

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA MARIA
CENTRO DE CIÊNCIAS NATURAIS E EXATAS
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

João Paulo Gazola

**CARACTERIZAÇÃO DE MULTICAMADAS DE NiFe/FeMn PARA
MEDIDAS DE MAGNETOIMPEDÂNCIA ASSIMÉTRICA ABAIXO DE 2
GHz**

Santa Maria, RS
2018

João Paulo Gazola

**CARACTERIZAÇÃO DE MULTICAMADAS DE NiFe/FeMn PARA MEDIDAS DE
MAGNETOIMPEDÂNCIA ASSIMÉTRICA ABAIXO DE 2 GHz**

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física, Área de Concentração em Física, da Universidade Federal de Santa Maria (UFSM, RS), como requisito parcial para obtenção do grau de **Mestre em Física.**

ORIENTADOR: Prof. Ricardo Barreto da Silva

Santa Maria, RS
2018

Gazola, João Paulo
Caracterização de multicamadas de NiFe/FeMn para
medidas de magnetoimpedância assimétrica abaixo de 2GHz /
João Paulo Gazola.- 2018.
63 p.; 30 cm

Orientador: Ricardo Barreto da Silva
Dissertação (mestrado) - Universidade Federal de Santa
Maria, Centro de Ciências Naturais e Exatas, Programa de
Pós-Graduação em Física, RS, 2018

1. magnetoimpedância 2. ressonância ferromagnética 3.
sensor GMI I. Silva, Ricardo Barreto da II. Título.

Sistema de geração automática de ficha catalográfica da UFSM. Dados fornecidos pelo autor(a). Sob supervisão da Direção da Divisão de Processos Técnicos da Biblioteca Central. Bibliotecária responsável Paula Schoenfeldt Patta CRB 10/1728.

©2018

Todos os direitos autorais reservados a João Paulo Gazola. A reprodução de partes ou do todo deste trabalho só poderá ser feita mediante a citação da fonte.

Endereço: Av. Rodolfo Behr, n. 1248

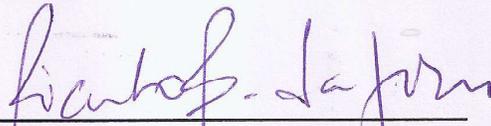
Fone (0xx) 55 99184 7992; End. Eletr.: jpgazola@gmail.com

João Paulo Gazola

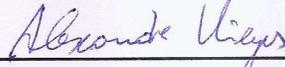
**CARACTERIZAÇÃO DE MULTICAMADAS DE NiFe/FeMn PARA MEDIDAS DE
MAGNETOIMPEDÂNCIA ASSIMÉTRICA ABAIXO DE 2GHz**

Dissertação de Mestrado apresentada ao
Programa de Pós-Graduação em Física,
Área de Concentração em Física, da Univer-
sidade Federal de Santa Maria (UFSM, RS),
como requisito parcial para obtenção do grau
de
Mestre em Física.

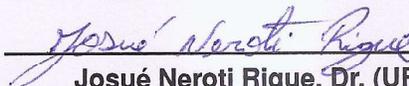
Aprovado em 13 de novembro de 2018:



Ricardo Barreto da Silva, Dr. (UFSM)
(Presidente/Orientador)



Alexandre Da Cas Viegas, Dr. (UFRGS)



Josué Neroti Rigue, Dr. (UFSM)

Santa Maria, RS
2018

DEDICATÓRIA

A Deus!

AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente a Deus, por ter sido minha fortaleza, e certeza da vitória em meio as dificuldades que encontrei na caminhada até aqui.

A minha família, em especial aos meus pais por terem me gerado e cuidado com tanto carinho desde que nasci, por sempre terem acreditado em meu potencial, que Deus nos permita muitos anos juntos de alegrias e conquistas.

A minha namorada, agradeço a você que passou a pior parte, quando eu estava cansado e por vezes meio chato! Obrigado pela tua companhia pelas horas de mate, caminhadas, cantorias, aulas de violão, tua presença é muito importante para mim.

Ao meu orientador, pela paciência, pelos ensinamentos construídos pela exigência do meu melhor que possibilitaram a construção desse trabalho. Aos outros professores do LMMM que estiveram sempre presentes e prontos para sanar as dúvidas que surgiram durante o processo.

Aos meus colegas que me auxiliaram tantas vezes com discussões sobre assuntos referentes ao trabalho, pela amizade que levarei para a vida.

A minha segunda família o MUR que Deus sempre abençoe a todos derramando sua graças. Obrigado pelo apoio horas de conversas, rodas de violão, todos vocês tem um lugar especial em meu coração.

Enfim não citei nomes para não cometer falhas, mas aqui fica minha eterna gratidão a todos que fizeram parte desse processo que se encerra aqui. A todos meu muito obrigado!

*Há duas formas para viver a sua vida.
Uma é acreditar que não existe milagre.
A outra é acreditar que todas as coisas
são um milagre.*

(Albert Einstein)

RESUMO

CARACTERIZAÇÃO DE MULTICAMADAS DE NiFe/FeMn PARA MEDIDAS DE MAGNETOIMPEDÂNCIA ASSIMÉTRICA ABAIXO DE 2 GHz

AUTOR: João Paulo Gazola
ORIENTADOR: Ricardo Barreto da Silva

Este trabalho investigou o efeito magnetoimpedância gigante (GMI) em filmes finos compostos por bicamadas de $Ni_{81}Fe_{19}/Fe_{50}Mn_{50}$ com exchange bias (EB). Os filmes foram produzidos pela técnica de *magnetron sputtering*, sobre substrato de vidro. O EB foi induzido durante o processo de deposição aplicando um campo estático de 2 kOe. Os parâmetros estudados foram a espessura do material ferromagnético (NiFe) que variou entre 150 e 250 nm e o número de bicamadas $n = 1, 2$ e 3. A caracterização estrutural foi realizada através da técnica de difração de raios-x (XRD) a altos ângulos em uma configuração $\theta - 2\theta$, usando radiação Cu- K_{α} . A caracterização magnética estática foi realizada com um magnetômetro de gradiente de campo alternado (AGFM). As medidas das componentes resistivas e reativas da impedância foram realizadas em função da frequência (100 MHz-1,8 GHz) e do campo estático ($H = \pm 200$ Oe). O efeito cresceu consideravelmente com o número de bicamadas chegando a valores da ordem de 300%, as curvas de Z vs.H mostram boa linearidade para $|H| \leq 1$ Oe e sua sensibilidade também cresce coerentemente com a espessura do NiFe e a repetição das bicamadas chegando a valores de 9% /Oe para a amostra mais espessa.

Palavras-chave: Magnetoimpedância. Ressonância ferromagnética. Impedância.

ABSTRACT

CHARACTERIZATION OF NiFe/FeMn MULTILAYERS BY MEASUREMENTS OF ASYMMETRICAL MAGNETOIMPEDANCE BELOW 2 GHz

AUTHOR: João Paulo Gazola
ADVISOR: Ricardo Barreto da Silva

In this work the giant magnetoimpedance effect (GMI) was investigated in exchange biased $Ni_{81}Fe_{19}/Fe_{50}Mn_{50}$ bilayers. The study samples were deposited on glass substrate by magnetron sputtering. The exchange bias (EB) was induced during the deposition by the application of a 2 kOe static field. The studied parameters were the thickness of the ferromagnetic material (NiFe) that was varied between 150 and 250 nm and the number of bilayers $n = 1, 2$ and 3. The structural characterization was performed by high angle x-ray diffraction (XRD) technique in a configuration $\theta - 2\theta$ and using Cu- K_{α} radiation. The static magnetic characterization was performed with a alternating gradient field magnetometer (AGFM). The resistive and reactive components of the impedance were measured as function of the frequency (100 MHz-1,8 GHz) and the static field ($H = \pm 200$ Oe). The results shown that the effect increase with the number of bilayers reaching about 300% for $n = 3$. The Z vs. H curves show good linearity for $|H| \leq 1$ Oe, the sensitivity also grows with the thickness of the NiFe and the number of bilayers reaching 9% /Oe for $n = 3$.

Keywords: Magnetoimpedance. Ferromagnetic resonance. Impedance.

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 – Comportamento da impedância para o fio de FeCoSiB de 100 μ m para frequências de até 1 MHz na ausência de campo e aplicando campo estático de 140 Oe adaptado de (BEACH; BERKOWITZ, 1994a).	13
Figura 2.2 – Comportamento da GMI versus o campo e a frequência para uma microfita de 40 μ m de espessura de composição $Co_{70,4}Fe_{4,6}Si_{15}B_{10}$ adaptado da referência (MACHADO; MARTINS; REZENDE, 1995).	15
Figura 2.3 – Comportamento da GMI paralelo e perpendicular ao eixo de anisotropia, para uma fita amorfa de FeCoSiB. Adaptado de (PIROTA et al., 1999b).	19
Figura 3.1 – Princípio de funcionamento e circuito eletrônico do sensor GMI de resposta linear proposto por Mohri. Figuras extraídas da referência (PANINA, 1995).	25
Figura 3.2 – Resposta do sensor linear ressonante em dois regimes de campo. Na imagem à esquerda o elemento sensor é de CoFeSiB, a direita de CoSiB. Figuras extraídas da referência (PANINA, 1995).	26
Figura 3.3 – Curvas da voltagem induzida em função do campo externo para correntes de bias dc de mesma intensidade, mas sentidos opostos. Figuras extraídas da referência (PANINA, 1995).	26
Figura 3.4 – Princípio de funcionamento do um sensor linear que utiliza um par de fios torcidos percorridos por correntes dc de mesma magnitude, porém, com sentidos opostos. Figura extraída da referência (PANINA, 1995).	27
Figura 3.5 – Esquema experimental e curvas de tensão contra campo dc. Figura adaptada de (PANINA; MOHRI; MAKHNOVSKIY, 1999).	28
Figura 3.6 – Curvas de GMI em função da intensidade do campo aplicado durante o tratamento térmico, medidas numa frequência de 100 kHz. O efeito válvula GMI pode ser observado quando as amostras tratadas a 500 mOe e 3 Oe. Figura extraída da referência (KIM et al., 1999a).	29
Figura 3.7 – Curvas de magnetização e GMI em função do estado magnético das amostras: desmagnetizadas, magnetizada com campo positivo e magnetizada com campo negativo. Figuras extraídas da referência (TORREJÓN; VÁZQUEZ; PANINA, 2009)	30
Figura 3.8 – Curvas de magnetização e GMI (750 MHz) para a multicamada NiFe/Cu/Co com espaçador de Cu de 7 nm. Na curva de magnetização em vermelho o campo foi aplicado ao longo do eixo principal. Na curva em azul o campo foi aplicado perpendicularmente ao eixo principal. Figuras extraídas da referência (SILVA et al., 2014).	31
Figura 3.9 – Curvas de magnetização, com campo paralelo e perpendicular a direção do campo de deposição, e curvas de GMI em função da frequência. Figura extraída da referência (SILVA et al., 2009).	33
Figura 3.10 – Curvas de GMI para diferentes orientações entre o campo de exchange bias e o eixo principal a amostra, ao longo do qual campo dc e corrente ac são aplicados. Figuras extraídas da referência (SILVA et al., 2014).	33
Figura 3.11 – Dependência angular da magnetização (esquerda), sensibilidade na região de $H = 0$ em função da frequência (centro) e resposta linear de Z entre ± 5 Oe. Figuras extraídas da referência (SILVA et al., 2014).	34
Figura 3.12 – Curvas de GMI e sensibilidade em $H = 0$ em função da frequência. Figu-	

ras extraídas da referência (POERSCHKE, 2016).	35
Figura 4.1 – representação da técnica de desbastamento iônico.	36
Figura 4.2 – representação da técnica de desbastamento iônico.	37
Figura 4.3 – Em (a) um difratograma de uma amostra policristalina de Al_2O_3 , em (b) de um filme fino de CoFeB com caráter amorfo.	38
Figura 4.4 – Representação do magnetômetro de gradiente de campo alternado AGFM.	39
Figura 4.5 – Representação de fluxos da matriz de parâmetros S.	40
Figura 4.6 – Montagem experimental da medida de impedância.	41
Figura 4.7 – Montagem experimental da medida de impedância.	41
Figura 5.1 – Dependência do campo de exchange bias com a espessura do NiFe em multicamadas de $[NiFe_{(tNiFe)}/IrMn(20nm)/Ta(10nm)] \times 20$. Figura extraída da referência (SILVA et al., 2015).	43
Figura 5.2 – O gráfico a esquerda mostra dependência do campo de bias com a espessura do NiFe, para amostras produzidas sob diferentes condições. O gráfico a direita mostra os difratogramas, indicando a posição dos picos do NiFe (111) e do FeMn (111). Figura adaptada da referência (CHOE; GUPTA, 1997).	44
Figura 5.3 – Difratogramas obtidos via difração de raios-x para as amostras estudadas.	45
Figura 5.4 – Curvas de histerese das bicamadas estudadas obtidas com o campo magnetizante paralelo ($\phi = 0^\circ$) e perpendicular ($\phi = 90^\circ$) a direção do campo de deposição.	47
Figura 5.5 – Curvas de histerese para um filme fino de Permalloy com 260 nm de espessura. Figura adaptada da referência (GARCÍA-ARRIBAS et al., 2013).	47
Figura 5.6 – Curvas de histerese das multicamadas estudadas obtidas com o campo magnetizante paralelo ($\phi = 0^\circ$) e perpendicular ($\phi = 90^\circ$) a direção do campo de deposição.	48
Figura 5.7 – Guia de onda coaxial e guia de onda plana, terminada em curto, utilizadas para medidas de GMI na faixa das microondas. Figuras adaptada das referências(MÉNARD et al., 1998) e (SILVA et al., 2014)	49
Figura 5.8 – Diagrama do aparato experimental e imagem fotográfica das guias de onda plana terminada em curto (porta amostras), com um filme ferromagnético com condutor central.	50
Figura 5.9 – Exemplo de (a) medidas como feitas e (b) após o de-embedded.	51
Figura 5.10 – Curvas de R e X vs. f para as amostras estudadas.	52
Figura 5.11 – Relação de dispersão experimental (pontos) e ajuste teórica (linhas em vermelho) com a equação de Kittel, levando em conta o campo de exchange bias	53
Figura 5.12 – Curvas de R, X e Z contra campo aplicado para algumas frequências acima de 0,5 GHz.	54
Figura 5.13 – Curvas de Z vs. H obtida com a amostra mais espessa (3 bicamadas FM/AF) para frequência abaixo de 500 MHz.	56
Figura 5.14 – Curvas da variação percentual de Z campo campo aplicado em função da frequência.	56
Figura 5.15 – Sensibilidade da GMI na região de $H = 0$. Os resultados foram obtidos a partir da curvas de Z vs. H fazendo $\Delta (\Delta Z)/\Delta H = \Delta Z(H = 10e) - \Delta Z(H = -10e) /2$	57

LISTA DE TABELAS

Tabela 5.1 – Composição das bicamadas e multicamadas investigadas.	43
Tabela 5.2 – Magnitude do campo de bias e do campo coercivo obtidos a partir das curvas de magnetização com $\phi = 0^\circ$	48
Tabela 5.3 – Valores de H_k e H_c utilizados nos ajustes apresentados na figura 5.11 ..	53

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	11
2	MAGNETOIMPEDÂNCIA	13
2.1	GMI ASPECTOS TEÓRICOS.....	16
2.1.1	Regime de baixas frequências	17
2.1.2	Regime de frequências moderadas	17
2.1.3	Regime de alta frequência	20
2.2	GMI COMO FERRAMENTA DE INVESTIGAÇÃO	21
3	MAGNETOIMPEDÂNCIA ASSIMÉTRICA	24
4	PROCEDIMENTOS EXPERIMENTAIS	36
4.1	PRODUÇÃO DAS AMOSTRAS.....	36
4.2	CARACTERIZAÇÃO ESTRUTURAL.....	37
4.3	CARACTERIZAÇÃO MAGNÉTICA.....	39
4.4	ANALISADOR VETORIAL DE REDE E IMPEDÂNCIA	40
5	RESULTADOS E DISCUSSÕES	42
5.1	AMOSTRAS.....	42
5.2	CARACTERIZAÇÃO ESTRUTURAL.....	44
5.3	CARACTERIZAÇÃO MAGNÉTICA ESTÁTICA	45
5.4	CARACTERIZAÇÃO MAGNÉTICA DINÂMICA.....	48
6	CONCLUSÕES	59
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	60

1 INTRODUÇÃO

A magnetoimpedância gigante (GMI) é um efeito caracterizado por grandes variações da impedância de um condutor ferromagnético, percorrido por uma corrente alternada, quando o seu estado magnético é modificado por um campo magnético externo. O interesse pelo efeito decorre, principalmente, da possibilidade de aplicação de materiais GMI em sensores de campo magnético de alta sensibilidade (PANINA; MAKHNOVSKIY; MOHRI, 2004). De fato, na prática, a GMI pode ser considerada o análogo ac da magneto resistência-gigante. Desde a sua descoberta em 1994, o efeito foi intensamente estudado em fios e fitas amorfas e nano-cristalinas, bem como, em filmes finos e multicamadas de diferentes materiais ferromagnéticos (PHAN; PENG, 2008).

Desse ponto de vista, uma das limitações do efeito é que em materiais ferromagnéticos ordinários, na região operacional em torno de $H = 0$, a impedância (Z) não varia linearmente com o campo magnético aplicado (H). Em geral curvas de Z vs. H tem um máximo em $H = 0$ ou dois máximos simetricamente dispostos em relação $H = 0$. Essa resposta não linear não é adequada para dispositivos cuja função seja, além de medir a magnitude, identificar o sentido do campo externo, por isso, materiais GMI de resposta linear são altamente desejáveis (YOON et al., 2009).

A resposta linear da GMI em $H = 0$ pode ser obtida quando as curvas de Z vs. H são assimétricas. A magnetoimpedância gigante assimétrica (AGMI) é observada quando uma configuração magnética assimétrica é induzida na amostra. Nos trabalhos precursores, isso foi feito através da aplicação de um campo de bias, utilizando ímãs permanentes e bobinas ou aplicando uma corrente dc sobreposta a corrente alternada (MOHRI et al., 1995). Entretanto, este tipo de procedimento aumenta o consumo energético e dificulta a miniaturização de um dispositivo. Esta limitação pode ser superada utilizando materiais cuja resposta magnética dc seja naturalmente assimétrica. Amostras compostas de regiões magneticamente distintas e acopladas exibem curvas de histerese assimétricas e dispensam a utilização de um campo de bias externo.

Dentro desta perspectiva, multicamadas com exchange bias são um tipo de material bastante adequado. Este tipo de amostra, composta por filmes ferro/antiferromagnéticos acoplados e intercalados, apresenta uma anisotropia unidirecional, denominada exchange bias (EB), cuja assinatura é uma curva de histerese deslocada em relação a $H = 0$. O EB

também produz um deslocamento das curvas de GMI e a posição de regiões onde o sinal é aproximadamente linear pode ser ajustada pela intensidade do campo de bias e pela frequência de medida (SILVA et al., 2009).

Tendo em vista a aplicação em sensores de campo, a variável mais importante é a sensibilidade da GMI na região linear, ou seja, a taxa de variação da impedância com o campo em torno de $H = 0$. Esta taxa depende tanto das características físicas da nanoestrutura, que determinam a intensidade das anisotropias envolvidas, quanto dos parâmetros de medida, regime de frequência e potência do sinal eletromagnético.

Neste sentido, o objetivo deste trabalho foi investigar a AGMI, em particular a resposta linear na região de $H = 0$, em dois conjuntos de amostras. O primeiro deles composto por bicamadas de $Ni_{81}Fe_{19}(t_{Py})/FeMn(20nm)$, com $t_{Py} = 150, 200$ e 250 nm. No segundo, $[Ni_{81}Fe_{19}(200nm)/FeMn(20nm)] \times n$, com $n = 1, 2$ e 3 , a espessura do Permalloy foi mantida em 200 nm e as bicamadas, separadas por espaçadores de Ta, foram repetidas duas e três vezes.

