵ_r e posicionado entre duas placas aterradas, a base do material dielétrico encontra-se também aterrada, conforme pode ser observado na figura (11a). A linha de fita central possui uma largura $2a$ e uma distância entre as partes aterradas de $2b$, de modo que o espaçamento entre a linha de fita e as partes aterradas é de $b - a$, com um dielétrico de espessura h . A figura (11b) mostra como os campos elétrico e magnético ficam orientados na CPW, com o campo magnético orientado circundando a linha de fita, representado pelas setas pretas, enquanto que o campo elétrico é representado pelas setas vermelhas.

Devido a sua estrutura, diferente do que foi visto para os cabos coaxiais na seção (3.2.1), os campos encontram-se em duas regiões, o ar e o material dielétrico, de modo que as ondas não são propriamente TEM, mas são aproximadamente quasi-TEM. Podemos determinar sua impedância de modo análogo ao que foi feito para os cabos coaxiais, calculando a indutância e capacitância (BILZER, 2007), mas seguiremos uma outra abordagem. A abordagem que seguiremos foi feita por Ghione e Naldi (GHIONE; NALDI, 1983), no qual, devido às duas regiões onde os campos se encontram, calcula-se a capacitância de cada uma das regiões e com elas obtêm-se uma permissividade efetiva, ϵ_{eff} , e com essa permissividade é obtido a impedância característica da guia de onda.

O método de Ghione e Naldi faz um mapeamento conforme da geometria da guia de onda, transformando-a em um capacitor de placas paralelas. Assume-se que o metal é extremamente fino e sem perdas, além disso as placas aterradas são assumidas como sendo infinitamente larga (GARG; BAHL; BOZZI, 2013). Através desta abordagem, os seguintes parâmetros são utili-

Figura 11 – (a) Ilustração de uma guia de onda coplanar; (b) Representação dos campos elétrico, em vermelho, e magnético, em preto, produzidos pela guia de onda coplanar.



Fonte: o autor (2022)

zados para obter a capacitância por unidade de comprimento

$$\kappa = \frac{a}{b} \quad (3.29a)$$

$$\kappa_1 = \frac{\tanh\left(\frac{\pi a}{2h}\right)}{\tanh\left(\frac{\pi b}{2h}\right)}. \quad (3.29b)$$

Utilizando a eq. (3.29), podemos calcular a permissividade efetiva da CPW em termos das dimensões da mesma (WADELL, 1991), no qual obtemos

$$\epsilon_{eff} = \frac{C(\epsilon_r)}{C(1)} = \frac{1 + \epsilon_r \frac{K(\kappa')}{K(\kappa)} \frac{K(\kappa_1)}{K(\kappa_1')}}{1 + \frac{K(\kappa')}{K(\kappa)} \frac{K(\kappa_1)}{K(\kappa_1')}} \quad (3.30)$$

onde $K(\kappa)$ e $K(\kappa') = K(\sqrt{1-\kappa^2})$ são a função elíptica completa e sua complementar, respectivamente.

Com a eq. (3.30) para a permissividade efetiva, conseguimos calcular a impedância característica da CPW, que é dada pela expressão

$$Z_C = \frac{60\pi}{\sqrt{\epsilon_{eff}}} \frac{1}{\frac{K(\kappa)}{K(\kappa')} + \frac{K(\kappa_1)}{K(\kappa_1')}}. \quad (3.31)$$

Conforme mencionado na seção (3.2.1), buscamos produzir uma CPW com impedância característica de 50Ω , para fazer um casamento de impedância entre os cabos coaxiais e a impedância padrão do VNA.

3.3 PARÂMETROS DE ESPALHAMENTO S

Como dito na seção anterior, devido à sua geometria, as ondas que propagam-se na CPW não são TEM, mas aproximadamente quasi-TEM. Devido a isso, não se pode especificar unicamente a voltagem e a corrente. Para guias de ondas no qual ondas TEM não são suportadas,

sendo útil a utilização dos chamados *parâmetros de espalhamento*, ou *parâmetros S*, que relacionam as ondas eletromagnéticas incidentes, refletidas e transmitidas (POZAR, 2012)(BILZER, 2007). Esses parâmetros S são os valores que obtemos ao utilizar o VNA.

Para entender os parâmetros S, é necessário estudar uma rede de N portas. Uma porta n qualquer desta rede possui uma amplitude V_n^+ para a onda incidente da voltagem nesta porta, enquanto que V_n^- é a amplitude para a onda refletida da voltagem nesta porta. A matriz espalhamento, ou matriz dos parâmetros S, é definida da seguinte forma

$$\begin{bmatrix} V_1^- \\ V_2^- \\ \vdots \\ V_N^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & \cdots & S_{1N} \\ S_{21} & \cdots & S_{2N} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ S_{N1} & \cdots & S_{NN} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1^+ \\ V_2^+ \\ \vdots \\ V_N^+ \end{bmatrix}, \quad (3.32)$$

ou, de maneira simplética,

$$[V^-] = [S] [V^+].$$

Desta eq. (3.32), podemos determinar cada elemento da matriz espalhamento como sendo da forma

$$S_{ij} = \left. \frac{V_i^-}{V_j^+} \right|_{V_k^+ = 0 \text{ para } k \neq j}, \quad (3.33)$$

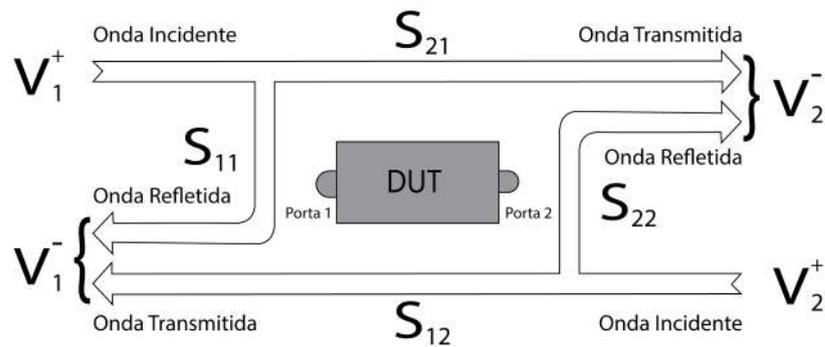
no qual interpretamos da seguinte forma: S_{ij} é obtido ao aplicarmos na porta j uma onda incidente da voltagem de amplitude V_j^+ , enquanto todas as outras portas não aplicam ondas incidentes, e medir na porta i a onda transmitida de amplitude V_i^- . Deste modo, têm-se que para $i = j$, o elemento S_{ii} da matriz é a medida da onda refletida.

Como os modelos de VNA possuem um sistema com duas ou quatro portas, vamos considerar uma rede com apenas duas portas, conforme pode ser visto de maneira simples na figura (12). Nesta figura temos as duas portas conectadas ao dispositivo sobre teste, DUT (do inglês, *device under test*), mostrando as amplitudes $V_{1,2}^\pm$ e os parâmetros S, indicando os elementos de reflexão e de transmissão. Para a rede da figura (12), a eq. (3.32) fica na forma

$$\begin{bmatrix} V_1^- \\ V_2^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1^+ \\ V_2^+ \end{bmatrix}. \quad (3.34)$$

Das eqs. (3.32) e (3.34), temos que a amplitude da onda refletida em qualquer uma das portas, V_i^- , é uma combinação linear das amplitudes das ondas incidentes de todas as portas. Desse modo, conseguir obter todos os parâmetros S nos permite uma caracterização completa

Figura 12 – Esquema de um dispositivo sobre teste conectado à uma rede de duas portas, mostrando a relação entre os parâmetros de espalhamento S com as amplitudes das ondas V_i^+ e V_i^- .



Fonte: Bilzer (2007)

do DUT. Uma propriedade importante para um DUT é sua reciprocidade, isto é, o fato de que a direção de propagação não deve importar, de modo que os elementos da matriz S associados à transmissão sejam independentes de qual porta a onda incidente esteja saindo, portanto, $S_{ij} = S_{ji}$. Para uma rede de duas portas, como no VNA, temos que $S_{12} = S_{21}$.

Outra matriz importante que pode ser usada e está relacionada à matriz S é a chamada matriz de transmissão, ou matriz T . Diferente da matriz S , que relaciona as amplitudes das ondas refletidas, $V_{1,2}^-$, com as amplitudes das ondas incidentes, $V_{1,2}^+$, conforme visto nas eqs. (3.32) e (3.34), a matriz T , para uma rede de duas portas, relaciona as amplitudes da onda incidente e refletida da porta um, V_1^\pm , com as amplitudes da onda incidente e refletida da porta dois, V_2^\pm , de modo que obtemos a equação

$$\begin{bmatrix} V_1^- \\ V_1^+ \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_2^+ \\ V_2^- \end{bmatrix}. \quad (3.35)$$

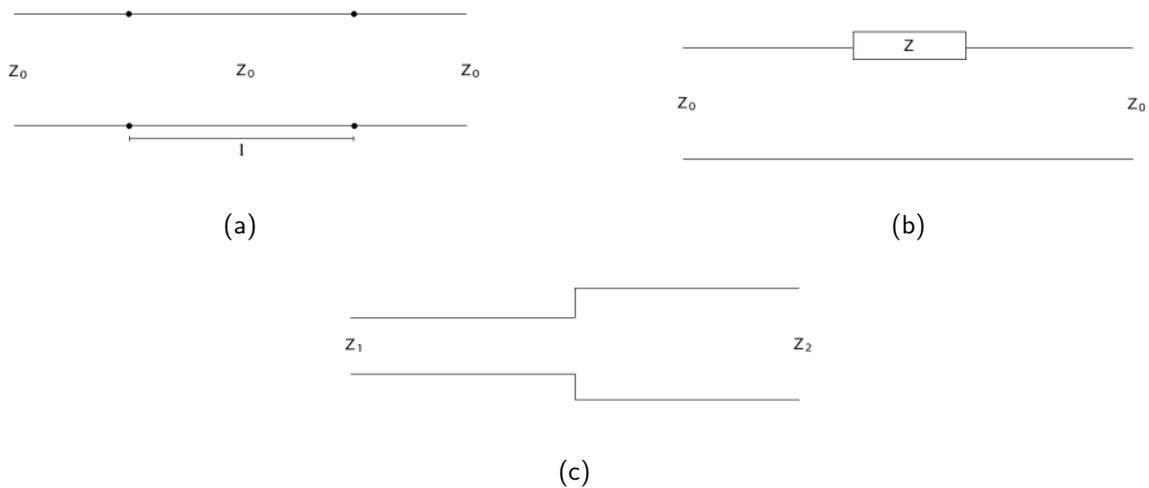
Relacionando as eqs. (3.34) e (3.35) podemos escrever a matriz S em função dos elementos da matriz T , ou vice-versa, de modo que temos

$$\begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{T_{12}}{T_{22}} & \frac{T_{11}T_{22} - T_{12}T_{21}}{T_{22}} \\ \frac{1}{T_{22}} & -\frac{T_{21}}{T_{22}} \end{bmatrix} \quad (3.36a)$$

$$\begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{S_{12}S_{21} - S_{11}S_{22}}{S_{22}} & \frac{S_{11}}{S_{21}} \\ -\frac{S_{22}}{S_{21}} & \frac{1}{S_{21}} \end{bmatrix}. \quad (3.36b)$$

A matriz transmissão é útil pois permite, em casos em que outras redes de duas portas sejam conectadas à rede inicial, obter os coeficientes da nova matriz T simplesmente multiplicando as matrizes transmissão de cada uma das redes (AGILENT TECHNOLOGIES, 2004).

Figura 13 – (a) Circuito de comprimento l com casamento de impedância, possuindo impedância característica Z_0 ; (b) Circuito com DUT e portas com impedâncias característica Z e Z_0 , respectivamente; (c) Circuito com portas possuindo impedâncias característica diferentes, Z_1 e Z_2 .



