

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

**MAGNETOIMPEDÂNCIA EM MULTICAMADAS DE
 $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Cu}$ COM A CORRENTE DE SONDA
PERPENDICULAR AO PLANO DO FILME**

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

Gustavo Luiz Callegari

Santa Maria, RS, Brasil

2006

MAGNETOIMPEDÂNCIA EM MULTICAMADAS DE $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Cu}$ COM A CORRENTE DE SONDA PERPENDICULAR AO PLANO DO FILME*

por

Gustavo Luiz Callegari

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

Orientador: Prof. Dr. Rubem Luis Sommer

Santa Maria, RS, Brasil

2006

* Trabalho Parcialmente financiado pela CAPES/FINEP-PRONEX/FAPERGS/CNPq.

**Universidade Federal de Santa Maria
Centro de Ciências Naturais e Exatas
Programa de Pós-Graduação em Física**

A Comissão Examinadora, abaixo assinada,
aprova a Dissertação de Mestrado

**MAGNETOIMPEDÂNCIA EM MULTICAMADAS DE $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Cu}$ COM
A CORRENTE DE SONDA PERPENDICULAR AO PLANO DO FILME**

elaborada por
Gustavo Luiz Callegari

como requisito parcial para a obtenção do título de
Mestre em Física

COMISSÃO EXAMINADORA:

Rubem Luís Sommer, Dr.
(Presidente/Orientador)

Gilberto Luiz Ferreira Fraga, Dr. (IF-UFRGS)

Sérgio Garcia Magalhães, Dr. (UFMS)

Santa Maria, 02 de junho de 2006.

A Sandra, Danuky, Spyke,

Bianco e a minha Mãe

AGRADECIMENTOS

- Ao Prof. Rubem L. Sommer, pela oportunidade e paciência e amizade.
- Aos prof.(s) Schelp, Carara e Alexandre pela ajuda em vários momentos.
- Aos colegas do LMMM pela amizade e companheirismo: Ricardo, Luciana, Teco, Lucio, Marcelo, Marcio (especialmente), Daiane, Felipe, João, Matheus, Sabrina, Kelly, Rudimar, Claudiosir, Gündel e Gilberto.
- Ao pessoal do apoio técnico: Saionara, Marcelo, Newton, Paulino.
- A Sandra, minha mulher, pelo apoio, compreensão e motivação, apesar de ter reclamado muito.
- E aos meus cachorros pelo companheirismo e fidelidade!

Sentado quieto, fazendo nada
a primavera vem
e a grama cresce sozinha
(Poema Zen)

RESUMO

Neste trabalho foi estudado o comportamento da magnetoimpedância (MI) em amostras ferromagnéticas ($\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$) estruturadas em camadas intercaladas com metal normal (Cu) produzidas por *magnetron sputtering* com a corrente de sonda sendo aplicada perpendicularmente ao plano do filme. A faixa de frequência usada neste trabalho foi de 100kHz a 1.8GHz num analisador de impedância modelo HP-4396B. Deste modo conseguiu-se variações percentuais na MI da ordem de 150%.

Palavras-Chave: Magnetoimpedância, Filmes Finos, Ressonância Ferromagnética, Magnetron Sputtering, Permalloy, Magnetoimpedância Perpendicular.

ABSTRACT

In this work the behavior of the magnetoimpedance (MI) in ferromagnetic multilayered ($\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Cu}$) produced by magnetron sputtering was studied. In all measurements, the probe current was applied perpendicularly to the film surface. The MI measurements were performed in the frequency range 100kHz - 1.8GHz with an HP-4396B impedance analyzer and a specially designed sample holder. Magnetoimpedance ratios of 150% were obtained in some of the studied samples.

Keywords: Magnetoimpedance, Thin Films, Ferromagnetic Resonance, Magnetron Sputtering, Permalloy, Perpendicular Magnetoimpedance

LISTA DE FIGURAS

Figura 2-1 – (a) Interação representativa dos dipolos de um ferromagneto (b) pólos livres do material ferromagnético representado em (a). Retirada de [55]	16
Figura 2-2 – (a) estrutura de um material ferromagnético com apenas dois domínios magnéticos orientados antiparalelamente (b) estrutura da parede de domínio para este ferromagneto.(c) visualização dos domínios de um ferromagneto. Retirado de [2].....	19
Figura 2-3 – Efeito de um campo magnético sobre um material ferromagnético (a) sem campo magnético aplicado (b) domínios com orientações paralelas a H (com pequena magnitude) crescem as custas do decréscimo dos domínios com outras orientações (c) termina a fase de crescimento dos domínios, via movimento das paredes, tornando a amostra como se tivesse uma configuração de monodomínio (d) quando o campo torna-se ainda mais forte os momentos são forçados via torque a orientarem-se na direção de H . Retirado de [55].	21
Figura 2-4 – Curva de histerese característica de um material ferromagnético, onde são apresentados os parâmetros relevantes que podem ser adquiridas a partir desta. (O-E) Campo Coercivo, (O-D) Magnetização Remanente, (C) Magnetização de Saturação, (O-A-C) Curva Virgem de Magnetização [55].	22
Figura 2-5 – Configuração básica para medidas de magnetoimpedância onde a frequência da corrente está expressa no termo $\omega = 2 \pi f$ e V representa a queda de tensão na amostra, que entra no cálculo de Z	24
Figura 2-6 – Representação do efeito pele em um condutor cilíndrico ferromagnético, mostrando a distribuição radial da densidade de corrente dentro de um condutor e a dependência da profundidade de penetração com relação a frequência da corrente e do campo magnético externo (intrínseco na permeabilidade). Retirado de [57].	29
Figura 2-7 – Esquema de um elemento MI multicamada de MI: (a) visão em corte transversal, (b) visão de cima [23].	30
Figura 2-8 – Medida da impedância de uma multicamada Finemet (100Å)/Cu(10Å) x 50 mostrando a passagem pelo zero da parte reativa enquanto a parte resistiva passa pelo máximo. Figura retirada de [46]. ..	32
Figura 2-9 – Frequência de ressonância de um filme monodomínio com anisotropia uniaxial no plano, com $H_k = 6 \text{ Oe}$. Figura retirada da referência [46].	35
Figura 2-10 – O esquema mostra os efeitos dos tratamentos, geometria das medidas, e anisotropias induzidas (H_K) na LMI, TMI e PMI para (a) Como feitas, (b) tratadas termicamente a campo zero, (c) tratadas termicamente com campo externo aplicado longitudinalmente, (d) tratadas termicamente com campo externo aplicado transversalmente. A susceptibilidade transversal relevante (segunda coluna) para LMI e PMI e a susceptibilidade longitudinal aparente para TMI (terceira coluna) também são mostradas. A LMI e PMI são muito similares se graficadas em função de seus respectivos campos internos H_i . Figura retirada de [12].	37
Figura 3-1 – Esquema do sistema <i>bushing</i> usado na fabricação de alvos sinterizados.	42
Figura 3-2 – Configuração dos ímãs (Não-Balanceada) e das linhas de campos em que os substratos foram depositados. Configuração fornecida pela AJA International.	43
Figura 3-3 – Esquema de como fica o eixo de anisotropia em função da direção de deposição do filme.	43
Figura 3-4 – Configuração da câmara do magnetron sputtering	45
Figura 3-5 – Difração de raio-X baixo ângulo para calibração da taxa de deposição para o alvo de <i>Permalloy</i> (a) difração na configuração $\theta-2\theta$ (b) gráfico do vetor de espalhamento $q = 4\pi \text{sen}(\theta) / \lambda$ versus o índice dos picos de Bragg, com um ajuste linear.	46
Figura 3-6 – Configuração $\theta-2\theta$ para o raio-X existente no LMMM. Neste sistema tanto o tubo de raios-X quanto o contador de radiação giram controlados por motores de passo de alta precisão. O sistema é controlado por um PC.	46
Figura 3-7 – Máscaras utilizadas para a produção dos filmes na forma de sanduíches, cada máscara consiste em dez orifícios com dimensões distintas. (a) Mascara utilizada para deposição do ferromagneto com diâmetros de 3,5 a 7,2 mm cada orifício. (b) Máscara utilizada para deposição do plano de cobre com lado de 7,2 mm cada quadrado.	47
Figura 3-8 – Estruturação dos filmes multicamadas de Permalloy/Cu. A Parte quadrada é uma base de Cu com 2000 Å. O Círculo inscrito no quadrado são as multicamadas Py/Cu.	47
Figura 3-9 – Representação esquemática do VSM desenvolvido por S. Foner [38] em 1959.	51
Figura 3-10 – Figura mostrando o esquema de um SQUID MPMS. Retirado da brochura do equipamento comercializado pela Quantum Design.	52
Figura 3-11 – Diagrama de blocos do sistema de medidas para magnetoimpedância.	53

Figura 3-12 – Porta-amostra desenvolvido para este trabalho, as dimensões levaram em conta as dimensões do filme na forma de sanduíches. O pino central está isolado do restante da linha através de um espaçador de <i>teflon</i> ®.	54
Figura 3-13 – Fotos da bobina de Helmholtz e o conector APC-7 com a amostra montada.	54
Figura 3-14 – a) Foto do porta amostras desenvolvido para este trabalho (note o rebaixo para a alocação da amostra). b) Amostra montada no porta amostra.	55
Figura 3-15 – Seqüência de montagem do porta amostras no conector APC-7.	55
Figura 3-16 – Ruído produzido pelo solenóide.	56
Figura 4-1 – Curvas de magnetização para a amostra GLC-25-10-50.	58
Figura 4-2 – Curvas de magnetização para a amostra GLC-45-10-50.	59
Figura 4-3 – Curvas de magnetização para a amostra GLC-50-10-50 (sem o uso de máscaras).	60
Figura 4-4 – Curvas de magnetização para a amostra GLC-100-10-50.	61
Figura 4-5 – Curva de Magnetização com campo aplicado perpendicularmente ao plano do filme para a amostra GLC-100-10-50 feita no SQUID do CBPF no Rio de Janeiro - RJ. $H_c = 58.25$ Oe; $m_s = 16.6 \times 10^{-4}$ emu.	62
Figura 4-6 – Na esquerda, dependência do campo de $ Z /R_{dc}$ para várias freqüências, w: 1 – 0.001, 2 – 0.0025, 3 – 0.004, 4 – 0.0065. Na direita, permeabilidade magnética efetiva para várias freqüências. Retirado de [31].	64
Figura 4-7 – Medidas de Z (R e X) para a amostra GLC-25-10-50.	65
Figura 4-8 – Medidas de Z (R e X) para a amostra GLC-45-10-50.	66
Figura 4-9 – Medidas de Z (R e X) para a amostra GLC-100-10-50.	67
Figura 4-10 – Medidas de Z (R e X) para a amostra GLC-200-50-10.	68
Figura 4-11 – Medidas de Z (R e X) para a amostra GLC-100-50-10.	69
Figura 4-12 – Comportamento da parte Real (R) e da parte imaginária (X) da impedância da amostra GLC-100-10-50 para um campo máximo de 50 Oe. Onde pode-se verificar a passagem da parte Real (Re) pelo máximo simultaneamente com a passagem da parte Imaginária (X) pelo zero para determinados valores de campos.	70
Figura 4-13 – Comportamento da variação percentual máxima da MI em função do campo aplicado para diferentes freqüências, para a amostra GLC-100-10-50.	71
Figura 4-14 – Comportamento da variação percentual máxima da MI em função do campo aplicado para diferentes freqüências, para a amostra GLC-200-50-10.	72
Figura 4-15 – Gráficos de Z vs. H para a amostra CLC-25-10-50.	74
Figura 4-16 – Gráficos de Z vs. H para a amostra CLC-45-10-50.	75
Figura 4-17 – Gráficos de Z vs. H para a amostra CLC-100-10-50.	76
Figura 4-18 – Gráficos de Z vs. H para a amostra CLC-200-50-10.	77
Figura 4-19 – Gráfico de MI(%) vs. Freqüência para a amostra GLC-25-10-50.	78
Figura 4-20 – Gráfico de MI(%) vs. Freqüência para a amostra GLC-45-10-50.	79
Figura 4-21 – Gráfico de MI(%) vs. Freqüência para a amostra GLC-100-10-50.	80
Figura 4-22 – Gráfico de MI(%) vs. Freqüência para a amostra GLC-200-50-10.	81
Figura 4-23 – Parte real da Impedância versus Freqüência versus campo magnético para a amostra GLC-25-10-50. Campo varrido de 40 a -40 Oe.	82
Figura 4-24 – Parte real da Impedância versus Freqüência versus campo magnético para a amostra GLC-45-10-50. Campo varrido de 125 a -125 Oe.	83
Figura 4-25 – Parte real da Impedância versus Freqüência versus campo magnético para a amostra GLC-100-10-50. Campo Varrido de -115 a 115 Oe.	84
Figura 4-26 – Parte real da Impedância versus Freqüência versus campo magnético para a amostra GLC-100-10-50. Campo Varrido de 115 a -115 Oe.	85
Figura 4-27 – Esquema de aplicação de campo magnético e corrente de sonda nas amostras e como se apresenta o campo ac na amostra.	86
Figura 4-28 – Parte real da Impedância em 3D para a amostra GLC-45-10-50.	87
Figura 4-29 – Parte real da Impedância em 3D para a amostra GLC-100-10-50.	88
Figura 4-30 – Parte real da Impedância em 3D para a amostra GLC-200-50-10.	89
Figura 4-31 – Comparação do trabalho de Sommer e Chien [12] e os resultados obtidos nesta dissertação. Note que na esquerda, podemos observar o efeito do fator desmagnetizante que mascarou os resultados. Na figura da direita, vemos os resultados (deste trabalho) em maior detalhe devido ao fator desmagnetizante ser muito menor.	90

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	12
2	PROCESSOS DE MAGNETIZAÇÃO E MAGNETOIMPEDÂNCIA	14
2.1	Processos de Magnetização.....	14
2.1.1	Energia de Troca	14
2.1.2	Energia Magnetostática	15
2.1.3	Energia de Anisotropia Magnetocristalina	16
2.1.4	Energia Magnetoelástica	17
2.1.5	Domínios Magnéticos.....	18
2.2	Dinâmica da Magnetização	19
2.3	Magnetoimpedância e Ressonância Ferromagnética	22
2.3.1	Efeito Magneto Indutivo	25
2.3.2	Magnetoimpedância em frequências moderadas	26
2.3.3	Magnetoimpedância e Ressonância Ferromagnética.....	31
3	PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL	38
3.1	Produção das Amostras	38
3.1.1	A Técnica de Sputtering	38
3.1.2	Preparação dos Alvos para Sputtering.....	41
3.1.3	Deposição dos Filmes.....	42
3.1.4	Produção das amostras na forma de sanduíches	47
3.2	Caracterização magnética	48
3.3	Sistema de Medidas de Magnetoimpedância	53
4	DISCUSSÃO DOS RESULTADOS	57
4.1	Medidas de Magnetização	57
4.2	Medidas de Magnetoimpedância	63
5	CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS PARA TRABALHOS FUTUROS	91
	REFERÊNCIAS:	92

1 INTRODUÇÃO

O efeito magnetoimpedância (MI) é a variação da impedância de uma amostra ferromagnética com um campo magnético externo aplicado a ela. Esse efeito está associado à dependência da permeabilidade transversal diferencial com o campo magnético externo e seu efeito sobre a profundidade de penetração (efeito *skin*), que consiste na concentração da corrente na região próxima à superfície do material quando a frequência da corrente de sonda aumenta. Experimentalmente, para frequências até cerca de 10MHz, a observação dessa dependência é feita aplicando-se uma corrente alternada, com magnitude e frequência definidas, em uma amostra submetida a um campo magnético externo e medindo-se a queda de potencial nas suas extremidades a medida que um campo magnético externo é lentamente variado. No caso de frequências acima de 10MHz, é necessário utilizar porta-amostras calibrados, adequados para altas frequências, inclusive microondas, como ocorre no presente trabalho.

A magnetoimpedância é geralmente quantificada pela razão de magnetoimpedância, definida como $MI(\%) = (Z - Z(H_{\max}) / Z(H_{\max}))_{\max} \times 100$. Em muitas situações, no entanto, é mais importante observar a variação absoluta em $Z = R + iX$ ou a variação na queda de tensão sobre a amostra à medida que o campo externo é variado. O efeito magnetoimpedância foi estudado em fios magnéticos por Kittel e colaboradores [35] em meados da década de 40 no âmbito da nascente pesquisa em ressonância ferromagnética e a tecnologia de produção de radiação eletromagnética em altas frequências associados ao desenvolvimento da tecnologia de radar. Em meados da década de 90, o efeito foi redescoberto, agora em frequências bem mais baixas e em materiais magnéticos macios. O efeito já pode ser detectado em fitas amorfas com composição $Co_{70.4}Fe_{4.6}Si_{15}B_{10}$ em frequências muito baixas (quase *dc*) [4]. Este fato, aliado a razões de magnetoimpedância ultrapassando 100% [8, 29] no caso de fios amorfs, levou a uma certa agitação da comunidade científica sobre a possibilidade de haver sido encontrado um novo efeito como o da magnetorresistência gigante descoberta poucos anos antes em multicamada de Fe/Cr [53] e em materiais granulares como o Co(Ag) e $Ni_{81}Fe_{19}(Ag)$ [29, 41, 42]. Imediatamente, a MI começou a ser investigada nos mais diversos materiais com o objetivo de produzir sensores de campo magnético e, eventualmente, cabeças de leitura magnéticas. Os altos valores de MI% levaram ainda a que o efeito passasse a ser chamado de magnetoimpedância gigante GMI [6].

Embora o efeito venha sendo muito estudado desde meados da década de 90, a maior parte dos estudos vem sendo concentrada em fitas, fios e microfios magnéticos amorfos [5-14]. Existem alguns trabalhos em fios de $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$. Entretanto há poucos trabalhos [15-27] em filmes, devido às dificuldades de se conseguir filmes com as características necessárias para obter valores razoáveis de MI% (alta permeabilidade, baixo campo coercivo e um nível de sinal adequado às aplicações). No entanto, filmes finos são muito interessantes para se fazer estudos de magnetoimpedância, principalmente filmes produzidos pela técnica de *magnetron sputtering*, pois os mesmos podem ser produzidos a partir de alvos sinterizados a frio com a estequiometria controlada. Este é o caso de filmes a base de NiFe (*Permalloy*). A modulação química dos filmes, com a intercalação de camadas amorfas e metais normais como Cu e Ag, permite obter e estudar uma variedade de geometrias de amostras e seus efeitos na permeabilidade/magnetoimpedância das mesmas.