As medidas de GMI foram feitas numa faixa entre 100 MHz e $1,8$ GHz, numa configuração longitudinal, com campo externo, corrente e campo de exchange bias ao longo do eixo principal da amostra. Estes resultados são promissores para aplicações em sensores de resposta linear. Até o presente momento, GMI assimétrica em filmes com exchange bias só foi relatada em multicamadas compostas por dezenas de bicamadas FM/AF. Os resultados obtidos neste trabalho demonstram que a sensibilidade da GMI linear na região de $H = 0$ é consideravelmente alta, num regime de frequências relativamente baixas, abaixo de 500 MHz, mesmo quando o número de bicamadas é reduzida consideravelmente.

2 MAGNETOIMPEDÂNCIA

O efeito magnetoimpedância gigante consiste em uma mudança drástica no comportamento elétrico (impedância) de um condutor magnético macio na presença de um campo magnético externo. A GMI é fortemente dependente da frequência da corrente, assim como das anisotropias magnéticas presentes no material.

A dependência elétrica com o campo magnético foi observada pela primeira vez a aproximadamente oito décadas atrás em fios de uma liga a base de NiFe (HARRISON et al., 1936). A intensificação no estudo do efeito GMI somente ocorreu a partir de 1994 com o estudo em fios e fitas amorfos. Dentre os primeiros trabalhos realizados está a investigação em fios de FeCoSiB de $100 \mu\text{m}$ de diâmetro. Esse estudo relatou a forte dependência da impedância elétrica com a frequência e o campo magnético externo, onde o efeito GMI atingiu valores de 370% para a frequência de 1 MHz.

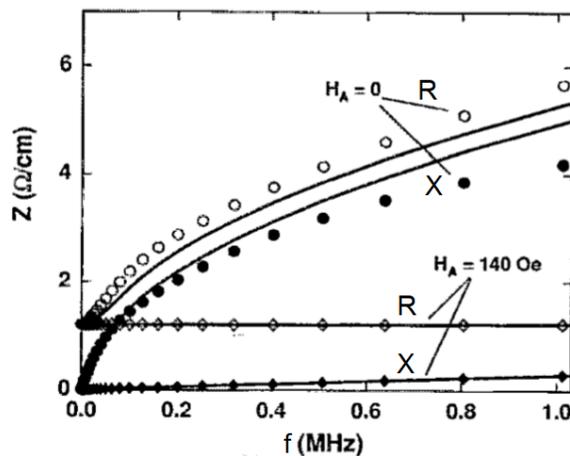


Figura 2.1 – Comportamento da impedância para o fio de FeCoSiB de $100 \mu\text{m}$ para frequências de até 1 MHz na ausência de campo e aplicando campo estático de 140 Oe adaptado de (BEACH; BERKOWITZ, 1994a).

A figura 2.1 mostra o comportamento das componentes R e X para a faixa de frequências até 1 MHz, os círculos brancos mostram a componente real e os círculos pretos a componente reativa ambos para $H = 0$. Já os losangos brancos mostram a componente real de Z e os losangos pretos a componente imaginária ambos para $H = 140 \text{ Oe}$. Para $H = 140 \text{ Oe}$ o material magnético já está saturado logo a permeabilidade magnética

é mínima e o metal se comporta como não magnético, apresentando impedância mínima. As linhas em preto são os ajustes realizados levando em consideração o comprimento de penetração da onda eletromagnética (será discutido posteriormente) e o campo aplicado.

Outro trabalho realizado em 1994 (BEACH; BERKOWITZ, 1994b) envolvendo fios com 120 μm de diâmetro e fitas de 20 μm ambos amorfos e compostos por FeCoSiB, investigou o comportamento elétrico para frequências de até 3,2 MHz e amplitudes de corrente de até 60 mA com uma varredura em campo de valores entre -140 e 140 Oe. Os autores relataram a forte dependência da impedância com o campo magnético externo e a frequência, observando que para valores de campos altos a impedância é praticamente independente da frequência, já para valores de campo de baixa intensidade ocorreu o aumento de Z em 44% para o microfio amorfo submetido a frequência de 1 MHz. A mesma tendência foi observada para as fitas amorfas, porém com uma intensidade menor. Além disso os autores discutiram um modelo matemático para descrever os resultados experimentais.

Panina et. al. também em 1994 investigaram a magnetoimpedância em microfios amorfos de FeCoSiB (PANINA et al., 1994), com magnetostricção negativa e estrutura de domínios magnéticos circular. Para frequências abaixo de 10 kHz a tensão gerada pelo comportamento magnetoindutivo decaiu 50% com a aplicação de um campo externo de 2 Oe (25%/Oe) demonstrando a forte dependência de Z com a permeabilidade circunferencial. Já para frequências entre 0,1-10 MHz o efeito skin apresenta grande relevância e a tensão gerada no fio decaiu entre 40-60% com o campo magnético variando entre 3-10 Oe. Os autores concluíram nesse trabalho que as melhores sensibilidades da GMI podem ser esperadas em materiais ferromagnéticos macios com paredes de domínio perpendiculares ao eixo da corrente e do campo estático externo. Nessas condições a GMI apresentou uma mudança em Z em torno de 50% quando o campo externo é da ordem do campo de anisotropia da amostra.

F. L. A. Machado e colaboradores (MACHADO; MARTINS; REZENDE, 1995) em 1995 investigaram a magnetoimpedância em fitas amorfas de $\text{Co}_{0,75-x}\text{Fe}_x\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ de espessura de 40 μm , mudando a relação CoFe utilizando valores de x entre 2,5 a 6,5. Outro aspecto investigado foi a relação com tratamento térmico e resfriamento com H = 0 ou campo estático H = 2 k Oe aplicando o campo na direção perpendicular a maior dimensão da amostra. Para a composição com x = 4,6 a magnetostricção é zero, após o aque-

cimento à temperatura de 633 K e resfriamento em campo transversal de 2 kOe a GMI atingiu valores de 130% para a frequência de 1 MHz.

A figura 2.2 mostra o comportamento da GMI em função da frequência para $f = 30$ kHz (a), 80 kHz (b), 120 kHz (c) medida realizada com o campo magnético aplicado longitudinalmente, o comportamento da GMI versus H apresenta um regime de pico duplo, o efeito cresce com o aumento da frequência e os picos se afastam do eixo de simetria.

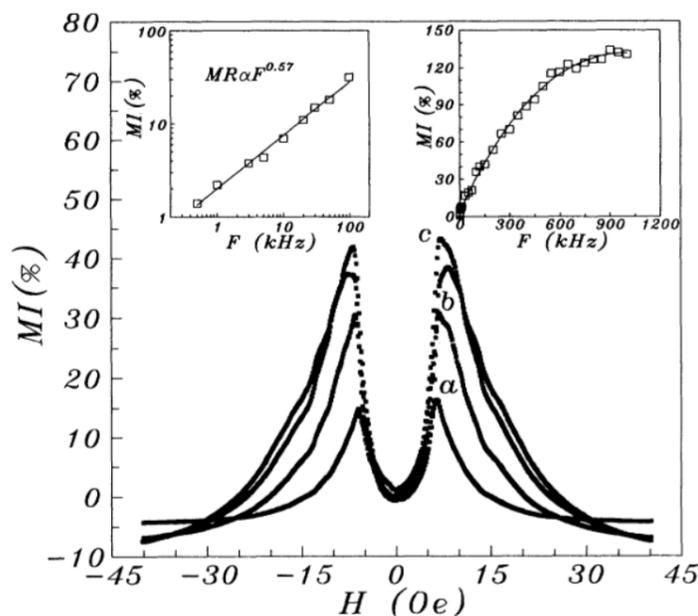


Figura 2.2 – Comportamento da GMI versus o campo e a frequência para uma microfita de $40\mu\text{m}$ de espessura de composição $\text{Co}_{70.4}\text{Fe}_{4.6}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ adaptado da referência (MACHADO; MARTINS; REZENDE, 1995).

Desde os primeiros estudos realizados muitos avanços na compreensão dos mecanismos responsáveis pelo comportamento da magnetoimpedância, assim como o desenvolvimento de dispositivos eletrônicos utilizando o efeito GMI. A denominação “gigante” foi empregada analogamente ao efeito de magnetoresistência gigante (GMR) que apresenta uma grande alteração na resistência elétrica na presença de um campo magnético externo (BAIBICH et al., 1988). De mesma forma, para o caso da GMI, a presença de um campo externo implica em mudanças drástica na impedância complexa do material. Mesmo os dois fenômenos, GMI e GMR, apresentando comportamentos semelhantes a origem física destes é completamente diferente.

A grosso modo, para a GMI, a presença do campo implica em grandes alterações na permeabilidade magnética efetiva do material, que é um fator de grande importância

para a determinação da distribuição de corrente e campo dentro do condutor magnético. A presença de um campo magnético de baixa intensidade pode fazer a permeabilidade variar uma ordem de grandeza causando uma grande modificação na distribuição do campo magnético e da densidade de corrente alternada no material, conseqüentemente na impedância do mesmo. A GMI é fortemente dependente da frequência e do comportamento magnético do material, logo estudar o fenômeno implica em conhecer a relação da permeabilidade com a frequência (f) e o campo (H).

Dentro desse contexto a pesquisa da GMI pode ser dividida basicamente em três linhas de pesquisa, teórica, de aplicação (será discutido no próximo capítulo) e também como uma ferramenta de investigação de propriedades magnéticas, nas próximas sessões serão discutidos os aspectos mais importantes dessas linhas de pesquisa.

2.1 GMI ASPECTOS TEÓRICOS

A pesquisa sobre GMI iniciou com modelos fenomenológicos que surgiram com a necessidade de explicar os aspectos mais básicos das curvas experimentais, a relação campo e frequência com a impedância, também aspectos como o aparecimento da estrutura de picos duplos em sistemas com específicas anisotropias induzidas bem definidas. Posteriormente, a pesquisa sobre o GMI evoluiu para descrições mais precisas baseadas na equivalência formal da GMI com a ressonância ferromagnética, com as devidas adaptações da configuração geométrica e das condições de contorno, é possível ter uma descrição mais precisa do fenômeno, abrindo uma nova perspectiva para o estudo da GMI, porém trazendo um ônus de uma matemática mais complexa para tratar dos problemas. Como dito anteriormente a GMI é fortemente dependente da frequência da corrente a qual o material está submetido. Neste aspecto podemos separar o efeito em aproximadamente três regimes de frequências, sendo eles regime de baixa frequências, frequências moderadas e altas frequências que serão discutidos na sequência.

2.1.1 Regime de baixas frequências

O regime de baixas frequências compreende a valores de f até aproximadamente 10 kHz. Nesse regime a diferença de potencial induzida no material é consequência de efeitos magnetointutivos (MOHRI et al., 1993). O principal efeito da corrente é gerar um campo magnético circunferencial variável no tempo. Este campo provoca uma mudança circular no fluxo magnético e gera um campo elétrico longitudinal E_z , cujo valor na superfície determina a tensão indutiva através do fio que é descrita como: $V_L = E_z(a)l = -(i\omega/c^2)L_i I$, onde l é o fio comprimento e L_i é a indutância interna do fio, I é a corrente AC que percorre o fio, c é a velocidade da luz no vácuo (PANINA et al., 1994). Se o fio é homogêneo, a expressão para L_i é escrita como $L_i = \mu_\phi l/2$ (PANINA et al., 1995). Em geral, a tensão indutiva é determinada pela indutância que, por sua vez, depende da distribuição espacial da permeabilidade circular dentro do fio. Quando uma corrente variável no tempo com baixa frequência está fluindo através de uma amostra ferromagnética, uma tensão AC denominada V_T (tensão total) aparece entre as extremidades do fio. Esta tensão é a soma de componente resistiva, V_R , e uma componente indutiva, V_L , descritas na equação $V_T = V_R + V_L = RI - (i\omega c^2)L_i I$ de modo que, R é a resistência DC da amostra. Quando um campo magnético DC externo H_{ex} é aplicado a magnetização e a permeabilidade circular são alteradas, dando origem a uma grande mudança na tensão total. Se definirmos a impedância como $Z = V_T/I = Z_1 + iZ_2$ se conclui que, em frequências relativamente baixas, a dependência de campo da impedância é atribuída ao seu termo indutivo, que é simplesmente proporcional à permeabilidade circunferencial. Essa idéia básica e simples também se aplica aos outros regimes, ou seja, o campo externo tem a função de ser o agente responsável pelas mudanças na permeabilidade efetiva.

2.1.2 Regime de frequências moderadas

O regime de frequências moderadas começa a partir de alguns MHz e se estende até centenas de MHz as grandes variações de Z foi primeiramente explicada utilizando o efeito skin clássico aplicado a um condutor magnético de permeabilidade magnética escalar. Com o aumento da frequência a distribuição da corrente aplicada se torna cada vez mais superficial, o efeito skin é responsável pela mudança na profundidade de penetração

da onda eletromagnética através da presença de um campo magnético externo DC.

As equações clássicas para a impedância de um material são obtidas através da resolução simultânea da equação de Landau-Lifshitz referente a dinâmica da magnetização e as equações de Maxwell da eletrodinâmica. Esse problema já foi resolvido para a geometria cilíndrica por Landau e Lifshitz (LANDAU et al., 2013), a impedância é dada por $Z = R_{DC}kaJ_0(ka)/2J_1(ka)(1)$, onde a é o raio do condutor cilíndrico e $k = (1 + i)\delta$, J_0 e J_1 são as funções de Bessel de primeira ordem. Para um condutor plano finito temos a equação descrita por L. Kraus (KRAUS, 1999) $Z = R_{DC}(kt/2) \cot g(kt/2)(2)$ aqui t é a espessura do condutor e k já foi definido anteriormente δ é o comprimento de penetração definido como, $\delta = \sqrt{2\rho/\omega\mu}$, onde ρ é a resistividade, ω é a frequência da corrente RF e μ a permeabilidade magnética circular.

Para condutores não magnéticos a permeabilidade não depende da frequência da corrente nem do campo magnético aplicado. Quando comparamos materiais magnéticos macios com materiais não magnéticos de condutividade semelhante, o efeito GMI ocorre ordens de grandeza menores para os materiais magnéticos pela forte dependência da permeabilidade com o campo externo. Sendo assim o maior responsável pelo comportamento da GMI é a relação da permeabilidade magnética com o campo externo, que controla o comprimento de penetração da onda eletromagnética.

Logo, para termos uma boa compreensão do efeito GMI e realizar uma descrição satisfatória do defeito, devemos descrever o comportamento da relação permeabilidade magnética efetiva com a frequência e o campo externo. Para materiais ferromagnéticos essa relação geralmente é um tensor complexo devido a relação entre campo externo e indução magnética (B), mas também de outros parâmetros como a amplitude da corrente AC e o campo magnético RF, deformações mecânicas, temperatura, etc. A estrutura de domínio também é um fator importante para a compreensão de como a corrente será distribuída pelo material, e também irá determinar como a magnetização irá evoluir com a interação com o campo externo e a frequência. Geralmente tanto movimento de paredes de domínio como rotação da magnetização contribuem para a permeabilidade, sendo assim $\mu_\phi^{eff} = \mu_\phi^{mov} + \mu_\phi^{rot}$, onde μ_ϕ^{mov} é a permeabilidade circunferencial devido o movimento de paredes e μ_ϕ^{rot} a permeabilidade devido a rotação da magnetização (PANINA et al., 1995),(KNOBEL et al., 1997). Em frequências relativamente baixas abaixo de 500 kHz ambas as contribuições participam para o processo de magnetização circunferencial. Já

para altas frequências onde o efeito skin domina o comportamento da GMI, o movimento de paredes de domínio é fortemente amortecido pelas correntes de Foucault e o processo de rotação da magnetização domina o comportamento da GMI (BYON et al., 2000). A expansão da equação da impedância para alta frequência dada pelas Eq.(1) e (2) revela que Z é proporcional a raiz quadrada do produto μH (LANDAU et al., 2013).

Neste contexto considerando a permeabilidade uma grandeza escalar, para amostras com anisotropia magnética perpendicular, no caso de fios temos a anisotropia circular e para filmes anisotropia transversal, quando ocorre o aumento do H_{EX} na direção longitudinal, implica na rotação dos domínios na direção do campo, aumentando a permeabilidade circular, conseqüentemente ocorre um aumento de Z . A permeabilidade máxima ocorre quando o campo aplicado H_{EX} é igual ao campo de anisotropia transversal H_k , implicando na impedância máxima (ATKINSON; SQUIRE, 1997), (MACHADO; REZENDE, 1996). Continuando a aumentar o valor de H_{EX} o processo da magnetização é dominado pela rotação de domínios diminuindo a permeabilidade circular que atinge um valor mínimo e constante. A impedância segue o mesmo comportamento, assim se tivermos uma anisotropia ao longo do eixo da corrente temos um regime de pico simples e o mecanismo da magnetização transversal será dado pela rotação da magnetização, veja a figura 2.3(b) mostrando o comportamento para uma fita amorfa de FeCoSiB (PIROTA et al., 1999b), como feita que possui anisotropia longitudinal. Após o tratamento térmico a 360°C por uma hora e em sequência mais um tratamento térmico de uma hora a 340°C com aplicação de uma tensão de 400 MPa é criada uma anisotropia transversal bem definida. A curva de GMI apresenta uma estrutura de dois picos como é mostrado na figura 2.3(a).

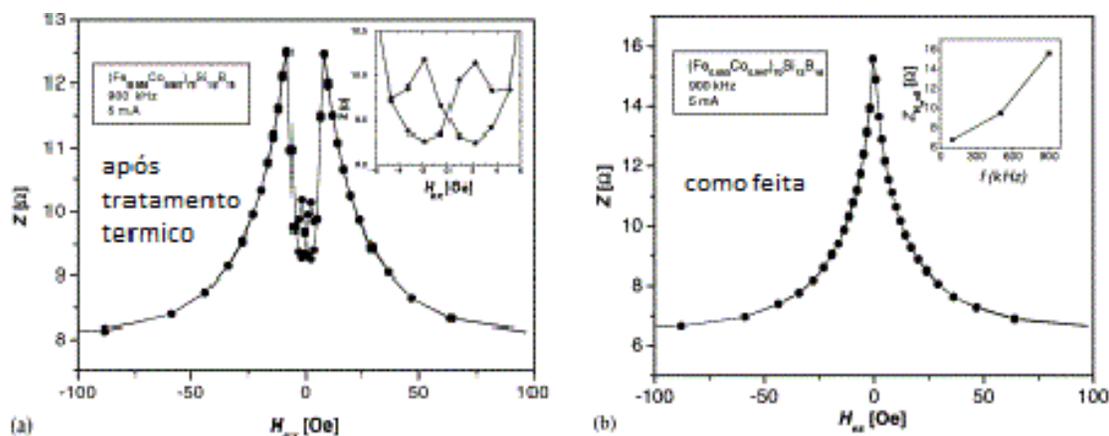


Figura 2.3 – Comportamento da GMI paralelo e perpendicular ao eixo de anisotropia, para uma fita amorfa de FeCoSiB. Adaptado de (PIROTA et al., 1999b).

2.1.3 Regime de alta frequência

Para entender completamente os dados experimentais, vários autores inicialmente apresentaram modelos quase-estáticos baseados na minimização da energia livre considerando uma estrutura de domínio particular. Embora este tipo de modelo não considere os efeitos dinâmicos relacionados ao movimento rápido da magnetização, eles são úteis para explicar os resultados experimentais em baixas frequências, e para obter parâmetros magnéticos importantes. Panina e Mohri investigaram teoricamente a influencia das correntes de Foucault no amortecimento do movimento de paredes de domínio no efeito da GMI (PANINA et al., 1994). Seu modelo é válido no regime de frequência intermediária, onde a magnetização circular por movimento da parede do domínio ainda é significativa.

Em frequências mais altas, quando a rotação da magnetização domina completamente o processo de magnetização, as características dinâmicas desempenham um papel importante, e um modelo mais rigoroso deve ser baseado na solução simultânea das equações de Maxwell e da equação de movimento da magnetização de Landau-Lifshitz. Este procedimento é bem conhecido pela teoria da ressonância ferromagnética. Para conseguir essa tarefa, Panina et al. (PANINA et al., 1995) derivaram a permeabilidade dinâmica efetiva μ_{eff} de um fio com anisotropia circunferencial ou helicoidal e também para um filme fino com anisotropia uniaxial no plano. Este modelo, entre outros negligenciava a interação de troca na camada superficial e, portanto, são apenas aproximações para metais ferromagnéticos. Yelon et al. (YELON et al., 1996) mostraram que a teoria da ressonância ferromagnética em metais, desenvolvida há mais de 40 anos, que explicitamente leva em consideração o efeito de troca, concorda completamente com o efeito GMI observado em frequências bastante altas. Depois de tal elucidação, vários artigos usando esta abordagem pareciam explicar o efeito em muitas situações diferentes.