Fonte: Agilent Technologies (2004)

Além da matriz espalhamento poder ter seus elementos escritos em termos dos elementos da matriz transmissão, ou vice-versa, conforme obtido nas eqs. (3.36), os elementos de ambas matrizes podem ser expressos em termos das impedâncias característica das portas de seus circuitos e do DUT. A figura (13) mostra três tipos de circuitos, na figura (13a) temos que há um casamento de impedância, onde as impedâncias característica das duas portas e do DUT são a mesma, Z_0 , de modo que as matrizes S e T ficam na forma mostrada na primeira linha da tabela (2). Na figura (13b) as duas portas possuem a mesma impedância característica, Z_0 , enquanto o DUT possui uma impedância característica Z , e os elementos da matrizes S e T podem ser observados na segunda linha da tabela (2). Na figura (13c) o circuito é formado por duas portas com impedância característica distintas, sendo Z_1 e Z_2 para as portas um e dois, respectivamente, de modo que os elementos das matrizes S e T são conforme descrito na terceira linha da tabela (2). Observando essa tabela notamos que um casamento de impedância é desejável, já que o mesmo permite uma obtenção de termos mais simplificados para os elementos da matrizes.

Tabela 2 – Matrizes S e T para os diferentes circuitos mostrados na figura (13).

	Matriz S	Matriz T
Circuito de comprimento l com casamento de impedância, sendo as impedâncias característica Z_0	$\begin{bmatrix} 0 & e^{-\gamma l} \\ e^{-\gamma l} & 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} e^{-\gamma l} & 0 \\ 0 & e^{\gamma l} \end{bmatrix}$
Circuito com DUT e portas com impedâncias característica Z e Z_0 , respectivamente	$\begin{bmatrix} \frac{Z}{Z+2Z_0} & \frac{2Z_0}{Z+2Z_0} \\ \frac{2Z_0}{Z+2Z_0} & \frac{Z}{Z+2Z_0} \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} \frac{2Z_0+Z}{2Z_0} & \frac{Z}{2Z_0} \\ -\frac{Z}{2Z_0} & \frac{2Z_0+Z}{2Z_0} \end{bmatrix}$
Circuito com portas 1 e 2 com impedâncias característica distintas Z_1 e Z_2 , respectivamente	$\begin{bmatrix} \frac{Z_2-Z_1}{Z_1+Z_2} & \frac{2\sqrt{Z_1Z_2}}{Z_1+Z_2} \\ \frac{2\sqrt{Z_1Z_2}}{Z_1+Z_2} & \frac{Z_1-Z_2}{Z_1+Z_2} \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} \frac{Z_1+Z_2}{2\sqrt{Z_1Z_2}} & \frac{Z_2-Z_1}{2\sqrt{Z_1Z_2}} \\ \frac{Z_2-Z_1}{2\sqrt{Z_1Z_2}} & \frac{Z_1+Z_2}{2\sqrt{Z_1Z_2}} \end{bmatrix}$

Fonte: Agilent Technologies (2004)

3.4 ANALISADOR DE REDES VETORIAL

O Analisador de Redes Vetorial, o VNA, é um equipamento que, como dito no início do capítulo, permite a medição dos parâmetros de espalhamento S de um DUT em uma determinada faixa de frequência, a depender do modelo do equipamento que será utilizado. Para este trabalho foi utilizado o KEYSIGHT ENA Network Analyzer E5063A, que pode ser visto na figura (14), que permite frequências que vão de 100kHz até 18GHz.

Um analisador de rede gera um sinal senoidal teste que é aplicado como um estímulo ao DUT. Considerando este DUT como sendo linear, teremos uma resposta que será medida pelo analisador, no qual também será senoidal. O sinal teste aplicado e a resposta medida comumente irão possuir diferentes valores, tanto da amplitude quanto da fase. Essa diferença entre as amplitudes e fases das portas i e j é representada pela variável S_{ij} (ROHDE & SCHWARZ, 2017). Enquanto que um analisador escalar de redes mede apenas a diferença entre as amplitudes desses sinais, o VNA mede também a diferença de fase, utilizando os valores obtidos para determinar os parâmetros S . As magnitudes dos parâmetros S são obtidas da razão entre as amplitudes, conforme visto na eq. (3.33) da seção anterior. A diferença de fase entre as ondas corresponde à fase dos parâmetros S , $arg(S_{ij})$.

Além de medir tanto a magnitude quanto a fase, o VNA possui outras vantagens. Com as medidas obtidas pelo VNA é possível obter diagramas de Smith (do inglês, *Smith charts*), no qual é necessário conhecer os coeficientes de reflexão vetorialmente (SMITH, 1995). Dados de medição vetorial podem ser transformados para o domínio temporal, permitindo assim exames de problemas nas linhas de transmissão e otimização da calibração utilizando medições no

Figura 14 – Fotografia do KEYSIGHT ENA Network Analyzer E5063A.



Fonte: o autor (2022)

domínio do tempo.

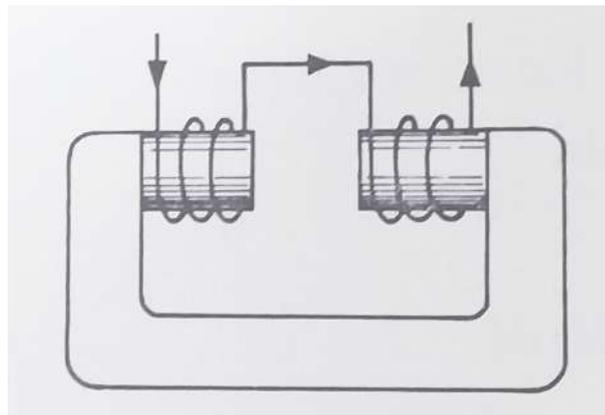
Uma das maiores vantagens do VNA é que permite uma correção completa de erros do sistema, no qual compensa os erros sistemáticos nas medidas, o que permite uma medição com a maior precisão possível. O modelo E5063A do VNA utilizado neste trabalho possui dois receptores em cada uma de suas portas, o receptor de referência e o receptor teste, que medem a transmissão e a reflexão, respectivamente, no qual podem ser utilizados ao mesmo tempo (AGILENT TECHNOLOGIES, 2013). Cada uma das portas do VNA possuem seis diferentes tipos de erros sistemáticos, que podem ser corrigidos através do processo de calibração (ROHDE & SCHWARZ, 2017). Para fazer a calibração do equipamento é necessário usar um kit de calibração, neste trabalho usamos o kit de calibração econômico tipo N 85054D da KEYSIGHT (nome original em inglês, *KEYSIGHT Type N Economy Calibration Kit*), como visto na figura (15), que faz uma calibração padrão, algumas vezes chamada através da sigla SOLT (do inglês, *Short, Open, Load e Through*). Foi realizada uma calibração completa de duas portas (do inglês, *Full 2-Port Calibration*), no qual corrige os doze erros sistemáticos mencionados anteriormente (AGILENT TECHNOLOGIES, 2013). Neste tipo de calibração erros sistemáticos são considerados repetitivos e constantes no tempo, de modo que no processo de calibração, para cada um desses erros há um termo que será utilizado para correção dos dados. Com a calibração feita, ao efetuarmos uma medição dos parâmetros S , cada um é dado por uma função que depende de todos os parâmetros S e dos doze termos dos erros (AGILENT TECHNOLOGIES, 2002). Eventualmente, a calibração vai perdendo sua eficiência com o tempo, sendo assim necessário que novas calibrações sejam efetuadas periodicamente para manter a aquisição de dados sempre a mais precisa possível.

Figura 15 – Fotografia do kit de calibração econômico tipo N 85054D da KEYSIGHT.



Fonte: o autor (2022)

Figura 16 – Projeto recomendado de um eletroímã para reduzir dispersão de fluxo do campo.



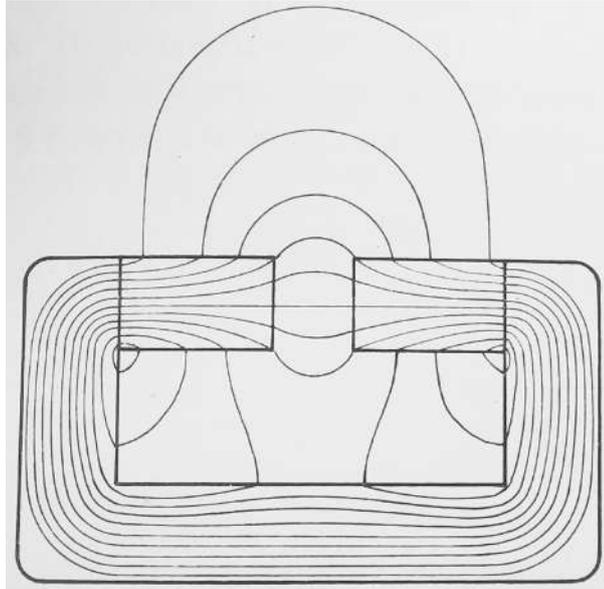
Fonte: Zijlstra (1967)

3.5 ELETROÍMÃ

Para a realização do experimento de VNA-FMR há a necessidade de um campo magnético aplicado alto o suficiente para magnetizar as amostras. Deste modo, como os eletroímãs existentes no laboratório produziam campos com intensidades menores que $3kOe$, foi preciso construir um novo eletroímã para a geração dos campos necessários. Nesta seção será descrito alguns detalhes conceituais importantes para a confecção do imã. No capítulo (5) será descrito como foi realizada a confecção do eletroímã utilizado para realização deste trabalho.

Vamos considerar inicialmente duas bobinas que são utilizadas para a produção de um campo magnético. O campo para um solenóide é proporcional ao número de voltas que ele

Figura 17 – Visão esquemática das linhas de força de um eletroímã como o mostrado na figura (16)



Fonte: Zijlstra (1967)

possui, onde a intensidade do fluxo magnético é

$$B = \mu_0 I n, \quad (3.37)$$

sendo μ_0 a permeabilidade magnética do vácuo, I a corrente aplicada e n o número de voltas do solenóide. Ao inserirmos um núcleo composto por uma material ferromagnético no interior do solenóide, o campo produzido pelo solenóide faz com que os diferentes domínios magnéticos existentes no material ferromagnético, que na ausência de campo possuem magnetizações em direções aleatórias, se alinhem na mesma direção deste campo. Com isso, a magnetização causada no núcleo aumenta consideravelmente o campo produzido pelos solenóides.

O melhor design para a confecção de um eletroímã com núcleos que possuem polo cilíndrico é mostrado na figura (16). Nesta forma o fluxo de campo possui menor dispersão, sendo o fluxo aproximadamente constante na região central entre os núcleos (ZIJLSTRA, 1967). A figura (17) mostra um esquema das linhas de campo dessa montagem. Uma descrição mais completa da teoria acerca de eletroímãs é encontrada em Zijlstra (1967).

4 METODOLOGIA

Neste capítulo vamos tratar das metodologias utilizadas tanto para a produção de amostras, quanto para a aquisição dos dados que serão estudados. Na seção (4.1) será descrito brevemente o método sol gel e o método de eletrodeposição que foram utilizados na produção das amostras que foram analisadas. Na seção (4.2) vamos mostrar alguns métodos no qual obtêm-se as informações do experimento de VNA-FMR e focar principalmente na análise de dados com a utilização de duas portas (no inglês, *Two port VNA-FMR data analysis*), até a obtenção da susceptibilidade magnética.