Nenhum trabalho até o momento realizou estudos da magnetoimpedância com a corrente perpendicular ao plano do filme, geometria que, em princípio, permite excitar um volume maior de material com a corrente de sonda. Preencher esta lacuna é o objetivo da presente dissertação. Para tanto foram produzidas multicamadas de $n \times [\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(t_{\text{Py}}) + \text{Cu}(t_{\text{Cu}})]$ com diversas espessuras de permalloy e cobre. As amostras foram produzidas com máscaras circulares e foram caracterizadas por difração de raios-X, magnetometria e magnetoimpedância. A estrutura da dissertação é a seguinte:

No capítulo dois, será apresentada uma breve revisão teórica sobre processos de magnetização e magnetoimpedância, incluindo estratégias para levar à otimização dos resultados para a MI.

No capítulo três serão discutidos os procedimentos experimentais usados para a realização deste trabalho, incluindo as técnicas de produção das amostras, a caracterização estrutural por difração de raios-X, as medidas da magnetização por magnetômetro de amostra vibrante (VSM) e *SQUID*. E a técnica de medida de magnetoimpedância na faixa de frequências 100kHz - 1.8GHz. No capítulo quatro, serão apresentados e discutidos os resultados deste trabalho. Por fim, no capítulo cinco serão apresentadas as conclusões e perspectivas para a continuação do trabalho.

2 PROCESSOS DE MAGNETIZAÇÃO E MAGNETOIMPEDÂNCIA

2.1 Processos de Magnetização

Os materiais ferromagnéticos caracterizam-se por se apresentarem espontaneamente magnetizados abaixo de uma certa temperatura crítica, denominada de temperatura de Curie (T_c) [2]. Acima desta temperatura crítica o material apresenta um comportamento paramagnético.

Quando aplicado um campo magnético externo sobre uma amostra ferromagnética, seus momentos tendem a alinhar-se. A configuração final dos momentos a cada ponto do material vai depender da minimização da energia livre a um dado campo externo e temperatura. A forma geral da energia livre é:

$$F = \int dV (\mathcal{E}_{troca} + \mathcal{E}_{magnetocristalina} + \mathcal{E}_{magnetostática} + \mathcal{E}_{magnetoelástica} - \mu_0 \vec{M} \cdot \vec{H}). \quad (1)$$

Na expressão (1) podem ser vistos os termos que contribuem para a energia livre: (a) energia de troca, responsável pelo alinhamento dos momentos entre si; (b) energia de anisotropia magnetocristalina, que depende da orientação dos momentos magnéticos com relação à rede cristalina; (c) energia magnetostática; (d) energia magnetoelástica e a energia Zeeman. No que segue, cada termo da energia livre será descrito brevemente:

2.1.1 Energia de Troca

É o termo mais importante pois define a ordem magnética do material (em nosso caso, o ferromagnetismo). Considerando dois átomos i e j , com momentos angulares totais dados por \vec{S}_i e \vec{S}_j a energia de troca entre estes dois átomos tem por expressão [2]

$$\mathcal{E}_{troca} = -2J_{ex} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (2)$$

onde J_{ex} é a dita integral de troca. Esta integral define a orientação relativa e a intensidade da interação entre os momentos de dois átomos vizinhos. Se considerarmos que θ é o ângulo entre dois momentos vizinhos, então podemos analisar através do valor de J_{ex} qual a orientação energética favorável entre os dois momentos: para J_{ex} negativa, a energia se

minimizará. Para $\theta = 180^\circ$, temos um ordenamento antiferromagnético. Para J_{ex} positivo, a energia será mínima para $\theta = 0$, o que caracteriza o ordenamento ferromagnético. Se cada átomo tem z vizinhos próximos, e assumindo que as forças de troca tem efeito somente entre os vizinhos mais próximos, e se todos os átomos tem o mesmo spin S , a energia de troca entre um átomo e todos os outros ao redor quando todos os spins estão paralelos é [2]:

$$\mathcal{E}_{troca} = z(-2J_{ex}S^2). \quad (3)$$

2.1.2 Energia Magnetostática

É o segundo termo mais importante na energia livre. Devido a este termo, a magnetização nos materiais ferromagnéticos em geral se arranja em domínios magnéticos que são frações do volume do material uniformemente magnetizadas ao longo do eixo fácil local. Quando uma amostra é magnetizada, aparecem pólos magnéticos livres em suas extremidades. Esta situação pode ser visualizada com auxílio da Figura 2-1 que mostra uma amostra constituída por momentos magnéticos (representados como pequenos ímãs). No interior da amostra, cada pólo norte é compensado por um pólo sul do momento vizinho. Nas extremidades não há compensação e os pólos livres produzem um campo interno \vec{H}_d (chamado campo desmagnetizante) com direção oposta à magnetização. Se a magnetização for uniforme, o campo no interior da amostra é dado por

$$\vec{H} = \vec{H}_o - \vec{H}_d. \quad (4)$$

Para amostras com formas tais que a magnetização é de fato uniforme (elipsóides de revolução [2, 54]), o campo desmagnetizante pode ser expresso por

$$\vec{H}_d = N_d \vec{M} \quad (5)$$

onde N_d é o fator desmagnetizante da amostra. Este fator foi calculado para algumas formas de amostras por Osborn [1]. Para o caso de uma amostra esférica o fator desmagnetizante é $\frac{4}{3}\pi$. Porém para amostras com uma forma sem simetria definida ou com uma simetria mais complexa, o cálculo do fator desmagnetizante fica complicado e N_d passa a ser um tensor. O conhecimento deste fator é muito importante para a anisotropia efetiva em uma dada amostra e, conseqüentemente, na dinâmica da magnetização e magnetoimpedância.

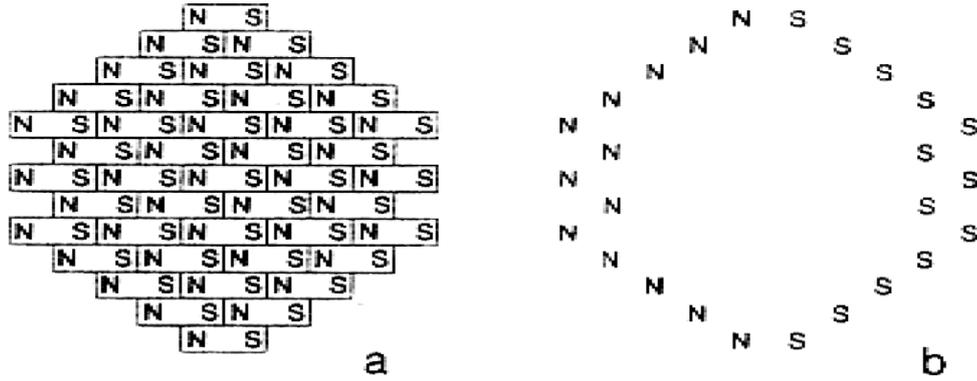


Figura 2-1 – (a) Interação representativa dos dipolos de um ferromagneto (b) pólos livres do material ferromagnético representado em (a). Retirada de [55]

2.1.3 Energia de Anisotropia Magnetocristalina

Na maior parte dos materiais, os átomos estão organizados em uma rede (chamada de rede cristalina) com uma periodicidade definida. Esta estrutura influi nas características magnéticas da amostra via superposição dos orbitais atômicos, que resultam na estrutura de bandas do material, e também via a interação spin-órbita. Esta gera um termo na energia livre do ferromagneto chamado de energia de anisotropia magnetocristalina, que descreve a dependência da energia com as orientações dos vetores de magnetização local em relação aos eixos cristalográficos. No caso dos materiais cúbicos, este termo na energia livre tem a forma:

$$\mathcal{E}_{cristalina} = K_1(\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) + K_2(\alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2) \quad (6)$$

onde K_1 e K_2 são constantes de anisotropia (J/m^3) e $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ são os co-senos diretores da magnetização com relação aos eixos cristalográficos. Os valores típicos de K_1 e K_2 , a temperatura ambiente para o ferro são: $K_1 = 4.8 \times 10^5 \text{ erg/cm}^3$ e $K_2 = \pm 0.5 \times 10^4 \text{ erg/cm}^3$; para o níquel são: $K_1 = -4.5 \times 10^4 \text{ erg/cm}^3$ e $K_2 = 2.34 \times 10^4 \text{ erg/cm}^3$, enquanto que para o permalloy utilizado neste trabalho são: $K_1 = -11 \times 10^3 \text{ erg/cm}^3$ e $K_2 = 0$ aproximadamente [54]. Para o cobalto (cuja anisotropia é uniaxial) são: $K_1 = 4.1 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$ e $K_2 = 1 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$ [54]. Assim, para um conjunto de $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ particular este termo de energia é um mínimo, definindo o chamado eixo fácil de magnetização.

Vale lembrar que esse termo não está presente para estruturas amorfas, e nestes, a anisotropia magnetocristalina existe apenas em uma escala local associada ao campo cristalino produzido pelos átomos próximos. Devido a natureza amorfa esses eixos estão

orientados aleatoriamente. Isso faz com que o valor médio da anisotropia seja zero quando for feita uma média sobre toda a amostra. O resultado é a ausência de qualquer anisotropia macroscópica de origem magnetocristalina. Existem algumas famílias de materiais amorfos que podem apresentar uma anisotropia cristalina após tratamentos térmicos sob campo ou tensão mecânica.

2.1.4 Energia Magnetoelástica

É outro termo ligado à interação spin-órbita. Sua manifestação mais marcante é o fenômeno da magnetostricção, que corresponde à variação das dimensões de um material ferromagnético quando submetido a um campo magnético externo. A grandeza que quantifica este fenômeno é denominada de constante de magnetostricção (λ), que é a razão entre a variação do comprimento (Δl) e o comprimento inicial (l) da amostra.

$$\lambda = \frac{\Delta l}{l}. \quad (7)$$

Quando o material ferromagnético é levado à saturação, λ recebe o nome de constante de magnetostricção de saturação e passa a ser representado por λ_s . A constante λ_s pode assumir valores positivos, negativos ou muito próximos de zero, dependendo da estrutura eletrônica do material e da interação spin órbita, ambas controladas pela composição e estrutura cristalina. O efeito magnetostrictivo inverso refere-se á modificação das dimensões do material por uma tensão externa e a conseqüente alteração na orientação dos momentos magnéticos da amostra. Para entender este efeito, deve-se considerar a dependência da energia magnetoelástica com a magnetostricção e tensão mecânica externa, dada pela expressão:

$$\varepsilon_\sigma = -\frac{3}{2} \lambda_s \sum_i \sigma_{ij} \gamma_i^2 \quad (8)$$

onde σ_{ij} é a i -ésima componente do tensor de tensão diagonalizado e γ_i o co-seno diretor de \vec{M} com relação ao i -ésimo eixo. É importante notar que a energia magnetoelástica também é um tipo de energia de anisotropia.

Vale salientar neste ponto que, em filmes finos uma complicação para o fenômeno da magnetostricção é a aderência do filme ao substrato onde foi depositado, que impede a livre

variação nas dimensões de um filme magnético quando este é submetido a um campo magnético externo. Por outro lado, a mesma tensão entre filme e substrato resulta em uma anisotropia de origem magnetoelástica na maior parte dos filmes.

2.1.5 Domínios Magnéticos

Os materiais ferromagnéticos caracterizam-se por apresentarem uma magnetização local espontânea. Este fato deveria gerar um forte campo magnético nas vizinhanças de qualquer material magnético, mesmo na ausência de um campo magnético externo. Entretanto, o campo nas vizinhanças de um ferromagneto é, em geral, muito baixo devido à formação de regiões internas com uma direção preferencial da magnetização, chamadas de *domínios magnéticos* (Figura 2-2), Estas, por sua vez, são regiões separadas onde ocorre a rotação gradual dos momentos da direção em um domínio até o alinhamento com a magnetização do domínio vizinho, como representado na Figura 2-2 (b). A espessura final da parede vai depender da competição entre a energia de troca e a energia de anisotropia efetiva presente no material (de origem, magnetostática, magnetocristalina ou magnetoelástica):

Devido à competição energética entre dois domínios magnéticos, como por exemplo o ferro, que apresentam domínios adjacentes com ângulos de orientação dos spins com até 180°, a parede de domínio terá uma espessura limitada, que dependerá de uma constante de troca A e de uma constante de anisotropia K_{eff} , na forma [2].

$$\delta = \sqrt{\frac{A}{K_{eff}}} \quad (9)$$

onde A é a constante efetiva de troca (corresponde à soma sobre os primeiros vizinhos da energia mostrada na expressão (3) acima.

A constante de anisotropia efetiva K_{eff} pode ser uma constante de anisotropia uniaxial ou a primeira constante de anisotropia no caso de materiais cúbicos. Para os materiais amorfos, a inexistência de rede cristalina faz com que não exista anisotropia magnetocristalina, mas as tensões produzidas durante a fabricação do filme serão as responsáveis por uma constante de anisotropia efetiva $K_{eff} = K_{\sigma}$ que irá determinar a estrutura das paredes de domínios nestes materiais [2].

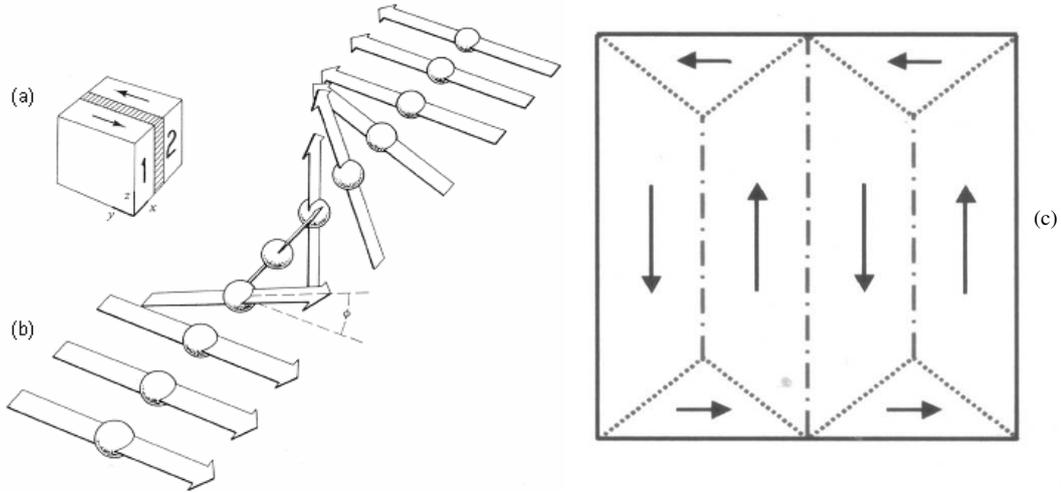


Figura 2-2 – (a) estrutura de um material ferromagnético com apenas dois domínios magnéticos orientados antiparalelamente (b) estrutura da parede de domínio para este ferromagneto.(c) visualização dos domínios de um ferromagneto. Retirado de [2]

No caso de filmes finos, devido à espessura da amostra (menor que alguns milhares de angstroms), as paredes de domínios fazem uma rotação no plano do filme, devido à minimização de energia. A essa parede dá-se o nome de Paredes de Néel [2].

2.2 Dinâmica da Magnetização

A dinâmica da magnetização é descrita pela equação de movimento de Landau-Lifshitz [45],

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} - \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \quad (10)$$

onde γ é o fator giromagnético ($\gamma = -e/2m_e$ para o momento angular orbital puro ou $\gamma = -e/m_e$ para o momento de spin puro), M_s a magnetização de saturação, \vec{H}_{eff} o campo magnético efetivo e α o parâmetro de amortecimento de Gilbert. O campo magnético efetivo \vec{H}_{eff} leva em consideração todas as interações macro e microscópicas incluídas na energia livre do sistema magnético (Equação 1). Este campo pode ser calculado a partir da derivada variacional $\vec{H}_{eff} = -\frac{\delta F}{\delta \vec{M}}$ [33]. Na descrição de fenômenos dinâmicos como MI e FMR o campo efetivo é dado, em geral por [33]

$$\vec{H}_{eff} = \vec{H} + \vec{H}_a + \frac{2A}{\mu_o M_s} \nabla^2 \vec{M} \quad (11)$$

onde o campo $\vec{H} = \vec{H}_0 - \vec{H}_d$ é o campo magnético interno (campo aplicado mais campo desmagnetizante $\vec{H}_d = \hat{D} \cdot \vec{M}$, onde \hat{D} é o tensor desmagnetizante), \vec{H}_a é o campo de anisotropia e A é a constante de troca efetiva como mencionado acima. Na expressão (11) outros termos podem ser incluídos, dependendo do sistema magnético a ser estudado (filmes, multicamadas, fios, fitas, etc.). Na expressão (10) foi adicionado o termo de amortecimento de Gilbert, o qual, para pequenos amortecimentos, faz com que esta expressão seja equivalente ao termo de amortecimento original de Landau-Lifshitz [33]. Este termo de amortecimento fenomenológico conserva o módulo do vetor magnetização \vec{M} , necessário para um material ferromagnético ideal. Entretanto, em materiais reais os processos de relaxação não permitem uma conservação no módulo de \vec{M} . Esta relaxação pode ser descrita, por exemplo, adicionando-se o termo de amortecimento do tipo *Bloch-Bloembergen* – $(M-M_o)/\tau$. [33]

Os amortecimentos citados acima refletem a “inércia” de rotação da magnetização devido a interação entre seus vizinhos, acarretando assim um mecanismo diferente na dinâmica geral da magnetização descrita apenas pela expressão apresentada por Landau-Lifshitz. [33]

No experimento de FMR, a amostra é submetida simultaneamente a um campo que varia lentamente e a um campo *ac* perpendicular. A resposta do material ao campo externo é descrita por sua permeabilidade diferencial e absoluta, que por sua vez dependem da distribuição da magnetização dentro do material para cada valor do campo externo H_o . Para poder analisar os resultados destes experimentos, é importante ter-se em mente o comportamento geral da magnetização ao longo da curva de histerese.