Ménard et al. (MÉNARD et al., 1998) solucionaram o problema para um fio isotrópico saturado axialmente e, posteriormente, para um fio anisotrópico não saturado (MÉNARD; YELON, 2000) . Kraus aplicou a abordagem a uma geometria planar, considerando um filme com anisotropia uniaxial (KRAUS, 1999) mostrando que o efeito de troca desempenha um papel importante na resposta do GMI. Britel et al. (BRITEL et al., 2000) relataram recentemente a observação de ressonância ferromagnética e antirressonância em um metal magnético usando uma técnica de GMI.

2.2 GMI COMO FERRAMENTA DE INVESTIGAÇÃO

A evolução na compreensão do efeito da magnetoimpedância gigante traz hoje a possibilidade de termos uma previsão da tendência do comportamento de Z , além disso através de experimentos de GMI podem ser avaliadas algumas propriedades magnéticas intrínsecas e extrínsecas de novos materiais magnéticos macios. A potencial aplicação do efeito GMI como ferramenta de investigação já foi utilizada desde os primeiros trabalhos, onde o ajuste da impedância contra a frequência obteve como resultado a permeabilidade circular para um fio FeCoSiB (BEACH; BERKOWITZ, 1994a), (SHEN et al., 2000) um parâmetro que não é tão simples de se obter aplicando técnicas magnéticas convencionais.

Por meio de aproximações simples, foi possível desenvolver um modelo útil para visualizar o efeito GMI em fios amorfos e nanocristalinos, o que leva a estimativas aproximadas da profundidade de penetração magnética δ e também a permeabilidade circular $\mu\phi$, usando uma única medida em vez da dependência de uma faixa de frequências (KNOBEL et al., 1996), (SHEN et al., 2000). Uma abordagem alternativa foi desenvolvida por Valenzuela et al. (VALENZUELA et al., 1995) que investigou o GMI usando circuitos equivalentes. Neste formalismo de espectroscopia de impedância foi possível mostrar que um fio CoFeBSi pode ser aproximado por um arranjo $R_s L_s$ em série, conectado a um braço $L_p R_p$ paralelo. L_s e L_p são indutores associados com as contribuições rotacionais e de parede de domínio de $\mu\phi$, respectivamente. R_p é um elemento resistivo relacionado ao amortecimento de parede e R_s é responsável por todas as resistências no circuito, como o próprio fio, contatos e assim por diante. Esta metodologia permite não apenas avaliar a permeabilidade circunferencial em função do campo aplicado, mas também estimar as respectivas contribuições rotacionais e de parede de domínio para a permeabilidade.

Mais recentemente, uma nova abordagem foi introduzida para estudar o efeito do GMI (GOMEZ-POLO; VAZQUEZ; KNOBEL, 2001). Neste método, o valor médio da permeabilidade circunferencial e os laços de histerese circular podem ser estimados por meio de uma análise de Fourier da magnetização derivativa de tempo calculada a partir de um modelo rotacional simples, minimizando a equação de energia livre. O modelo simples explica muito bem os resultados experimentais para um fio aquecido FeCoSiB joule polarizado por uma corrente DC (resposta assimétrica), e agora está sendo testado em vários sistemas magnéticos macios (GOMEZ-POLO et al., 2001). Parâmetros magnetoelásticos também podem ser estudados através de medidas de impedância. A influência da tensão de tra-

ção aplicada no efeito do GMI foi investigada em fios amorfos e fitas. A dependência de estresse do GMI pode ser facilmente aplicada para estimar a constante de magnetostricção de saturação (s) de amostras de magnetostricção negativa (KNOBEL; GÓMEZ-POLO; VÁZQUEZ, 1996).

Pirota et al. (PIROTA et al., 1999a) estudaram o GMI em fitas amorfas tratadas com estresse em função do ângulo de aplicação do campo magnético externo para verificar o papel das anisotropias induzidas (e sua distribuição) e fatores desmagnetizadores no fenômeno GMI. Os autores propuseram um procedimento experimental para determinar a função de distribuição do eixo fácil. Carara et al. (CARARA; BAIBICH; SOMMER, 2000) mostraram que informações relevantes sobre a dinâmica de magnetização de materiais magnéticos moles poderiam ser obtidas a partir das medições do GMI. Mais recentemente, a técnica GMI foi aplicada para avaliar a evolução do campo de anisotropia de fitas amorfas FeNbB em função do teor de ferro (RYU et al., 2000), enquanto o GMI foi combinado com microscopia de força magnética para caracterizar a estrutura do domínio dos microtubos CoP eletrodepositados (GARCIA et al., 2001).

No entanto, o grande potencial do GMI como ferramenta de caracterização de metais ferromagnéticos moles só recentemente se manifestou, seguindo os enormes avanços nos modelos teóricos. Ménard et al. (MÉNARD et al., 1998) estabeleceram uma correspondência clara entre GMI e curvas de magnetização, e usaram-na para investigar e modelar a estrutura do domínio em fios amorfos cobertos por vidro. Ciureanu et al. (CIUREANU et al., 1998) mediram o GMI de fios amorfos e policristalinos (frequências de corrente na faixa de 10 a 6 GHz). A partir do pico das curvas GMI, eles foram capazes de estimar a magnetização de saturação M_s , com um bom acordo com os valores medidos diretamente usando um magnetômetro de amostra vibrante. Eles usaram um modelo de magnetização dinâmica para o GMI baseado na ressonância ferromagnética, que prevê uma linha reta (cuja inclinação depende apenas de M_s) em um gráfico de f_0^2 vs. H_0 , sendo f_0 a frequência de ressonância e H_0 o campo de ressonância. Mais tarde, Ménard et al. (MENARD et al., 1999) desenvolveram um modelo para a impedância de alta frequência no caso de fios magnéticos macios, derivando uma expressão que relaciona o parâmetro de amortecimento Landau-Lifschitz λ com o valor de pico da impedância do fio na ressonância ferromagnética. Este modelo foi desenvolvido e aplicado para deduzir a permeabilidade complexa dos fios amorfos das medições do GMI (BRITEL et al., 1999). Os estudos de-

envolvidos no grupo de Yelon culminaram na observação de ressonância ferromagnética e antirressonância em um metal magnético usando a técnica GMI, de onde é possível deduzir, ajustando a dependência de campo das frequências de ressonância e antirressonância, relação giromagnética, campo de anisotropia e magnetização de saturação da amostra com boa concordância com os parâmetros obtidos através de medidas convencionais (BRITEL et al., 2000).

Essa diversidade de experimentos demonstra claramente que a magnetoimpedância gigante realmente fornece uma ferramenta poderosa para caracterizar as propriedades intrínsecas dos metais magnéticos. Devido à sua extrema sensibilidade e facilidade de uso, a GMI pode ser comparada, incluindo várias vantagens, com técnicas tradicionais, como suscetibilidade transversal e ressonância ferromagnética.

3 MAGNETOIMPEDÂNCIA ASSIMÉTRICA

No capítulo anterior foi feita uma discussão acerca dos principais aspectos da GMI. De maneira geral, é possível dizer que, em frequências moderadas, quando o efeito skin é predominante, a forma das curvas de GMI depende da influência do campo dc sobre os processos de magnetização induzidos pelo campo ac gerado pela corrente de sonda. Em experimento de GMI longitudinal, quando o campo dc é aplicado ao longo da corrente de sonda e do eixo principal da amostra, as curvas de GMI exibem um único pico em $H \approx 0$, quando o campo dc é paralelo ao eixo de anisotropia, e uma estrutura de dois picos, localizados em $H \approx H_k$, quando o eixo de anisotropia é perpendicular à direção do campo dc.

Para aplicações em sensores de campo magnético, o comportamento simétrico da GMI é um problema, pois, para um campo aplicado ao longo do eixo da amostra, a leitura de uma diferença de potencial, que é proporcional ao módulo do campo, não poderá determinar o sentido do fluxo magnético. Esse problema foi levantado desde que o efeito foi descoberto em 1994.

Desde então uma série de abordagens foram propostas com intuito de se obter GMI assimétrica e, conseqüentemente, uma resposta linear na região de $H = 0$. Em amostras nas quais o ciclo de histerese é simétrico em relação à $H = 0$, a resposta assimétrica da GMI só pode ser obtida através de um campo de bias externo (dc ou ac) gerado por bobinas de corrente ou por corrente de bias dc. O ponto negativo aqui são as bobinas (ou ímãs permanentes) e a necessidade de uma fonte adicional de energia para gerar o campo de bias.

Uma alternativa mais eficiente, é a utilização de amostras cuja resposta dc da magnetização seja assimétrica. Neste sentido, materiais heterogêneos, nos quais a resposta magnética seja atrelada às interações magnéticas entre as partes, têm sido intensamente explorados. A seguir, será apresentada uma revisão, seguindo uma ordem aproximadamente cronológica, sobre os principais trabalhos referentes a AGMI, onde são discutidas as principais características do efeito em diferentes sistemas, desde fios e fitas amorfas, passando por filmes bifásicos, até multicamadas com exchange bias, as quais são o foco deste trabalho.

Os primeiros sensores magnéticos de resposta linear baseados na GMI foram propostos e desenvolvidos pouco tempo depois do anúncio da descoberta do efeito, em agosto de 1994 (PANINA; MOHRI, 1994). Em publicação de março de 1995 (PANINA, 1995), Kaneo Mohri e colaboradores apresentaram o primeiro sensor micro magnético de resposta linear utilizando a GMI. Para obterem a resposta linear de alta sensibilidade os autores usaram um par de fios amorfos a base de cobalto ($Co_{68.2}Fe_{4.3}Si_{12.5}B_{15}$), magneticamente macios, com $30\mu m$ de diâmetro e 1 mm de comprimento, antiparalelamente alinhados e submetidos a campos de bias com sentidos opostos.

Os fios amorfos operam como componentes indutivos de um circuito ressonante que oscila numa frequência próxima a 200 MHz. O circuito é basicamente formado pelo par de fios e uma capacitância estática localizados entre a fonte e o dreno de dois transistores de efeito de campo (FET). Nessa configuração, um campo magnético externo aumenta a impedância de um dos fios enquanto diminui a do outro. Uma tensão de saída proporcional ao campo externo é obtida subtraindo a magnitude da voltagem sobre os fios. A figura 3.1 ilustra o princípio de funcionamento (a esquerda) e a eletrônica (a direita) do sensor linear proposto.

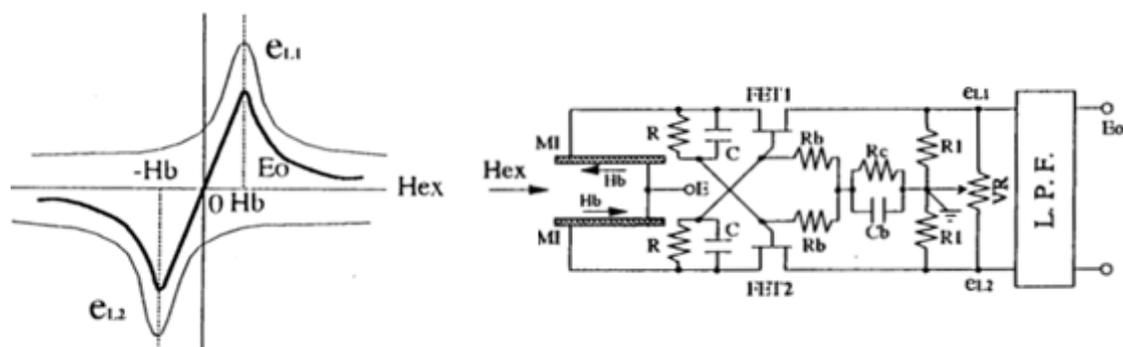


Figura 3.1 – Princípio de funcionamento e circuito eletrônico do sensor GMI de resposta linear proposto por Mohri. Figuras extraídas da referência (PANINA, 1995).

A mesma eletrônica pode ser utilizada para detecção de campos mais intensos, da ordem de dezenas de Oersted. Nesse caso, os autores utilizaram fios de $Co_{72.5}Si_{12.5}B_{15}$, de 5 mm de comprimento e $130\mu m$ de diâmetro, mais adequados para uma banda de campo mais larga. A figura 3.2 mostra a resposta dos sensores ressonantes obtidas com um osciloscópio.

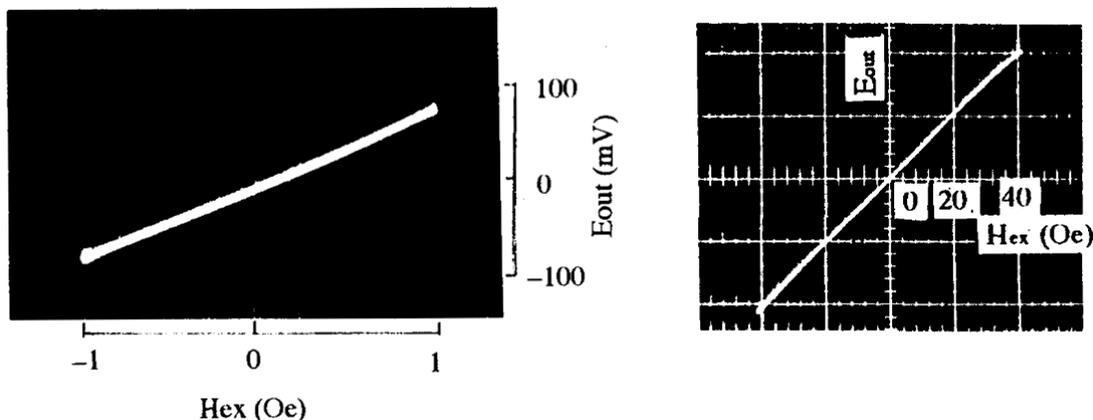


Figura 3.2 – Resposta do sensor linear ressonante em dois regimes de campo. Na imagem à esquerda o elemento sensor é de CoFeSiB, a direita de CoSiB. Figuras extraídas da referência (PANINA, 1995).

Nesse tipo de sensor linear ressonante, os campos de bias precisam ser produzidos por bobinas ou ímãs permanentes, ambas, opções indesejadas, tendo em vista o consumo energético e a miniaturização.

Uma proposta alternativa, apresentada neste mesmo artigo, que dispensa o uso desse procedimento, consiste em aplicar uma corrente dc a um fio amorfo torcido. A magnetostricção negativa combinada com a tensão residual transversal gerada pela torção, leva a uma anisotropia helicoidal com uma inclinação $\alpha < 45^\circ$ em relação a seção transversal. Nessa configuração, a tensão induzida apresenta valor máximo em $H = -H_b$, onde H_b é campo de bias dc circunferencial induzido pela corrente dc.

A assimetria na resposta da tensão está associada a assimetria induzida na resposta da magnetização pela componente do campo de bias dc ao longo do eixo de anisotropia. A figura 3 mostra os resultados experimentais para $I_{dc} = 25\text{mA}$, obtidos com um fio de $\text{Co}_{72.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$, com $130\mu\text{m}$ de diâmetro, torcido 1/80 voltas/cm.

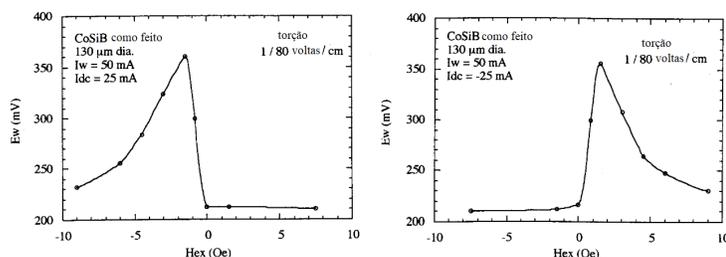


Figura 3.3 – Curvas da voltagem induzida em função do campo externo para correntes de bias dc de mesma intensidade, mas sentidos opostos. Figuras extraídas da referência (PANINA, 1995).

Um sensor de resposta linear foi desenvolvido usando um par de fios torcidos percorridos por correntes dc de mesma magnitude, porém, com sentidos opostos. Novamente, subtraindo a magnitude da voltagem sobre os fios, uma relação linear entre a tensão de saída e o campo externo é obtida.

A figura 3.4 mostra a resposta deste sensor entre $\pm 1,5$ Oe. Esse procedimento, baseado no campo de bias dc gerado por uma corrente dc, foi posteriormente explorado, por exemplo, em filmes de CoFeB/Cu com anisotropia transversal (DELOOZE et al., 2003), e usado na construção de um micro sensor de alta sensibilidade e resposta linear (DELOOZE et al., 2004).

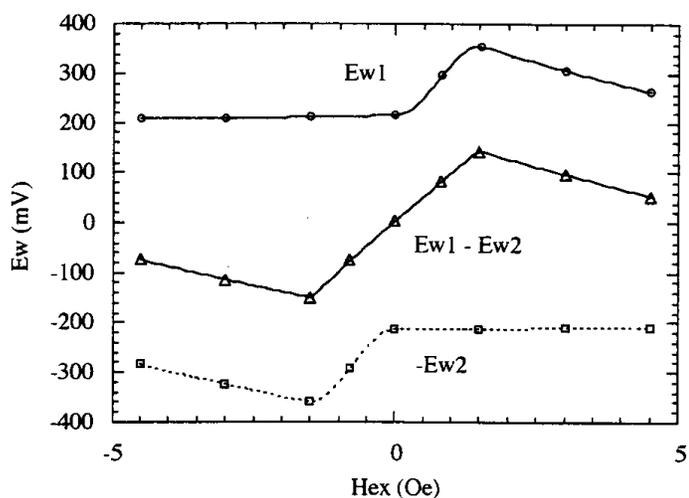


Figura 3.4 – Princípio de funcionamento de um sensor linear que utiliza um par de fios torcidos percorridos por correntes dc de mesma magnitude, porém, com sentidos opostos. Figura extraída da referência (PANINA, 1995).

Em outra abordagem, proposta em 1999 (PANINA; MOHRI; MAKHNOVSKIY, 1999), a resposta assimétrica da impedância foi obtida em fios amorfos com anisotropia circumferencial ($Co_{68.2}Fe_{4.3}Si_{12.5}B_{15}$), sem torção, injetando um pulso de corrente pelo fio e por uma bobina ligada em série e montada em torno dele.

Nesse caso, a assimetria na resposta da tensão induzida estaria relacionada a influência do campo magnético longitudinal ac, gerado pela corrente ac na bobina, sobre a magnetização circular induzida pela corrente de sonda (MAKHNOVSKIY; PANINA; MAPPS, 2000).

A figura 3.5 mostra um esquema experimental e os resultados obtidos com esse procedimento. Embora não exija uma fonte adicional de energia, esse procedimento carece de uma indesejada bobina para gerar o campo de bias ac.

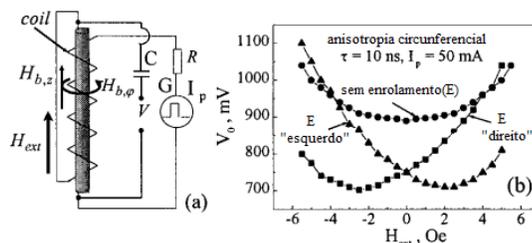


Figura 3.5 – Esquema experimental e curvas de tensão contra campo dc. Figura adaptada de (PANINA; MOHRI; MAKHNOVSKIY, 1999).

Apesar de eliminar o uso de bobinas e ímãs permanentes, a aplicação de uma corrente de bias dc ainda é um problema levando em conta o consumo energético do dispositivo. Ainda em 1999, Kim e colaboradores (KIM et al., 1999b) mostraram que fitas amorfas a base do cobalto ($Co_{66}Fe_4NiB_{14}Si_{15}$), após serem termicamente tratados no ar ($380^{\circ}C/8h$), na presença de campos magnéticos relativamente fracos (50 mOe - 3 Oe), exibem curvas de GMI assimétricas. Nesse caso, a 100 kHz, os picos na GMI, na região onde o campo externo longitudinal é antiparalelo ao campo de cozimento ($H < 0$), decrescem com a intensidade do campo externo.