4.1 PRODUÇÃO DE AMOSTRAS

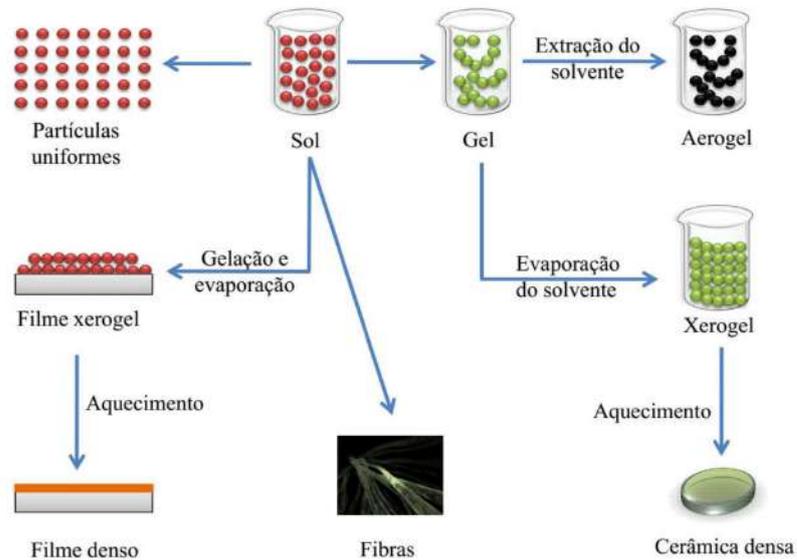
As amostras analisadas neste trabalho, tanto os filmes, quanto os nanofios, foram produzidas por membros do grupo de pesquisa associados ao Programa de Pós-graduação em Ciência dos Materiais (PGMTR). Os filmes finos utilizados foram produzidos utilizando o método sol gel, enquanto que os nanofios foram produzidos utilizando o método de eletrodeposição. Cada um desses métodos tem suas características e serão descritas à seguir.

4.1.1 Método Sol Gel

O método Sol Gel foi criado no início da déc. de 1990, pelos engenheiros Larry L. Hench e Jon K. West (HENCH; WEST, 1990). Este método pode ser utilizado para a produção de diferentes tipos de amostras, como filmes finos, pós, fibras, cerâmicas e vidros, sendo uma técnica que pode ser usada em baixa temperatura, com uso de precursores químicos, auxiliando na produção de amostras com homogeneidade e pureza semelhantes aos processos que utilizam altas temperaturas. Além do que foi citado, a técnica possui um baixo custo e não necessita de muitos equipamentos.

O método consiste em um processo químico que é utilizado para a síntese de suspensão coloidal de partículas em um líquido, ao qual chama-se *sol*, e a formação de uma rede sólida, interconectada, de características coloidais ocupado com um solvente, chamado *gel*. Essas partículas coloidais, ou apenas colóides, são partículas sólidas com diâmetros que podem variar de 1 a 100nm. Quando o solvente do gel é removido pode-se obter um xerogel, através de

Figura 18 – Processo típico do método sol gel e os diferentes tipos de amostras que o método permite produzir.



Fonte: Garcia (2017)

um processo de secagem à pressão ambiente, ou em um aerogel, por meio de uma secagem acima de uma pressão e temperaturas críticas (GARCIA, 2017)(HENCH; WEST, 1990). A figura (18) mostra de maneira simplificada os processos típicos deste método e os diferentes tipos de amostras que ele permite produzir.

Quando utilizado para a produção de filmes finos, o método sol gel possui algumas vantagens adicionais, se comparada com outros métodos de produção de filmes finos, como o método de deposição por evaporação catódica (comumente chamado, do inglês, *sputtering*). O método sol gel permite um bom controle da microestrutura do filme, seja pelo método de deposição utilizado, pelo tratamento térmico, pelo processo químico de preparação do sol ou todos eles.

O mais importante aspecto que este método apresenta é que o sol possui características ideais para a preparação de filmes finos por técnicas comuns, como o spin coating, dip coating, e alguns outros. Entre estas técnicas de deposição, o método de *spin coating* é o mais utilizado para a produção de filmes finos. Esta técnica consiste em aplicar uma gota da solução do sol gel sobre um substrato que, logo após, é rotacionado em alta velocidade com o intuito de espalhar o líquido por toda a superfície do substrato através da força centrífuga (WANG et al., 2013). Para que seja garantida a formação de uma camada homogênea nos filmes, os solventes utilizados nas soluções precursoras usadas na produção do gel são comumente voláteis, de modo que haja uma fácil evaporação dos mesmos. As vantagens que esse método de deposição apresenta é que

o mesmo possui uma rápida reprodução e processamento e necessita de uma baixa quantidade de líquido para a preparação de uma região consideravelmente elevada do substrato.

As amostras de filmes utilizadas neste trabalho foram produzidas utilizando o método sol gel em conjunto com a técnica de deposição spin coating, cujos detalhes técnicos, como preparação do sol, seu tratamento químico e produção dos filmes, assim como o tratamento realizado nos filmes, podem ser vistos no trabalho feito por Assis (2021) realizado no PGMTR.

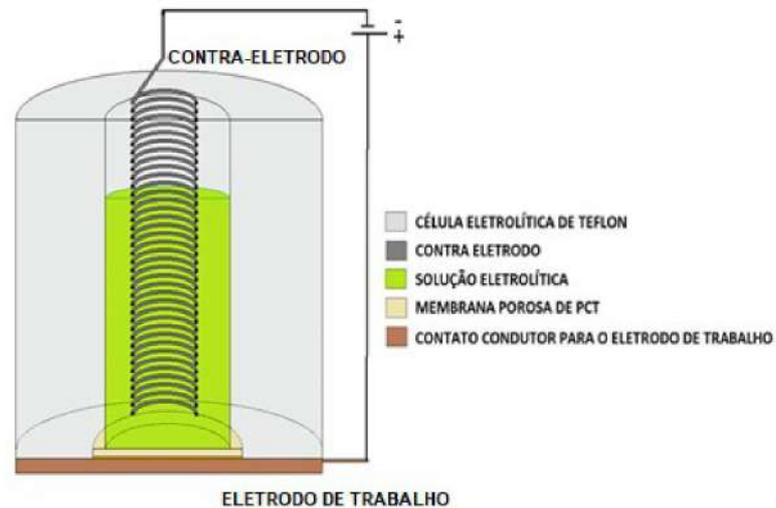
4.1.2 Método de Eletrodeposição

Há mais de trinta anos que nanoestruturas são crescidas utilizando-se potencial elétrico constante em diversos tipos de eletrólitos, no qual chama-se método de eletrodeposição. E durante as últimas décadas, cientistas interessaram-se no estudo de nanofios magnéticos que vêm sendo utilizados em pesquisas de diversas áreas, como materiais para aplicações em ótica, eletrônica, spintrônica e micro-ondas, para pesquisas envolvendo armazenamento de informação. Assim como o método sol gel, o método de eletrodeposição é considerado de baixo custo e relativamente simples, se comparada com outras técnicas de deposição. Este método de produção de amostras permite a fabricação de nanofios, simples ou multicamadas, e de nanotubos.

O método consiste em um processo eletroquímico onde membranas porosas são colocadas em uma solução eletrolítica, dentro desta solução aplica-se um diferença de potencial, que é controlada através do uso de um eletrodo de trabalho e um contra-eletrodo que são colocados na solução e no qual aplica-se uma corrente elétrica para produzir a diferença de potencial desejada. Ao ser aplicada a diferença de potencial, os cátions da solução são reduzidos e depositados na membrana, onde os poros servem como molde para o crescimento dos nanofios que se quer produzir. As membranas utilizadas costumam ser de óxido de alumínio, *alumina*, (Al_2O_3) ou de policarbonato ($C_{15}H_{16}O_2$), e visto que elas não são boas condutoras, faz-se necessário a aplicação de um material condutor, no qual utiliza-se comumente ouro (*Au*) ou cobre (*Cu*), em uma das faces da membrana para que a mesma entre em contato com o eletrodo de trabalho, para assim ser possível realizar a deposição (JÚNIOR, 2019)(YALCIN, 2013).

Para a realização do processo foi utilizado uma célula eletrolítica de teflon, contendo dois eletrodos, sendo a membrana conectada ao eletrodo de trabalho, como mencionado anteriormente, ou sendo a própria membrana usada como o eletrodo de trabalho. O outro eletrodo,

Figura 19 – Representação da secção transversal da célula eletrolítica usada no processo de eletrodeposição dos nanofios.



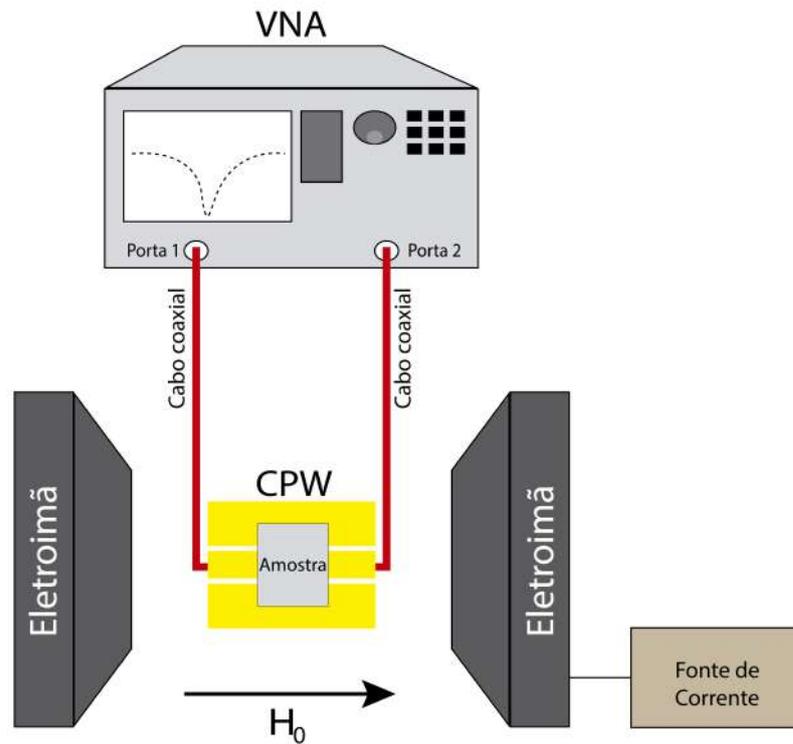
Fonte: Júnior (2019)

ou contra-eletrodo, é um fio em forma de espiral cuja composição é a do material no qual se quer depositar. A figura (19) mostra uma representação da célula eletrolítica utilizada na fabricação de amostras.

As propriedades do material desejado dependem de alguns parâmetros do processo, como o tipo de corrente utilizada (contínua, pulsada ou alternada) e da temperatura da deposição. Um dos parâmetros mais importantes são as propriedades dos eletrólitos usados, onde na maioria das situações, para que a eletrodeposição ocorra só é necessário que a solução eletroquímica seja composta com íons do metal no qual quer-se depositar diluídos em um solvente, mas fatores como concentração de íons, o acréscimo de reagentes, precursores e aditivos à solução, seu pH e sua temperatura, podem influenciar sobre as propriedades do material fabricado (JÚNIOR, 2019).

As amostras de nanofios utilizadas neste trabalho foram produzidas usando o método de eletrodeposição com membranas porosas de alumina pelos estudantes de Doutorado do PGMTR, Dyego Maia e Samuel Lopes. Detalhes técnicos como preparação da solução eletrolítica, tempo de deposição, corrente e potencial elétrico aplicados podem ser vistos no trabalho feito pelo Júnior (2019).

Figura 20 – Esquema da montagem experimental para o VNA-FMR.



Fonte: o autor (2022)

4.2 RESSONÂNCIA FERROMAGNÉTICA COM ANALISADOR DE REDES VETORIAL

Nesta seção vamos descrever o experimento de Ressonância Ferromagnética com Analisador de Redes Vetorial, VNA-FMR (do inglês *vector network analyzer ferromagnetic resonance*), uma técnica experimental que utiliza ondas eletromagnéticas de alta frequência aplicadas a um guia de ondas, neste trabalho é utilizado a CPW, para criar um campo magnético baixo, mas suficiente, para excitar uma região da amostra que encontra-se posicionada sobre a guia e numa região no qual um campo magnético externo é aplicado. Os experimentos de FMR mais tradicionalmente utilizados mantêm as frequências fixas num determinado valor, associado ao tipo de guia de onda que é utilizado, e então faz-se uma varredura do campo magnético externo, obtendo-se uma curva da absorção da amostra (HEINRICH; BLAND, 2005). O VNA-FMR funciona diferentemente, nesse experimento as medidas são feitas mantendo-se o campo magnético externo constante enquanto é feita uma varredura da frequência, medindo-se os parâmetros S e convertendo-os para obter as curvas de absorção e outros parâmetros necessários para os estudos das propriedades dos materiais. Os trabalhos de Kalarickal et al. (2006b) e de Neudecker et al. (2006) comparam o VNA-FMR com outros experimentos de FMR, mostrando

Figura 21 – Fotografia da montagem experimental utilizada para o experimento VNA-FMR. Da esquerda para a direita temos o VNA, o gaussímetro e o eletroímã.