Como já mencionado, amostras ferromagnéticas podem apresentar estrutura de múltiplos domínios orientados ao longo de um eixo fácil ou direção preferencial. Estas orientações são tais que, quando na ausência de um campo magnético externo, o campo magnético nas vizinhanças do ferromagneto é próximo de zero (Figura 2-3(a)). Ao ser aplicado um campo magnético externo nesta amostra, os domínios que apresentam orientações favoráveis (na direção do campo) aumentam seu volume através do movimento reversível das paredes de domínios, deixando assim a amostra macroscopicamente magnetizada (Figura 2-3 (b)).

Se o campo externo continuar aumentando, os deslocamentos de paredes passarão a ser irreversíveis. Além deste mecanismo, é provável que em muitas amostras, passe a atuar o

mecanismo de rotação da magnetização. Por fim, se o campo continuar a aumentar, o único processo de magnetização ativo será a rotação dos momentos em direção ao campo magnético externo.

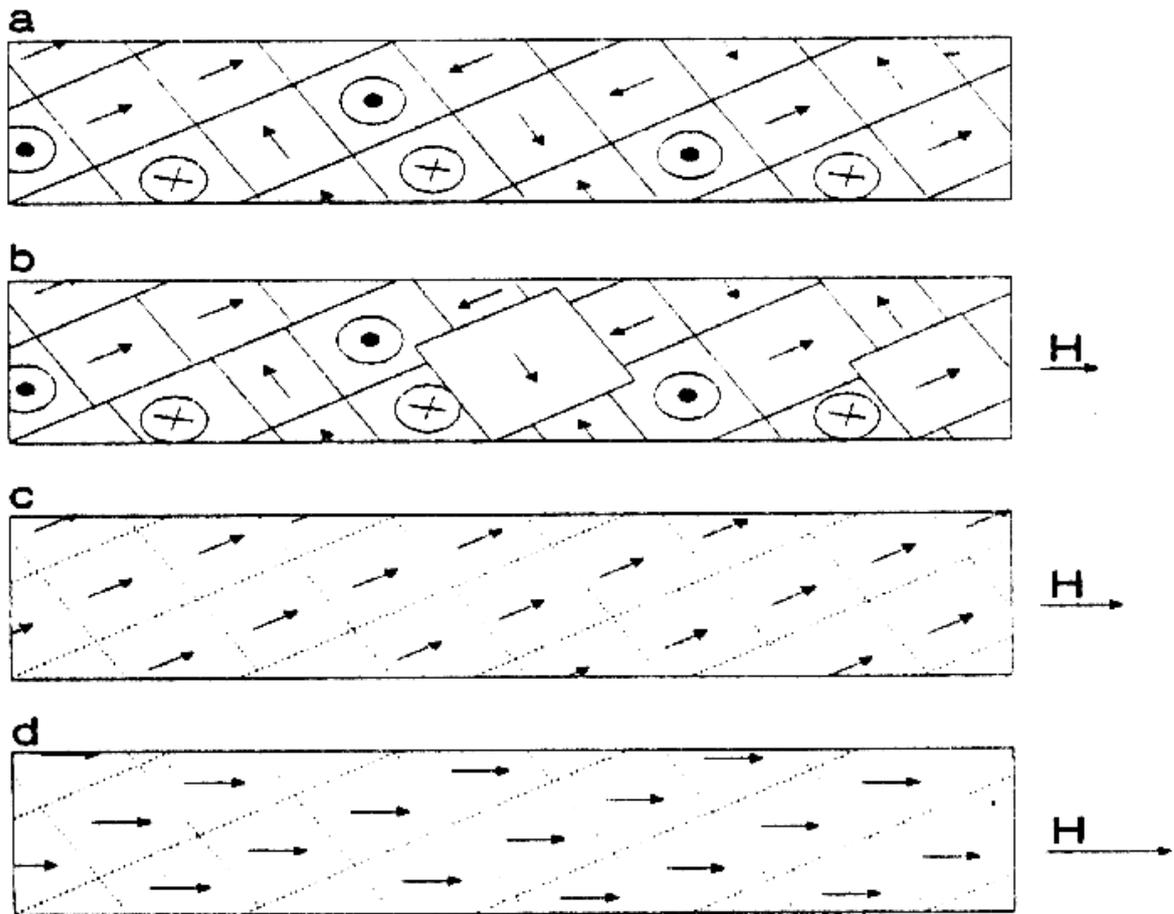


Figura 2-3 – Efeito de um campo magnético sobre um material ferromagnético (a) sem campo magnético aplicado (b) domínios com orientações paralelas a H (com pequena magnitude) crescem as custas do decréscimo dos domínios com outras orientações (c) termina a fase de crescimento dos domínios, via movimento das paredes, tornando a amostra como se tivesse uma configuração de monodomínio (d) quando o campo torna-se ainda mais forte os momentos são forçados via torque a orientarem-se na direção de H . Retirado de [55].

Quando uma amostra ferromagnética excursiona um campo magnético externo com uma frequência baixa, o resultado dos processos acima descritos é uma seqüência de curvas $\vec{M} \times \vec{H}$ não lineares. À curva $\vec{M} \times \vec{H}$ traçada na seqüência de campos $-H_{\max} \rightarrow 0 \rightarrow +H_{\max} \rightarrow 0 \rightarrow -H_{\max}$ dá-se o nome de *Ciclo de Histerese*. Na Figura 2-4 é mostrado um ciclo de histerese típico de um material ferromagnético. A partir do ciclo de histerese, muitas características magnéticas importantes do material podem ser obtidas: (a) a área da curva é

uma medida da energia dissipada durante o ciclo; o segmento (O-E) é o campo coercivo H_C do material; o segmento (O-D) magnetização remanente M_R ; a projeção do segmento (O-C) sobre o eixo M é uma medida da magnetização de saturação; a curva (O-A-C), obtida a partir da amostra no estado desmagnetizado, na seqüência de campos $0 \rightarrow +H_{\max}$ é a curva de magnetização [55].

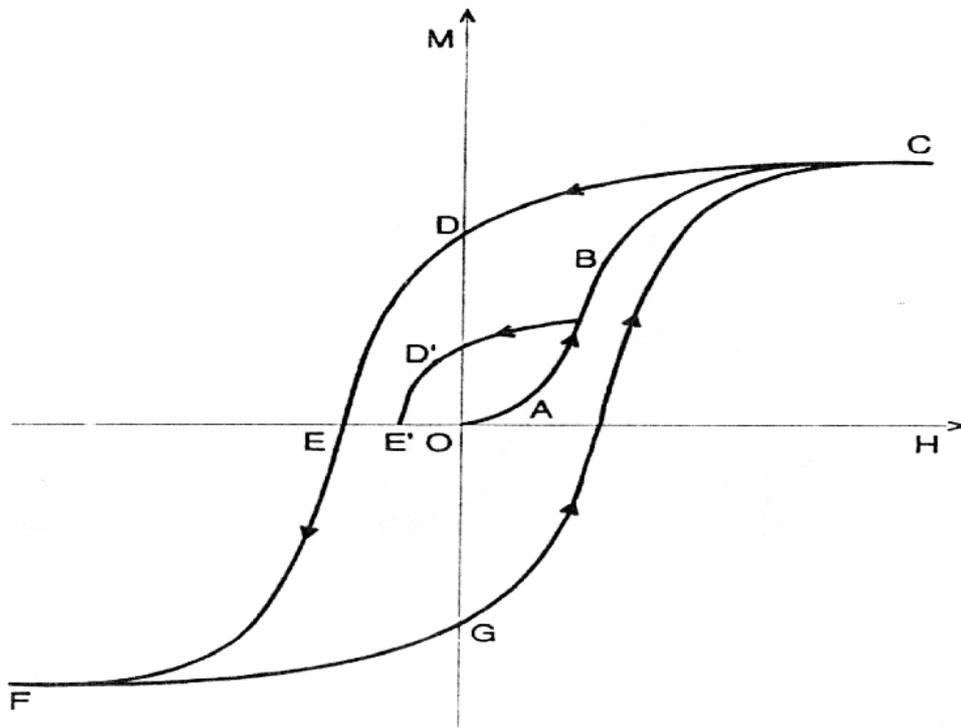


Figura 2-4 – Curva de histerese característica de um material ferromagnético, onde são apresentados os parâmetros relevantes que podem ser adquiridas a partir desta. (O-E) Campo Coercivo, (O-D) Magnetização Remanente, (C) Magnetização de Saturação, (O-A-C) Curva Virgem de Magnetização [55].

2.3 Magnetoimpedância e Ressonância Ferromagnética

De maneira simplificada pode-se entender o efeito da magnetoimpedância como a variação da impedância de uma amostra quando submetida simultaneamente a uma corrente alternada e um campo magnético externo. O fenômeno tem uma origem na eletrodinâmica clássica e pode ser explicado mediante a solução simultânea das equações de Maxwell e da equação de Landau-Lifshitz (Equação 10) [33].

Apesar da MI ser conhecida desde 1935 [3], ela não era estudada como fenômeno isolado mas associado aos estudos iniciais de ressonância ferromagnética. Em 1993, Machado

et al [4] tentou explicar o efeito como um efeito magnetoresistivo *ac*, mas o modelo teve algumas falhas referentes a dependência da variação da resistência *ac* com a frequência. Pouco mais tarde em 1994 com os trabalhos simultâneos de Panina e Mohri [44] e Beach e Berkowitz [29] no estudo da magnetoimpedância em fios amorfos e fitas amorfas, foi proposta a explicação clássica para a MI. Por outro lado os altos valores de MI% despertaram o interesse da comunidade de magnetismo e o efeito começou a ser investigado mais intensamente. Em meados de 1996, D. Menàrd e A. Yelon propuseram um *link* forte entre MI e FMR. Mais exatamente, estes autores mostraram que ambos fenômenos tinham a mesma origem ou seja a impedância superficial [30].

Desde então inúmeros trabalhos vem sendo realizados nos mais diversos sistemas e simetrias de amostras, tais como fios [5, 6, 7, 8, 9, 10, 11], fitas produzidas por resfriamento rápido (*melt spinning*) [12, 13, 14], filmes finos [15, 16, 17] e, com especial interesse para esta dissertação, é importante mencionar os trabalhos desenvolvidos em amostras com geometria de sanduíches de filmes finos magnéticos e metal normal [18, 19, 20, 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27].

Nestes últimos, foram feitos estudos introduzindo-se um metal normal, simulando um fio condutor entre duas camadas ferromagnéticas. Nesta configuração, devido à diferença de condutividade entre o ferromagneto e o metal normal a corrente *ac* irá se concentrar no núcleo metálico, induzindo assim, uma magnetização circunferencial nas camadas ferromagnéticas.

Os primeiros trabalhos publicados, utilizando esta configuração, foram realizados por Panina, *et al* [18], onde o elemento ferromagnético utilizado foi a liga $Ni_{80}Fe_{20}$ (50 nm) e o elemento metálico utilizado foi o Cobre (Cu) (100 nm). Foram realizadas medidas a 400 MHz tendo sido obtidas variações percentuais de 8% na MI. A partir deste, outros trabalhos foram desenvolvidos, utilizando-se outros elementos ferromagnéticos e metálicos normais, tais como os trabalhos realizados por Morikawa, e seus colaboradores [19, 20], que utilizaram ligas de $CoSiB$ (2 μm) e $FeCoSiB$ (2 μm) para os elementos ferromagnéticos e o Cu (3 μm) e Ag (3 μm) como o elemento metálico normal, nestes estudos realizaram experimentos para diferentes dimensões das camadas ferromagnéticas. Em [19] foi introduzido uma camada isolante (SiO_2 de 1.5 μm) entre o ferromagneto e o núcleo de metal impedindo que a corrente *ac* entrasse em contato elétrico com a camada ferromagnética, esta configuração ocasionou variações percentuais de 700% aproximadamente na MI para uma frequência de 20 MHz e um campo magnético externo de 11 Oe.

Nos trabalhos desenvolvidos por S. Xiao, et al [21, 22] foi utilizado a liga $\text{Fe}_{73,5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13,5}\text{B}_9$ para filmes com a estrutura $\text{Fe}(3 \mu\text{m})/\text{Cu}(3 \mu\text{m})/\text{Fe}(3 \mu\text{m})$ alcançaram variações percentuais de 80% em amostras tratadas termicamente a 380°C e uma frequência de 13 MHz na corrente *ac*.

L. V. Panina e K. Mohri [23] desenvolveram modelos onde variaram diversos parâmetros e fizeram simulações. Este estudo em particular mostrou que as variações percentuais na magnetoimpedância apresentam uma forte dependência com a condutividades elétrica do núcleo e do ferromagneto. Este efeito influenciará tanto na magnitude do efeito quanto na frequência onde ocorrem as maiores variações, como veremos mais adiante e em mais detalhes na seção 2.3.2.

Até agora não existem trabalhos com a corrente de sonda sendo aplicada perpendicularmente ao plano do filme. Principalmente com a geometria dos filmes usados nesta dissertação.

A magnetoimpedância depende, dentre outros fatores, da frequência e da intensidade da corrente alternada que a amostra é submetida e da geometria da amostra estudada. Em termos experimentais, a configuração básica adotada é apresentada na Figura 2-5, onde $I(t) = I_o e^{i\omega t}$ é a corrente de sonda e $Z = V_{ac}/I_{ac} = R + iX$ é a impedância da amostra.

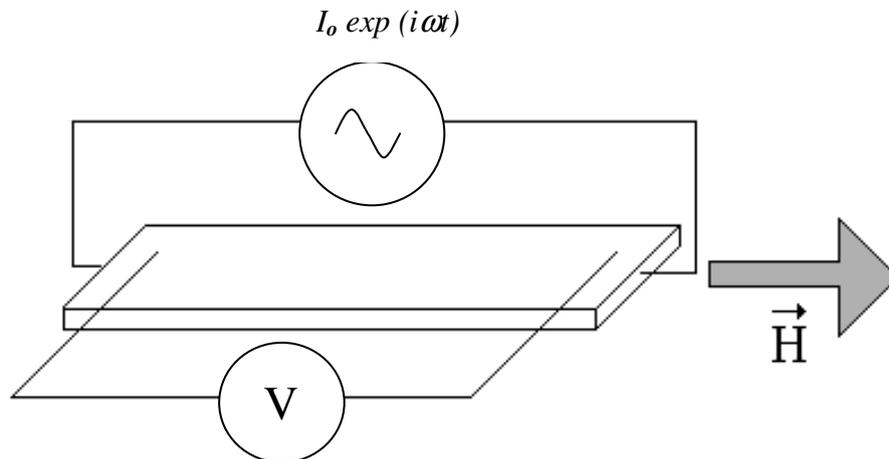


Figura 2-5 – Configuração básica para medidas de magnetoimpedância onde a frequência da corrente está expressa no termo $\omega = 2 \pi f$ e V representa a queda de tensão na amostra, que entra no cálculo de Z.

Pode-se dividir a magnetoimpedância em regimes distintos, conforme a faixa de frequências da corrente de sonda. Para frequências na faixa de 0.01 a dezenas de kHz a variação na impedância de uma mostra ferromagnética é devida, exclusivamente, ao efeito magneto indutivo [28]. Para frequências entre dezenas de kHz e alguns MHz a

magnetoimpedância é associada ao efeito *skin* forte [29]. Quando a frequência chega a ordem de centenas de MHz a GHz, além do efeito *skin*, sempre presente nestas frequências, é comum ocorrer o fenômeno da ressonância ferromagnética, que será o fenômeno responsável pela maior variação da permeabilidade da amostra com relação ao campo externo [30].

2.3.1 Efeito Magneto Indutivo

Para frequências onde a profundidade de penetração é maior que a espessura do filme ($t/2$), onde t é a espessura do filme, ou o raio de um fio (a) a variação na impedância é ocasionada devido ao chamado efeito magneto indutivo. Quando a corrente alternada passa pela seção transversal de um filme ou um fio, um campo magnético circunferencial é produzido e pode ser calculado pela lei de Ampère. Tal expressão, levando em consideração um fio de raio a , é dada por [31]:

$$H_{\varphi} = \frac{Ir}{2\pi a^2} \quad (12)$$

onde r é a distância radial ao eixo do filme ou do fio. Considerando uma corrente senoidal ac na forma

$$I = I_0 e^{-i\omega t} \quad (13)$$

o campo da expressão (12) torna-se ac , de modo que um fluxo magnético é induzido, surgindo assim um campo elétrico longitudinal. Tal campo elétrico pode ser calculado utilizando-se a equação de Maxwell [31]

$$\frac{\partial E_z}{\partial r} = -\frac{\partial B_{\varphi}}{\partial t} = -i\omega\mu_{dif} H_{\varphi} \quad (14)$$

onde B_{φ} pode ser função de H_{φ} , sendo esta a indução magnética circular. A permeabilidade diferencial é dada por [31]

$$\mu_{dif} = \frac{\partial B_{\varphi}}{\partial H_{\varphi}}. \quad (15)$$

A condição de contorno para a expressão (14) é de que a corrente tenha amplitude constante. Neste caso, a voltagem induzida nas extremidades do fio é dada por [31]

$$V_L = E_z(a)l = -\left(\frac{i\omega}{2\pi}\right)L_i I \quad (16)$$

onde l é o comprimento do fio e L_i representa a indutância interna da amostra definida como [31]

$$L_i = \frac{\left(4l \int_0^a r dr \int_r^a \mu_{dif}(r') r' dr'\right)}{a^4}. \quad (17)$$

Tomando-se a tensão total induzida em uma amostra ferromagnética dada pela soma resistiva e indutiva, tem-se que [31]:

$$V_T = V_R + V_L = R_{dc} I - \left(\frac{i\omega}{2\pi}\right)L_i I, \quad (18)$$

lembrando que a corrente é dada por (13), sendo $Z = V_T/I$, a impedância pode ser escrita como sendo

$$Z = R_{dc} + i \frac{\omega}{2\pi} L_i, \quad (19)$$

a dependência de ordem magnética nesta expressão é devido ao termo L_i como pode ser visto na equação (17).

2.3.2 Magnetoimpedância em frequências moderadas

Ao submeter um condutor metálico a uma corrente alternada um fenômeno denominado efeito pele (*skin effect*) surge para frequências da ordem de kHz a MHz. Este efeito consiste no confinamento da corrente na superfície do condutor, fazendo com que apareça um gradiente de densidade de corrente na seção do mesmo. A profundidade skin ou profundidade de penetração, depende da permeabilidade μ do material, que em um material ferromagnético depende da amplitude e frequência da corrente de sonda, além do campo externo, $\mu = \mu(I_o, f, H_0)$.