Quando a intensidade do campo aplicado durante o tratamento térmico é maior do que 500 mOe esses picos desaparecem e a assimetria torna-se intensa. A GMI chega a quase 30% para variações de campo de 100 mOe, motivo pelo qual o efeito foi denominado de “válvula GMI”, em analogia com o termo “válvula de spin”. Os autores também mostraram que o efeito desaparece com o crescimento da frequência. Neste caso, o pico em $H < 0$ reaparece a partir de 500 kHz. A amplitude desse pico cresce com a frequência chegando, em 10 MHz, a 50% da amplitude do pico em $H > 0$. A figura 3.6 mostra as curvas obtidas por Kim, a 100 kHz, em função da intensidade do campo aplicado durante o tratamento térmico.

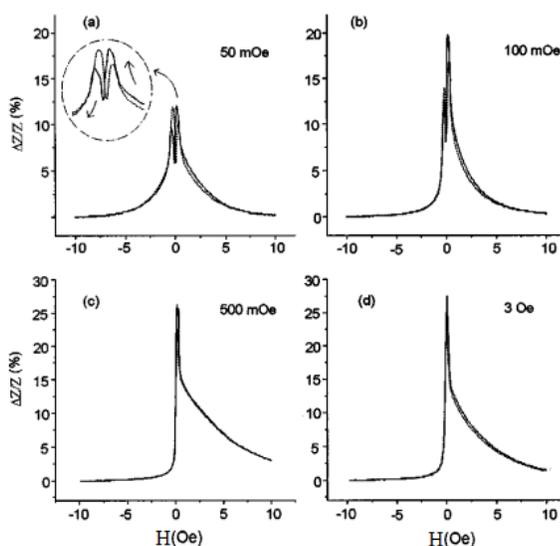


Figura 3.6 – Curvas de GMI em função da intensidade do campo aplicado durante o tratamento térmico, medidas numa frequência de 100 kHz. O efeito válvula GMI pode ser observado quando as amostras tratadas a 500 mOe e 3 Oe. Figura extraída da referência (KIM et al., 1999a).

Nesse caso, a AGMI foi atribuída a resposta magnética dc assimétrica exibida pelas fitas amorfas após o tratamento (KIM et al., 1999a). Durante o tratamento, a superfície das fitas sofre um processo de nanocristalização e se torna magneticamente dura. Uma interação de troca ferromagnética entre a camada nanocristalina e a parte amorfa da fita, com anisotropia uniaxial, faz com que a magnetização não responda da mesma forma a campos positivos e negativos (BUZNIKOV et al., 2004).

Esses resultados experimentais abriram novas perspectivas de aplicação da AGMI em sensores de resposta linear, uma vez que, esse tipo de amostra dispensa o uso de bias externo. Resultados similares foram posteriormente obtidos, por exemplo, com fios amorfos termicamente tratados sob a influência de um campo magnético circular dc, gerado por uma corrente dc aplicada durante o tratamento (SONG et al., 2000).

Seguindo a tendência de explorar os efeitos assimétricos da GMI em materiais com campo de bias auto-produzido, Torrejon e colaboradores (TORREJÓN; VÁZQUEZ; PANINA, 2009) obtiveram em 2009 AGMI em microfios combinando duas fases magnéticas diferentes. Os microfios utilizados eram compostos por um núcleo magneticamente macio de CoFeSiB ($17\mu\text{m}$ de diâmetro, coberto com uma capa de vidro de $12\mu\text{m}$ de espessura), uma camada de ouro de 30 nm de espessura (depositada sobre o vidro) e uma casca externa magneticamente dura de CoNi (com espessura de até $18\mu\text{m}$).

Neste caso, a AGMI foi atribuída à interação magnetostática entre o núcleo macio e a casca externa magneticamente dura. A casca, no seu estado remanente, cria um campo de bias sobre o núcleo macio, gerando uma assimetria em campo na resposta da magnetização e conseqüentemente na GMI. A figura 3.7 mostra que a assimetria na magnetização dc e na GMI dependem da configuração magnética da fase dura e só é obtida quando ela é pré-magnetizada.

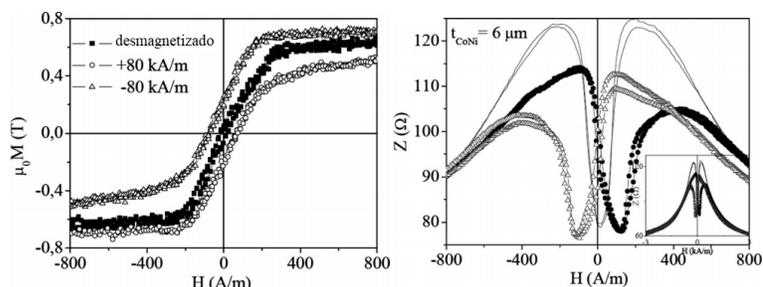


Figura 3.7 – Curvas de magnetização e GMI em função do estado magnético da amostras: desmagnetizadas, magnetizada com campo positivo e magnetizada com campo negativo. Figuras extraídas da referência (TORREJÓN; VÁZQUEZ; PANINA, 2009)

Esse conceito foi explorado em multicamadas de NiFe/Cu/Co (SILVA et al., 2014) com anisotropia transversal. Nesse caso, os autores demonstraram que a resposta magnética dos filmes depende da espessura do espaçador de cobre, parâmetro que define o tipo de acoplamento entre os filmes ferromagnéticos.

As curvas de magnetização mostram que, abaixo de certa espessura crítica (3 nm), os filmes de NiFe e Co estão ferromagneticamente acoplados. A dependência angular da magnetização indica uma anisotropia uniaxial no plano dos filmes. Acima de 3 nm os filmes exibem uma resposta magnética bifásica, como mostram as curvas de magnetização na figura 3.8

O processo de magnetização em dois estágios é caracterizado por uma inversão da magnetização do filme de NiFe em campo baixo, seguido de uma inversão na magnetização do filme de Co em campo alto, indicando que, nessa condição, os filmes ferromagnéticos se encontram magneticamente desacoplados.

A dependência da resposta magnética dc com a espessura do espaçador de Cu reflete na resposta da GMI. Nos filmes com espessura da camada de Cu abaixo de 3 nm a GMI apresenta dois picos, com amplitudes similares, simetricamente dispostos em relação a $H = 0$. Até 850 MHz os picos permanecem localizados em $H \approx H_k$, indicando que nesse

regime o efeito skin é o principal mecanismo por trás da GMI.

Acima desse valor os picos se deslocam para campos mais altos com o crescimento da frequência, indicando que os efeitos de ressonância ferromagnética se tornam dominantes. Já as amostras com camadas de Cu acima de 3 nm apresentam GMI assimétrica. No regime de frequências baixas e intermediárias, quando o efeito skin é predominante, a assimetria se manifesta tanto na posição dos picos quanto na diferença de amplitude. Para campos positivos os picos são localizados em $H = 30$ Oe, independentemente da espessura do Cu. Já para campos negativos os picos aparecem em campos mais baixos, cuja magnitude depende da espessura do Cu, por exemplo, $H = -4$ Oe para a amostra com camadas de cobre de 7 nm.

Quanto à amplitude, para todos os filmes com mais de 3 nm de Cu, a amplitude dos picos em campo negativo é maior do que em campo positivo. Em frequências mais altas, acima de 1.5 GHz, o deslocamento dos picos para campos mais alto, associados a FMR, suprime as assimetrias, resultando num espectro com picos de mesma amplitude e posicionados simetricamente em relação a $H = 0$. A curva de GMI na figura 8 mostra a resposta do filme com 7 nm de Cu (para metade do ciclo de histerese).

Apesar da resposta linear em torno de $H = 0$, essa abordagem apresenta um problema, a curva de GMI apresenta histerese, de forma que a resposta da GMI é diferente quando o campo cresce e quando o campo decresce, complicando a utilização desse tipo de filme como elemento sensor de resposta linear.

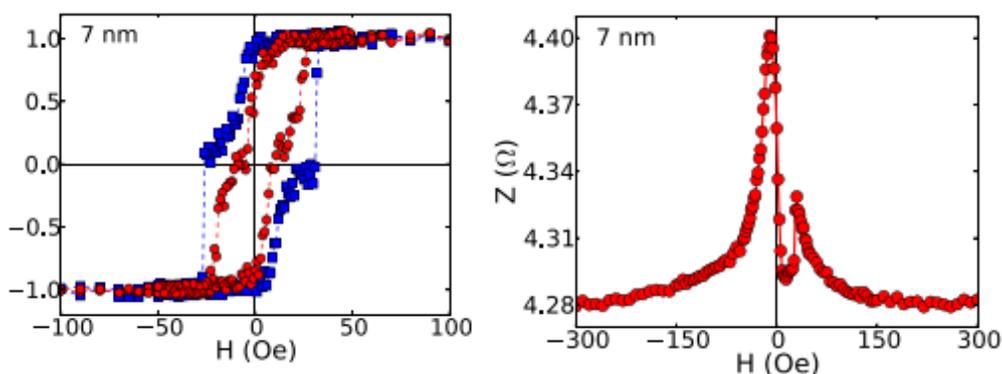


Figura 3.8 – Curvas de magnetização e GMI (750 MHz) para a multicamada NiFe/Cu/Co com espaçador de Cu de 7 nm. Na curva de magnetização em vermelho o campo foi aplicado ao longo do eixo principal. Na curva em azul o campo foi aplicado perpendicularmente ao eixo principal. Figuras extraídas da referência (SILVA et al., 2014).

Em 2009 uma nova abordagem para filmes finos foi proposta. Num trabalho desen-

volvido no LMMM, da Silva e colaboradores mostraram que multicamadas de NiFe/FeMn com exchange bias exibem curvas de GMI assimétricas (SILVA et al., 2009). A amostra investigada foi uma multicamada de $[Ni_{81}Fe_{19}(30nm)/Fe_{50}Mn_{50}(13nm)/Ta(10nm)] \times 20$, com espessura total de aproximadamente $1\mu m$. Neste tipo de amostra, a interação de troca entre as camadas ferro/antiferromagnéticas dá origem a uma anisotropia unidirecional nos filmes ferromagnéticos. Uma das assinaturas desta anisotropia é o deslocamento do ciclo de histerese em relação a $H = 0$.

Neste trabalho, o campo de exchange bias H_{EB} foi induzido durante a deposição, pela aplicação de um campo dc paralelo ao plano do substrato. O campo de bias, obtido da curva de magnetização com campo paralelo a direção do campo de deposição, foi de 48 Oe. Quando o campo é aplicado no plano da amostra, porém, ao longo de uma direção perpendicular à direção do campo de deposição, a curva de magnetização não é deslocada e tem a forma de uma curva de eixo duro, inclinada e reversível (sem histerese), indicando que o campo de exchange bias tem a direção do campo de anisotropia uniaxial, induzido pelo campo de deposição (ver figura ??).

As curvas de impedância foram obtidas com um analisador de impedância, numa configuração em que o campo externo foi aplicado no eixo da amostra, ao longo da direção do campo de exchange bias e do campo de anisotropia (uniaxial). As curvas de GMI sofrem exatamente o mesmo deslocamento do ciclo de histerese, como se o eixo de simetria se deslocasse de $H = 0$ para $H = H_{EB}$. Abaixo de 1 GHz, as curvas apresentam uma estrutura de pico simples localizados em $H = H_{EB} \pm H_C$, quando a magnetização inverte abruptamente e a permeabilidade transversal diferencial é máxima. Esta resposta é usual quando a corrente de sonda e o campo magnético externo são aplicados ao longo do eixo fácil.

Com o crescimento da frequência acima de 1 GHz, a estrutura de pico único, devido a FMR, se desdobra numa estrutura de picos duplos que se afastam de $H = H_{EB}$. Neste caso, nenhuma assimetria na amplitude dos picos é observada. Na região de $H = 0$ a resposta da GMI é aproximadamente linear e a sensibilidade (inclinação do ramo linear) cresce com a frequência (ver figura 3.9).

Pensando no desenvolvimento de um sensor de resposta linear, a grande vantagem desse sistema/método é que o campo de bias, e conseqüentemente a posição das curvas de GMI, pode ser precisamente controlado através da espessura da camada ferromagné-

tica, de forma que, regiões lineares de maior sensibilidade podem ser posicionadas em torno de $H = 0$.

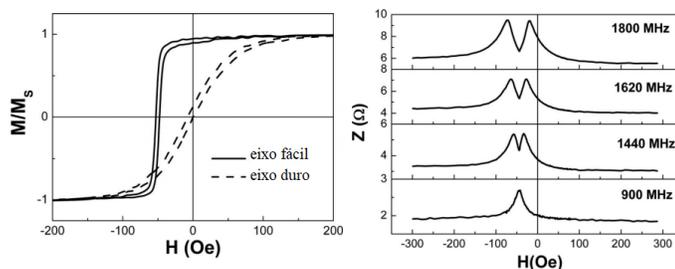


Figura 3.9 – Curvas de magnetização, com campo paralelo e perpendicular a direção do campo de deposição, e curvas de GMI em função da frequência. Figura extraída da referência (SILVA et al., 2009).

Em outro trabalho, da Silva e colaboradores investigaram a influência da orientação do campo de bias sobre a AGMI em multicamadas de $[Ni_{81}Fe_{19}(40nm)/IrMn(20nm)/Ta(1nm)] \times 20$, com espessura total de aproximadamente $1,2\mu m$ (SILVA et al., 2014). Para isso, os autores obtiveram, da mesma matriz, amostras de $5 \times 2mm^2$, com a direção do campo de exchange bias variando entre 0° e 90° em relação a direção do eixo principal. As curvas de GMI, medidas com campo dc e corrente ao longo do eixo principal, apresentam as mesmas características descritas anteriormente, exceto que para todas as amostras com o campo de bias fora do eixo principal as curvas apresentam estrutura de pico duplo mesmo nas frequências mais baixas (ver figura 3.10). Essa resposta é condizente com o fato de que nessa configuração a corrente de sonda e o campo dc não estão ao longo de um eixo de fácil magnetização. Para um ângulo de 90° , quando campo de bias é transversal, as curvas de GMI, assim como a de magnetização dc, são simétricas em relação a $H = 0$.

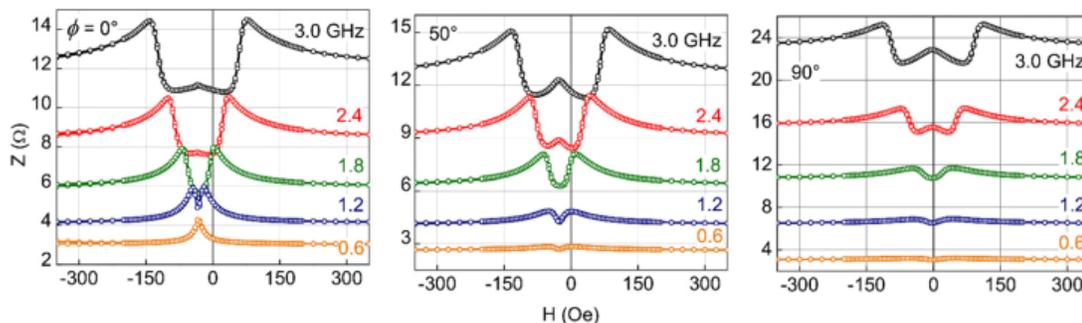


Figura 3.10 – Curvas de GMI para diferentes orientações entre o campo de exchange bias e o eixo principal a amostra, ao longo do qual campo dc e corrente ac são aplicados. Figuras extraídas da referência (SILVA et al., 2014).

Os autores também demonstraram que a sensibilidade do efeito na região linear em torno de $H = 0$, mensurada fazendo $|\Delta Z|/\Delta H = |Z(H = 5Oe) - Z(H = -5Oe)|/10Oe$, é máxima quando o campo de bias está ao longo do eixo maior, chegando a $160m\Omega/Oe$ em 1,95 GHz. O valor máximo da sensibilidade decresce com a inclinação do campo de bias, decaindo até $30m\Omega/Oe$ quando a inclinação é de 80° . A figura 3.11 mostra a dependência angular da magnetização, a sensibilidade em função da frequência e a resposta linear da GMI em torno de $H = 0$ para amostra com $\phi = 0^\circ$.

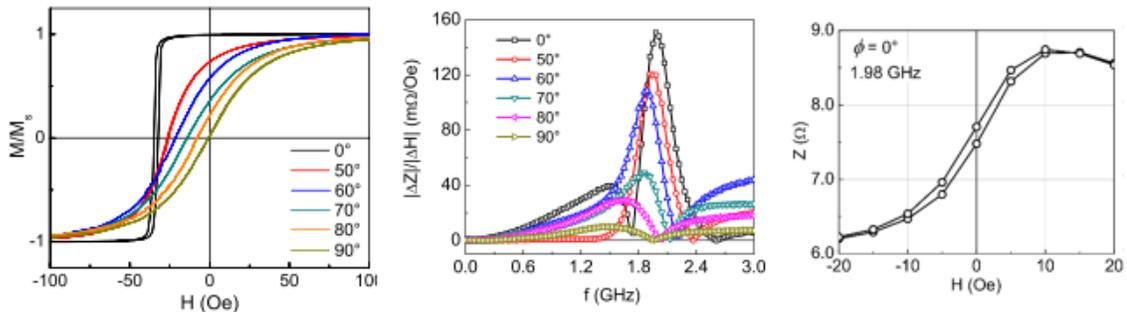


Figura 3.11 – Dependência angular da magnetização (esquerda), sensibilidade na região de $H = 0$ em função da frequência (centro) e resposta linear de Z entre ± 5 Oe. Figuras extraídas da referência (SILVA et al., 2014).

De modo geral, para essa amostra com camadas de Permalloy de 40 nm ($H_{EB} = 35Oe$), a sensibilidade na região $H = 0$ é máxima acima de 1.8 GHz (gráfico do meio na figura 3.11). Embora a tecnologia de RF já tenha atingido um alto grau de desenvolvimento, operar em frequências mais baixas é um objetivo desejável.

Vimos que, para estas multicamadas, quando o campo dc é aplicado ao longo do campo de exchange bias, abaixo de 1 GHz, a GMI exibe uma estrutura de pico simples, localizado em $H \approx H_{EB}$. Observando as curvas de GMI da figura 3.9, vemos que, para aumentar a sensibilidade é necessário deslocar os picos para próximo de $H = 0$, ou seja, é preciso diminuir o campo de bias.

Além disso essas amostras são compostas por muitas camadas, um aspecto indesejado tendo em vista o processo de deposição das multicamadas. Entretanto, diminuir o número de camadas também implica em diminuir a espessura total da amostra, que por sua vez, pode diminuir a sensibilidade do efeito em frequências mais baixas.

Neste contexto, Poerschke investigou a AGMI em multicamadas de $[Ni_{81}Fe_{19}(t_{Py})/Fe_{50}Mn_{50}(20nm)/Ta(10nm)]_n$, para $t_{Py} = 100$ e 150 nm e $n = 2$ e 4 (POERSCHKE, 2016). As curvas de magnetização e AGMI, neste caso, mostram que $H_{eb} \approx 10$ e 13

Oe para as amostras com camadas de Permalloy de 100 e 150 nm, respectivamente. Os resultados obtidos pela autora, mostram que, apesar das espessuras menores (entre 0,26 e 0,72 μm), os valores da sensibilidade na região de $H = 0$ são consideravelmente altos em frequências abaixo de 1 GHz.

A figura 3.12 mostra algumas curvas de GMI, para a amostra com $t_{Py} = 150$ nm e $n = 2$, e as curvas de sensibilidade em função da frequência para as amostras com $t_{Py} = 150$ nm.

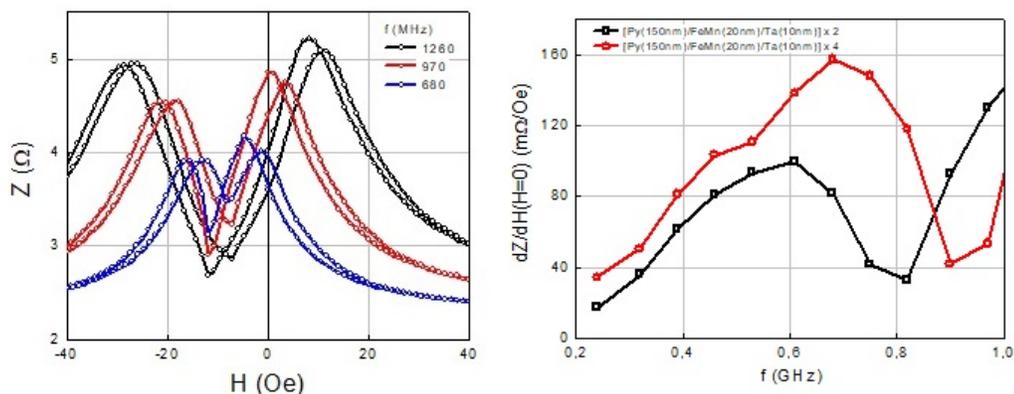


Figura 3.12 – Curvas de GMI e sensibilidade em $H = 0$ em função da frequência. Figuras extraídas da referência (POERSCHKE, 2016).