Fonte: o autor (2022)

a validade do experimento.

Um esquema geral da montagem experimental utilizada para este trabalho pode ser visto na figura (20). O VNA é conectado à uma CPW com uma impedância característica de 1Ω , feita de *Duroid*. Para que a impedância característica chegue aproximadamente aos 50Ω , igual à impedância característica das portas do VNA, conectamos à CPW um resistor de 47Ω . A conexão entre o VNA e a CPW é feita com cabos coaxiais, foram utilizados cabos KEYSIGHT 11500D, com conectores tipo N machos, que suportam frequências até 18GHz. A CPW é colocada entre dois polos de um eletroímã no qual estão conectadas à uma fonte de corrente que permite controlar o campo magnético externo que será produzido pelos eletroímãs e aplicado nas amostras para magnetizá-las e assim fazer as análises necessárias. A figura (21) mostra uma fotografia da montagem experimental utilizada no laboratório para a produção desta dissertação.

4.3 AQUISIÇÃO DE DADOS PARA VNA-FMR UTILIZANDO O PARÂMETRO DE TRANSMISSÃO

O método de análise principal utilizado neste trabalho é baseado no modelo de linha de transmissão que foi desenvolvido por Barry (1986) e utilizado por Kalarickal et al. (2006a), no qual foi assumido que o modo de transmissão dominante do CPW é o modo TEM.

Ao desconsiderar os efeitos reflexivos, a análise realizada por Barry nos dá um parâmetro

descalibrado da permeabilidade de micro-ondas efetiva, dado na forma

$$U(f) = \pm \frac{i \ln [S_{21-H}(f)/S_{21-ref}(f)]}{\ln [S_{21-ref}(f)]}, \quad (4.1)$$

onde o sinal é escolhido de modo que $Im[U(f)]$ seja negativo na vizinhança da frequência de ressonância. O f denota o conjunto de pontos de frequência para as duas leituras de dados realizadas, $S_{21-H}(f)$ denota o conjunto dos parâmetros S_{21} no campo de ressonância de interesse, enquanto que $S_{21-ref}(f)$ é o conjunto dos parâmetros S_{21} no campo de referência, sem a amostra.

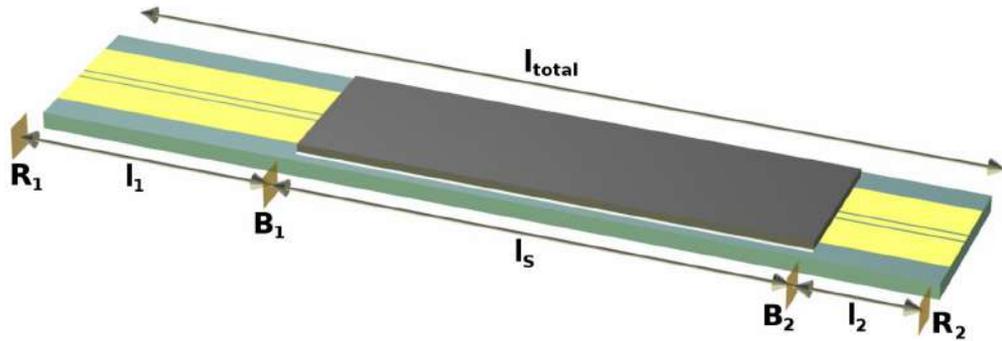
A eq. (4.1) mostra que para obter $U(f)$ é preciso possuir tanto os dados da medida de FMR quanto os dados de referência de modo que se possa obter as propriedades da estrutura que está sendo excitada. Em situações ideais, $-Im[U(f)]$ versus f deveria corresponder ao perfil de perdas da FMR e $Re[U(f)]$ deveria apresentar o perfil de dispersão. A notação $U(f)$ é utilizada para enfatizar que a resposta medida está relacionada com a permeabilidade de micro-ondas complexa μ . Ao calcular $U(f)$, temos que o pico de $-Im[U(f)]$ encontra-se na frequência de ressonância.

4.4 AQUISIÇÃO DE DADOS PARA VNA-FMR UTILIZANDO PARÂMETROS DE REFLEXÃO E TRANSMISSÃO

O método descrito nesta seção mostra como obter a susceptibilidade magnética a partir dos dados brutos coletados utilizando o VNA-FMR. Como o experimento do VNA-FMR usando linhas de fita é uma técnica recente, não há uma padronização da mesma. Deste modo, é possível encontrar na literatura diversas abordagens, tanto na montagem experimental, quanto na aquisição de dados. Um dos métodos mais simples é um no qual utiliza-se um tratamento localizado (COUNIL et al., 2004b)(COUNIL et al., 2004a). Este método permite calcular a susceptibilidade complexa, obtendo suas partes real e imaginária. Porém, o mesmo despreza a propagação de onda, de modo que sua validade é limitada, principalmente em relação ao intervalo de frequência utilizada. Outro método consiste em analisar apenas o módulo de um dos parâmetros de transmissão medidos (KUANR; CAMLEY; CELINSKI, 2005). Neste caso, como utiliza-se apenas o valor absoluto, não é possível obter as partes real e imaginária da susceptibilidade. Mas, assim como o método anterior, este utiliza apenas um único parâmetro de transmissão sendo desprezados os parâmetros de reflexão.

O método que tentamos utilizar neste trabalho foi desenvolvido por Bilzer et al. (2007),

Figura 22 – Guia de onda coplanar, de comprimento l_{total} , com uma amostra magnética de comprimento l_S . A localização da amostra não é perfeitamente centralizada, de modo que $l_1 \neq l_2$.



Fonte: Bilzer (2007)

no qual utilizam uma descrição completa das medidas, considerando tanto a transmissão, quanto a reflexão. Este modelo de aquisição dos dados é baseado nos métodos de medição da permeabilidade encontrados nos trabalhos do Weir (1974) e do Barry (1986), no qual foram adaptados para o tipo de geometria utilizado e o interesse físico, que é obter as frequências de ressonância e as larguras de linha. A descrição deste método será realizada usando os conceitos experimentais descritos no capítulo (3).

4.4.1 Dados brutos

Na situação modelo idealizada, uma amostra magnética de comprimento l_S é colocada sobre a guia de onda coplanar, CPW (do inglês *coplanar waveguide*). Devido às imperfeições da guia, que não é perfeitamente plana, há uma região de ar separando a amostra dos condutores. A CPW é conectada ao VNA através de conexões feitas usando os cabos coaxiais, como pode ser visto no esquema da figura (20). Essa conexão corresponde aos planos de referência R_1 e R_2 , enquanto que o início e o final da amostra na guia correspondem aos planos de referência B_1 e B_2 , respectivamente, conforme pode ser observado na figura (22). Como a posição da amostra não é necessariamente centralizada, sendo l_{total} o comprimento da guia, têm-se que os espaços l_1 , entre os planos R_1 e B_1 , e l_2 , entre os planos B_2 e R_2 , podem ser distintos.

Inicialmente uma calibração completa de duas portas é realizada, de modo a corrigir-se qualquer contribuição externa à guia na medição dos parâmetros S , conforme explicado na seção (3.4). Para obter a matriz S entre os planos de referência R_1 e R_2 , calcula-se analiticamente multiplicando as matrizes de transmissão T referente a cada parte da guia e faz-se uma transformação da matriz T para a matriz S , conforme visto na seção (3.3). Para isso, a

guia é dividida em cinco componentes, seguindo a ordem da esquerda para a direita da figura (22), sendo cada uma representada por uma matriz de acordo com a tabela (2). As componentes são: (i) a seção da CPW de comprimento l_1 entre os planos R_1 e B_1 , com constante de propagação γ_0 e impedância Z_0 ; (ii) a mudança da impedância de Z_0 para Z na borda da amostra em B_1 ; (iii) a propagação da onda na região de comprimento l_S com a amostra magnética, com constante de propagação γ ; (iv) a mudança da impedância de Z para Z_0 na borda da amostra em B_2 ; (v) a seção da CPW de comprimento l_2 entre os planos B_2 e R_2 , com constante de propagação γ_0 e impedância Z_0 . Multiplicando as matrizes T de cada uma das componentes, obtêm-se que

$$T' = \begin{pmatrix} e^{-\gamma_0 l_1} & 0 \\ 0 & e^{\gamma_0 l_1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{1-\Gamma^2}} & \frac{\Gamma}{\sqrt{1-\Gamma^2}} \\ \frac{\Gamma}{\sqrt{1-\Gamma^2}} & \frac{1}{\sqrt{1-\Gamma^2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-\gamma l_S} & 0 \\ 0 & e^{\gamma l_S} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{1-\Gamma^2}} & \frac{-\Gamma}{\sqrt{1-\Gamma^2}} \\ \frac{-\Gamma}{\sqrt{1-\Gamma^2}} & \frac{1}{\sqrt{1-\Gamma^2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-\gamma_0 l_2} & 0 \\ 0 & e^{\gamma_0 l_2} \end{pmatrix}. \quad (4.2)$$

Multiplicando as matrizes, introduzindo a abreviação

$$P = e^{-\gamma l_S}, \quad (4.3)$$

resulta então que

$$T' = \begin{pmatrix} \frac{e^{-\gamma_0(l_1+l_2)}(P^2-\Gamma^2)}{(1-\Gamma^2)P} & \frac{e^{-\gamma_0(l_1-l_2)}\Gamma(1-P^2)}{(1-\Gamma^2)P} \\ -\frac{e^{\gamma_0(l_1-l_2)}\Gamma(1-P^2)}{(1-\Gamma^2)P} & \frac{e^{-\gamma_0(l_1+l_2)}(1-P^2\Gamma^2)}{(1-\Gamma^2)P} \end{pmatrix}. \quad (4.4)$$

Fazendo uso da eq. (3.36) em conjunto com a eq. (4.4), obtemos a matriz S , onde

$$S = \begin{pmatrix} \frac{T'_{12}}{T'_{22}} & \frac{T'_{11}T'_{22}-T'_{12}T'_{21}}{T'_{22}} \\ \frac{1}{T'_{22}} & -\frac{T'_{21}}{T'_{22}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{-2\gamma_0 l_1} \frac{\Gamma(1-P^2)}{1-P^2\Gamma^2} & e^{-\gamma_0(l_1+l_2)} \frac{P(1-\Gamma^2)}{1-P^2\Gamma^2} \\ e^{-\gamma_0(l_1+l_2)} \frac{P(1-\Gamma^2)}{1-P^2\Gamma^2} & e^{-2\gamma_0 l_2} \frac{\Gamma(1-P^2)}{1-P^2\Gamma^2} \end{pmatrix}. \quad (4.5)$$

Para que este método seja válido é necessário que a impedância Z_0 seja igual à impedância das portas do VNA e dos cabos coaxiais. Se $Z_0 \neq 50\Omega$, deve-se adicionar mais dois componentes na eq. (4.2), um termo para a mudança de impedância $Z_C = 50\Omega$ para Z_0 em R_1 e a mudança de Z_0 para Z_C em R_2 . A impedância Z da guia de onda com a amostra relaciona-se com o coeficiente de reflexão Γ , sendo dado por

$$\Gamma = \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0} \Rightarrow \frac{Z}{Z_0} = \frac{1 + \Gamma}{1 - \Gamma}. \quad (4.6)$$

4.4.2 Correção da posição da amostra

Como visto na seção (3.3) e é observado na eq. (4.5), os elementos S_{12} e S_{21} são idênticos, deste modo pode-se usar apenas o parâmetro S_{21} nos cálculos. Da eq. (4.5) têm-se que S_{11} e S_{22} são distintos se $l_1 \neq l_2$, isto é, se a amostra não estiver centralizada na guia. Para corrigir isso usa-se a média geométrica de S_{11} e S_{22} , que é dado por

$$S_{11/22} = \sqrt{S_{11}S_{22}} = e^{-\gamma_0(l_1+l_2)} \frac{\Gamma(1-P^2)}{1-P^2\Gamma^2}, \quad (4.7)$$

onde agora S_{21} e $S_{11/22}$ possuem o mesmo prefator $e^{-\gamma_0(l_1+l_2)}$. Da figura (22) podemos reescrever o termo entre parênteses do prefator, pois $l_1 + l_2 = l_{total} - l_s$. Desse modo corrige-se qualquer descentralização da amostra sobre a guia de onda, sendo necessário apenas os comprimentos da guia e da amostra.