Devido à simplicidade da simetria cilíndrica, os cálculos para a magnetoimpedância serão apresentados para um condutor cilíndrico se seguem a descrição da referência [33].

As equações de Maxwell na forma diferencial são dadas por

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (20)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0, \quad (21)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{j} \text{ e} \quad (22)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad (23)$$

onde \vec{j} é a densidade de corrente, relacionada ao campo elétrico \vec{E} pela lei de Ohm microscópica.

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad (24)$$

Se o campo magnético externo \vec{H} for nulo, o campo atuante na amostra será o campo produzido pela corrente alternada que percorre a amostra, o que permite uma análise simples da permeabilidade circunferencial. Considerando uma relação linear entre o campo magnético e a indução magnética na forma

$$\vec{B}_\varphi = \mu_\varphi \vec{H}_\varphi. \quad (25)$$

Substituindo a expressão (25) na expressão (20) e tomando o rotacional da mesma temos

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) = -\mu_\varphi \frac{\partial (\vec{\nabla} \times \vec{H})}{\partial t}. \quad (26)$$

Identificando o termo $\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{j}$ na expressão acima, pode-se escrever ainda

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) = -\mu_\varphi \frac{\partial (\vec{j})}{\partial t}. \quad (27)$$

Utilizando algumas identidades vetoriais obtidas de [32], e a equação (24), pode-se escrever (27) na forma

$$\nabla^2 \vec{E} = \frac{\sigma \mu_\varphi}{2\pi} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}. \quad (28)$$

Neste ponto tem-se a distinção entre as coordenadas cilíndricas (caso de fios) e cartesianas (caso de filmes finos), a solução para cada caso depende das coordenadas do

Laplaciano na equação (28). Adotando coordenadas cilíndricas, a solução da E.D.O. resultante levará as funções de Bessel de primeira espécie, tornando o resultado para a impedância na forma

$$Z = \frac{1}{2} Rka \frac{J_0(ka)}{J_1(ka)}, \quad (29)$$

onde “ a ” é o raio do cilindro. O termo “ k ” é definido com sendo

$$k = \sqrt{\frac{\sigma\omega\mu}{2\pi}} = \frac{1+i}{\delta_m}, \quad (30)$$

onde μ na expressão (30) pode ser a permeabilidade transversal ou circunferencial dependendo da simetria da amostra. δ_m é a já conhecida profundidade de penetração da corrente. Na Figura 2-6 está representado o comportamento da corrente na seção transversal da amostra para frequências moderadas, caracterizando, assim, o efeito skin.

Utilizando-se o Laplaciano em coordenadas cartesianas para a expressão (29), a solução da E.D.O. resultante toma a forma para filmes finos, cuidando-se para usar a permeabilidade transversal μ_t e não a circunferencial. Neste caso, a solução é [33]:

$$Z = R_{dc} \frac{kt}{2} \cot\left(\frac{kt}{2}\right). \quad (31)$$

O Ponto crucial para o entendimento do efeito GMI está na descrição do comportamento da permeabilidade magnética em função dos campos aplicados. Devido à relação não linear entre o campo magnético e a indução magnética, cálculos exatos são complicados e difíceis de realizar. Na maior parte das situações, a anisotropia da amostra não é uniaxial, tornando a descrição de μ complicada por se tratar de uma quantidade tensorial.

Quando se trabalha com frequências menores que 500 kHz, as principais contribuições para a variação da permeabilidade são os movimentos das paredes de domínios [33]. Para frequências mais elevadas, o efeito pele torna-se mais acentuado e o movimento das paredes de domínios é fortemente amortecido pelas chamadas “*eddy currents*” (correntes de Foucault), e a rotação dos momentos tornam-se mais importantes no processo [33].

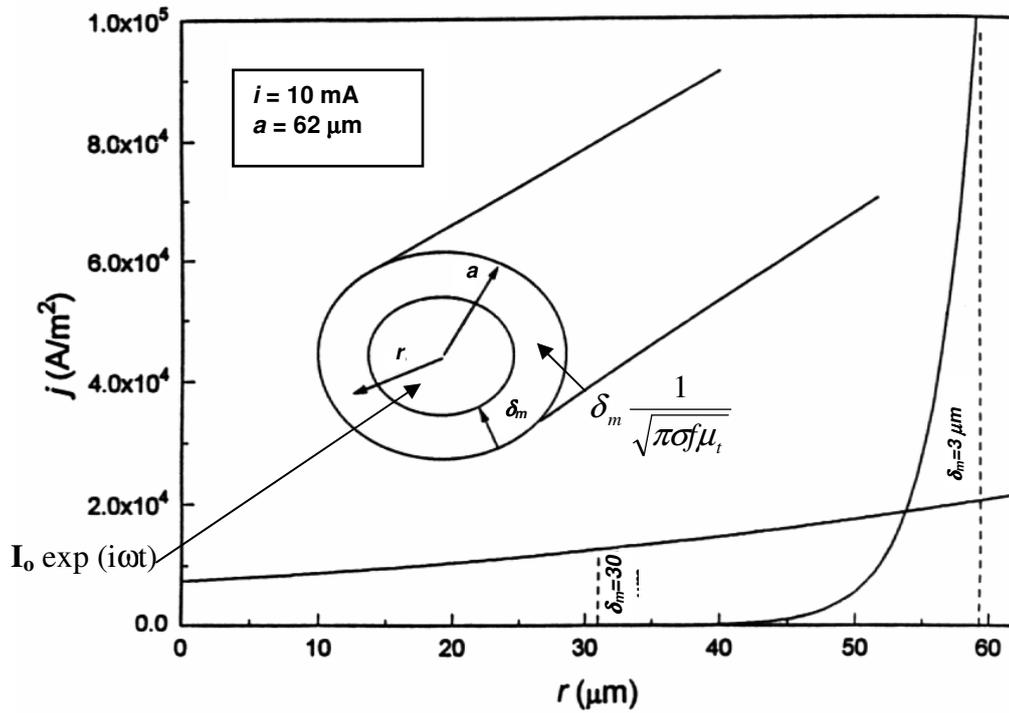


Figura 2-6 – Representação do efeito pele em um condutor cilíndrico ferromagnético, mostrando a distribuição radial da densidade de corrente dentro de um condutor e a dependência da profundidade de penetração com relação a frequência da corrente e do campo magnético externo (intrínseco na permeabilidade). Retirado de [57].

O modelo de Panina [23] para a MI para estruturas em camadas pode ser descrito considerando uma simples estrutura em tricamada mostrada na Figura 2-7. Um filme de comprimento b (eixo y) e espessura l (eixo z) é composto de uma camada condutora interna (M) de espessura $2d_1$ e duas camadas externas ferromagnéticas (F) de espessura d_2 . Uma corrente ac $I = I_0 \exp(-j\omega t)$ flui ao longo do comprimento da amostra principalmente na camada interna se a condutividade (σ_1) é muito maior do que a condutividade das camadas ferromagnéticas (σ_2).

Assume-se que as camadas F têm uma anisotropia magnética transversa no plano. Um campo magnético dc H_{ex} é aplicado paralelamente à corrente. Para H_{ex} menor do que o campo de anisotropia H_k existe uma estrutura de domínios transversa e estreita como mostrado na Figura 2-1 (b).

Considerando o caso quando o comprimento do filme b é suficientemente grande e o efeito de borda pode ser negligenciado, o qual é válido se $b \gg 2\lambda$, $\lambda^2 = d_1 d_2 \mu_t$, μ_t é a permeabilidade transversa e λ é o tamanho da borda do filme. Com essa aproximação, todas as variáveis dependem da espessura do filme (x) somente. O Tensor de permeabilidade $\hat{\mu}$ somados sobre os domínios tem uma

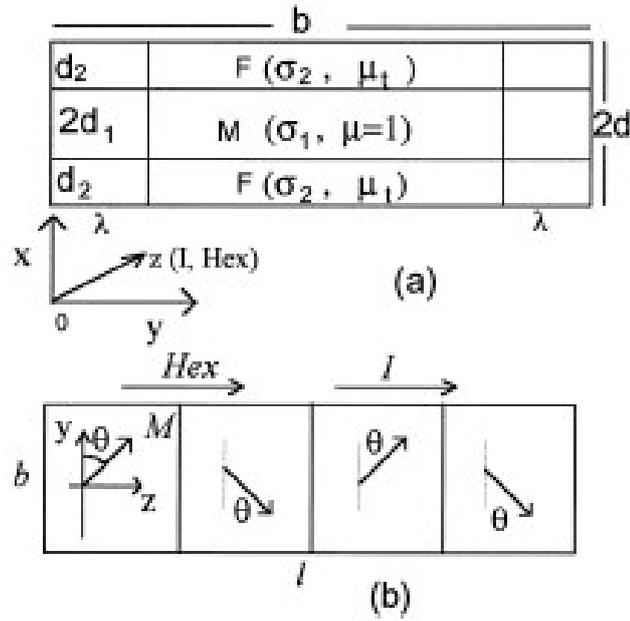


Figura 2-7 – Esquema de um elemento MI multicamada de MI: (a) visão em corte transversal, (b) visão de cima [23].

forma quase diagonal com $\mu_{yz} = \mu_{zy} = 0$. As equações de Maxwell podem ser satisfeitas considerando o campo elétrico (e_z), e o campo magnético (h_x, h_y) com a condição para indução magnética $b_x = 0$ e a condição de contorno $h_y(\pm d) = \pm I/2b$ ($d = d_1 + d_2$). A impedância pode ser escrita como:

$$Z = R\zeta(x_1, x_2)(\zeta x_1 + x_2), \quad (32)$$

$$\zeta(x_1, x_2) = \frac{\coth x_1 \coth x_2 + \zeta}{\coth x_1 + \zeta \coth x_2},$$

$$x_1 = (j-1)d_1/2\delta_1, \quad x_2 = (j-1)d_2/\delta_2,$$

$$\zeta^2 = \frac{\sigma_1 \mu_t}{\sigma_2}, \quad \delta_1^2 = \frac{c^2}{2\pi\omega\sigma_1}, \quad \delta_2^2 = \frac{c^2}{2\pi\omega\sigma_2 \mu_t}.$$

Aqui R é a resistência dc , $\mu_t = \mu_{xy} + \mu_{yx}^2/\mu_{xx}$ [23]. Uma expansão para baixas frequências ($x_1, x_2 \ll 1$) da equação (32) junto com a condição $d_1\sigma_1 \gg d_2\sigma_2$ nos leva a uma forma simples para a impedância:

$$Z = R_m \left(1 - 2j\mu_t \frac{d_2 d_1}{\delta_1^2} \right), \quad R_m = l/2bd_1\sigma_1. \quad (33)$$

Nesta aproximação, a contribuição da camada magnética para a impedância em sanduíches é descrita pela indutância externa com respeito a camada interna. Para um

sanduíche de espessura menor que um micron, é uma aproximação razoável para frequências até alguns gigahertz.

2.3.3 Magnetoimpedância e Ressonância Ferromagnética

A configuração necessária para a medida do efeito magnetoimpedância favorece o fenômeno da ressonância ferromagnética e a torna mensurável quando a frequência de medida é “compatível” com a FMR. A ressonância ferromagnética (usaremos aqui o símbolo FMR do termo em inglês *ferromagnetic resonance*) surge ao se submeter uma amostra ferromagnética simultaneamente a um campo magnético uniforme \vec{H} e um campo magnético alternado na frequência de microondas perpendicular à direção de \vec{H} . Este campo gera o alinhamento parcial dos momentos magnéticos ocasionando, assim, um movimento de precessão com uma frequência característica f proporcional ao campo. Quando a frequência do campo alternado iguala-se a f_R (frequência de ressonância), o sistema entra em ressonância e uma queda aguda na potência de microondas refletida é verificada, ou seja, há uma absorção de microondas pela amostra. Na configuração usual, a frequência do campo alternado é fixa e o campo dc é variado de forma a levar a amostra a uma ressonância. A principal diferença entre um experimento de MI e FMR é a origem do campo ac . Enquanto num experimento de FMR o campo ac é produzido externamente através de uma bobina na qual passa uma corrente alternada, num experimento de MI o campo ac é induzido pela corrente de sonda.

A relação experimental entre GMI e FMR foi lembrada por Yelon *et al* em 1996 [30]. O trabalho de Ménard *et al* [34] apresentou características peculiares no estudo de GMI e FMR nos cálculos teóricos, entre elas a passagem da parte imaginária pelo zero quando a parte real da impedância tem seu máximo, identificando a ressonância. A Figura 2-8 mostra exatamente esta característica observada para um filme de 50 bicamadas de *Finemet* (100 Å)/Cu (10Å) a uma frequência de 906 MHz. Valores já alcançados de MI são de 220% para variações positivas e 70% para variações negativas [34]. Variações maiores que 620% foram reportadas na mesma faixa de frequência, mas isto é devido a uma definição diferente da GMI [34].

Seguindo Kittel [35], a equação para a dinâmica da magnetização, como já mencionada anteriormente (sem atenuações) é descrita pela forma

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma_o \vec{M} \times \vec{H} \quad (34)$$

onde o campo magnético leva em consideração o campo efetivo atuante na amostra e um campo variável devido a corrente alternada imposta $\vec{H} = \vec{H}_{ef} + \vec{H}(t)$. Da mesma forma, a magnetização tem a contribuição do campo externo e do campo oscilatório $\vec{M} = \vec{M}_s + \vec{M}(t)$.

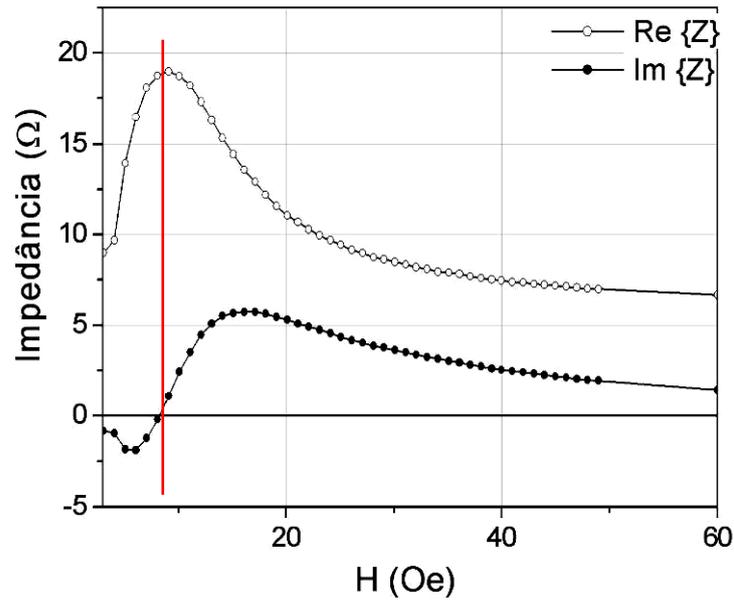


Figura 2-8 – Medida da impedância de uma multicamada Finemet (100Å)/Cu(10Å) x 50 mostrando a passagem pelo zero da parte reativa enquanto a parte resistiva passa pelo máximo. Figura retirada de [46].

A ressonância ferromagnética pode ser tratada microscopicamente com um Hamiltoniano de spin que incluem termos para o efeito Zeeman, dipolo-dipolo e interações de troca, bem como um para a energia de anisotropia magnetocristalina.

As equações do movimento são obtidas pelo procedimento usual calculando o comutador do Hamiltoniano de Spin e do momento angular de spin acarretando em consequência na expressão (34) [33]. Nesta equação o campo magnético é o resultante do campo aplicado, desmagnetizante, anisotropia cristalina e qualquer outro campo que possa estar presente no sistema. Para uma amostra na forma de um elipsóide o campo resultante pode ser escrito como

$$\vec{H}_{eff} = \vec{H} + \vec{H}_1(t) - \hat{D} \cdot \vec{M} + H_K \quad (35)$$

onde \vec{H} é o campo magnético estático, $\vec{H}_1(t)$ o campo magnético alternado, $-\hat{D} \cdot \vec{M}$ o campo desmagnetizante e H_K o campo de anisotropia. Relembrando, \hat{D} é o tensor de desmagnetização da amostra.

Em um material cristalino, este campo depende das constantes de anisotropia K_1, K_2 . Uma forma de escrever o campo de anisotropia é [33]

$$\vec{H}_K = -\hat{D}_K \cdot \vec{M} \quad (36)$$

onde, para simplificar, \hat{D}_K é assumido com as componentes sobre os eixos do sistema cartesiano de forma que \vec{H}_K pode ser escrito como sendo

$$\vec{H}_K = -D_{Kx} M_x \hat{i} - D_{Ky} M_y \hat{j} - D_{Kz} M_z \hat{k} \quad (37)$$

Considerando o campo DC na direção do eixo Z (principal de um elipsóide) e o campo alternado na perpendicular a este o tensor \hat{D} , que deveria ser um tensor complicado, passa a ser um tensor diagonal. Escrevendo então $\vec{M} = \vec{M}_S + \vec{M}_1(t)$ onde \vec{M}_S esta na direção do campo \vec{M} e $\vec{M}_1 = \vec{M}_1 e^{i\omega t}$ e substituindo na expressão (34) pode-se encontrar a relação entre a magnetização e o campo magnético desenvolvendo termo a termo do rotacional e da derivada temporal.

Considerando que o campo $H_{1x} = H_{1y} = 0$, o que é condição para que M_{1x} e M_{1y} tenha solução não trivial tem-se que [33]

$$\begin{aligned} -\frac{i\omega}{\gamma} M_{1x} + M_{1y} [H + (D_y + D_{Ky} - D_z - D_{Kz}) M_S] &= 0 \\ \frac{i\omega}{\gamma} M_{1y} + M_{1x} [H + (D_x + D_{Kx} - D_z - D_{Kz}) M_S] &= 0 \end{aligned} \quad (38)$$

Na forma matricial estas expressões ficam

$$\begin{vmatrix} \frac{i\omega_r}{\gamma} & H + (D_y + D_{Ky} - D_z - D_{Kz}) M_S \\ H + (D_x + D_{Kx} - D_z - D_{Kz}) M_S & \frac{i\omega_r}{\gamma} \end{vmatrix} = 0 \quad (39)$$

Resolvendo o sistema (39) encontra-se a relação

$$\omega_r^2 = \gamma \left\{ [H + (D_y + D_{Ky} - D_z - D_{Kz}) M_S] \times [H + (D_x + D_{Kx} - D_z - D_{Kz}) M_S] \right\} \quad (40)$$

Como pode ser verificado na expressão acima a frequência de ressonância depende diretamente dos fatores desmagnetizantes. Para um cilindro, por exemplo, tem-se que

$$D_x = D_y = 2\pi, \quad D_z = 0$$

No caso em que a anisotropia cristalina é pequena comparada com a anisotropia de forma fazendo com que

$$D_{Kx} = D_{Ky} = D_{Kz} = 0$$

Desta forma substituindo estes termos em (40) a frequência de ressonância pode ser encontrada fazendo:

$$f_r = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{(H + H_K) M_s} \quad (41)$$

Analisando a expressão acima, podem-se tomar dois limites que trazem informações importantes sobre a amostra estudada.