Este trabalho pode ser visto como uma continuação do estudo realizado por Poerschke. Neste caso, o objetivo foi investigar a AGMI, em particular a resposta linear na região de $H = 0$, em dois conjuntos de amostras. O primeiro deles composto por tricamadas de $Ni_{81}Fe_{19}(t_{Py})/Fe_{50}Mn_{50}(20\text{nm})/Ta(10\text{nm})$, com $t_{Py} = 150, 200$ e 250 nm. No segundo, $[Ni_{81}Fe_{19}(200\text{nm})/Fe_{50}Mn_{50}(20\text{nm})/Ta(10\text{nm})] \times n$, com $n = 1, 2$ e 3 , a espessura do Permalloy foi mantida em 200 nm e as bicamadas, separadas por espaçadores de Ta, foram repetidas duas e três vezes. No próximo capítulo serão descritas as técnicas experimentais utilizadas no trabalho.

4 PROCEDIMENTOS EXPERIMENTAIS

4.1 PRODUÇÃO DAS AMOSTRAS

A técnica de desbastamento iônico (sputtering) consiste em um sistema em baixa pressão mantida por um fluxo de gás inerte, submetido a uma diferença de potencial (ddp) entre o alvo (material a ser depositado) e o substrato (base de crescimento do filme), veja a figura 4.1. Essa técnica é um processo não térmico para transferência de matéria. O mecanismo utilizado é a erosão do alvo através da colisão balística de partículas energéticas de um plasma de alta energia. Esse processo pode ser otimizado usando um campo magnético na base do alvo fazendo com que o plasma se mantenha concentrado em determinada região próximo ao mesmo, nesse caso o processo é denominado *magnetron sputtering*.

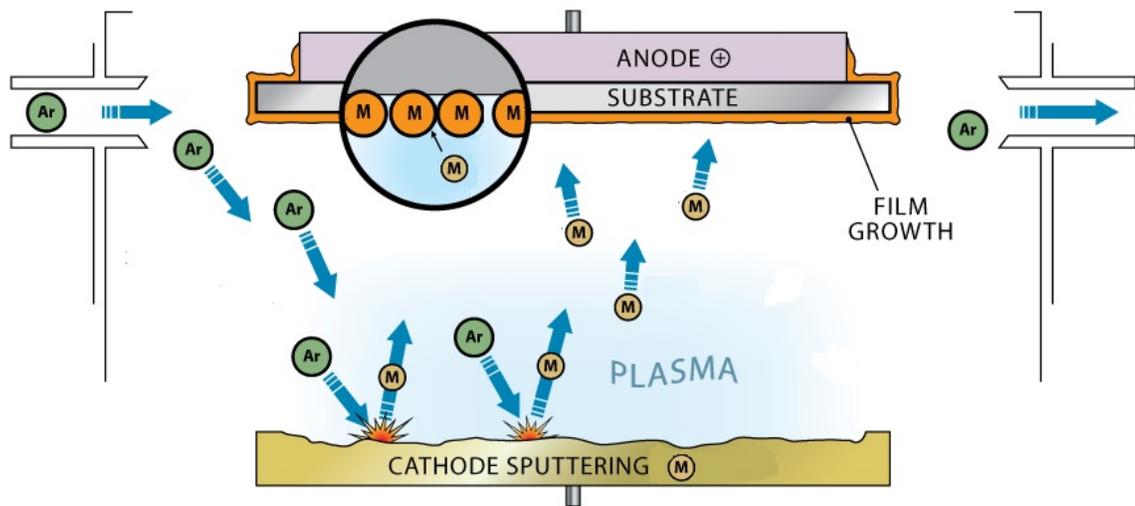


Figura 4.1 – representação da técnica de desbastamento iônico.

A ddp utilizada para a sustentação do plasma durante o processo de deposição pode ser tanto contínua como alternada, sendo que primeira geralmente é bem empregada em alvos que são bons condutores enquanto que a segunda (RF) obtém bons resultados para materiais isolantes. A figura 4.2 mostra a representação dos sistemas de deposição

DC (a) e RF(b).

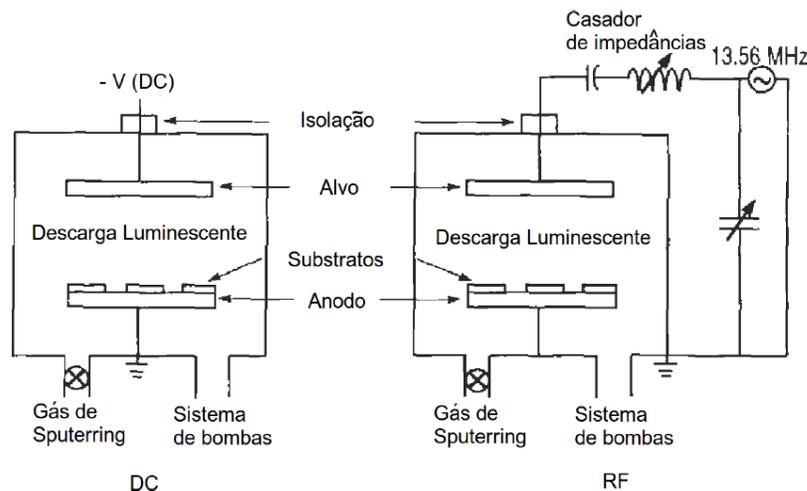


Figura 4.2 – representação da técnica de desbastamento iônico.

Quando a tensão fornecida pela fonte tiver a intensidade necessária para que a corrente entre o alvo e o substrato produza a quantidade suficiente de íons no gás inerte o plasma gerado se torna estável.

Quando a ddp é RF se faz necessário o uso de um casador de impedâncias para que a potência seja transferida satisfatoriamente. Esse circuito está representado na figura 4.2(b) é composto, geralmente, por dois capacitores sendo um variável mais um indutor também variável.

4.2 CARACTERIZAÇÃO ESTRUTURAL

Quando é incidida radiação em um material, que possui uma rede cristalina, a mesma sofre um espalhamento em sua trajetória devido a interação com a nuvem eletrônica dos átomos deste material. Quando essa radiação possuir um comprimento de onda da ordem de grandeza da distância entre os planos cristalográficos (alguns Å), existe um ângulo θ no qual ocorre a maior probabilidade de espalhamento da radiação permitindo determinar a composição do material. A técnica de raio-x ainda é a melhor e mais utilizada na caracterização cristalográfica, possuindo inúmeras fichas catalogadas para todos os materiais que possibilitam o seu uso.

A técnica possibilita identificar as fases em materiais policristalinos, suas quantidades relativas pela intensidade dos picos de difração, assim como informações de parâmetros de rede e da geometria da célula unitária.

A formulação de Bragg para a interferência de raios-x considera que os planos atômicos do material são paralelos e equidistantes não levando em conta defeitos estruturais de rede. O espectro de interferência gerado por esse espalhamento da radiação possui um máximo quando a lei de Bragg, apresentada a seguir, é satisfeita.

$$m\lambda = 2d\sin\theta \quad (4.1)$$

Onde d é a distância entre os planos dos átomos, θ é o ângulo de incidência do feixe de raios-X referente ao plano da amostra, m é um número inteiro que está associado aos índices de Miller podem ter um fator em comum que podem ser eliminados na obtenção dos mesmos.

Para materiais onde os planos atômicos não são orientados na mesma direção e nem possuem a mesma distância entre eles, como é o caso dos materiais amorfos, que não possuem um rede cristalina de longo alcance, os difratogramas não devem apresentar picos de Bragg veja a figura 4.3,(b). Já para um cristal perfeito teríamos a situação ideal de Bragg e o difratograma deveria apresentar linhas de difração em um limite permitido pelo equipamento de medida . Veja a imagem que se aproxima dessa situação 4.3,(a).

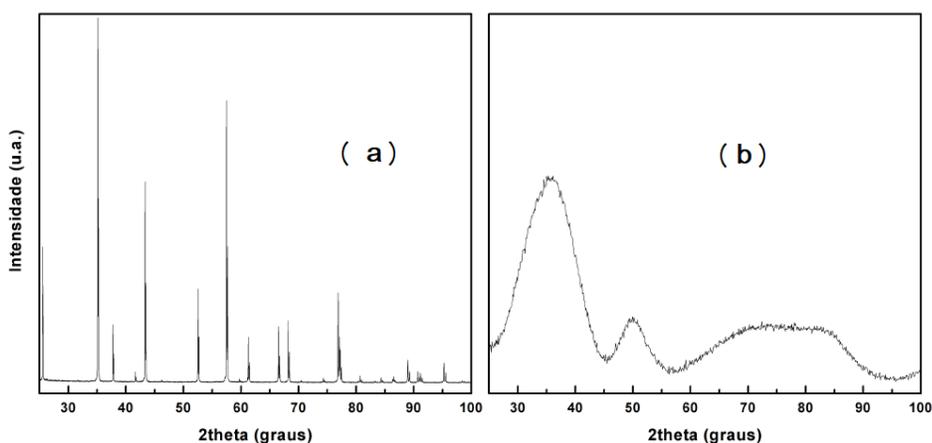


Figura 4.3 – Em (a) um difratograma de uma amostra policristalina de Al_2O_3 , em (b) de um filme fino de CoFeB com caráter amorfo.

Para as difrações de raios-x que apresentam picos largos pode-se associar a largura

de pico ao comprimento de alcance da rede cristalina. Para esse comportamento dá-se o nome de tamanho de grão cristalino (L) e pode ser estimado, em Å , pela fórmula de Debye-Scherrer,

$$L = \frac{0,9\lambda}{\beta \cos \theta} \quad (4.2)$$

onde β é a largura à meia altura do pico de Bragg e θ sua posição angular. Portanto um material amorfo possui um tamanho de grão muito pequeno enquanto que um cristal perfeito tamanho de grão infinito.

4.3 CARACTERIZAÇÃO MAGNÉTICA

A obtenção da curva de histerese foi realizada através da técnica de magnetômetro de gradiente de campo alternado (AGFM). Essa técnica consiste na aplicação de um campo magnético estático responsável pela magnetização da amostra, juntamente com um campo alternado de baixa intensidade para que ocorra uma perturbação na estabilidade da magnetização.

O torque gerado pela interação entre a magnetização da amostra e o gradiente de campo, fará com que a haste na qual a amostra está presa deflita pressionando o piezoelétrico em sua base. Como a amplitude dessa vibração é proporcional a magnetização da amostra, é possível se obter o comportamento magnético pela obtenção dos valores de amplitude da tensão elétrica gerada no piezo. Veja a figura 4.4, que representa o diagrama do AGFM.

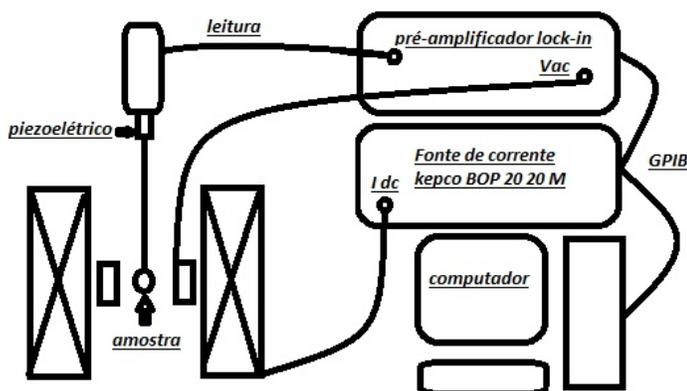


Figura 4.4 – Representação do magnetômetro de gradiente de campo alternado AGFM.

4.4 ANALISADOR VETORIAL DE REDE E IMPEDÂNCIA

Um analisador vetorial de rede (VNA) é um equipamento gerador de correntes RF que é capaz de medir parâmetros de reflexão e transmissão, chamados de parâmetros S, assim como calcular impedância (Z) e a admitância (Y) e suas respectivas componentes a partir dos parâmetros S.

O VNA cria uma matriz quadrada com os parâmetros de reflexão e transmissão, para que seja avaliada a alteração que o DUT (conjunto porta amostra e amostra) causa no sinal injetado, podendo ser medido quanto sinal é absorvido, transmitido e refletido. Em um sistema contendo duas portas terão quatro parâmetros S envolvidos, os fluxos de onda são esquematizados na figura 4.5 assim como a matriz [S].

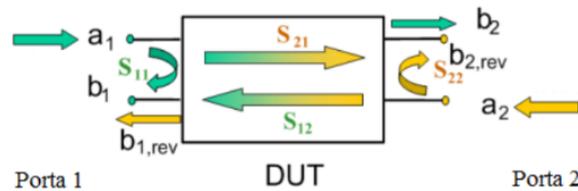


Figura 4.5 – Representação de fluxos da matriz de parâmetros S.

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} \quad (4.3)$$

Os parâmetros S são expressos como $S_{\langle out \rangle \langle in \rangle}$, onde $\langle out \rangle$ e $\langle in \rangle$ denotam o número da porta de saída e entrada do DUT, respectivamente. Para o DUT apresentado na figura 4.4, S_{11} e S_{22} são os coeficientes de reflexão nas portas 1 e 2, respectivamente, já S_{12} e S_{21} são os coeficientes de transmissão entre as portas.

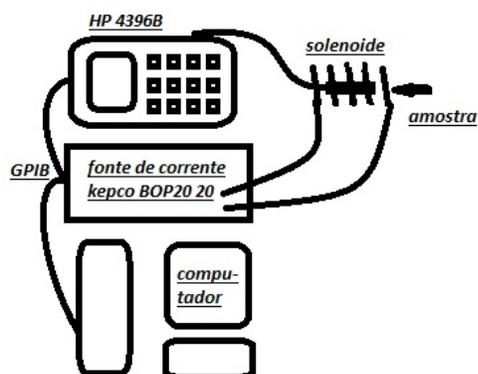


Figura 4.6 – Montagem experimental da medição de impedância.

A figura 4.6 mostra o aparato experimental. O sistema de medição consiste no uso de uma *microstripline* onde a amostra põe a linha em curto. O VNA injeta uma corrente alternada na direção do eixo de anisotropia e um campo dc também é aplicado nessa direção, veja a figura 4.7. A corrente RF gera um campo magnético alternado perpendicular ao eixo de anisotropia. O analisador, através da fase da reflexão da onda emitida e sua intensidade, define as componentes real e imaginária da impedância do material.

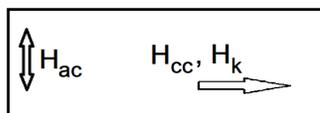


Figura 4.7 – Montagem experimental da medição de impedância.

Através dessa técnica de medição, se a corrente injetada pelo VNA tiver frequência menor que a frequência natural de ressonância, pode ser observado o *skin depth*. Já para frequências maiores pode-se estudar a frequência natural de ressonância assim como a evolução da ressonância com a aplicação do campo externo.

5 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Nesta secção serão discutidos os resultados. Primeiramente, as especificações de produção e identificação das amostras, posteriormente sua caracterização estrutural, magnética estática e comportamento elétrico em correntes de altas frequências na presença de campo magnético externo (MI).

5.1 AMOSTRAS

Conforme já mencionado, o objetivo deste trabalho foi investigar a resposta assimétrica da GMI, na região de campo zero, em bicamadas e multicamadas de NiFe/FeMn com campo de exchange bias fraco ($H_{eb} < 10$ Oe). Em filmes finos, já está experimentalmente estabelecido que o campo de bias é inversamente proporcional a espessura da camada ferromagnética (DEVASAHAYAM; SIDES; KRYDER, 1998). A figura 5.1, por exemplo, mostra os resultados obtidos por da Silva e colaboradores com multicamadas de NiFe/IrMn. O gráfico mostra a relação praticamente linear entre o campo de bias e o inverso da espessura das camadas de Permalloy. O campo de bias decai de ≈ 140 para ≈ 33 Oe quando a espessura do NiFe aumenta de 10 para 40 nm. Levando em conta estes resultados, Poerschke estudou multicamadas similares, porém de NiFe/FeMn, com filmes de NiFe de 100 e 150 nm de espessura, tendo obtido valores para o campo de bias de 13,7 e 9,5 Oe, respectivamente (POERSCHKE, 2016).

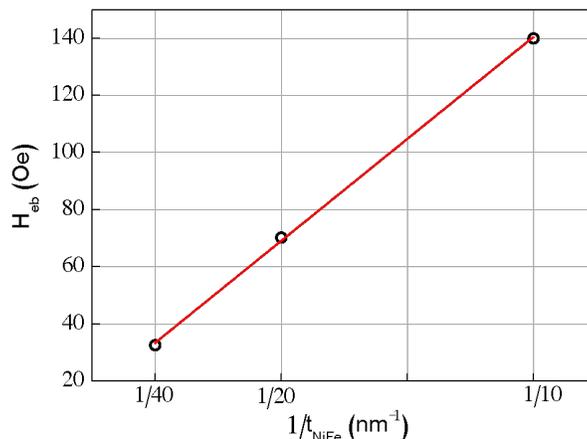


Figura 5.1 – Dependência do campo de exchange bias com a espessura do NiFe em multicamadas de $[NiFe(t_{NiFe})/IrMn(20nm)/Ta(10nm)] \times 20$. Figura extraída da referência (SILVA et al., 2015).

Neste trabalho, dois conjuntos de amostras foram produzidos via **magnetron sputtering**. O primeiro foi composto por bicamadas de $NiFe(t_{Py})/FeMn(20nm)$, com $t_{Py} = 150, 200, 250$ nm. O segundo conjunto foi composto por multicamadas de $[NiFe(200nm)/FeMn(20nm)/Ta(10nm)] \times n$, com $n = 1, 2$ e 3 . Todas as amostras, foram depositadas sobre substratos de vidro, após a deposição de um buffer de 10 nm de Ta, e protegidas por outra camada de 10 nm de Ta. A interação de troca unidirecional entre as camadas ferro-antiferromagnéticas foi induzida durante a deposição através da aplicação de um campo magnético dc de 2 kOe paralelo ao plano dos substratos. A tabela 5.1 abaixo mostra os códigos utilizados, bem como as características físicas das amostras investigadas.

Amostra	Composição	Espessura nm
R1749	Ta(10nm)/NiFe(250nm)/FeMn(20nm)/Ta(10nm)	290
R1750	Ta(10nm)/NiFe(200nm)/FeMn(20nm)/Ta(10nm)	240
R1751	Ta(10nm)/NiFe(150nm)/FeMn(20nm)/Ta(10nm)	190
R1806	Ta(10nm)/[NiFe(200nm)/FeMn(20nm)/Ta(10nm)]x2	470
R1807	Ta(10nm)/[NiFe(200nm)/FeMn(20nm)/Ta(10nm)]x3	700

Tabela 5.1 – Composição das bicamadas e multicamadas investigadas.

As amostras foram produzidas no Laboratório de Conformação Nanométrica do Instituto de Física da UFRGS, utilizando um sistema de deposição AJA, modelo Orion-8 UHV (ultra high vacuum). Uma pressão de base de $5,4 \times 10^{-8}$ Torr foi estabelecida na câmara antes da deposição. As amostras foram crescidas numa atmosfera de Ar de 2 mTorr, es-

tabilizada com um fluxo de Ar de 32 SCCM. As taxas de deposição foram de 1,32; 1,03 e 1,28 Å/s, para o Ta, o Py e o FeMn, respectivamente. Essas taxas foram obtidas com canhões alimentados com fontes de tensão dc ajustadas para potências de 200, 150 e 150 W.