Para uma aquisição correta dos dados, segundo o método, deve-se mudar os planos de referência das extremidades da CPW (nos planos R_1 e R_2) para as extremidades da amostra (nos planos B_1 e B_2). Esta mudança é realizada multiplicando-se as grandezas S_{21} e $S_{11/22}$ com o inverso do prefator. Com isso, os dois parâmetros corrigidos são dados por

$$S_{21}^B = e^{\gamma_0(l_{total}-l_s)} S_{21} = \frac{P(1-\Gamma^2)}{1-P^2\Gamma^2}, \quad (4.8)$$

$$S_{11/22}^B = e^{\gamma_0(l_{total}-l_s)} S_{11/22} = \frac{\Gamma(1-P^2)}{1-P^2\Gamma^2}. \quad (4.9)$$

Para obter a constante de propagação γ_0 pode-se utilizar diretamente a medida do parâmetro S_{21} da CPW sem a amostra, denominada S_{21}^{CPW} , de modo que, fazendo uso da tabela (2), resulta que

$$S_{21}^{CPW} = e^{-\gamma_0 l_{total}} \Rightarrow \gamma_0 = -\frac{1}{l_{total}} \ln(S_{21}^{CPW}). \quad (4.10)$$

4.4.3 Extração do coeficiente de reflexão e da constante de transmissão

O coeficiente de reflexão complexo Γ pode ser calculado analiticamente usando os parâmetros S medidos, seguindo o trabalho dos Ghodgaonkar, Varadan e Varadan (1990), onde

$$\Gamma = K \pm \sqrt{K^2 - 1}, \quad (4.11)$$

no qual o sinal positivo ou negativo é escolhido de modo que $|\Gamma| < 1$. O parâmetro K é dado por

$$K = \frac{1 + (S_{11/22}^B)^2 - (S_{21}^B)^2}{2S_{11/22}^B}. \quad (4.12)$$

Para obter a constante de transmissão γ , vamos primeiro calcular o parâmetro P definido pela eq. (4.3), que é dado pela expressão

$$P = \frac{S_{11/22}^B + S_{21}^B - \Gamma}{1 - (S_{11/22}^B + S_{21}^B)\Gamma}. \quad (4.13)$$

Visto que, da eq. (4.3), $\gamma = -\frac{1}{l_S} \ln(\text{mod } P)$, as partes real e imaginária de γ são dadas por

$$Re(\gamma) = -\frac{\ln(|P|)}{l_S}, \quad (4.14a)$$

$$Im(\gamma) = -\frac{\arg(P)}{l_S}. \quad (4.14b)$$

4.4.4 Cálculo de permissividade, permeabilidade e obtenção da susceptibilidade magnética

Obtidos Γ e γ , pode-se agora calcular a permissividade relativa efetiva $\bar{\epsilon}_r$ e a permeabilidade relativa efetiva $\bar{\mu}_r$. Essas grandezas são usadas para associar a geometria utilizada no experimento, no qual diversos materiais contribuem para essas grandezas, com um meio modelo efetivo, no qual a guia de onda é envolvida por um único meio que possui essas propriedades eletromagnéticas efetivas. As grandezas $\bar{\epsilon}_r$ e $\bar{\mu}_r$ relacionam-se com Γ e γ pelas expressões

$$\frac{\gamma}{\gamma_{vac}} = \sqrt{\bar{\mu}_r \bar{\epsilon}_r} \quad (4.15)$$

e

$$\frac{1 + \Gamma}{1 - \Gamma} = \frac{Z}{Z_0} = G \sqrt{\frac{\bar{\mu}_r}{\bar{\epsilon}_r}} \propto \sqrt{\frac{\bar{\mu}_r}{\bar{\epsilon}_r}}, \quad (4.16)$$

onde γ_{vac} é a constante de propagação da CPW no vácuo e G é uma constante independente da frequência no qual depende da geometria da CPW. Essa constante G é desprezada, visto que a obtenção da mesma depende da região de ar entre a CPW e a amostra, o que é difícil estimar. Das eqs. (4.15) e (4.16) não é possível determinar com precisão os valores de $\bar{\epsilon}_r$ e $\bar{\mu}_r$, porém é possível calcular valores proporcionais, assim

$$\bar{\epsilon}_r \propto \frac{\gamma}{\gamma_{vac}} \left(\frac{1 - \Gamma}{1 + \Gamma} \right) \quad (4.17a)$$

$$\bar{\mu}_r \propto \frac{\gamma}{\gamma_{vac}} \left(\frac{1 + \Gamma}{1 - \Gamma} \right) \quad (4.17b)$$

O principal interesse aqui é a obtenção da permeabilidade, mas é importante determinar a permissividade relativa efetiva. Seguindo o trabalho do Bilzer et al. (2007), usando um dielétrico de baixa perda, a componente imaginária $\bar{\epsilon}_r$ é muito pequena, se comparada à sua parte real, de modo que pode ser desprezada, enquanto que a parte real é basicamente constante no intervalo de frequência utilizado, assim, da eq. (4.17) fica-se que

$$\frac{\gamma}{\gamma_{vac}} \propto \bar{\epsilon}_r \left(\frac{1 + \Gamma}{1 - \Gamma} \right) \Rightarrow \bar{\mu}_r \propto \left(\frac{1 + \Gamma}{1 - \Gamma} \right)^2 ; \bar{\mu}_r \propto \left(\frac{\gamma}{\gamma_{vac}} \right)^2. \quad (4.18)$$

Usando a eq. (4.18) ao invés da eq. (4.17) para calcular $\bar{\mu}_r$ utilizando apenas uma das duas grandezas obtidas (Γ e γ) pode ser vantajoso em algumas situações, pois dependendo das condições das medidas, uma dessas duas grandezas pode ser obtida com mais precisão (NEMEC et al., 2006).

Para obter a susceptibilidade dinâmica transversal, χ , deve-se notar que tanto a permissividade relativa efetiva, $\bar{\epsilon}_r$, quanto a permeabilidade relativa efetiva, $\bar{\mu}_r$, são superposições das permissividades relativas e das permeabilidades relativas, respectivamente, da CPW, da amostra e de outros materiais envolta do experimento. Assim, como $\bar{\mu}_r$ é uma função linear desconhecida de μ_r do material magnético, um valor proporcional à susceptibilidade transversal χ pode ser calculada da seguinte forma

$$\chi = \mu_r - 1 \propto \bar{\mu}_r - \bar{\mu}_r^{ref}, \quad (4.19)$$

onde $\bar{\mu}_r$ é a medida realizada, com o campo magnético orientado ao longo do CPW, e $\bar{\mu}_r^{ref}$ é a medida de referência. Para obter a medida de referência, o campo magnético é aplicado perpendicularmente ao CPW, de modo que o campo de excitação produzido pela guia seja paralelo ao campo externo aplicado, não havendo assim FMR.

5 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Como citado na seção (4.2), a guia de onda utilizada é feita de Duroid. Este material foi revestido com cobre em suas duas faces, em seguida, por um processo de litografia, o CPW foi produzido. A linha por onde o sinal na CPW é transmitido possui uma largura de 1mm, para que seja possível perturbar uma grande área de uma amostra, de modo que ondas de spin com $k = 0$ sejam obtidas, isto é, que se obtenha uma FMR. A figura (23) mostra o CPW produzido com as conexões efetuadas. As conexões nas extremidades foram realizadas para aterrar as partes laterais do guia.

Figura 23 – Guia de onda coplanar com suas conexões.



Fonte: o autor (2022)

Tratando-se da produção do eletroímã, foram utilizadas barras de aço 1020 para a confecção do núcleo. Essas barras de aço foram adquiridas no comércio local e levadas para a oficina mecânica do Departamento de Física da UFPE. O Aço 1020 é amplamente utilizado na fabricação de engrenagens, eixos, anéis de engrenagens, entre outros. Ele é composto basicamente por ferro, carbono, manganês e silício.

Para a produção das bobinas foi utilizado uma estrutura de fibra de carbono no qual os fios foram enrolados. Para enrolar as bobinas foi escolhido um fio de $4,2\text{mm}$ de diâmetro, afim de minimizar a resistência elétrica das bobinas. A diminuição da resistência das bobinas é importante pois a fonte utilizada para gerar injetar corrente elétrica nas bobinas é de 12V e 120A , que pode ser visto na figura (24), e os fios de $4,2\text{mm}$ suportam uma corrente um pouco superior a 40A . Cada uma das bobinas possuem 50 camadas de fio e 50 voltas em cada camada, possuindo um total de 39kg de cobre em cada bobina.

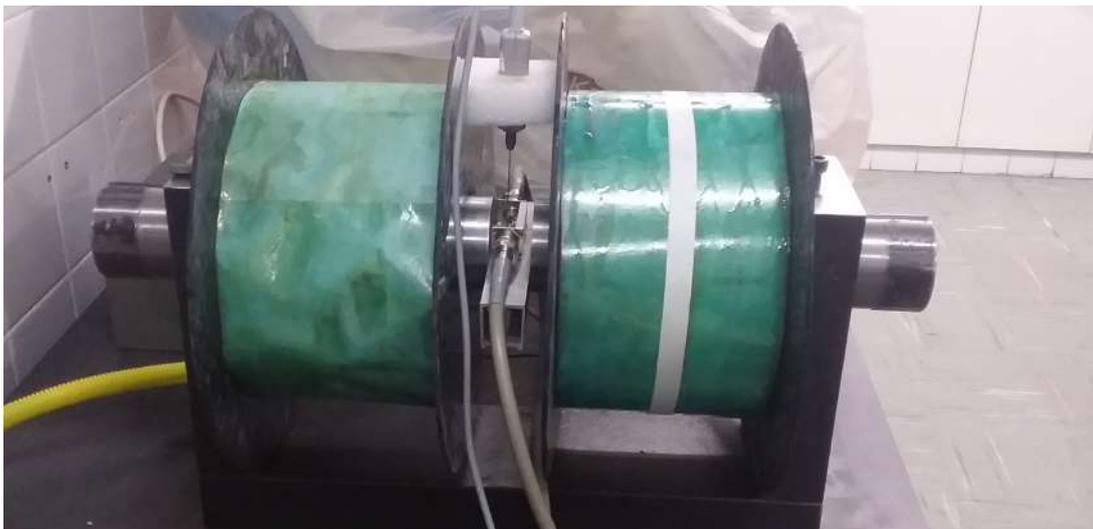
Figura 24 – Fonte de tensão e corrente conectada ao eletroímã.



Fonte: o autor (2022)

A resistência de cada uma das bobinas foi medida, sendo de aproximadamente 9Ω , o que nos permite conectá-las em paralelo, possibilitando aplicar correntes elétricas até $45A$, sendo esta corrente dividida entre as duas bobinas, ficando $22,5A$ para cada uma, bem abaixo da corrente de $40A$ que cada uma das bobinas podem suportar. A figura (25) mostra uma fotografia do eletroímã montado no laboratório com a guia de onda inserida no interior do mesmo.