Quando $|\vec{H}| \gg |\vec{H}_K|$ (onde H_K é o campo de anisotropia) pode-se desprezar H_K na expressão (41) restando apenas

$$f_r^2 = \left(\frac{\gamma \mu_0}{2\pi} \right)^2 M_s H. \quad (42)$$

Desta pode-se obter a magnetização de saturação da amostra, medindo a inclinação da reta resultante de $f_r^2 \times H$, no caso de materiais amorfos.

Quando $|\vec{H}| \approx |\vec{H}_K|$, a expressão para $f_r^2 \times H$ não é mais linear, apresentando um mínimo. Quando a anisotropia da amostra é uniaxial e perpendicular ao campo magnético externo *dc* este mínimo apresenta-se agudo, localizado sobre o campo de anisotropia \vec{H}_K , como pode ser visto na Figura 2-9. Na mesma figura são mostradas as relações de dispersão para ângulos levemente diferentes de 90°.

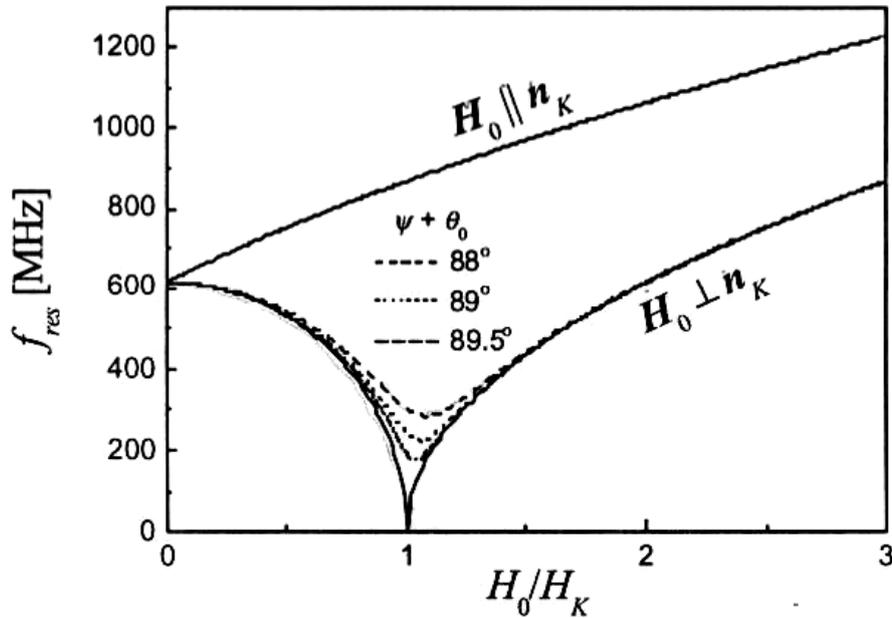


Figura 2-9 – Frequência de ressonância de um filme monodomínio com anisotropia uniaxial no plano, com $H_K=6 Oe$. Figura retirada da referência [46].

2.3.3.1 Magneto Impedância Longitudinal, Transversal e Perpendicular

Segundo Sommer e Chien [12, 15, 47, 48], o comportamento da MI pode ser analisada segundo a orientação relativa entre o campo dc e a corrente de sonda. Neste caso, aqueles autores, usam os termos Magnetoimpedância Longitudinal (LMI), Transversal (TMI) e Perpendicular (PMI).

As diferenças entre LMI, TMI e PMI podem ser entendidas em termos da geometria da medida da permeabilidade diferencial efetiva, na qual é, basicamente, o termo responsável pelos efeitos de MI [12]. É bem conhecido que para a LMI observadas em materiais com alta permeabilidade efetiva, o parâmetro mais relevante é a profundidade do efeito *Skin*

$$\delta_m = 1/\sqrt{\pi\sigma f\mu_{eff}} \quad (43)$$

onde σ e μ_{eff} são a condutividade e a permeabilidade diferencial efetiva do material, f é a frequência [33]. Se a espessura é maior do que $\delta_m/2$, a dependência da impedância com o campo e a frequência é

$$Z \propto \sqrt{f\mu_{eff}(H, f, I)} \quad (44)$$

onde f é a frequência, I a corrente de sonda, e $\mu_{eff}(H, f, I)$ é a dependência de μ_{eff} com a frequência, campo e corrente. Pode ser percebido que a dependência da permeabilidade diferencial $\mu_{eff} = 1 + \chi_{eff}$ com o campo e a frequência desempenham um papel central na definição da magnitude da MI e da estrutura de picos [12].

A geometria das medidas de MI definem qual permeabilidade (ou susceptibilidade) é importante para a MI. No trabalho de Sommer [12], em todas as medidas de LMI o campo produzido pela corrente de sonda (H_{ac}) é perpendicular ao campo H_{dc} aplicado. A susceptibilidade relevante para a LMI é a susceptibilidade transversa (χ_T). Por outro lado, na TMI, os campos H_{ac} e H_{dc} são paralelos, logo a susceptibilidade longitudinal (χ_L) é a mais relevante [49]. Em outras palavras, as susceptibilidade transversal e longitudinal são relevantes, respectivamente, a LMI e TMI. Para a PMI, usando os mesmos argumentos, a susceptibilidade importante é a transversa, como na LMI [12].

Para TMI, a susceptibilidade longitudinal χ_L é importante. Neste caso o campo desmagnetizante possui um efeito grande. Ele não só influencia o campo interno, mas também estabelece um limite para a susceptibilidade longitudinal χ_L [15]. A susceptibilidade aparente é dada por

$$\chi_L^{app} = \chi_L / (1 + N_{d_r} \chi_L), \quad (45)$$

na qual χ_L é corrigida pelo efeito desmagnetizante (N_{d_r} é o fator desmagnetizante transversal). No limite que χ_L é grande, susceptibilidade aparente será dada por

$$\chi_L^{app} \approx 1/N_{d_r}, \quad (46)$$

na qual, juntamente com um campo interno pequeno, produz as curvas em forma de sino para as medidas de MI transversal com altas faixas de campos magnéticos externos H aplicados [12]. Os fortes efeitos desmagnetizantes estarão sempre presentes na TMI. A dependência do campo com χ_L intrínseco é portanto mascarada [12].

A susceptibilidade pode ser descrita como $\chi = \chi_{DW} + \chi_{rot}$, onde χ_{DW} é a susceptibilidade associada ao movimento de paredes de domínio e χ_{rot} é a susceptibilidade associada com o processo de rotação da magnetização. Esta hipótese pode ser testada por medidas de alta frequência, porque estas suscetibilidades (χ_{DW} e χ_{rot}) tem constantes de atenuação diferentes devido as suas diferentes naturezas. Em materiais metálicos, incluído materiais amorfos, o movimento de paredes de domínio é atenuados em baixas frequências, quando comparado com o processo de rotação [15]. Na figura a seguir (Figura 2-10), vemos

um esquema dos efeitos dos tratamentos, geometria das medidas, e anisotropias induzidas (H_K é o campo de anisotropia e H_{ac} é o campo alternado induzido pela corrente de sonda) na LMI, TMI e PMI para (a) Como feitas, (b) tratadas termicamente a campo zero, (c) tratadas termicamente com campo externo aplicado longitudinalmente, (d) tratadas termicamente com campo externo aplicado transversalmente.

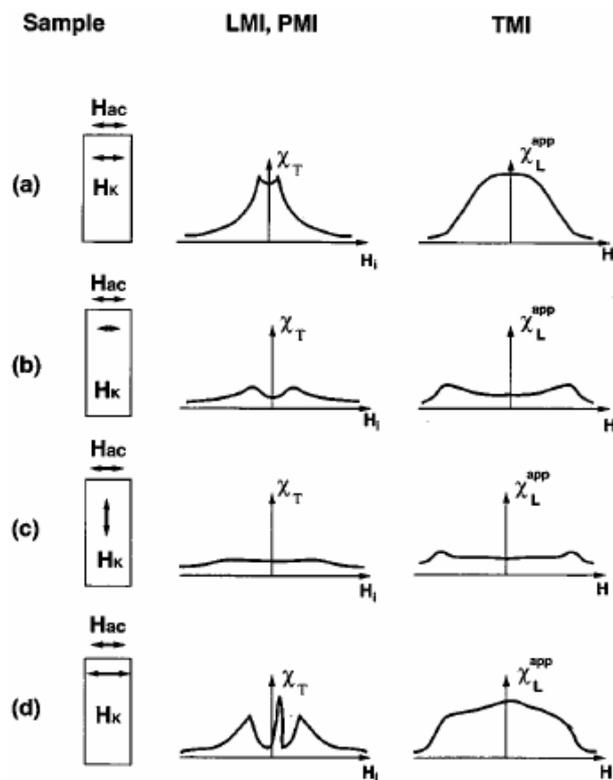


Figura 2-10 – O esquema mostra os efeitos dos tratamentos, geometria das medidas, e anisotropias induzidas (H_K) na LMI, TMI e PMI para (a) Como feitas, (b) tratadas termicamente a campo zero, (c) tratadas termicamente com campo externo aplicado longitudinalmente, (d) tratadas termicamente com campo externo aplicado transversalmente. A susceptibilidade transversal relevante (segunda coluna) para LMI e PMI e a susceptibilidade longitudinal aparente para TMI (terceira coluna) também são mostradas. A LMI e PMI são muito similares se graficadas em função de seus respectivos campos internos H_i . Figura retirada de [12].

Todas as medidas de LMI, TMI, e PMI mostram similarmente grandes efeitos, mas que ocorrem em diferentes faixas de campo externo aplicado e com diferentes estruturas de pico [12]. O rico espectro de MI pode ser entendido pela identificação da susceptibilidade relevante para cada caso, o campo ac devido a corrente de sonda, e os efeitos desmagnetizantes em cada caso. A TMI tem baixa resolução quando comparada a LMI e PMI. O espectro de LMI é altamente influenciado pelos efeitos desmagnetizantes e tem alta sensibilidade a campos baixos [12].

3 PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

Neste capítulo serão descritos os métodos de fabricação e caracterização estrutural, magnética e resposta em altas frequências (magnetoimpedância). Todo o trabalho experimental foi realizado no Laboratório de Magnetismo e Materiais Magnéticos (LMMM) do Departamento de Física da UFSM.

3.1 Produção das Amostras

Todos os filmes produzidos neste trabalho foram depositados por magnetron *sputtering* no sistema de deposição do LMMM. No que segue será feita uma pequena descrição do método utilizado para produzir os alvos de 2 polegadas e a produção dos filmes com as máscaras adequadas ao objetivo do presente trabalho.

3.1.1 A Técnica de Sputtering

A base do processo de *sputtering* ou desbaste iônico, é acelerar um íon (no nosso caso íons de Ar) contra um alvo com o material que se deseja depositar. Quando este íon, com energia suficiente (cerca de quatro vezes o calor de sublimação do material), atinge o alvo, este provoca um espalhamento (ejeção por transferência de momentos) de átomos ou aglomerados de átomos (neutros) do alvo que poderão ser depositados em substratos adequadamente posicionados [36]. Doravante usaremos o termo inglês para designar o método, uma vez que este encontra-se incorporado ao jargão da área de pesquisa em materiais nanoestruturados.

A transferência de momento aos átomos do alvo deve ser um parâmetro controlável e este envolve diversos fatores, tais como: energia dos átomos incidentes, massa desses átomos e o ângulo de incidência, dentre outros. O controle destes parâmetros afetará a taxa de deposição dos átomos arrancados de um determinado alvo sobre um substrato colocado a uma certa distância. Apesar da grande importância do fenômeno de *sputtering*, o processo é

economicamente desfavorável devido a suas baixas taxas de deposição, mesmo com um bom controle dos parâmetros que determinam o processo [36].

Os átomos acelerados em direções ao alvo são em geral átomos de gases inertes ionizados como, por exemplo, o Ar a baixas pressões. Esta descarga é obtida através da aplicação de um *ddp* (diferença de potencial) entre os eletrodos imersos no gás a baixa pressão. Esse gás, por sua vez, produz igual número de íons e elétrons que são acelerados do ânodo ao catodo. A incidência dos íons no alvo provoca o *sputtering* e a emissão de elétrons secundários. Tendo um controle da pressão dentro da câmara e dos potenciais entre o anodo e o catodo é possível se obter um estado de plasma estável e auto-sustentável. O livre caminho médio dos átomos e íons na câmara é menor que a distância do anodo e o catodo onde está localizado o substrato para a deposição do filme, de maneira que múltiplos espalhamentos podem ocorrer nos átomos até que o mesmo alcance o substrato, acarretando assim deposição de átomos provenientes de direções diversas e com energias diferentes.

Utilizando-se o equipamento de *sputtering* diodo DC, constituído basicamente por dois eletrodos planos posicionados frente a frente dentro da câmara de vácuo, podem ser obtidas taxas de deposição maiores mediante um controle dos parâmetros citados acima, além de uma boa pressão de base. Com pressões mais baixas cai a eficiência de ionização, aumentando o livre caminho médio (devido a menor concentração de íons). A concentração de íons fracamente acelerados próximo ao alvo provoca a queda da taxa de deposição e o plasma torna-se instável. Uma maneira de minimizar este efeito indesejável é introduzir um campo magnético que fará com que os elétrons que não se deslocam paralelamente às linhas de campo sejam forçados a realizar trajetórias helicoidais em torno destas, aumentando a distância percorrida e, portanto, o rendimento da ionização do gás na câmara para um mesmo deslocamento linear. Este sistema é chamado de *magnetron sputtering*.

Esta técnica apresenta algumas vantagens que devem ser salientadas perante as outras técnicas expostas nas seções precedentes.

1. Com um controle adequado dos parâmetros, é possível a produção de filmes com características reprodutíveis;
2. Apresenta estequiometria do filme muito próxima a do alvo, parâmetro importante para deposição de ligas;
3. Possibilita a deposição de filmes bastante uniformes em áreas relativamente grandes;
4. Muito boa aderência do filme ao substrato;
5. Com o procedimento de *pré-sputtering* é possível eliminar grande parte da deposição de óxidos, formados na superfície do alvo, no substrato.

6. Devido a taxa de deposição ser próxima para uma série de materiais tem-se a facilidade de depositar multicamadas.

A reprodutibilidade e o controle de qualidade de um filme dependem diretamente de alguns parâmetros importantes, como temperatura do substrato, pressão de fundo, pressão de Ar, diferença de potencial entre o ânodo e o cátodo, corrente no gás, entre outros. Cada um dos parâmetros citados acima afeta em uma propriedade diferente do filme.

A temperatura do substrato afeta principalmente na estrutura cristalina do filme depositado e na introdução de tensões mecânicas durante a deposição [36]. As tensões são causadas principalmente pela diferença entre o coeficiente de expansão térmica do substrato e das ligas a serem depositadas. Estes efeitos podem ser minimizados controlando-se a temperatura do substrato durante a deposição, o que muitas vezes não é trivial devido à configuração do aparato experimental.

A pressão de fundo, que é a denominação da pressão interna da câmara de deposição imediatamente antes da descarga, possui grande relevância para a obtenção de filmes com qualidade. Substâncias do ar como [36] o N, H₂O, CO₂, entre outras, estarão presentes dependendo das características de bombeamento seletivo da linha de vácuo. O H₂O presente na câmara durante a deposição pode acarretar problemas de aderência do filme ao substrato. A própria água e o CO₂ podem dissociar-se liberando O₂, que será incorporado ao filme, oxidando-o e acarretando uma queda na taxa de deposição. A degasificação das paredes da câmara pode trazer impurezas ao ambiente de deposição. Estes efeitos podem ser administrados de maneira satisfatória através de uma linha de vácuo controlada e com o aquecimento das paredes da câmara durante a obtenção do vácuo.

A pressão de Ar durante a deposição possui extrema importância no que diz respeito à taxa de deposição. Com o aumento da pressão, aumenta-se a taxa de deposição até certo limite, a partir deste, tem-se uma queda abrupta devido ao espalhamento do material ejetado de volta ao alvo [36].

A voltagem entre o ânodo e o cátodo determina a energia com que os íons irão chegar ao alvo, de modo que esta voltagem está intimamente ligada a taxa de *sputtering*. A relação entre a taxa de *sputtering* e a voltagem não é linear, chegando a um valor máximo, que é atingido para alguns keV [36, 37].

Quando o alvo a ser bombardeado é isolante, a chegada dos íons ao alvo gera um potencial de blindagem que interrompe a aceleração dos mesmos [36]. Com isso não se tem mais emissão de elétrons secundários, sendo impossível a auto-sustentação do plasma. Uma forma de contornar este problema é utilizando RF *sputtering*. Este sistema consiste em um

prato metálico colocado sob o alvo ligado a uma fonte de tensão alternada. Este prato irá induzir uma tensão RF na superfície do alvo, forçando os elétrons a oscilarem devido ao campo alternado, aumentando a mobilidade dos mesmos antes de atingirem as paredes da câmara. Assim o plasma torna-se novamente auto-sustentável [36]. Sistemas que utilizam capacitores controlados manualmente auxiliam para um casamento da impedância da fonte e da câmara, aumentando assim a eficiência e utilização da potência emitida pela fonte RF.