5.2 CARACTERIZAÇÃO ESTRUTURAL

A estrutura cristalográfica dos filmes foi aferida via medidas de difração de raios-x. Os espectros foram obtidos no LMMM, utilizando um difratômetro Brüker D8 Advance. O equipamento possui goniômetro na geometria de Bragg-Brentano (ou $\theta - 2\theta$ e tubo de raios-x com alvo de cobre que emite radiação $K\alpha(\lambda = 1,54056)$). No que diz respeito à relação entre a estrutura cristalográfica e a interação de troca unidirecional, já foi experimentalmente demonstrado que os maiores valores para o campo de exchange bias, e os menores valores para o campo coercivo, são obtidos quando os filmes de NiFe e FeMn crescem predominantemente na direção (111). A figura 5.2 mostra alguns resultados obtidos por Choe e Gupta, que corroboram essa afirmação (CHOE; GUPTA, 1997). De acordo com estes autores, os picos agudos localizado em $43,2^\circ$ e $44,0^\circ$ estão associados a textura (111) do FeMn e do NiFe, respectivamente.

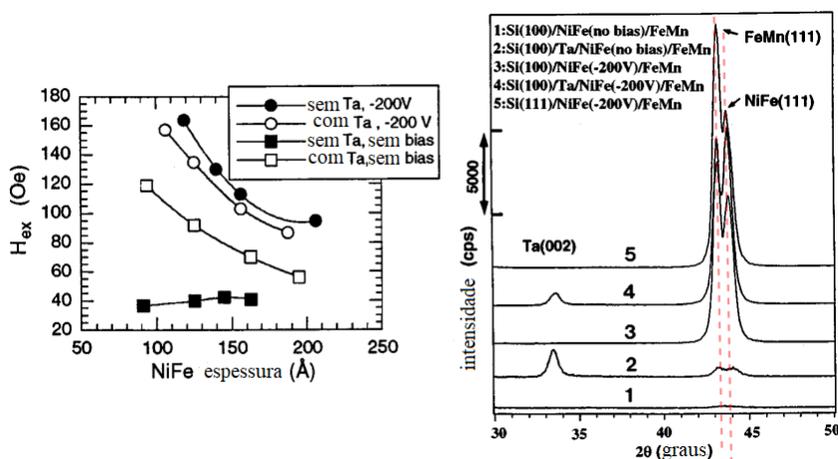


Figura 5.2 – O gráfico a esquerda mostra dependência do campo de bias com a espessura do NiFe, para amostras produzidas sob diferentes condições. O gráfico a direita mostra os difratogramas, indicando a posição dos picos do NiFe (111) e do FeMn (111). Figura adaptada da referência (CHOE; GUPTA, 1997).

A figura 5.3, mostra os difratogramas obtidos com as amostras estudadas. O pico agudo em $2\theta = 44,3^\circ$, presente em todos os espectros, confirma que os filmes de Permalloy crescem preferencialmente orientados na direção (111). Por outro lado, o pico do FeMn (111), em $2\theta \approx 43^\circ$, não aparece, exceto para a amostra R1751. O difratograma desta amostra apresenta uma pequena elevação em torno de $2\theta \approx 43,3^\circ$, com intensidade muito menor do que o pico do Py. Esse fato, leva a crer que o FeMn também cresce com a textura (111) desejada, porém, como a quantidade de Permalloy nas amostras é muito maior do que a de FeMn, a intensidade dos picos do FeMn (111) são muito menores e difíceis de observar. Como a amostra R1751 ($t_{Py} = 150$ nm) é a que apresenta a menor razão entre os volumes de Py e FeMn ($V_{Py}/V_{FeMn} = 7,5$), neste caso, foi possível observar o pequeno pico em $43,3^\circ$.

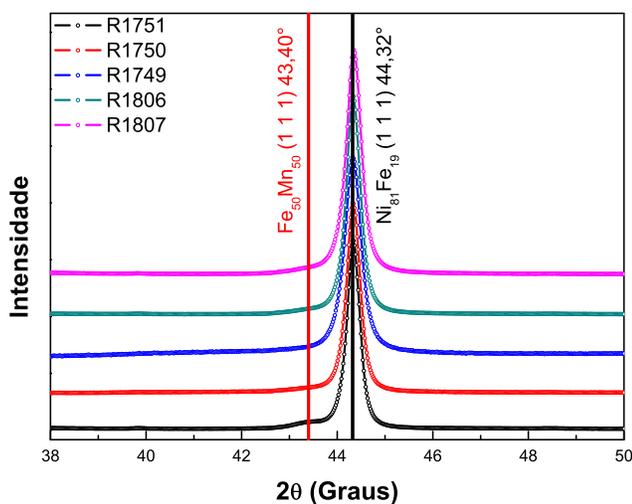


Figura 5.3 – Difratogramas obtidos via difração de raios-x para as amostras estudadas.

5.3 CARACTERIZAÇÃO MAGNÉTICA ESTÁTICA

As curvas de magnetização das amostras foram medidas no LMMM utilizando um magnetômetro de gradiente de campo alternado (AGM). As medidas foram feitas com o campo magnetizante aplicado no plano das amostras, ao longo da direção definida pelo campo de deposição ($\phi = 0^\circ$) e perpendicularmente a ela ($\phi = 90^\circ$). Os resultados para

as bicamadas podem ser vistos na figura 5.4. Para as amostras 1750 e 1751 (200 e 150 nm de Py, respectivamente), quando $\phi = 0^\circ$, as curvas de magnetização são retangulares, um formato típico de curva de eixo fácil, porém deslocadas pelo campo de exchange bias ($H_{EB} \approx 6,0$ Oe e $H_{EB} \approx 11,5$ Oe, respectivamente). Além disso, a coercividade destas amostras é bastante baixa com $H_c \approx 1,7$ Oe e $H_c \approx 2,3$ Oe, respectivamente. Já para $\phi = 90^\circ$, as curvas são reversíveis (sem remanência), inclinadas e não deslocadas em relação a $H = 0$, um formato típico de curva de eixo duro. Esses resultados mostram que a interação de troca unidirecional foi induzida durante o crescimento dos filmes e que tanto o campo de exchange bias quanto o campo de anisotropia uniaxial estão ao longo da direção definida pelo campo aplicado durante a deposição, como era esperado.

Para a amostra R1749 ($t_{Py} = 250nm$), entretanto, a resposta da magnetização é diferente. Para $\phi = 0^\circ$, a curva de histerese não tem a forma de uma curva de eixo fácil, pelo contrário, a magnetização ocorre em dois estágios, com a primeira transição começando em $H \approx 7,5Oe$ e a segunda em $H \approx 15Oe$, quando o campo decresce. Além disso, embora a curva de histerese seja deslocada, $H_{EB} \approx 5,0Oe$, neste caso, a coercividade é bem maior, com $H_c \approx 11,0Oe$. Esse comportamento pode ser explicado levando em conta a anisotropia efetiva desta amostra. Experimentalmente, é bem estabelecido que em filmes de Permalloy, a partir de certa espessura crítica, $\approx 200nm$, dependendo das condições de deposição, a magnetização apresenta uma componente fora do plano, que destrói as propriedades magnéticas macias da amostra. A figura 5.5, por exemplo, mostra os resultados obtidos por García-Arribas e colaboradores (GARCÍA-ARRIBAS et al., 2013), com um filme de Permalloy de 260 nm de espessura, que mostram este comportamento. Além disso, a curva de histerese para $\phi = 90^\circ$ também não tem as características de uma curva de eixo duro, remanência e coercividade zero. Neste caso, $M_r \approx 0,5Oe$ e $H_c \approx 8,0Oe$, indicando que a magnetização não está perfeitamente alinhada com o plano da amostra.

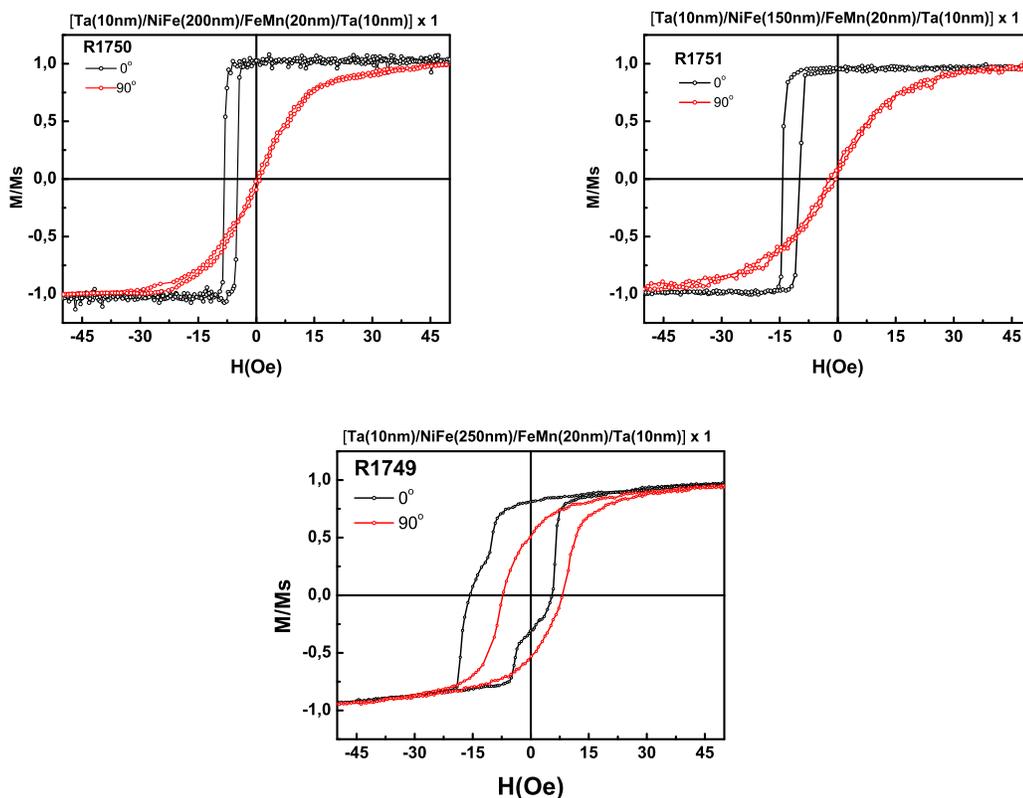


Figura 5.4 – Curvas de histerese das bicamadas estudadas obtidas com o campo magnetizante paralelo ($\phi = 0^\circ$) e perpendicular ($\phi = 90^\circ$) a direção do campo de deposição.

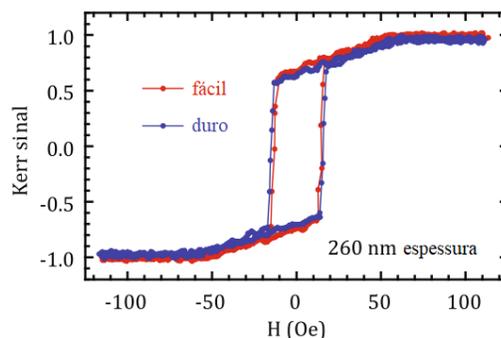


Figura 5.5 – Curvas de histerese para um filme fino de Permalloy com 260 nm de espessura. Figura adaptada da referência (GARCÍA-ARRIBAS et al., 2013).

As curvas de magnetização para as multicamadas podem ser vistas na figura 5.6. Neste caso, como esperado, as curvas são similares, já que as amostras são compostas por filmes de Permalloy com a mesma espessura (200 nm), só mudando o número de camadas. Para ambas, quando $\phi = 0^\circ$, $H_{eb} \approx 6,0 Oe$, o mesmo valor obtido para a amostra R1750, a bicamada com filme de Permalloy de 200 nm. Por outro lado, essas

amostras são ainda mais macias do que as bicamadas, com $H_c < 1$ Oe. Para $\phi = 90^\circ$, as curvas são reversíveis e passam por $H = 0$, não apresentando nenhum deslocamento em campo.

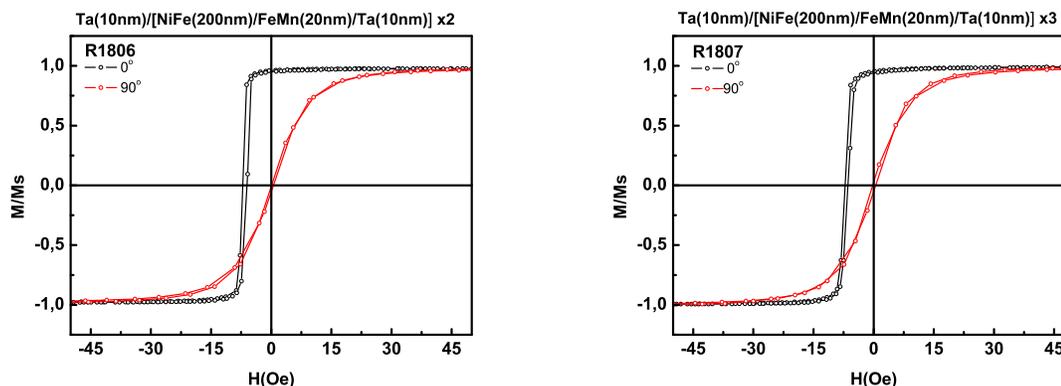


Figura 5.6 – Curvas de histerese das multicamadas estudadas obtidas com o campo magnetizante paralelo ($\phi = 0^\circ$) e perpendicular ($\phi = 90^\circ$) a direção do campo de deposição.

A tabela 5.2 abaixo resume os valores de H_{EB} e H_c para todas as amostras.

Amostra	$t_{Py}(nm)$	$H_{EB}(Oe)$	$H_c(Oe)$
R1749	250	5,0	11,0
R1750	200	6,0	1,7
R1751	150	11,5	2,2
R1806	200	6,0	0,5
R1807	200	6,0	0,5

Tabela 5.2 – Magnitude do campo de bias e do campo coercivo obtidos a partir das curvas de magnetização com $\phi = 0^\circ$.

5.4 CARACTERIZAÇÃO MAGNÉTICA DINÂMICA

Desde de a sua descoberta em 1994, a GMI tem sido medida de diferentes maneiras. Nos primeiro trabalhos, com fios e fitas amorfas com diâmetros/espessuras de dezenas de micrometros, na maioria dos casos, a impedância foi medida a quatro pontas, com instrumentos convencionais, tais como, osciloscópios e amplificadores lock-in, em frequências de até ~ 100 MHz. No final dos anos 90, na busca por GMI em filmes, com espessuras abaixo de $1 \mu m$, outra técnicas foram desenvolvidas para superar problemas

de radiação e casamento de impedância presentes quando se trabalha na faixa das microondas. Uma das mais utilizadas consiste em usar um segmento de linha (ou guia de onda) coaxial ou plana, dependendo da geometria da amostra, cilíndrica ou plana, terminada em curto, com o fio ou filme magnético substituindo o condutor principal (MÉNARD et al., 1998). A figura 5.7 mostra ilustração de uma guia de onda coaxial e de uma plana terminadas em curto, com a amostra ferromagnética como condutor principal. O porta amostra é então conectado ao analisador de rede, através de uma linha de transmissão coaxial de 50Ω e o coeficiente de reflexão Γ é medido na faixa de frequências do analisador. A impedância de entrada da linha, $Z_{in} = 50(1 + \Gamma)/(1 - \Gamma)$, é determinada a partir das medidas do coeficiente de reflexão. Quando a condição $\lambda/4 > L$ é satisfeita, sendo L o comprimento da amostra, a impedância experimental (Z_{exp}) do dispositivo (guia de onda + amostra) é aproximadamente igual a impedância de entrada da linha de transmissão em curto ($Z_{exp} \approx Z_{in}$). Como $Z_{exp} = Z + i\omega L_e$, onde L_e é a indutância externa do porta amostra, para se obter a impedância da amostra (Z) é necessário subtrair a impedância indutiva do porta amostras.

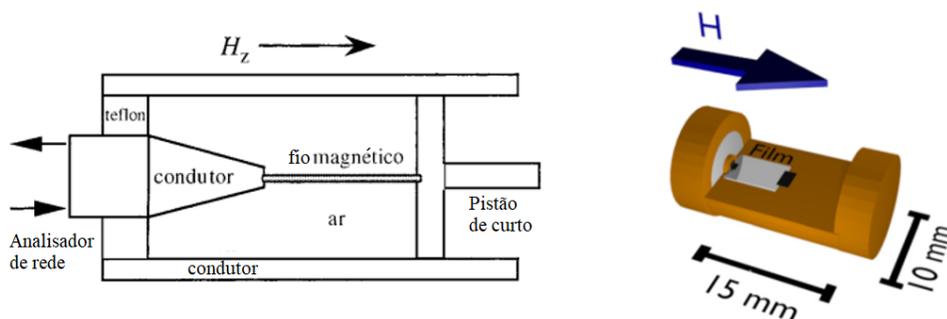


Figura 5.7 – Guia de onda coaxial e guia de onda plana, terminada em curto, utilizadas para medidas de GMI na faixa das microondas. Figuras adaptada das referências (MÉNARD et al., 1998) e (SILVA et al., 2014)

Neste trabalho, a técnica utilizada para as medidas de GMI foi similar a descrita acima. Entretanto, foi utilizado um analisador de rede HP4396B, que na opção 4396B-010, permite medidas diretas de impedância, sem a necessidade de calcular Z a partir do coeficiente de reflexão. A GMI foi investigada numa faixa de frequências entre 100 MHz e 1.8 GHz, numa configuração longitudinal, ou seja, com o campo magnético aplicado paralelamente ao plano da amostra e ao longo da direção da corrente. Estas medidas foram obtidas com amostras de $3 \times 5 \text{ mm}^2$, com o campo de exchange bias ao longo do

eixo principal. O campo externo e a corrente foram aplicados ao longo deste eixo. O campo magnético foi produzido por um solenóide. O experimento é completamente automatizado e controlado via software desenvolvido em linguagem HPVVEE. A figura 5.8 mostra um diagrama de blocos do aparato experimental, bem com uma foto do porta amostras.

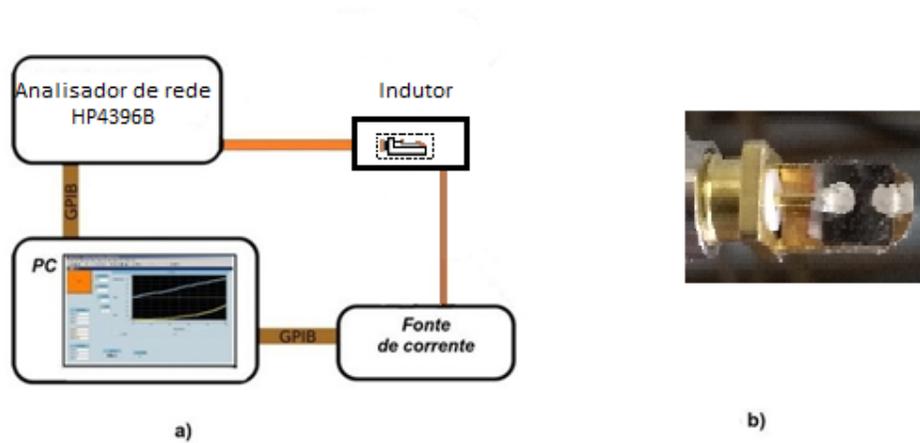


Figura 5.8 – Diagrama do aparato experimental e imagem fotográfica das guias de onda plana terminada em curto (porta amostras), com um filme ferromagnético com condutor central.

Antes de iniciar as medidas, o sistema é calibrado com padrões de aberto, curto e carga. Apesar da calibração, o sinal medido contém uma contribuição indesejada da indutância do porta amostras. A impedância real da amostra ferromagnética só é obtida após os dados experimentais serem submetidos a um processo de de-embedding. Aqui, foi utilizado um procedimento baseado em medidas experimentais do porta amostra na configuração aberto (sem amostra ferromagnética) e em curto, baseado nas referências (KOOLEN; GEELLEN; VERSLEIJEN, 1991) (KOLDING, 2000) foi realizada a adaptação reescrevendo a admitância em função das componentes R e X. As equações para o de-embedding escritas em função de R e X são mostradas a seguir.

$$R = \frac{[(R_s.R_a - X_s.X_a) \times (R_a - R_s) + (R_s.X_a + R_a.X_s) \times (X_a - X_s)]}{[(R_a - R_s)^2 + (X_a - X_s)^2]} - \frac{[(R_c.R_a - X_c.X_a) \times (R_a - R_c) + (R_c.X_a + X_c.R_a) \times (X_a - X_c)]}{[(R_a - R_c)^2 + (X_a - X_c)^2]} \quad (5.1)$$

$$X = \frac{[(R_s.X_a + X_s.R_a) \times (R_a - R_s) + (R_s.R_a - X_a.X_s) \times (X_a - X_s)]}{[(R_a - R_s)^2 + (X_a - X_s)^2]} - \frac{[(R_c.X_a + X_c.R_a) \times (R_a - R_c) - (R_c.R_a - X_c.X_a) \times (X_a - X_c)]}{[(R_a - R_c)^2 + (X_a - X_c)^2]} \quad (5.2)$$

R e X indicam qual a componente da impedância está sendo medida. A segunda letra da nomenclatura indica a configuração de medida. O sistema configurado pela amostra mais porta amostra é indicado pela letra (s) e os padrões curto e aberto respectivamente pelas letras (c) e (a).