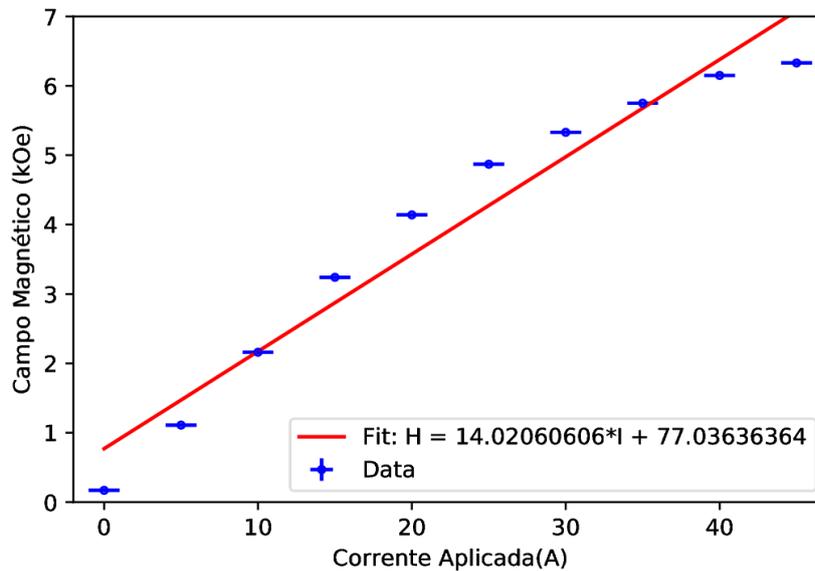
Figura 25 – Eletroímã com núcleo de aço 1020 e bobinas com fios de cobre 4,4mm.



Fonte: o autor (2022)

Com a montagem do eletroímã, conectando-o na fonte de corrente, fizemos uma caracterização do campo magnético gerado pelo eletroímã, podendo ser visto na figura (26), mostrando que podemos agora aplicar campos magnéticos de $6kOe$, ou $600mT$ no SI. A figura (26) mos-

Figura 26 – Curva de caracterização do eletroímã.



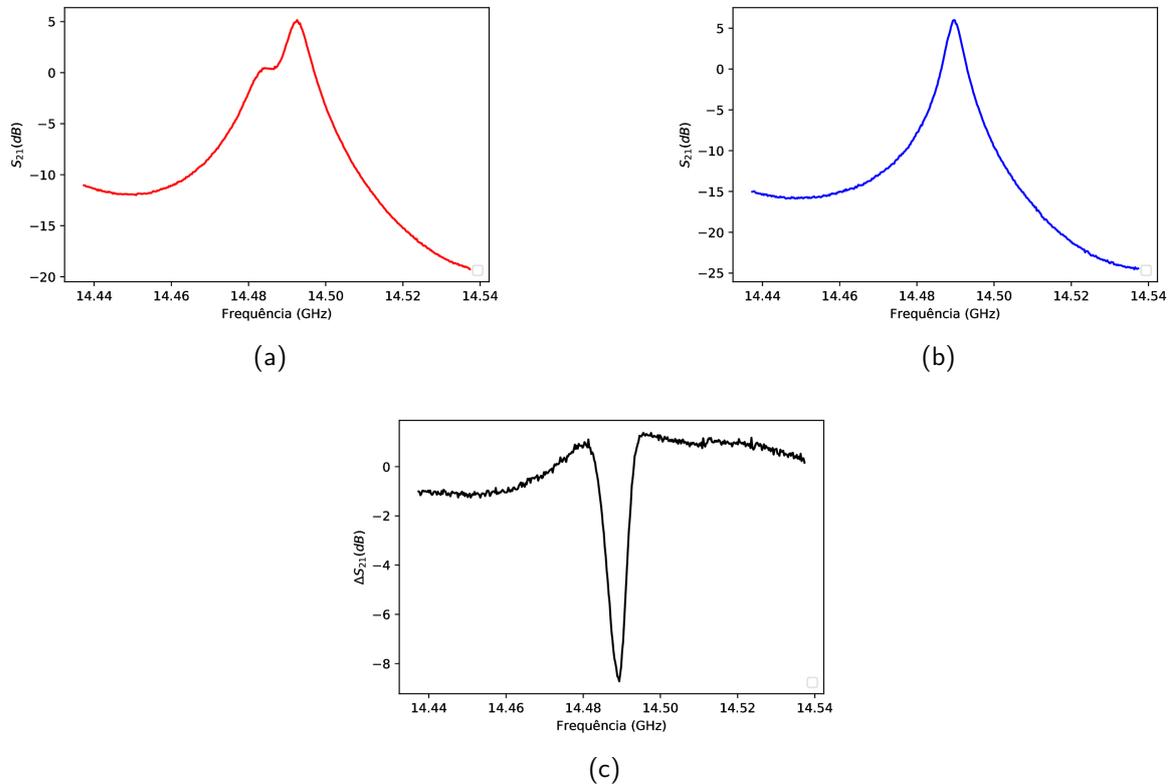
Fonte: o autor (2022)

tra que mesmo após a corrente injetada nas bobinas ser desligada, um campo remanescente permanece no eletroímã devido à magnetização do núcleo. Para acabar com essa remanescência é necessário aplicar uma corrente no sentido contrário, para que as bobinas produzam um campo na direção oposta que deve ser aumentado até alcançar o campo coercitivo. Os pontos experimentais, em azul, mostram que quando a corrente aplicada se aproxima de 25A o campo produzido perde seu comportamento linear, passando a aumentar de forma mais lenta. O principal fator deste comportamento é o efeito Joule dos fios.

Montando o experimento, como mostrado na figura (21), começamos as análises de diferentes amostras para validar o VNA-FMR. A principal amostra analisada foi um arranjo de nanofios de níquel numa membrana de alumina, produzida pelo método de eletrodeposição, como mostrada na seção (4.1). Seguindo o trabalho de Demand et al. (2002), que também estuda arranjos de nanofios usando VNA, buscamos encontrar as frequências de ressonância da amostra para diferentes campos magnéticos externos aplicados quando encontra-se com seus nanofios com eixo de simetria perpendicular ao campo externo e compará-los com os valores obtidos pelos autores.

Para obter as frequências de ressonância em função do campo magnético externo aplicado, para cada campo aplicado encontramos o pico de absorção para S_{21} , que foi medido no formato *log mag*. Fizemos isso pois, como explicado na seção (3.3), o parâmetro S_{21} é a amplitude de

Figura 27 – Medida de S_{21} num intervalo de frequência de $14,44GHz$ a $14,54GHz$ com campo externo aplicado de $5,21kOe$. (a) Com amostra; (b) Sem amostra (c) Diferença, ΔS_{21} , entre os sinais com e sem amostra.



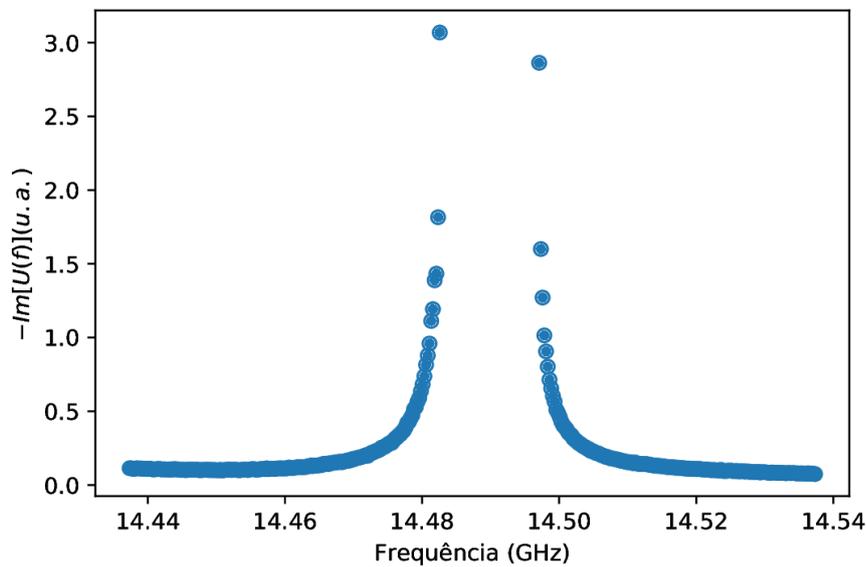
Fonte: o autor (2022)

transmissão da onda que sai da porta 1 e chega na porta 2. Quando ocorre a ressonância a amostra absorve energia vindo da onda incidente, resultando numa diminuição do sinal medido de S_{21} na frequência de ressonância, esse comportamento pode ser observado na figura (27).

A figura (27) mostra medidas do parâmetro S_{21} no intervalo de frequência que vai de $14,44GHz$ até $14,54GHz$ quando o campo externo aplicado era de $5,21kOe$. Na figura (27a) temos o sinal quando a amostra de nanofios encontra-se sobre a CPW, enquanto que a figura (27b) mostra o sinal obtido quando a CPW encontra-se sem a amostra. Na figura (27c) temos a diferença, ΔS_{21} entre o sinal obtido sem a amostra e o sinal com a amostra, mostrando a absorção da amostra quando na frequência de ressonância.

Para obter as frequências de ressonância utilizamos o método descrito na seção (4.3), que necessita apenas dos parâmetros de transmissão S_{21} . O código utilizado, em linguagem Python, para calcular $Im[U(f)]$ encontra-se no apêndice (A). Por praticidade, convertemos os arquivos com dados obtidos através do VNA do formato CSV para o TXT, sendo este segundo de mais fácil utilização. Calculando $U(f)$ obtivemos a figura (28) para $-Im[U(f)]$ em função

Figura 28 – Parte imaginária de $U(f)$ em função da frequência.



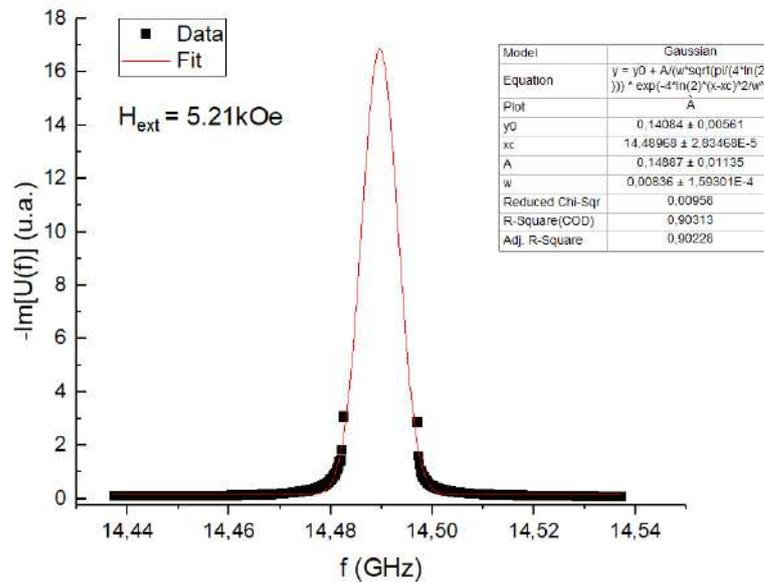
Fonte: o autor (2022)

da frequência, na mesma banda de frequência e para o mesmo campo magnético utilizado na figura (27). Como pode ser observado, na região próxima ao pico de ressonância não há pontos. Isso ocorreu porque nessa região os dados obtidos resultaram em valores indefinidos quando foi realizado os cálculos para obter $U(f)$. Este erro pode estar associado com problemas na aquisição de dados, como um sinal ruim, problema na CPW ou no DUT.

Mesmo com esse problema, os dados obtidos na figura (28) permitem fazer um ajuste da curva e determinar a frequência de ressonância da amostra para o campo externo fixo. O ajuste realizado para a curva da figura (28) pode ser observado na figura (29), onde obtemos uma frequência de ressonância de $14,48968 \pm 0,00003GHz$.