3.1.2 Preparação dos Alvos para Sputtering

Neste trabalho foram utilizados alvos sinterizados a frio no caso das ligas de $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$. Para tanto, foram os elementos químicos a partir de pó com pureza 99.9 % e granularidade de 325 *mesh* (a unidade *mesh* significa o número de aberturas por polegada linear medidas a partir do centro de um certo grão até a distância de 1"). Todos os pós utilizados foram fornecidos pela firma *CERAC Inc.*

Após a escolha da composição de cada alvo foi calculada a massa de Fe e Ni necessárias para a produção de um alvo com 2" de diâmetro e 50 *mils* de espessura (a unidade *mil* significa 1 milésimo de polegada). Utilizando-se uma balança de alta precisão, foi realizada a pesagem de cada elemento separadamente para posterior mistura em um almofariz por aproximadamente 20 minutos para homogeneização.

A sinterização foi feita utilizando-se uma prensa hidráulica, com uma pressão de 50 *Ton*, durante, aproximadamente, 30 a 60 min. em temperatura ambiente. Para a formatação do alvo no formato desejado, de modo a ser utilizado posteriormente no *sputtering*, foi desenvolvido um sistema de *bushing* no diâmetro de 2", constituído de dois cilindros maciços de aço indeformável que prensam o pó devidamente colocado em uma caneca (como uma forma de pizza) de cobre que evita a perda de massa no processo e, por sua vez, colocada no interior de um cilindro de vúdeia de 2" de diâmetro interno e reforçada com um cubo de alumínio de 20cm de diâmetro para evitar estilhaçamento em caso de rompimento (ver Figura 3-1).

No caso do Cu foi utilizado um alvo maciço com as mesmas dimensões do alvo magnético com pureza de 99.99% fornecido pela AJA International.

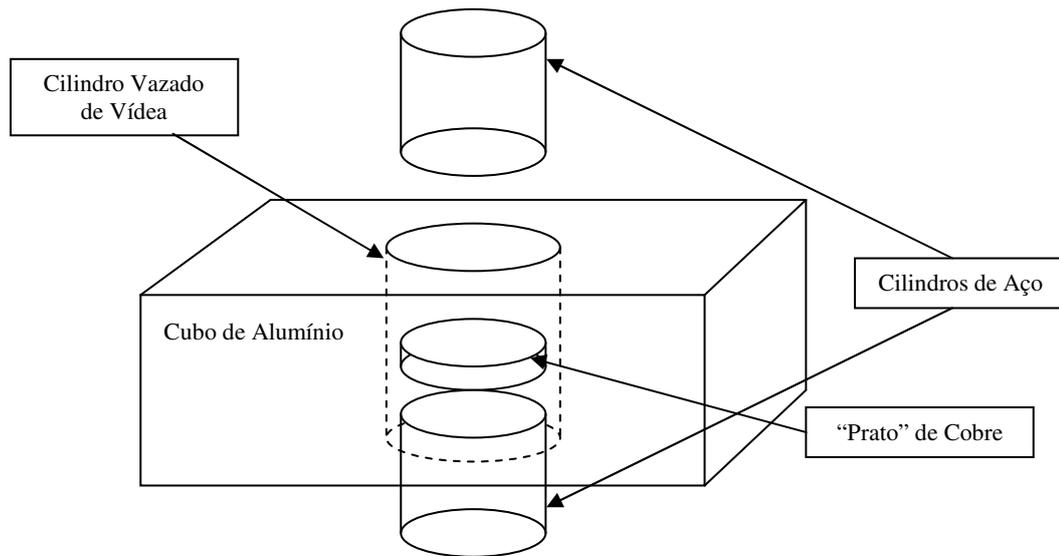


Figura 3-1 – Esquema do sistema *bushing* usado na fabricação de alvos sinterizados.

3.1.3 Deposição dos Filmes

Todos os filmes produzidos neste trabalho foram depositados por magnetron *sputtering* no próprio LMMM. O sistema de *sputtering* está baseado em uma plataforma de vácuo BALZERS do tipo BAK600 modificada. O vácuo é produzido por um sistema de bomba rotativa e difusora com trap de nitrogênio líquido, atingindo a pressão de base de menos de 4×10^{-7} Torr.

Com a câmara evacuada, parte-se para o processo de deposição, sendo o primeiro passo a obtenção de uma pressão diferencial de argônio ultra-puro. Isto é feito fechando-se a válvula do tipo persiana existente na conexão da câmara com a difusora e admitindo Ar a um fluxo controlado por controladores MKS modelo 1179A22CR15V..S com *range* de 200 cm^3/min . O Ar é admitido na câmara a uma pressão de 5.2 mTorr, com uma vazão de cerca de 20 cm^3/min para a grande maioria dos alvos depositados com este sistema.

No sistema do LMMM existem quatro canhões que possibilitam a deposição utilizando-se quatro alvos sem que a câmara seja aberta. Tais canhões são controlados por duas fonte DC e por uma fonte RF. Os parâmetros a serem controlados são a corrente para o canhão DC e as potências transmitida e refletida para o canhão RF. Para uma uniformidade maior dos filmes produzidos, existe um sistema com motor de passo de precisão, de modo que o substrato se move durante a deposição. Para um controle ainda maior sobre a espessura dos filmes, um *shutter*, também móvel, possibilita a exposição ou não do substrato ao plasma. Os

motores de passo têm resolução de 10000 passos/volta no movimento do *shutter* e 40000 passos/volta no movimento do substrato. Assim, conhecendo a taxa de deposição de cada alvo é possível controlar a velocidade (constante) a qual o substrato deve passar sobre o plasma. A configuração do sistema de *sputtering* do LMMM possibilita a indução de um eixo de anisotropia no momento da deposição. Tal eixo está relacionado com o próprio campo magnético do canhão e a direção de movimento do substrato sobre o plasma durante a deposição como pode ser visto abaixo na Figura 3-2.

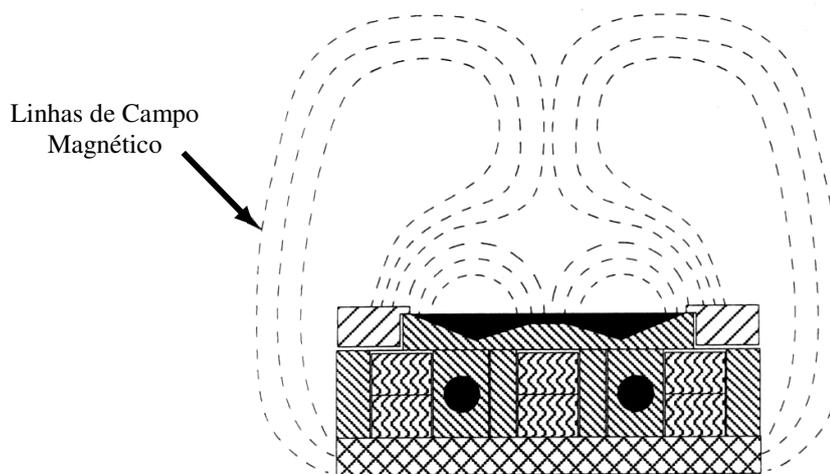


Figura 3-2 – Configuração dos ímãs (Não-Balanceada) e das linhas de campos em que os substratos foram depositados. Configuração fornecida pela AJA International.

Este movimento, associado ao campo magnético do canhão é que possibilita a indução de um eixo de anisotropia em materiais ferromagnéticos perpendicular à direção de deposição, como poderemos ver na figura a seguir (Figura 3-3).

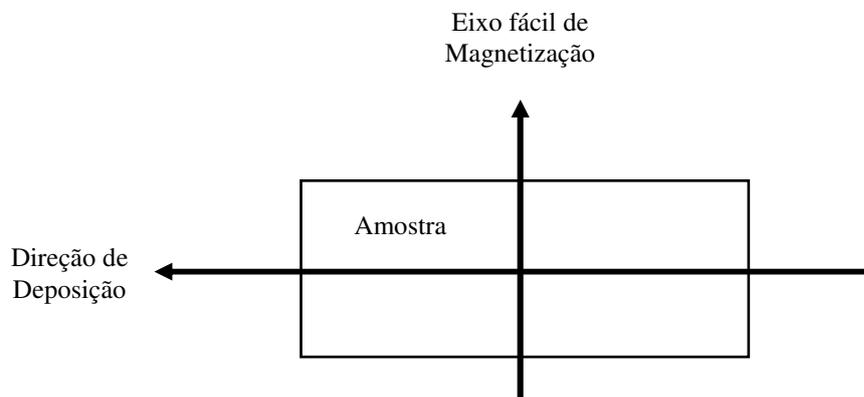


Figura 3-3 – Esquema de como fica o eixo de anisotropia em função da direção de deposição do filme.

A região de uniformidade dos filmes depositados com os canhões de 2" é a faixa de 10mm em torno da linha traçada pelo centro do alvo durante o movimento do substrato. Deste modo, as regiões laterais dos filmes devem ser desprezadas para fins de medidas, pois não apresentam a espessura desejada.

A reprodutibilidade dos filmes é assegurada mantendo-se os parâmetros descritos acima constantes, além da velocidade de passagem do substrato sobre o plasma, e distância do mesmo com relação ao canhão. Uma representação esquemática da câmara está na Figura 3-4.

Para a deposição dos filmes ferromagnéticos deste trabalho, a pressão de Ar na câmara foi de 5.2 mTorr, com uma potência no canhão RF de 65W (transmissão). Para o Alvo com a composição Ni₈₁Fe₁₉, a taxa de deposição utilizada foi de 1.49 Å/s. Para o alvo de Cu, a taxa é de 1.18 Å/s para os parâmetros de 25 mA no canhão DC e 5.2 mTorr de pressão de Ar na câmara e o fluxo de Ar a 20 cm³/min.

A calibração da taxa de deposição para cada alvo é feita utilizando-se a técnica de difração de raios-X (XDR) a baixo ângulo (2°-10°). Desta forma, uma análise da espessura de filmes finos (até 1000 Å) pode ser obtida com uma precisão de 2 Å. Para o alvo de *Permalloy* utilizado neste trabalho, o espectro de Raios-X de baixo ângulo utilizado para a calibração está mostrado na Figura 3-5, onde em (a) pode-se perceber a indexação dos picos de Bragg, relativos a interferência construtivas das ondas refletidas nas interfaces *ar/Permalloy* e *Permalloy/vidro*. Com a localização dos picos de Bragg, pode-se construir um gráfico do vetor de espalhamento ($q = 4\pi \sin(\theta) / \lambda$) versus o índice do pico (Figura 3-5(b)), onde λ é o comprimento de onda do raio-X. A inclinação da reta resultante (P.A.) está relacionado com a espessura do filme A da seguinte forma [43]

$$\Lambda = \frac{2\pi}{P.A.} \quad (47)$$

Conhecendo a espessura para cada amostra e sabendo o tempo de exposição das mesmas no plasma, pode-se a taxa de deposição (Å/s) indicada anteriormente.

Com a técnica XDR, tem-se a possibilidade de se observar indiretamente a estrutura da rede da amostra, se o espectro é adquirido em altos ângulos (10°-120°).

Utilizou-se um equipamento de Raios-X da marca XD-7A da Shimadzu na configuração θ - 2θ (ver Figura 3-6) existente no LMMM e foram feitas medidas de difração de Raios-X para tais amostras como fabricadas (sem tratamentos térmicos).

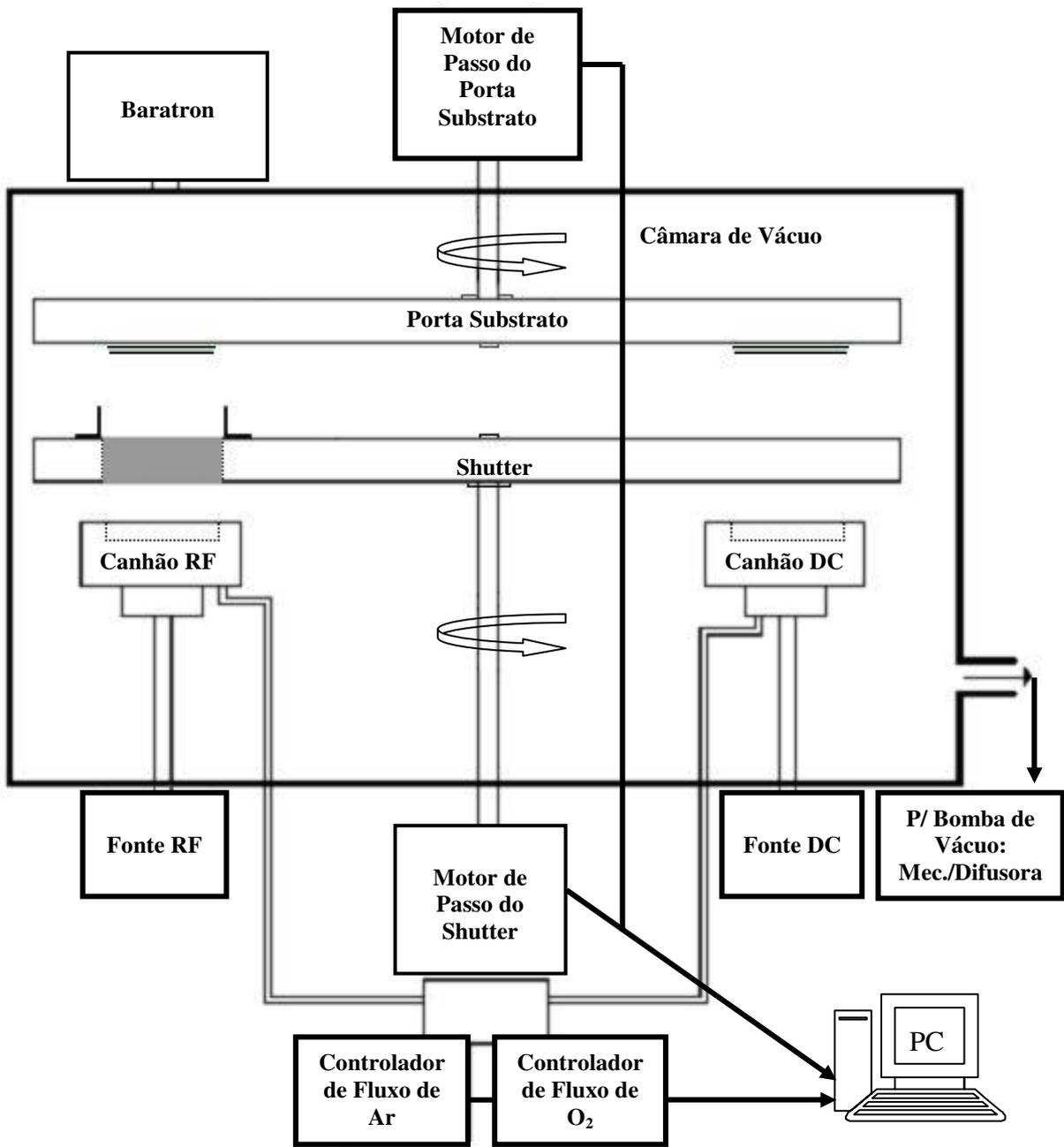


Figura 3-4 – Configuração da câmara do magnetron sputtering

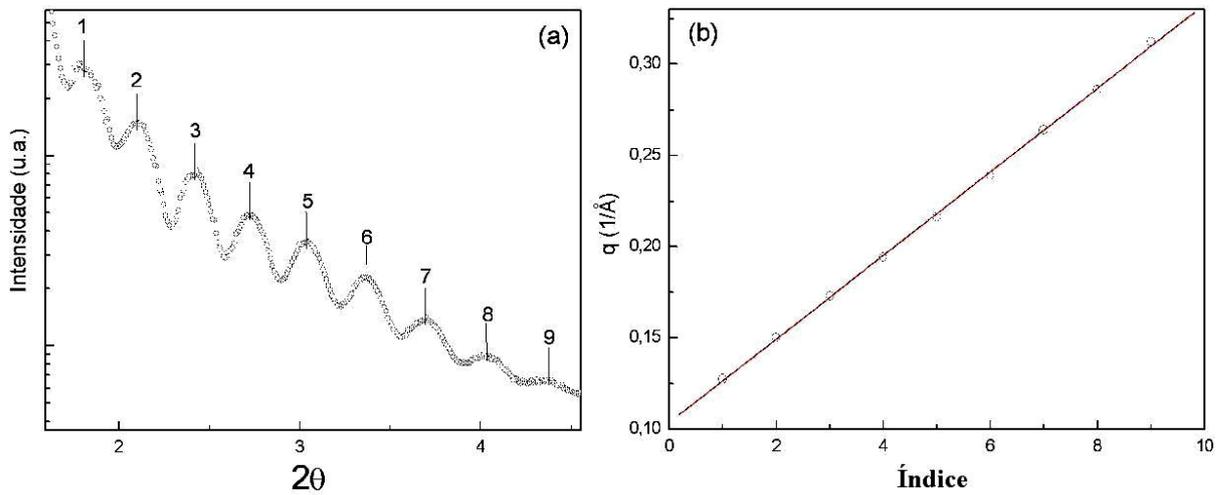


Figura 3-5 – Difração de raio-X baixo ângulo para calibração da taxa de deposição para o alvo de *Permalloy* (a) difração na configuração θ - 2θ . (b) gráfico do vetor de espalhamento $q = 4\pi \sin(\theta) / \lambda$ versus o índice dos picos de Bragg, com um ajuste linear.

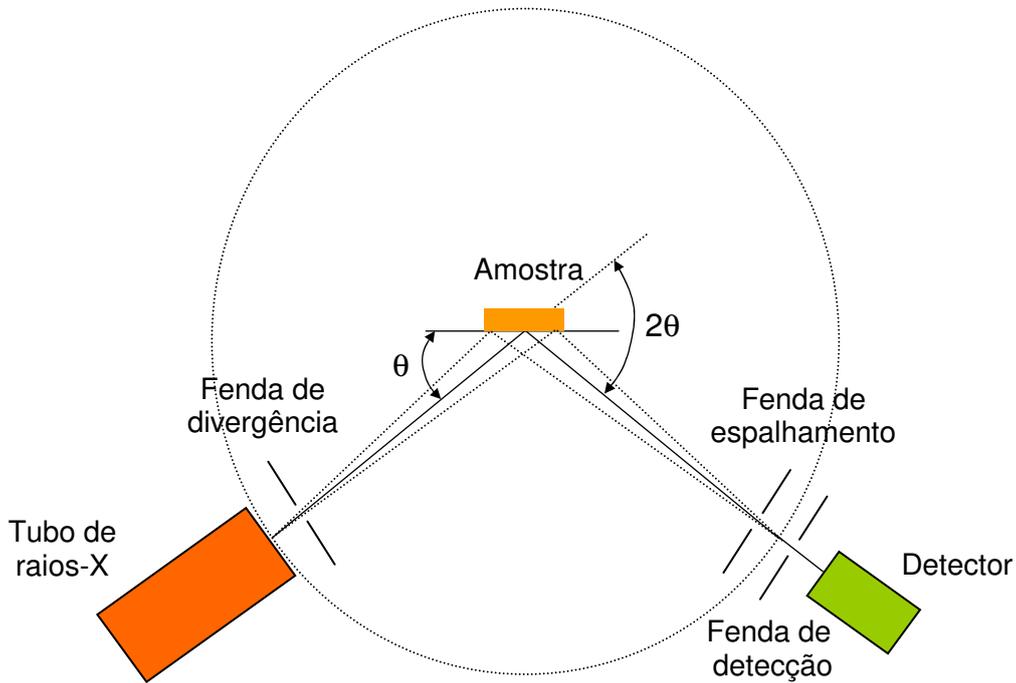


Figura 3-6 – Configuração θ - 2θ para o raio-X existente no LMMM. Neste sistema tanto o tubo de raios-X quanto o contador de radiação giram controlados por motores de passo de alta precisão. O sistema é controlado por um PC.