Após o processo de calibração, as componentes real e imaginária da impedância foram medidas em função da frequência para diferentes valores de campo. A figura 5.9 mostra exemplo de curvas de R e X vs. f, para certo valor de campo, usando os dados como medidos e após o de-embedding. Após o tratamento matemático a indutância parasita é eliminada. Um indicativo da eficiência do processo é que após os dados serem tratados a característica de FMR da GMI, qual seja, a mudança de sinal em X e o pico em R ocorrendo simultaneamente na mesma frequência, pode claramente ser observada.

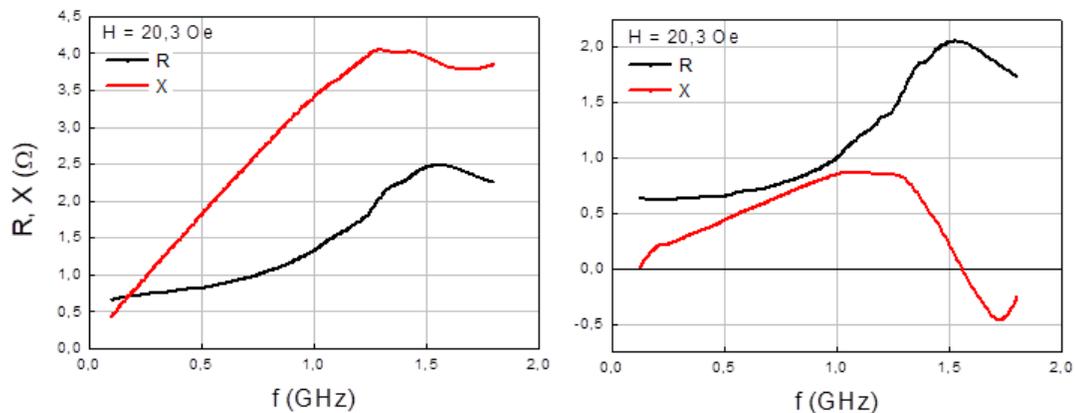


Figura 5.9 – Exemplo de (a) medidas como feitas e (b) após o de-embedded.

A figura 5.10 mostra os espectros em frequência das componentes real e imaginária da impedância, para alguns valores de campo, após o processo de de-embedded. Os resultados da amostra 1749, devido a magnetização fora do plano, foram omitidos. Os efeitos dessa transição na magnetização, a partir de certa espessura crítica do Permalloy,

sobre o exchange bias e a GMI, é um tema interessante que merece ser investigado com detalhes no futuro. Para todas as amostras os picos na componente real se deslocam para frequências mais altas com o crescimento do campo aplicado. Além disso, os picos acontecem nas mesmas frequências em que a componente reativa da impedância muda de sinal, uma característica típica de ressonância ferromagnética. De fato neste tipo de medida, o campo é fixado e a condição de ressonância é atingida pela variação da frequência. É importante salientar que mesmo na amostra mais fina ($0,19\mu m$) tanto R quanto X mudam consideravelmente a partir de 500 MHz.

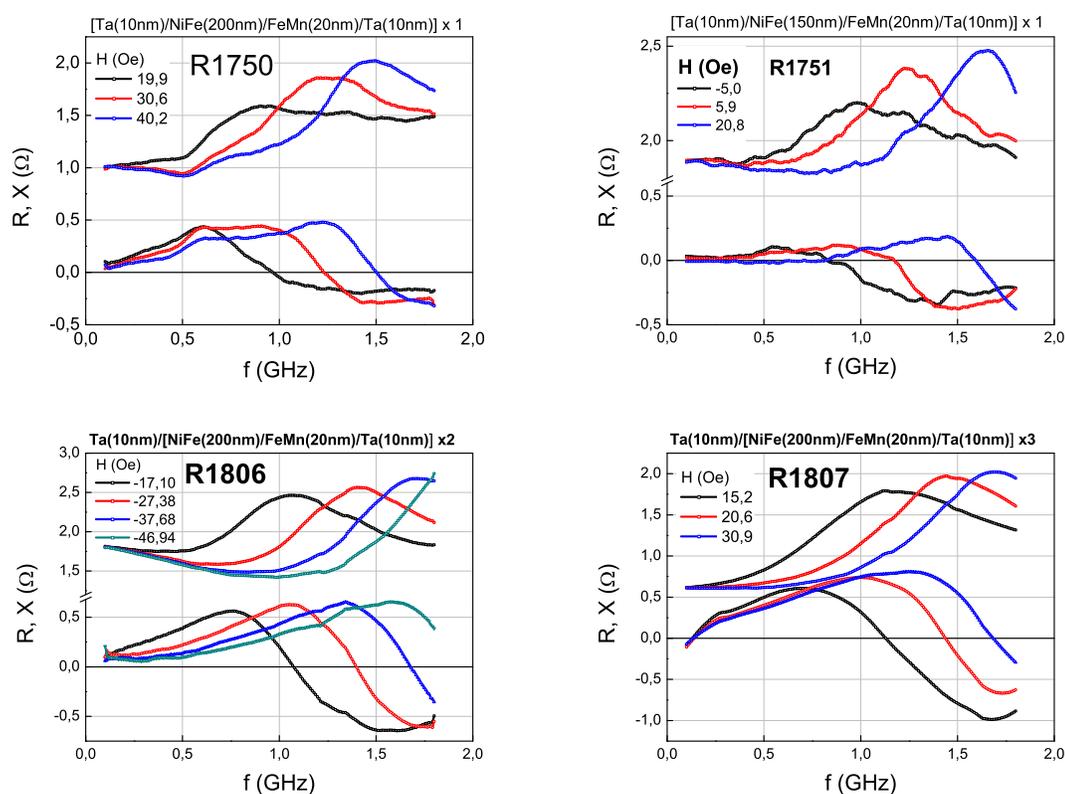


Figura 5.10 – Curvas de R e X vs. f para as amostras estudadas.

A relação de dispersão, ou seja, a relação entre a frequência de ressonância e o campo de ressonância, foi obtida a partir das curvas de R e X contra a frequência. Na figura 5.11, os círculos representam os resultados experimentais. As curvas em vermelho são ajustes feitos com a equação de Kittel (KITTEL, 1949), observando o campo efetivo sobre a amostra, $(\omega = \gamma\sqrt{(4\pi M_s + |H - H_{EB}| + H_k)(|H - H_{EB}| + H_k)})$, que representa a condição de ressonância. Todos os ajustes foram obtidos com $\gamma/2\pi = 2,78$ MHz/Oe e $M_s = 830$ emu/cm³, tendo como parâmetros de ajuste o campo de exchange bias e o campo

coercivo. Os valores para H_{EB} e H_k utilizados nos ajustes podem ser vistos na tabela 5.3.

Amostra	H_k	$H_{EB}(Oe)$
R1750	3,00	-5,0
R1751	2,35	-7,7
R1806	1,89	-6,0
R1807	1,78	-6,0

Tabela 5.3 – Valores de H_k e H_c utilizados nos ajustes apresentados na figura 5.11

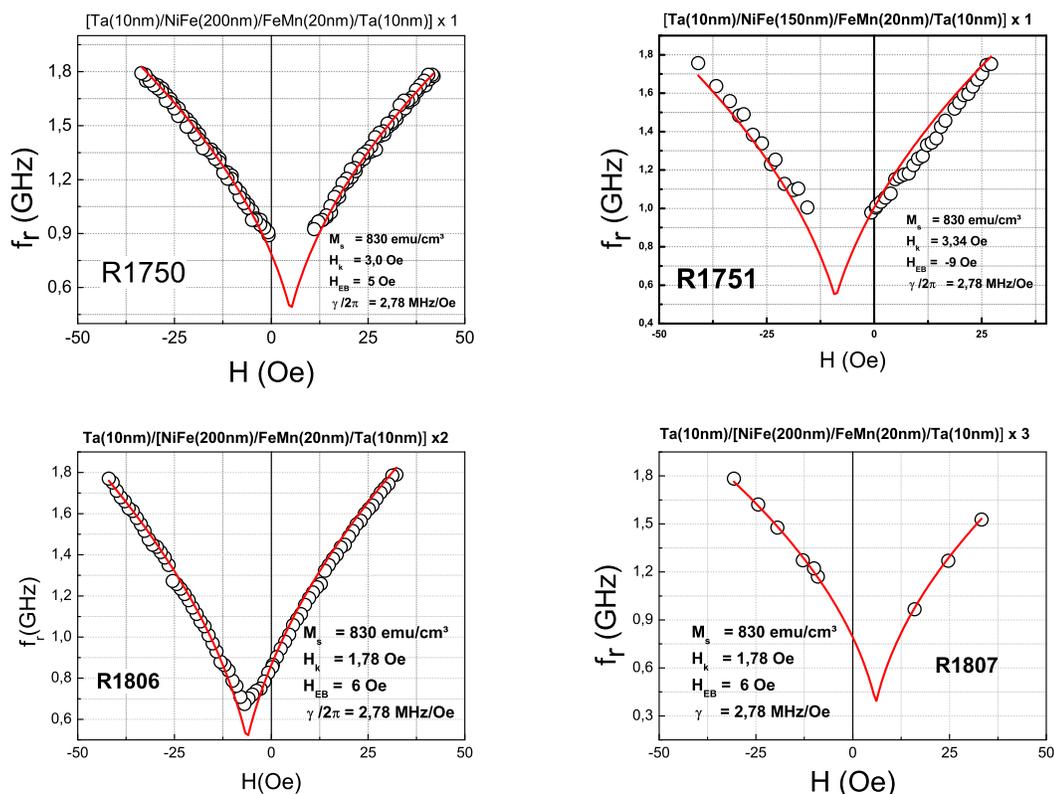


Figura 5.11 – Relação de dispersão experimental (pontos) e ajuste teórica (linhas em vermelho) com a equação de Kittel, levando em conta o campo de exchange bias

Para as amostras com $t_{Py} = 200 \text{ nm}$ (R1750/R1806/R1807) os valores usados para H_{EB} correspondem bem aos valores experimentais obtidos das curvas de histerese. Por outro lado, para a bicamada com $t_{Py} = 150 \text{ nm}$ (R1751) usado no ajuste $H_{EB} = 9 \text{ Oe}$ é 21% menor do que o valor experimental. Quanto aos valores de H_k , para as quatro amostras eles correspondem aproximadamente bem aos valores de H_c obtidos das curvas de histerese. Além disso, considerando as amostras com $t_{Py} = 200 \text{ nm}$ (R1750/R1806/R1807), os valores usados para as multicamadas (R1806/R1807) são menores do que o valor da

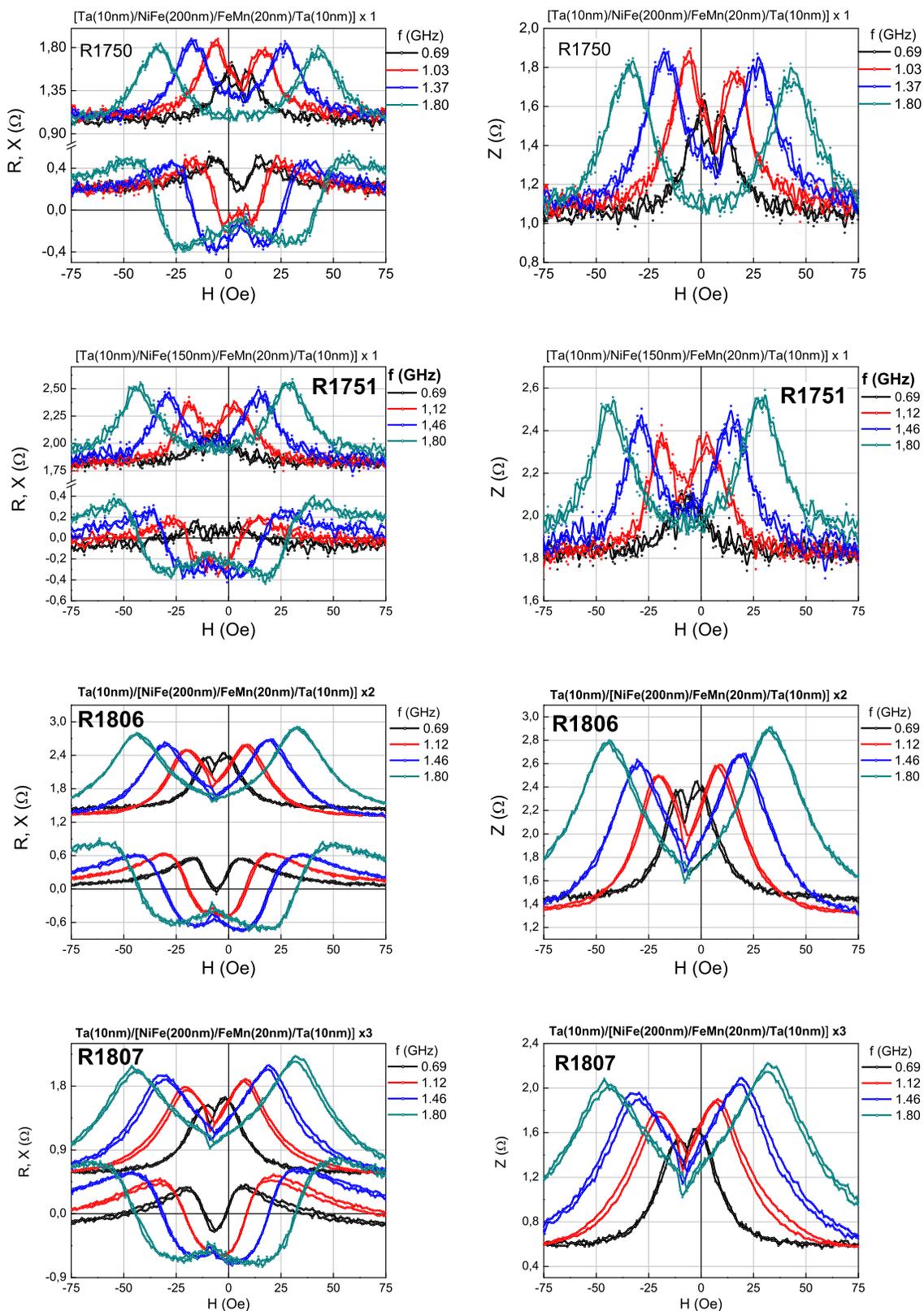


Figura 5.12 – Curvas de R, X e Z contra campo aplicado para algumas frequências acima de 0,5 GHz.

bicamada (R1750), reproduzindo a mesma diminuição observada no H_c com o aumento no número de bicamadas FM/AF.

Curvas de R, X e Z contra o campo aplicado, para algumas frequências acima de 500 MHz, podem ser vistas na figura 5.12. Nesta faixa de frequência, a FMR é determinante na resposta da GMI, principalmente se tratando de amostras tão finas (espessura abaixo de $1\mu m$). Esse tipo de representação, corresponde a fixar a frequência e encontrar a condição de ressonância mudando o campo.

O deslocamento dos picos da GMI com o crescimento da frequência é a assinatura da FMR. Para todas as amostras, as curvas de Z vs. H são muito similares, uma vez que a resposta magnética também é.

As curvas são deslocadas pelo campo de bias e apresentam uma estrutura de dois picos, que se afastam do eixo de simetria em $H = H_{EB}$ com o crescimento da frequência. Importante observar que, neste regime de frequência, o ramo da curva de Z que se encontra em $H = 0$, o ramo entre o mínimo em $H \approx H_{EB}$ e o pico em $H > 0$, cresce de maneira bastante linear e aguda, principalmente para as multicamadas. Além disso, para estas amostras, cuja coercividade é de $\sim 0,5$ Oe, a resposta de Z é praticamente reversível (sem histerese), outra característica desejada para aplicações em sensores.

A figura 5.13 mostra as curvas de Z vs. H, para frequências abaixo de 500 MHz, para a amostra mais grossa (R1807). As curvas obtidas com as outras amostras são similares, porém, as variações de Z são menores devido a espessura. Abaixo de 500 MHz a condição de ressonância não pode ser atingida, as curvas de Z vs. H exibem uma estrutura de pico simples, usual quando o campo é paralelo ao eixo de anisotropia, deslocados pelo campo de bias para $H = H_{EB}$. O ramo da curva na região de $H = 0$, decresce de maneira aproximadamente linear e aguda.

A figura 5.14 mostra as curvas da variação percentual de Z em função de H para algumas frequências acima de 500 MHz. Os resultados foram obtidos das curvas de Z vs. H fazendo $(\Delta Z)/Z = [Z(H) - Z(H_{max})]/Z(H_{max}) \times 100\%$. De maneira geral, independentemente da frequência, as variações crescem com o aumento das espessuras, passando de $\sim 30\%$ na amostra mais fina (R1751/0,19 μm) para 300 % na mais grossa (R1807/0,70 μm), uma diferença de 1000 %. A bicamada com $t_{Py} = 200$ nm (R1750/0,24 μm) exibe variações consideráveis, de até 80%.

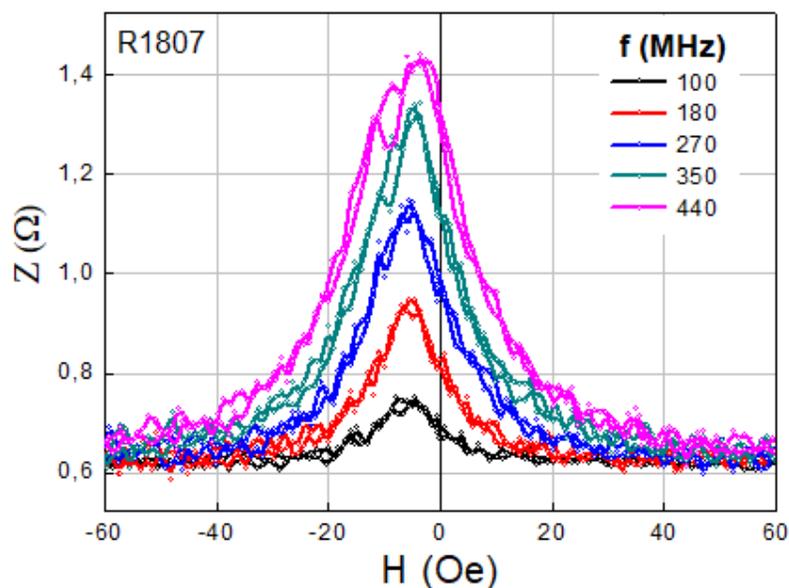


Figura 5.13 – Curvas de Z vs. H obtida com a amostra mais espessa (3 bicamadas FM/AF) para frequência abaixo de 500 MHz.