Foram feitas medidas para a mesma amostra variando o campo externo aplicado de 0 até $6kOe$, usando como $S_{21-ref}(f)$ os dados obtidos quando o campo externo aplicado era de $5,21kOe$. Cada uma das medidas foi realizada utilizando um *sweep time* (tempo total de análise) de $50,00003s$, com *sweep delay* (tempo para uma nova análise iniciar) de $5s$ para a obtenção de 400 pontos. Com o tratamento dos dados obtidos, resultou que o campo de ressonância quando o arranjo de nanofios encontra-se com seu eixo de simetria perpendicular ao campo magnético externo aplicado modifica-se pouquíssimo, permanecendo em valores muito próximos do $14,48968GHz$ obtido na análise mostrada. Esse resultado concorda com o resultado experimental obtido pelo Demand et al. (2002) e que pode ser visualizado na figura

Figura 29 – Parte imaginária de $U(f)$ em função da frequência com ajuste.



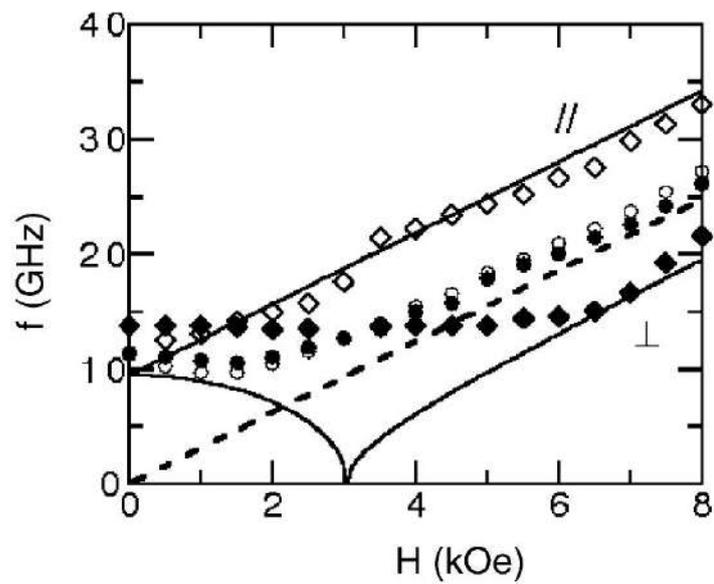
Fonte: o autor (2022)

(30), onde nota-se que para campo perpendicular, símbolos abertos, a frequência apenas sofre alteração para campos aplicados superiores a $6kOe$.

Embora esse resultado experimental sirva para validar o nosso experimento, ele mostra que o comportamento do arranjo de nanofios na presença de um campo magnético externo aplicado perpendicularmente ao eixo de simetria dos fios não ocorre como era esperado teoricamente, da eq. (2.81) e como visto na figura (8). Esperava-se que quando o campo externo fosse se aproximando do campo de anisotropia do arranjo, a frequência fosse diminuindo, o que não acontece. Isso mostra que a equação de Kittel não é satisfeita para arranjos de nanofios, significando que outros fatores podem influenciar no campo de anisotropia dessa amostra, impedindo que o acontecimento esperado teoricamente ocorra.

As análises dos filmes finos, no qual pretendíamos utilizar o método descrito na seção (4.3), não foram realizadas devido a dificuldade da montagem experimental para se obter as medidas de referência necessárias.

Figura 30 – Frequência de ressonância em função do campo externo aplicado medido em dois arranjos de nanofios de Ni com o campo magnético aplicado paralelo (símbolos abertos) e perpendicular (símbolos fechados) aos fios.



Fonte: Demand et al. (2002)

6 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

Os resultados obtido neste trabalho mostram que tanto a CPW, quanto o eletroímã produzidos funcionaram bem, de modo que a montagem do VNA-FMR foi realizada, permitindo replicar os resultados obtidos por outros pesquisadores e dessa forma viabilizar a utilização da montagem para futuras análises.

Os resultados obtidos mostraram que arranjos de nanofios de Ni não se comportam como é descrito pela equação Kittel, sendo esse o comportamento esperado teoricamente, conforme visto neste trabalho. Com isso temos que outros fatores devem ser considerados para que o comportamento do arranjo não seja como o esperado e os mesmos devem ser investigados.

Esse trabalho apresenta diversas perspectivas. Considerando primeiramente a área experimental, com o VNA-FMR e sua montagem, devemos melhorar o DUT e a CPW utilizados, viabilizando o uso do método de aquisição de dados mostrado na seção (4.4) que é mais robusto, tecnicamente, pois considera também os parâmetros de reflexão. Como o método da seção (4.4) precisa de medidas de referência obtidas com campos externos aplicados paralelo ao campo produzido pelo CPW, um DUT de mais fácil manipulação tanto para obtenção das medidas, quanto dos parâmetros de referência se mostra necessário. Devemos investigar qual o melhor sweep time para análises mais longa, de modo que possamos obter dados mais precisos sobre o FMR e buscar amostras mais apropriadas, que possam ser analisadas no intervalo de medidas que possuímos, de $100MHz$ até $18GHz$ na frequência e de 0 até pouco mais de $6kOe$ para o campo externo aplicado. Além disso, como o VNA-FMR é uma técnica recente que não possui uma forma padrão, pretendemos buscar outras técnicas de aquisição de dados que possam se mostrar mais viáveis.

Já na área da física, a viabilização do VNA-FMR nos permite trabalhar e estudar diversos fenômenos do magnetismo. Unindo isto com os diversos trabalhos do grupo de mesomagnetismo, abre-se um leque muito grande de possibilidades para trabalhar com diversos tipos de materiais, com diferentes geometrias, possibilitando um aprofundamento muito maior no estudo dos materiais magnéticos e de seus comportamentos.

REFERÊNCIAS

- ACHER, O.; VERMEULEN, J.; JACQUART, P.; FONTAINE, J.; BACLET, P. Permeability measurement on ferromagnetic thin films from 50 mhz up to 18 ghz. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 136, n. 3, p. 269–278, 1994. ISSN 0304-8853. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0304885394003238>>.
- AGARWAL, A.; LANG, J. H. *Foundations of Analog and Digital Electronic Circuits*. 1. ed. [S.l.]: Morgan Kaufmann Publishers, 2005. ISBN 9781558607354.
- AGILENT TECHNOLOGIES. *Application Note 1287-3: Applying Error Correction to Network Analyzer Measurements*. [S.l.], 2002.
- AGILENT TECHNOLOGIES. *Application Note 1364-1: De-embedding and Embedding S-Parameters Networks Using a Vector Network Analyzer*. Agilent, USA, 2004.
- AGILENT TECHNOLOGIES. *Agilent E5063A Network Analyzer Help*. Agilent, USA, 2013.
- ASHCROFT, N. W.; MERMIN, N. D. *Solid State Physics*. [S.l.]: Cengage Learning, 1976. ISBN 97800308399319.
- ASSIS, L. K. C. da Silva de. *Preparação de filme de granada de ítrio e ferro sobre substrato de silício (100)*. Tese (dissertation) — Universidade Federal de Pernambuco, Jun 2021. Disponível em: <<https://repositorio.ufpe.br/handle/123456789/43459>>.
- AZZAWI, S.; HINDMARCH, A. T.; ATKINSON, D. Magnetic damping phenomena in ferromagnetic thin-films and multilayers. *Journal of Physics D: Applied Physics*, v. 50, n. 47, p. 473001, 2017. Disponível em: <<https://doi.org/10.1088/1361-6463/aa8dad>>.
- BARRY, W. A broad-band, automated, stripline technique for the simultaneous measurement of complex permittivity and permeability. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, v. 34, n. 1, p. 80–84, 1986. Disponível em: <<https://doi.org/10.1109/TMTT.1986.1133283>>.
- BELYAEV, B. A.; BOEV, N. M.; GORCHAKOVSKY, A. A.; GALEEV, R. G. Inspection probes of a ferromagnetic resonance scanning spectrometer. *Instruments and Experimental Techniques*, v. 64, p. 277–284, 2021. Disponível em: <<https://doi.org/10.1134/S0020441221010218>>.
- BILZER, C. *Microwave susceptibility of thin ferromagnetic films: metrology and insight into magnetization dynamics*. Tese (thesis) — Université Paris Sud - Paris XI, nov. 2007. Disponível em: <<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00202827>>.
- BILZER, C.; DEVOLDER, T.; CROZAT, P.; CHAPPERT, C.; CARDOSO, S.; FREITAS, P. P. Vector network analyzer ferromagnetic resonance of thin films on coplanar waveguide: Comparison of different evaluation methods. *Journal of Applied Physics*, v. 101, n. 7, p. 074505, 2007. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.2716995>>.
- CHEN, H.; GASPERIS, P. D.; MARCELLI, R. Using microwave network analyzer and msw-ser to measure linewidth spectrum in magnetic garnet film from 0.5 to 20 ghz. *IEEE Transactions on Magnetics*, v. 29, n. 6, p. 3013–3015, 1993. Disponível em: <<https://doi.org/10.1109/20.281104>>.

- COUNIL, G.; KIM, J.-V.; CHAPPERT, T.; SHIGETO, K.; OTANI, Y. Spin wave contributions to the high-frequency magnetic response of thin films obtained with inductive methods. *Journal of Applied Physics*, v. 95, p. 5646, 2004. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.1697641>>.
- COUNIL, G.; KIM, J.-V.; SHIGETO, K.; OTANI, Y.; DEVOLDER, T.; CROZAT, P.; HURDEQUINT, H.; CHAPPERT, C. Inductive measurement of the high frequency permeability of a permalloy thin film. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 272-276, p. 290–292, 2004. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2003.12.1243>>.
- DEMAND, M.; ENCINAS-OROPESA, A.; KENANE, S.; EBELS, U.; HUYNEN, I.; PIRAUX, L. Ferromagnetic resonance studies of nickel and permalloy nanowire arrays. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 249, n. 1, p. 228–233, 2002. Disponível em: <[https://doi.org/10.1016/S0304-8853\(02\)00535-8](https://doi.org/10.1016/S0304-8853(02)00535-8)>.
- ENCINAS-OROPESA, A.; DEMAND, M.; PIRUX, L.; HUYNEN, I.; EBELS, U. Dipolar interactions in arrays of nickel nanowires studied by ferromagnetic resonance. *Physical Review B*, v. 63, p. 104415, Feb 2001. Disponível em: <<https://doi.org/10.1103/physrevb.63.104415>>.
- GAMINO, M. A. and M.; OLIVEIRA, A. B.; HOLANDA, J.; AZEVEDO, A.; REZENDE, S. M.; RODRÍGUEZ-SUÁREZ, R. L. Unraveling intricate properties of exchange-coupled bilayers by means of broadband ferromagnetic resonance and spin pumping experiments. *Physical Review B*, v. 102, p. 104405, 2020. Disponível em: <<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.102.104405>>.
- GARCIA, R. R. P. na. *Propriedades magnéticas e estruturais do composto $Y_3(Fe_{1-x}Zn_x)_5O_{12}$* . Tese (thesis) — Universidade Federal de Pernambuco, Jan 2017. Disponível em: <<https://repositorio.ufpe.br/handle/123456789/20177>>.
- GARG, R.; BAHL, I.; BOZZI, M. *Microstrip Lines and Slotlines*. 3. ed. [S.l.]: Artech House Publishers, 2013. ISBN 9781608075355.
- GERLACH, W.; STERN, O. Der experimentelle nachweis der richtungsquantelung im magnetfeld. *Zeitschrift für Physik*, v. 9, p. 349–352, 1922. Disponível em: <<https://doi.org/10.1007/BF01326983>>.
- GHIONE, G.; NALDI, C. Parameters of coplanar waveguide with lower ground plane. *Electronics Letters*, v. 19, p. 734–735, 1983. Disponível em: <<https://doi.org/10.1049/el:19830500>>.
- GHODGAONKAR, D. K.; VARADAN, V.; VARADAN, V. K. Free-space measurement of complex permittivity and complex permeability of magnetic materials at microwave frequencies. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, v. 39, n. 2, p. 387–394, 1990. Disponível em: <<https://doi.org/10.1109/19.52520>>.
- GILBERT, T. L. A lagrangian formulation of the gyromagnetic equation of the magnetization field. *Phys. Rev.*, v. 100, p. 1243, 1955. Disponível em: <<https://doi.org/10.1103/PhysRev.100.1235>>.
- GRIFFITHS, D. J. *Introduction to Electrodynamics*. 4. ed. [S.l.]: Cambridge University Press, 2017. ISBN 9781108420419.