3.1.4 Produção das amostras na forma de sanduíches

A obtenção das multicamadas no formato circular foi possível com a utilização de máscaras conforme podemos ver na Figura 3-7.

O aspecto final das amostras produzidas está mostrada na Figura 3-8. Nesta figura, os círculos correspondem a multicamadas de *Permalloy*/Cu com espessuras entre 10-200Å para o *Permalloy* e 10-50Å para o Cu. O Número de bicamadas foi variado de 10 a 50. Os quadrados são uma base de um plano terra, neste caso o Cu (2000Å).

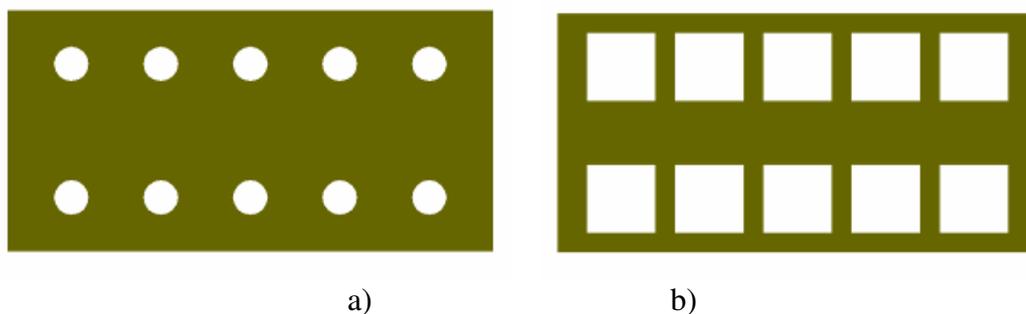


Figura 3-7 – Máscaras utilizadas para a produção dos filmes na forma de sanduíches, cada máscara consiste em dez orifícios com dimensões distintas. (a) Mascara utilizada para deposição do ferromagneto com diâmetros de 3,5 a 7,2 mm cada orifício. (b) Máscara utilizada para deposição do plano de cobre com lado de 7,2 mm cada quadrado.

Para a obtenção das amostras na forma da Figura 3-8, foram produzidas máscaras que possibilitam a variação de alguns parâmetros, simplesmente posicionando-as sobre o substrato. Nas máscaras mostradas na Figura 3-7, o diâmetro dos orifícios (Figura 3-7(a)) variam de 3,5mm a 7,2mm. Para a máscara da Figura 3-7(b) o lado dos quadrados são de 7,2mm.

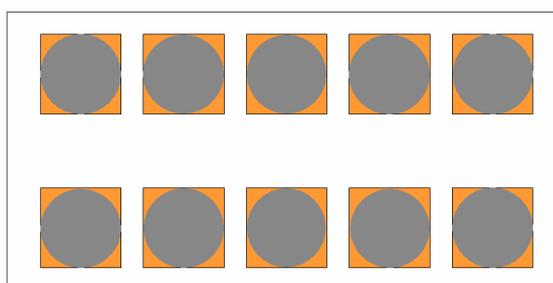


Figura 3-8 – Estruturação dos filmes multicamadas de *Permalloy*/Cu. A Parte quadrada é uma base de Cu com 2000 Å. O Círculo inscrito no quadrado são as multicamadas Py/Cu.

Foram produzidas amostras com características e espessuras previamente determinadas para cada tipo de estudo e medida conforme mostra a Tabela I abaixo.

Tabela I

Amostra	Espessura (Å) / nº de camadas	Diâmetro do Disco
GLC-200-50-10	$(Py_{t_{200}} + Cu_{t_{50}}) \times 10$	6 mm
GLC-100-50-10	$(Py_{t_{100}} + Cu_{t_{50}}) \times 10$	6 mm
GLC-25-10-50	$(Py_{t_{25}} + Cu_{t_{10}}) \times 50$	3,5 mm
GLC-45-10-50	$(Py_{t_{45}} + Cu_{t_{10}}) \times 50$	3,5 mm
GLC-100-10-50	$(Py_{t_{100}} + Cu_{t_{10}}) \times 50$	3,5 mm
GLC-50-10-50	$(Py_{t_{50}} + Cu_{t_{10}}) \times 50$	Liso (sem estampa)

Tabela I – Tabela com as dimensões das amostras.

3.2 Caracterização magnética

A caracterização magnética das amostras foi realizada com um magnetômetro de amostra Vibrante (VSM) e um *SQUID* (Superconducting QUantum Interference Devices).

O VSM foi um equipamento desenvolvido no final da década de 50 por S. Foner (Figura 3-9) [38]. Este é o equipamento mais utilizado para obtenção de características magnéticas nos laboratórios, a partir deste trabalho outros surgiram de maneira a aperfeiçoar o modelo original [39, 40].

Este sistema consiste em um atuador eletro mecânico, responsável pela vibração da amostra próxima a um jogo de bobinas sensoras com uma configuração previamente estudada [40], na presença de um campo externo estático. Pelo princípio de indução de Faraday-Lenz será produzido uma tensão nas bobinas sensoras, esta tensão é então enviada a um amplificador tipo *Lock-in*. A tensão obtida nas bobinas pode tornar-se uma referência se for medida uma amostra conhecida como, por exemplo, o Ni que é um ferromagneto que apresenta uma facilidade de se obter sua magnetização de saturação \vec{M}_s teoricamente. A relação entre a magnetização e a tensão em um VSM é dada por

$$V = mG(a)b\omega \text{ sen}\omega t \quad (48)$$

Onde m é o momento magnético da amostra, a o ponto médio de oscilação da amostra, b a amplitude de oscilação, $\omega = 2\pi f$ onde f é a frequência de vibração da amostra e G é um fator que depende da geometria utilizada para o posicionamento das bobinas sensoras.

Um VSM pode estar acoplado em um eletroímã que possibilita obtenção de campos da ordem de kOe, ou ainda em um par de bobinas de Helmholtz que não possibilita obtenção de altos campos, mas permite ajustar o campo mais facilmente podendo-se usar *steps* muitos pequenos da ordem de 0.1 Oe. Um magnetômetro deste tipo foi desenvolvido no LMMM, pois são freqüentes as medidas em amostras com baixos campos coercivos, e um sistema que possibilite uma varredura detalhada do campo tornou-se necessária. Há também, um outro VSM acoplado a um eletroímã para medidas que necessitem de campos magnéticos mais altos.

Existem outras técnicas de magnetometria dentre as quais se podem salientar também os histeresímetros, magnetômetro tipo *fluxgate*, magnetometria Kerr, entre outros que não serão descritos em mais detalhes neste trabalho.

A caracterização magnética das amostras produzidas foi realizada utilizando-se um VSM de baixo campo, baseado em bobinas de Helmholtz, montado completamente no LMMM. Para o posicionamento do conjunto de bobinas sensoras foi utilizada a configuração apresentada por Mallinsson [40], utilizando-se dois pares de bobinas ligadas em oposição de fase, em uma geometria previamente estudada. Tais bobinas foram acomodadas no centro das bobinas de Helmholtz, utilizando-se um suporte adequado de forma que não permitisse vibrações mecânicas. O sinal, captado nas bobinas sensoras, é enviado para um *Lock-in SR 830*, responsável pela amplificação do sinal além de controlar a tensão enviada para a fonte de corrente. O *Lock-in* é conectado a um *PC* através de uma interface *RS-232*. Um programa em linguagem *BASIC* foi desenvolvido para o controle simultâneo dos aparatos necessários.

A configuração descrita acima, permite uma alta definição de campo, necessário quando a amostra é magneticamente macia.

As medidas foram realizadas a temperatura ambiente e a baixos campos (± 300 Oe) para as amostras na forma de multicamadas, que apresentaram características magnéticas macias.

Para as medidas com campos mais altos (até 50 kOe) com aplicação perpendicular ao plano do filme, foi utilizado um *SQUID* do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF) do Rio de Janeiro. O *SQUID* (Figura 3-10) é um magnetômetro muito sensível, capaz de detectar

campos magnéticos produzidos por atividades elétricas nos tecidos musculares, por exemplo. O *SQUID* tem como elemento ativo, uma ou mais junções Joesphson. Uma junção Joesphson é uma fraca ligação entre dois supercondutores que podem suportar uma supercorrente abaixo de um valor crítico I_c . As propriedades especiais das junções Joesphson fazem a impedância do *loop* do *SQUID* ser uma função periódica do fluxo magnético que entra no *SQUID* de modo que um sinal modulado aplicado a corrente possa ser medido por um *Lock-In* para medir a impedância e linearizar a relação tensão/fluxo. O resultado disto, é que um *SQUID* funciona como um conversor de fluxo em tensão com alta sensibilidade de energia [56].

Na maioria dos sistemas usados hoje em dia, o *SQUID* fica localizado dentro de um pequeno cilindro, um escudo magnético supercondutor imerso em um *dewar* de hélio líquido. As bobinas coletoras supercondutoras são configuradas tipicamente como gradiômetros que detectam a diferença em uma componente do campo entre dois pontos e estão localizadas no fundo do *dewar*, e a amostra é colocada abaixo do magnetômetro. O resto do hardware é projetado para minimizar a fervura do hélio, eliminar a interferência RF e não contribuir com o ruído Johnson ou não distorcer nenhum campo *ac* externo.[56]

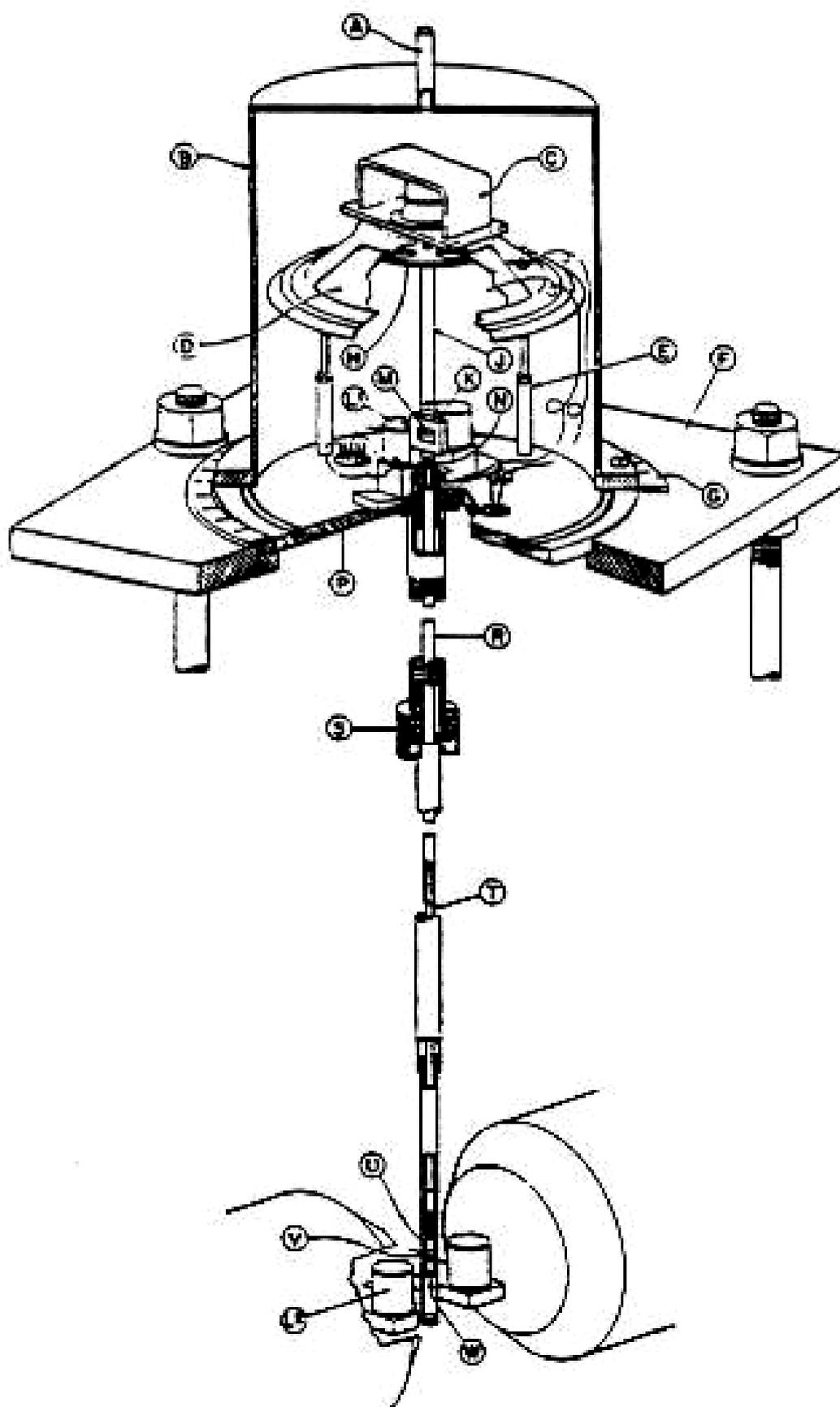


Figura 3-9 – Representação esquemática do VSM desenvolvido por S. Foner [38] em 1959.

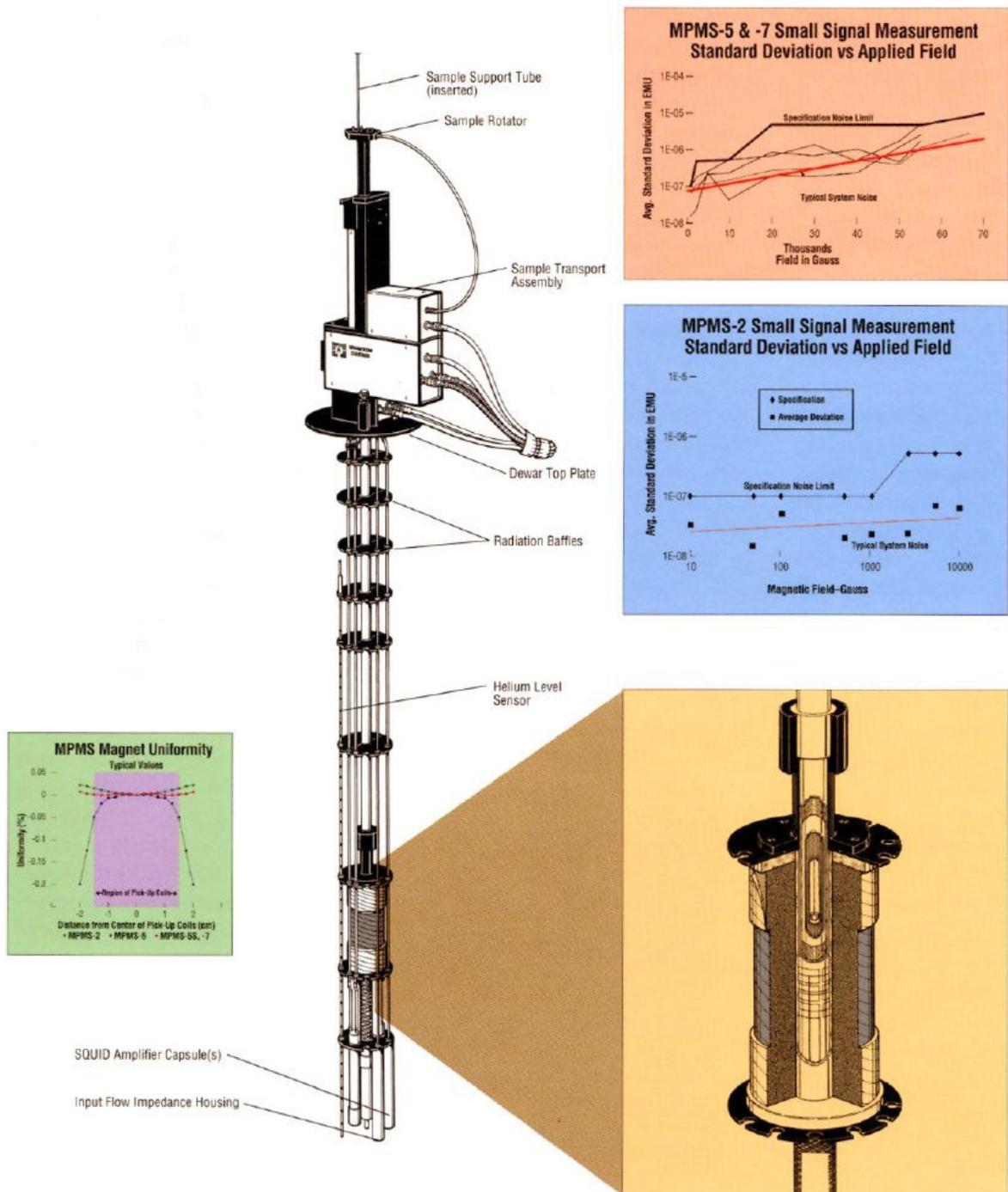


Figura 3-10 – Figura mostrando o esquema de um SQUID MPMS. Retirado da brochura do equipamento comercializado pela Quantum Design.