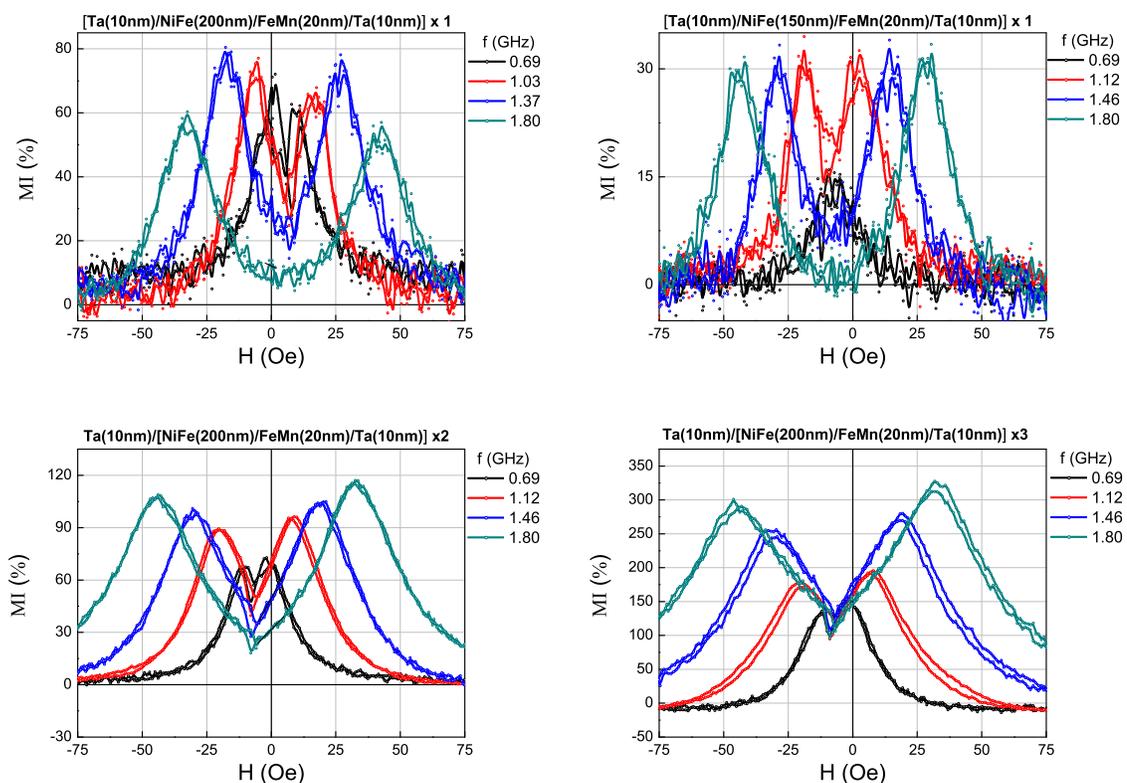


Figura 5.14 – Curvas da variação percentual de Z campo campo aplicado em função da frequência.

A sensibilidade da GMI na região linear em torno de $H = 0$ foi quantificada, a partir das curvas de ΔZ vs. H , fazendo $\Delta(\Delta Z)/\Delta H = |\Delta Z(H = 1Oe) - \Delta Z(H = -1Oe)|/2$. A figura 15 mostra os resultados obtidos para a família de multicamadas com $t_{Py} = 200$ nm. A sensibilidade cresce com o aumento da espessura da amostra. Os mínimos em $f \approx 800$ MHz dividem a sensibilidade em dois regimes. Abaixo de 800 MHz, quando os picos nas curvas de Z vs. H acontecem para $H < 0$, e acima de 800 MHz, quando um dos os picos se deslocou para $H > 0$. Em ≈ 800 MHz, para todas as amostras, um dos picos está exatamente em $H = 0$ (ver curvas de Z vs H na figura 5.12). Variações consideráveis ocorrem mesmo abaixo de 500 MHz. A amostra mais grossa exibe uma variação máxima de $\sim 9\%$ /Oe em ~ 400 MHz e uma variação de 2% /Oe quando a frequência é de apenas 100 MHz. A amostra com espessura intermediária, por sua vez, sofre uma variação máxima de $\sim 4,5\%$ /Oe em 600 MHz e ainda exibe uma variação considerável de 2% /Oe em ≈ 300 MHz. Já para a amostra mais fina, neste regime, a sensibilidade do efeito é pequena, mesmo assim uma variação de $1,75\%$ /Oe pode ser observada em 500 MHz.

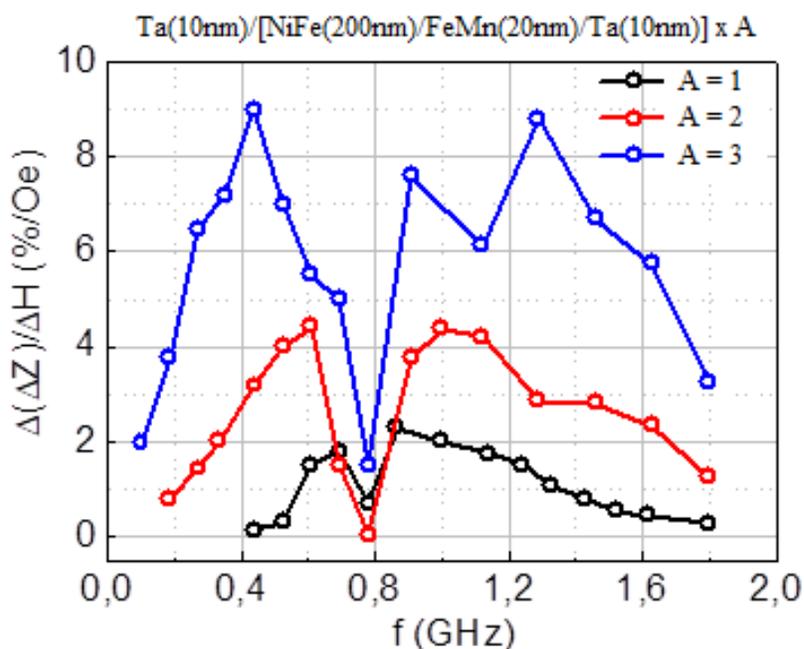


Figura 5.15 – Sensibilidade da GMI na região de $H = 0$. Os resultados foram obtidos a partir das curvas de Z vs. H fazendo

$$\Delta(\Delta Z)/\Delta H = |\Delta Z(H = 1Oe) - \Delta Z(H = -1Oe)|/2.$$

Estes resultados são promissores para aplicações em sensores de resposta linear.

Até o presente momento, GMI assimétrica em filmes com exchange bias só foi relatada em multicamadas compostas por dezenas de bicamadas FM/AF. Os resultados obtidos neste trabalho demonstram que a sensibilidade da GMI linear na região de $H = 0$ é consideravelmente alta, num regime de frequências relativamente baixas, abaixo de 500 MHz, mesmo quando o número de bicamadas é reduzida consideravelmente.

6 CONCLUSÕES

GMI assimétrica em multicamadas com exchange bias é um tópico de interesse devido a possibilidade de utilização do efeito em sensores de campo de resposta linear. Os trabalhos sobre o tema, publicados até o momento, envolveram multicamadas com filmes de permalloy de no máximo 60 nm, ou seja, com $H_{EB} > 20$ Oe. Neste trabalho, AGMI foi obtida em bicamadas de NiFe(t_{Py})/FeMn(20nm), com $t_{Py} = 150, 200$ e 250 nm, e em multicamadas de NiFe(200nm)/FeMn(20nm)/Ta(10nm) $\times n$, com $n = 1, 2$ e 3. Os espectros de difração de raios-x indicam que os filmes de NiFe e FeMn cresceram ordenados na direção (111). Esta textura é desejada quando se quer maximizar o valor de H_{EB} e minimizar o H_c .

As curvas de histerese indicam que o campo de anisotropia e o campo de exchange bias foram induzidos ao longo da direção do campo de deposição. A magnetização da bicamada com 250nm de NiFe, entretanto, apresenta uma resposta magnética bifásica, indicando que a componente da magnetização fora do plano, neste caso, não é nula. A magnitude do campo de bias decai com o aumento da espessura e é o mesmo para as multicamadas com 200 nm de NiFe, como esperado.

As curvas de GMI são deslocadas pelo campo de bias, da mesma forma que as curvas de magnetização. A forma das curvas com o crescimento da frequência evolui de uma estrutura de picos simples, localizados em $H = H_{EB}$, para uma estrutura de picos duplos simétricos em relação a $H = -H_{EB}$. No regime de FMR os picos duplos se afastam de $H = -H_{EB}$ com o crescimento da frequência. As variações de Z chegam a 30 % mesmo para a amostra mais fina (0,19 μ m), chegando a 300 % para a amostra mais grossa (0,70 μ m). A sensibilidade do efeito na região linear em torno de $H = 0$ chega a 9%/Oe em 400 MHz para amostra mais grossa (multicamada com $n = 3$), tendo ainda o valor considerável de 2%/Oe em 100 MHz. Para a multicamada com $n = 1$ (0,24 μ m) a sensibilidade chega a 1,75%/Oe em 600 MHz.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ATKINSON, D.; SQUIRE, P. Experimental and phenomenological investigation of the effect of stress on magneto-impedance in amorphous alloys. **IEEE Transactions on Magnetics**, IEEE, v. 33, n. 5, p. 3364–3366, 1997.

BAIBICH, M. N. et al. Giant magnetoresistance of (001) fe/(001) cr magnetic superlattices. **Physical review letters**, APS, v. 61, n. 21, p. 2472, 1988.

BEACH, R.; BERKOWITZ, A. Giant magnetic field dependent impedance of amorphous ficosib wire. **Applied Physics Letters**, AIP, v. 64, n. 26, p. 3652–3654, 1994.

_____. Sensitive field-and frequency-dependent impedance spectra of amorphous ficosib wire and ribbon. **Journal of Applied Physics**, AIP, v. 76, n. 10, p. 6209–6213, 1994.

BRITEL, M. et al. Analysis of the complex permeability of a ferromagnetic wire. **Journal of applied physics**, AIP, v. 85, n. 8, p. 5456–5458, 1999.

_____. Magnetoimpedance measurements of ferromagnetic resonance and antiresonance. **Applied Physics Letters**, AIP, v. 77, n. 17, p. 2737–2739, 2000.

BUZNIKOV, N. et al. A model for asymmetric giant magnetoimpedance in field-annealed amorphous ribbons. **Applied physics letters**, AIP, v. 85, n. 16, p. 3507–3509, 2004.

BYON, K.-S. et al. Magnetoimpedance analyzed from the components of the permeability in annealed amorphous fe/sub 83/zr/sub 7/b/sub 8/cu/sub 2. **IEEE transactions on magnetics**, IEEE, v. 36, n. 5, p. 3439–3441, 2000.

CARARA, M.; BAIBICH, M. N.; SOMMER, R. L. Magnetization dynamics as derived from magneto impedance measurements. **Journal of Applied Physics**, AIP, v. 88, n. 1, p. 331–335, 2000.

CHOE, G.; GUPTA, S. High exchange anisotropy and high blocking temperature in strongly textured nife (111)/femn (111) films. **Applied physics letters**, AIP, v. 70, n. 13, p. 1766–1768, 1997.

CIUREANU, P. et al. High frequency behavior of soft magnetic wires using the giant magnetoimpedance effect. **Journal of applied physics**, AIP, v. 83, n. 11, p. 6563–6565, 1998.

DELOOZE, P. et al. Cofeb-cu layered film with crossed anisotropy for asymmetrical magnetoimpedance. **IEEE transactions on magnetics**, IEEE, v. 39, n. 5, p. 3307–3309, 2003.

_____. Sub-nano tesla resolution differential magnetic field sensor utilizing asymmetrical magnetoimpedance in multilayer films. **IEEE transactions on magnetics**, IEEE, v. 40, n. 4, p. 2664–2666, 2004.

DEVASAHAYAM, A.; SIDES, P.; KRYDER, M. Magnetic, temperature, and corrosion properties of the nife/irmn exchange couple. **Journal of applied physics**, AIP, v. 83, n. 11, p. 7216–7218, 1998.

GARCÍA-ARRIBAS, A. et al. Tailoring the magnetic anisotropy of thin film permalloy microstrips by combined shape and induced anisotropies. **The European Physical Journal B**, Springer, v. 86, n. 4, p. 136, 2013.

GARCIA, J. et al. Determination of closure domain penetration in electrodeposited microtubes by combined magnetic force microscopy and giant magneto-impedance techniques. **Journal of Applied Physics**, AIP, v. 89, n. 7, p. 3888–3891, 2001.

GOMEZ-POLO, C. et al. Giant magnetoimpedance modelling using fourier analysis in soft magnetic amorphous wires. **Physica B: Condensed Matter**, Elsevier, v. 299, n. 3-4, p. 322–328, 2001.

GOMEZ-POLO, C.; VAZQUEZ, M.; KNOBEL, M. Rotational giant magnetoimpedance in soft magnetic wires: modelization through fourier harmonic contribution. **Applied Physics Letters**, AIP, v. 78, n. 2, p. 246–248, 2001.

HARRISON, E. et al. The electrical properties of high permeability wires carrying alternating current. **Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences**, JSTOR, v. 157, n. 891, p. 451–479, 1936.

KIM, C. G. et al. Analysis of asymmetric giant magnetoimpedance in field-annealed co-based amorphous ribbon. **Applied physics letters**, AIP, v. 75, n. 14, p. 2114–2116, 1999.

_____. Asymmetric giant magnetoimpedance in field-annealed co-based amorphous ribbon. **Journal of applied physics**, AIP, v. 85, n. 8, p. 5447–5449, 1999.

KITTEL, C. On the gyromagnetic ratio and spectroscopic splitting factor of ferromagnetic substances. **Physical Review**, APS, v. 76, n. 6, p. 743, 1949.

KNOBEL, M.; GÓMEZ-POLO, C.; VÁZQUEZ, M. Evaluation of the linear magnetostriction in amorphous wires using the giant magneto-impedance effect. **Journal of magnetism and magnetic materials**, Elsevier, v. 160, p. 243–244, 1996.

KNOBEL, M. et al. Giant magneto-impedance effect in nanostructured magnetic wires. **Journal of Applied Physics**, AIP, v. 79, n. 3, p. 1646–1654, 1996.

_____. Effect of tensile stress on the field response of impedance in low magnetostriction amorphous wires. **Journal of magnetism and magnetic materials**, v. 169, p. 89–97, 1997.

KOLDING, T. E. A four-step method for de-embedding gigahertz on-wafer cmos measurements. **IEEE transactions on electron devices**, IEEE, v. 47, n. 4, p. 734–740, 2000.

KOOLEN, M.; GEELLEN, J.; VERSLEIJEN, M. An improved de-embedding technique for on-wafer high-frequency characterization. In: IEEE. **Bipolar Circuits and Technology Meeting, 1991.**, **Proceedings of the 1991.** [S.l.], 1991. p. 188–191.

KRAUS, L. Theory of giant magneto-impedance in the planar conductor with uniaxial magnetic anisotropy. **Journal of magnetism and magnetic materials**, Elsevier, v. 195, n. 3, p. 764–778, 1999.

LANDAU, L. D. et al. **Electrodynamics of continuous media**. [S.l.]: elsevier, 2013. v. 8.

MACHADO, F.; MARTINS, C.; REZENDE, S. Giant magnetoimpedance in the ferromagnetic alloy $\text{Co}_{75-x}\text{Fe}_x\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$. **Physical Review B**, APS, v. 51, n. 6, p. 3926, 1995.

MACHADO, F. L.; REZENDE, S. A theoretical model for the giant magnetoimpedance in ribbons of amorphous soft-ferromagnetic alloys. **Journal of applied physics**, AIP, v. 79, n. 8, p. 6558–6560, 1996.

MAKHNOVSKIY, D.; PANINA, L.; MAPPS, D. Asymmetrical magnetoimpedance in as-cast co-Fe-Si-B amorphous wires due to ac bias. **Applied Physics Letters**, AIP, v. 77, n. 1, p. 121–123, 2000.

MÉNARD, D. et al. Giant magnetoimpedance in a cylindrical magnetic conductor. **Journal of applied physics**, AIP, v. 84, n. 5, p. 2805–2814, 1998.

MÉNARD, D. et al. Investigation of the damping parameter in soft magnetic wires using the giant magnetoimpedance effect. **Journal of magnetism and magnetic materials**, Elsevier, v. 203, n. 1-3, p. 111–113, 1999.

MÉNARD, D.; YELON, A. Theory of longitudinal magnetoimpedance in wires. **Journal of applied physics**, AIP, v. 88, n. 1, p. 379–393, 2000.

MOHRI, K. et al. Magneto-inductive element. **IEEE transactions on magnetics**, IEEE, v. 29, n. 2, p. 1245–1248, 1993.

_____. Sensitive and quick response micro magnetic sensor utilizing magneto-impedance in Co-rich amorphous wires. **IEEE transactions on magnetics**, IEEE, v. 31, n. 2, p. 1266–1275, 1995.

PANINA, L. Mohri K. Uchiyama T., Noda M., and Bushida K.. **113k; IC 7r~ a1. s.** [S.I.]: Mqw, 1995.

PANINA, L.; MOHRI, K. Magneto-impedance effect in amorphous wires. **Applied Physics Letters**, AIP, v. 65, n. 9, p. 1189–1191, 1994.

PANINA, L. et al. Giant magneto-impedance and magneto-inductive effects in amorphous alloys. **Journal of Applied Physics**, AIP, v. 76, n. 10, p. 6198–6203, 1994.

PANINA, L.; MOHRI, K.; MAKHNOVSKIY, D. Mechanism of asymmetrical magnetoimpedance in amorphous wires. **Journal of applied physics**, AIP, v. 85, n. 8, p. 5444–5446, 1999.

PANINA, L. et al. Giant magneto-impedance in Co-rich amorphous wires and films. **IEEE Transactions on Magnetism**, IEEE, v. 31, n. 2, p. 1249–1260, 1995.

PANINA, L. V.; MAKHNOVSKIY, D. P.; MOHRI, K. Magnetoimpedance in amorphous wires and multifunctional applications: from sensors to tunable artificial microwave materials. **Journal of magnetism and magnetic materials**, Elsevier, v. 272, p. 1452–1459, 2004.

PHAN, M.-H.; PENG, H.-X. Giant magnetoimpedance materials: Fundamentals and applications. **Progress in Materials Science**, Elsevier, v. 53, n. 2, p. 323–420, 2008.

PIROTA, K. et al. Angular dependence of giant magnetoimpedance in an amorphous Co-Fe-Si-B ribbon. **Physical Review B**, APS, v. 60, n. 9, p. 6685, 1999.

_____. Influence of induced anisotropy and magnetostriction on the giant magnetoimpedance effect and its aftereffect in soft magnetic amorphous ribbons. **Journal of magnetism and magnetic materials**, Elsevier, v. 202, n. 2-3, p. 431–444, 1999.

POERSCHKE, J. G. **MULTICAMADAS DE NiFe/FeMn COM POTENCIAL DE APLICAÇÃO COMO SENSORES A ALTAS FREQUÊNCIAS**. 2016. Dissertação (Mestrado) — Universidade Federal de Santa Maria, 2016.

RYU, G. H. et al. Evaluation of anisotropy field in amorphous $Fe_{71+x}Ni_{22-x}$ alloys by GMI measurement. **Journal of magnetism and magnetic materials**, Elsevier, v. 215, p. 359–361, 2000.

SHEN, L. et al. Sensitive acceleration sensor using amorphous wire Si element combined with CMOS IC multivibrator for environmental sensing. **IEEE transactions on magnetics**, IEEE, v. 36, n. 5, p. 3667–3669, 2000.

SILVA, E. F. D. et al. Tunable asymmetric magnetoimpedance effect in ferromagnetic NiFe/Cu/Co films. **Applied Physics Letters**, AIP Publishing, v. 105, n. 10, p. 102409, 2014.

SILVA, R. D. et al. Improving the sensitivity of asymmetric magnetoimpedance in exchange biased NiFe/IRMN multilayers. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, Elsevier, v. 394, p. 87–91, 2015.

_____. High frequency magnetoimpedance in Ni₈₁Fe₁₉/Fe₅₀Mn₅₀ exchange biased multilayer. **Applied Physics Letters**, AIP, v. 94, n. 4, p. 042501, 2009.

SILVA, R. DA et al. Angular dependence of asymmetric magnetoimpedance in exchange biased NiFe/IRMN multilayers. **Applied Physics Letters**, AIP, v. 104, n. 10, p. 102405, 2014.

SONG, S.-H. et al. Asymmetric giant magnetoimpedance in annealed amorphous (Co_{0.94}Fe_{0.06})_{72.5}Si_{12.5}B₁₅ wire under the circumferential field. **Journal of Applied Physics**, AIP, v. 87, n. 9, p. 5266–5268, 2000.

TORREJÓN, J.; VÁZQUEZ, M.; PANINA, L. Asymmetric magnetoimpedance in self-biased layered CoFe/CoNi microwires. **Journal of Applied Physics**, AIP, v. 105, n. 3, p. 033911, 2009.

VALENZUELA, R. et al. An alternative approach to giant magnetoimpedance phenomena in amorphous ferromagnetic wires. **Journal of applied physics**, AIP, v. 78, n. 8, p. 5189–5191, 1995.

YELON, A. et al. Calculations of giant magnetoimpedance and of ferromagnetic resonance response are rigorously equivalent. **Applied physics letters**, AIP, v. 69, n. 20, p. 3084–3085, 1996.

YOON, S. S. et al. Magnetic sensor system using asymmetric giant magnetoimpedance head. **IEEE Transactions on Magnetics**, IEEE, v. 45, n. 6, p. 2727–2729, 2009.