- GRIFFITHS, J. H. E. Anomalous high-frequency resistance of ferromagnetic metals. *Nature*, v. 158, p. 670–671, 1946. Disponível em: <<https://doi.org/10.1038/158670a0>>.
- HEINRICH, B.; BLAND, J. A. C. (Ed.). *Ultrathin Magnetic Structures II: Measurement Techniques and Novel Magnetic Properties*. 2. ed. [S.l.]: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005. v. 2. (Ultrathin Magnetic Structures, v. 2). ISBN 9783540219569.
- HEINRICH, B.; BLAND, J. A. C. (Ed.). *Ultrathin Magnetic Structures I: An Introduction to the Electronic, Magnetic and Structural Properties*. 2. ed. [S.l.]: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006. v. 1. (Ultrathin Magnetic Structures, v. 1). ISBN 9783662308844.
- HENCH, L. L.; WEST, J. K. The sol-gel process. *Chemical Reviews*, v. 90, n. 1, p. 33–72, 1990. Disponível em: <<https://doi.org/10.1021/cr00099a003>>.
- HOLANDA, J.; MAIOR, D. S.; SANTOS, O. A.; AZEVEDO, A.; REZENDE, S. M. Evidence of phonon pumping by magnonic spin currents. *Applied Physics Letters*, v. 118, p. 022409, 2021. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/5.0035690>>.
- JACKSON, D. J. *Classical Electrodynamics*. 3. ed. [S.l.]: Wiley, 1998. ISBN 9780471309321.
- JÚNIOR, J. N. A. *Síntese e caracterização magnética de nanoestruturas cilíndricas coaxiais contendo Ni e Cu produzidas por eletrodeposição*. Tese (thesis) — Universidade Federal de Pernambuco, 2019.
- KALARICKAL, S. S.; KRIVOSIK, P.; WU, M.; PATTON, C. E.; SCHNEIDER, M. L.; KABOS, P.; SILVA, T. J.; NIBARGER, J. P. Ferromagnetic resonance linewidth in metallic films: Comparison of measurement methods. *Journal of Applied Physics*, v. 99, p. 093909, 2006. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.2197087>>.
- KALARICKAL, S. S.; KRIVOSIK, P.; WU, M.; PATTON, C. E.; SCHNEIDER, M. L.; KABOS, P.; SILVA, T. J.; NIBARGER, J. P. Ferromagnetic resonance linewidth in metallic thin films: Comparison of measurement methods. *Journal of Applied Physics*, v. 99, 05 2006. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.2197087>>.
- KARAMPURI, Y.; WANG, Y.; WU, T. Ferromagnetic resonance and spin-wave exchange stiffness of fegab/al2o3 multilayer thin film stack for microwave applications. *Materials Chemistry and Physics*, v. 279, p. 125776, 2022. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.matchemphys.2022.125776>>.
- KITTEL, C. Interpretation of anomalous larmor frequencies in ferromagnetic resonance experiment. *Phys. Rev.*, v. 71, p. 270–271, 1947. Disponível em: <<https://doi.org/10.1103/PhysRev.71.270.2>>.
- KITTEL, C. On the theory of ferromagnetic resonance absorption. *Phys. Rev.*, v. 73, p. 155–161, 1948. Disponível em: <<https://doi.org/10.1103/PhysRev.73.155>>.
- KITTEL, C. *Introduction to Solid State Physics*. 8. ed. [S.l.]: Wiley, 2004. ISBN 9780471415268.
- KODAMA, T.; KUSANAGI, Y.; OKAMOTO, S.; KIKUCHI, N.; KITAKAMI, O.; TOMITA, S.; HOSOITO, N.; YANAGI, H. Microwave spectroscopy of a single permalloy chiral metamolecule on a coplanar waveguide. *Phys. Rev. Applied*, American Physical Society, v. 9, p. 054025, May 2018. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevApplied.9.054025>>.

KUANR, B. K.; CAMLEY, R. E.; CELINSKI, Z. Extrinsic contribution to gilbert damping in sputtered nife films by ferromagnetic resonance. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 286, p. 276–271, 2005. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2004.09.080>>.

LANDAU, L. D.; LIFSHITZ, E. M. On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies. *Phys. Z. Sowjet*, v. 8, p. 153–169, 1935. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/B978-0-08-036364-6.50008-9>>.

MENDES, J. B. S. *Investigação de relaxação e anisotropias magnéticas em filmes obliquamente depositadas*. Tese (dissertation) — Universidade Federal de Pernambuco, Jul 2009. Disponível em: <<https://repositorio.ufpe.br/handle/123456789/6468>>.

NÉEL, M. L. Magnetic surface anisotropy and superlattice formation by orientation. *J. Phys. Radium*, v. 15, p. 225–239, 1954. Disponível em: <<https://doi.org/10.1051/jphysrad:01954001504022500>>.

NEMEC, H.; KADLEC, F.; KUZEL, P.; DUVILLARET, L.; COUTAZ, J.-L. Independent determination of the complex refractive index and wave impedance by time-domain terahertz spectroscopy. *Optics Communications*, v. 260, p. 175–183, 04 2006. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.optcom.2005.10.019>>.

NETZELMANN, U. Ferromagnetic resonance of particulate magnetic recording tapes. *Journal of Applied Physics*, v. 68, p. 1800–1807, 1990. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.346613>>.

NEUDECKER, I.; WOLTERSDORF, G.; HEINRICH, B.; OKUNO, T.; GUBBIOTTI, G.; BACK, C. Comparison of frequency, field, and time domain ferromagnetic resonance methods. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 307, n. 1, p. 148–156, 2006. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2006.03.060>>.

PATHRIA, R. K.; BEALE, P. D. *Statistical Mechanics*. 4. ed. [S.l.]: Academic Press, 2021. ISBN 9780081026922.

POINCARÉ, H. *O Valor da Ciência*. 1. ed. [S.l.]: Contraponto, 1995. ISBN 9788585910020.

POZAR, D. M. *Microwave Engineering*. 4. ed. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2012. ISBN 9780470631553.

RET, F.; DALLAS. Som Livre, 2019. Interpretada por Filipe Ret. Disponível em: <<https://open.spotify.com/track/3QpkDyuXdjxhlyLyKtyC6O?si=92d6a1fb7fab4f2d>>.

REZENDE, S. M. *Fundamentals of Magnonics*. 1. ed. [S.l.]: Springer, 2020. ISBN 9783030413170.

ROHDE & SCHWARZ. *Fundamentals of Vector Network Analysis: Primer*. Columbia, Maryland, USA, 2017.

SALINAS, S. R. A. *Introdução à Física Estatística*. 2. ed. [S.l.]: EDUSP, 2013. ISBN 9788531403866.

SMIT, J.; BELJERS, H. G. Ferromagnetic resonance absorption in $bafe_{12}o_{19}$, a highly anisotropic crystal. *Philips Res. Rep.*, v. 10, p. 113, 1955.

SMITH, P. H. *Electronic Applications of the Smith Charts: In Waveguide, Circuit, and Component Analysis*. 2. ed. [S.l.]: SciTech Publishing, 1995. ISBN 1884932398.

SNOEK, J. L. Dispersion and absorption in magnetic ferrites at frequencies above one mc/s. *Physica*, v. 14, p. 207–217, 1948. Disponível em: <[https://doi.org/10.1016/0031-8914\(48\)90038-X](https://doi.org/10.1016/0031-8914(48)90038-X)>.

SUHL, H. Ferromagnetic resonance in nickel ferrite between one and two kilomegacycles. *Phys. Rev.*, v. 97, p. 555, 1955. Disponível em: <<https://doi.org/10.1103/PhysRev.97.555.2>>.

TAMARU, S.; TSUNEGI, S.; KUBOTA, H.; YUASA, S. Vector network analyzer ferromagnetic resonance spectrometer with field differential detection. *The Review of Scientific Instruments*, v. 89, p. 053901, 2018. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.5022762>>.

TAYLOR, J. R. *Mecânica Clássica*. 1. ed. [S.l.]: Bookman, 2013. ISBN 9788582600870.

VLECK, J. H. V. Concerning the theory of ferromagnetic resonance absorption. *Phys. Rev.*, v. 78, p. 266–274, 1950. Disponível em: <<https://doi.org/10.1103/PhysRev.78.266>>.

WADELL, B. C. *Transmission Line Design Handbook*. 1. ed. [S.l.]: Artech House Publishers, 1991. ISBN 9780890064368.

WANG, X.; SHI, F.; GAO, X.; FAN, C.; HUANG, W.; FENG, X. A sol-gel dip/spin coating method to prepare titanium oxide films. *Thin Solids Films*, v. 548, p. 34–39, 2013. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.tsf.2013.08.056>>.

WEIR, W. B. Automatic measurement of complex dielectric constant and permeability at microwave frequencies. *Proceedings of the IEEE*, v. 62, n. 1, p. 33–36, 1974. Disponível em: <<https://doi.org/10.1109/proc.1974.9382>>.

YALCIN, O. (Ed.). *Ferromagnetic Resonance: Theory and Applications*. IntechOpen, 2013. Disponível em: <<https://doi.org/10.5772/50583>>.

ZEEMAN, P. The effect of magnetisation on the nature of light emitted by a substance. *Nature*, v. 55, n. 1424, p. 347, 1897. Disponível em: <<https://doi.org/10.1038/055347a0>>.

ZIJLSTRA, H. *Experimental Methods in Magnetism, Part 1: Generation and Computation of Magnetic Fields*. 1. ed. [S.l.]: North-Holland Publishing Company, 1967. v. 9. (Selected Topics in Solid State Physics, v. 9).

APÊNDICE A – CÓDIGOS COMPUTACIONAIS

O código abaixo é utilizado para o cálculo de $U(f)$, de acordo com a eq. (4.1), e obter suas partes real e imaginária: "@author: M. Fairbancks"

Listing A.1 – Código para obtenção de $U(f)$

```

1  "@author: M. Fairbancks"

3  import numpy as np
   import matplotlib.pyplot as plt
5  from matplotlib.backends.backend_pdf import PdfPages

7  #Cria arquivo pdf onde o grafico sera salvo
   pdf = PdfPages('ImaginarioDeUf.pdf')
9

   #Ler arquivo com os dados referente a medida com a amostra
11 x1,y1 = np.loadtxt('MedPerp1.txt', unpack=True, usecols=[0,1])

13 #Ler arquivo com os dados refetente a medida sem a amostra
   x2,y2 = np.loadtxt('MedRef1.txt', unpack=True, usecols=[0,1])
15

   #Calcula o numerado (num) e o denominador (den) de U(f) separadamente
17 num = np.log(y1/y2)
   den = np.log(y2)
19

   #Calcula U(f), com sinal negativo para que Im[U(f)] fique com o pico para
   cima
21 res = -1j*(num/den)
   #Calcula as partes real e imaginaria de U(f)
23 Real = np.real(res)
   Imag = np.imag(res)
25

   #Plota e salva o grafico obtido
27 fig1 = plt.figure()
   plt.ylabel(r'$-Im[U(f)]$ (u.a.)$')
29 plt.xlabel('Frequencia (GHz)')
   plt.plot(x1/10**9, -Imag, 'o')
31

   pdf.savefig(fig1)

```

33

```
pdf.close()
```