3.3 Sistema de Medidas de Magnetoimpedância

As medidas de magnetoimpedância foram realizadas no LMMM utilizando-se um analisador de impedância da marca HP, modelo 4396B, uma mesa de medida de impedância 43961A (kit de calibração e de compensação) e um porta-amostra projetado especialmente para realizar estas medidas. Na Figura 3-11 vê-se um diagrama de blocos do equipamento. Este equipamento nos permite estudar a evolução da impedância em uma faixa de frequência de 100 kHz a 1.8 GHz. As dimensões do porta amostras levaram em conta as dimensões do filme na forma de sanduíches. O pino central está isolado do restante da linha através de um espaçador de *teflon*[®] como pode ser visto melhor na Figura 3-12.

Para a calibração do equipamento, usamos um kit de calibração fornecido pelo fabricante, que realiza ajustes para medias de *aberto*, *curto* e *carga* (50Ω). Para o contato elétrico entre a amostra e o porta amostras foi utilizado cola prata, devido a sua excelente propriedade condutora e fácil manuseio.

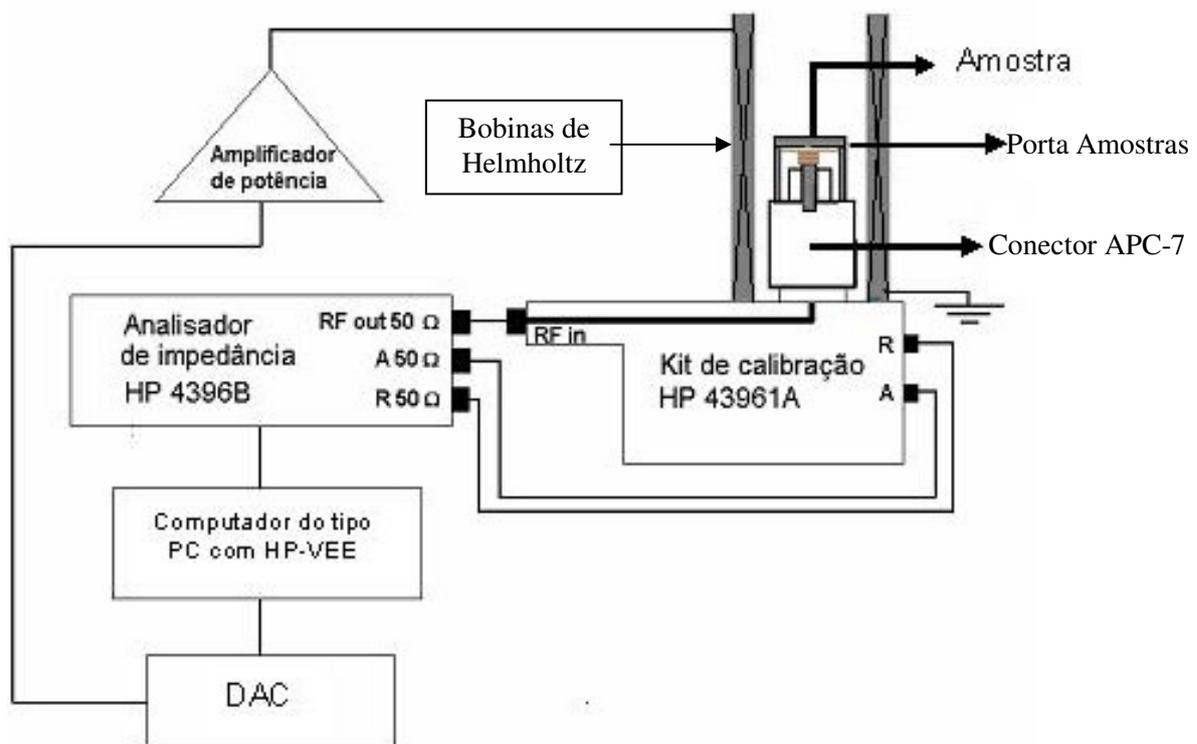


Figura 3-11 – Diagrama de blocos do sistema de medidas para magnetoimpedância.

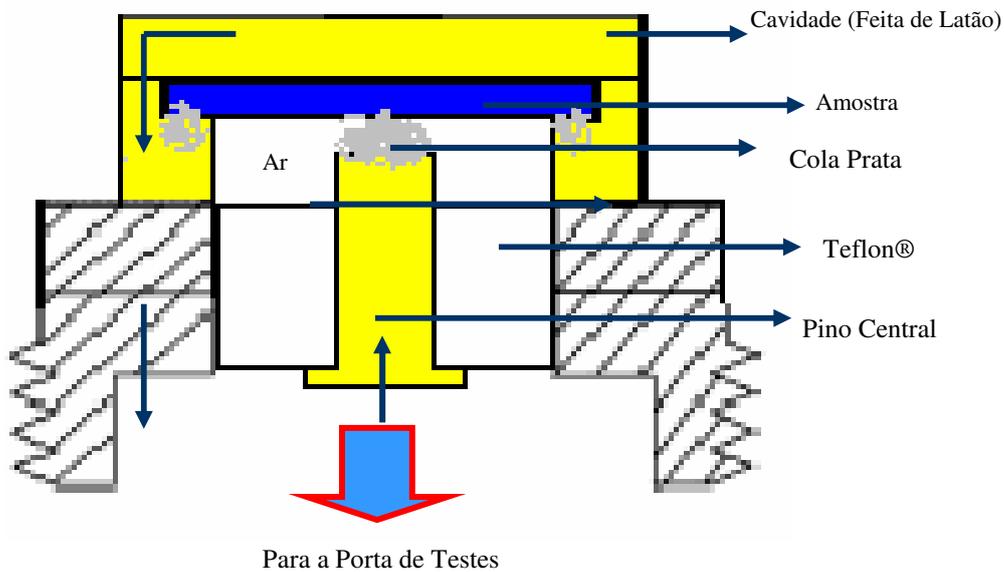


Figura 3-12 – Porta-amostra desenvolvido para este trabalho, as dimensões levaram em conta as dimensões do filme na forma de sanduíches. O pino central está isolado do restante da linha através de um espaçador de *teflon*®.

Logo abaixo (Figuras 3-12 a 3-14) vemos uma seqüência de fotos que mostram como são montadas as amostras e como o campo magnético é aplicado nas mesmas através de pequenas bobinas de Helmholtz.



Figura 3-13 – Fotos da bobina de Helmholtz e o conector APC-7 com a amostra montada.

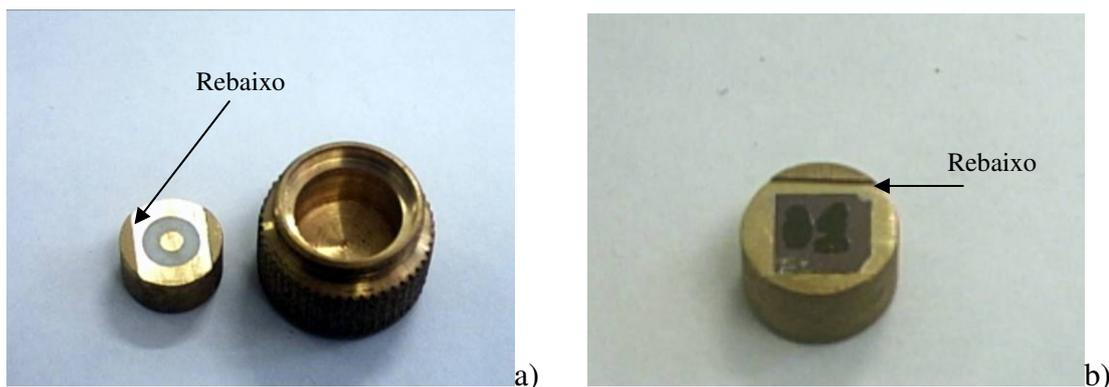


Figura 3-14 – a) Foto do porta amostras desenvolvido para este trabalho (note o rebaixo para a alocação da amostra). b) Amostra montada no porta amostra.



Figura 3-15 – Seqüência de montagem do porta amostras no conector APC-7.

Um “rebaixo” (mencionado acima na Figura 3-14), tornou-se necessário para que a amostra, quando montada, não sofresse tensões mecânicas sobre ela. Foi verificado durante o desenvolvimento do porta-amostras que tensões mecânicas sobre o filme alteravam os resultados das medidas. Inclusive, esse fato, foi um dos quais que nos levaram a demora da obtenção de resultados para esse trabalho. Outro ponto de dificuldade foi a concepção do porta-amostras como tal, pois não se podia usar as cavidade tipo *strip-line* usadas em trabalhos anteriores [11, 17, 46] por causa da geometria envolvida no problema. Afinal, desejava-se que a corrente de sonda penetrasse no filme perpendicularmente ao plano (Figura 3-12). O que nas cavidades tipo *strip-line* usadas no LMMM, tal qual como concebidas, não se podia realizar sem uma mudança total em suas características.

Outro problema foi a aplicação do campo externo, que também não podia ser com um solenóide como em trabalhos anteriores [11, 17, 46], cujo campo era aplicado na vertical, ou seja, perpendicular ao plano da mesa de calibração e paralelo ao plano do filme, pois o porta amostra tipo *strip-line* ficava na vertical.

Foram feitas tentativas de medidas com este solenóide o qual podia produzir campos de até 400 Oe, mas esse solenóide produzia um ruído na mesa de calibração, que alterava

completamente os resultados das medidas na região de alta frequência (Figura 3-16). A solução para esse impasse, foi aplicar o campo paralelamente ao plano do filme (na horizontal) com uma pequena bobina de Helmholtz, evitando assim, a interferência indesejada. Mas devido as dimensões do conector APC-7 e da mesa de calibração, pôde-se fazer uma bobina compatível com as dimensões dos mesmos (como pode ser visto acima), capaz de produzir campos baixos de no máximo 100 Oe por um curto período. Na pratica podia-se obter campos de até 50 Oe com segurança, sem a queima da bobina.

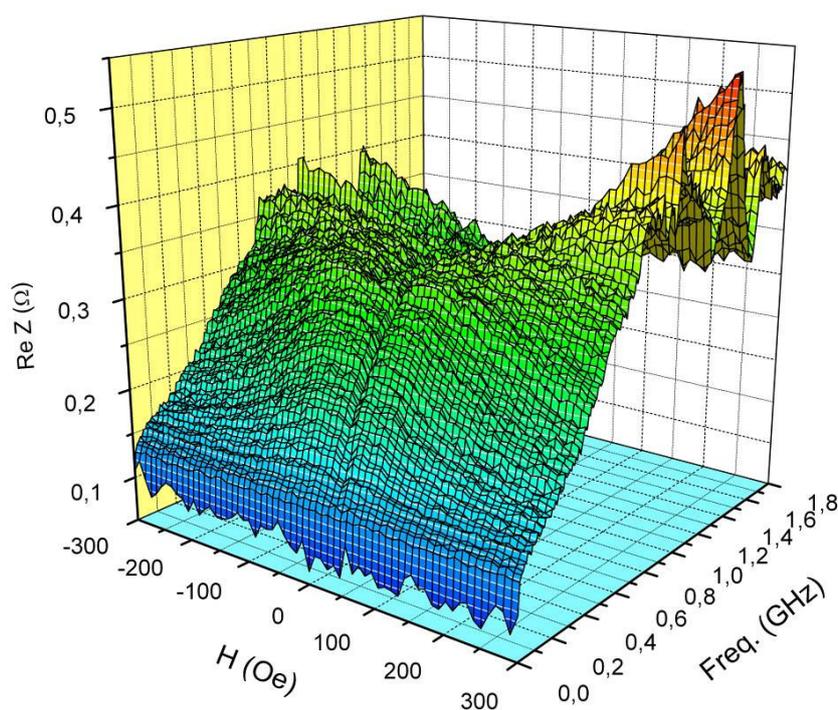


Figura 3-16 – Ruído produzido pelo solenóide.

Para podermos obter campos mais altos, precisaríamos ter usado uma bobina de Helmholtz ou um solenóide maior e, afastá-lo do sistema de medida, usando para isso um cabo de alta frequência certificado e adaptado ao conector APC-7 da mesa de calibração e um adaptador na outra ponta para a conexão com o porta-amostras. Dessa maneira, poderíamos aplicar o campo em vários ângulos, perpendicular e paralelo ao plano do filme. Mas isso não foi possível realizar por falta de tempo e recursos.

Apesar de todos os problemas, com o aparato experimental desenvolvido e descrito acima, obteve-se resultados satisfatórios como veremos a seguir.

4 DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

Neste capítulo serão mostrados os resultados obtidos no estudo de Magnetização e magnetoimpedância das amostras produzidas durante o mestrado.

4.1 Medidas de Magnetização

Como já mencionado no capítulo anterior, as medidas de magnetização foram feitas com um VSM. Este magnetômetro possibilita a aplicação de campos da ordem de ± 300 Oe. Serão apresentados nessa seção os resultados referentes as amostras produzidas sem tratamentos térmicos. Será mostrada uma comparação entre as características magnéticas das amostras com diferentes ângulos de aplicação do Campo externo H com relação ao eixo fácil de magnetização, para verificar a anisotropia induzida durante a deposição.

Nas Figuras 4-1 a 4-5, são apresentadas as curvas de magnetização para a série de amostras GLC-25/100-10-50, onde as características podem ser verificadas na tabela I. Como pode ser visto na tabela II, as amostras apresentaram características magnéticas semelhantes as apresentadas por fitas amorfas com esta mesma composição, com um campo de anisotropia (H_K) baixo, assim como o campo coercivo (H_c).

Para cada amostra, fizemos 4 medidas com diferentes ângulos de aplicação (0° , 30° , 60° , 90°) do campo magnético externo H em relação ao eixo fácil de magnetização das mesmas. O eixo fácil de magnetização é perpendicular à direção de deposição do filme, no nosso caso, como veremos mais adiante.

O VSM do LMMM não é calibrado, isso implica que os valores de M não são expressos em emu/cm³ ou emu/g, e sim em M/M_s, ou seja, eles são normalizados por M_s. O momento magnético de saturação está estimado em 16.60×10^{-4} emu para a amostra GLC-100-10-50. Para as outras, os valores são: GLC-25-10-50 = 2.890×10^{-4} emu; GLC-45-10-50 = 6.190×10^{-4} emu; GLC-50-10-50 = 1.530×10^{-3} emu.

A Figura 4-5 mostra a medida de magnetização feita no *SQUID* do CBPF-RJ para a amostra GLC-100-10-50 com campo aplicado perpendicularmente ao plano do filme.

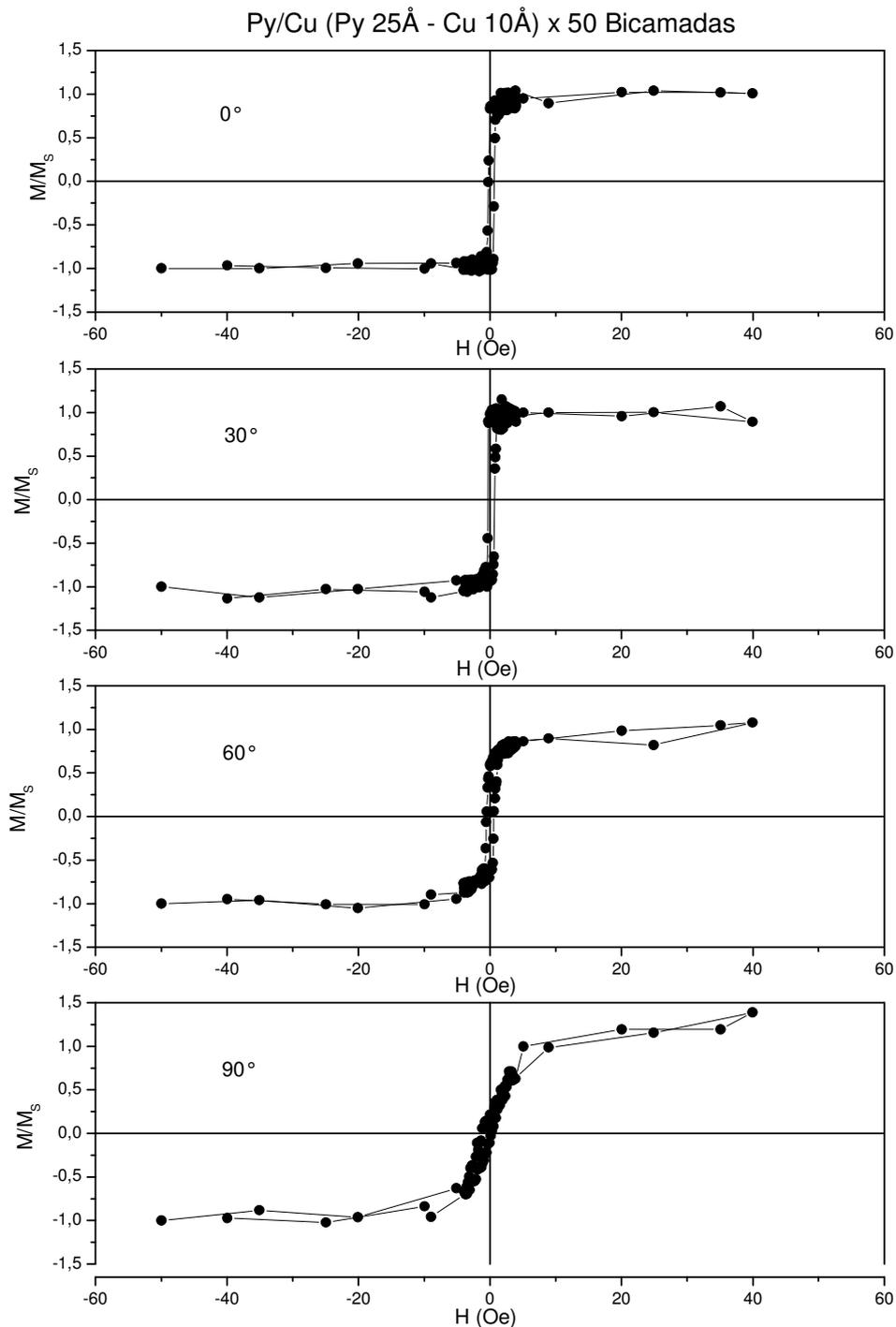


Figura 4-1 – Curvas de magnetização para a amostra GLC-25-10-50.

Podemos notar na figura acima um grande ruído devido a pequena quantidade de material magnético depositado, acarretando assim em um nível muito baixo de sinal. Mas podemos ver que se trata de uma amostra magneticamente macia e com anisotropia uniaxial razoavelmente definida.

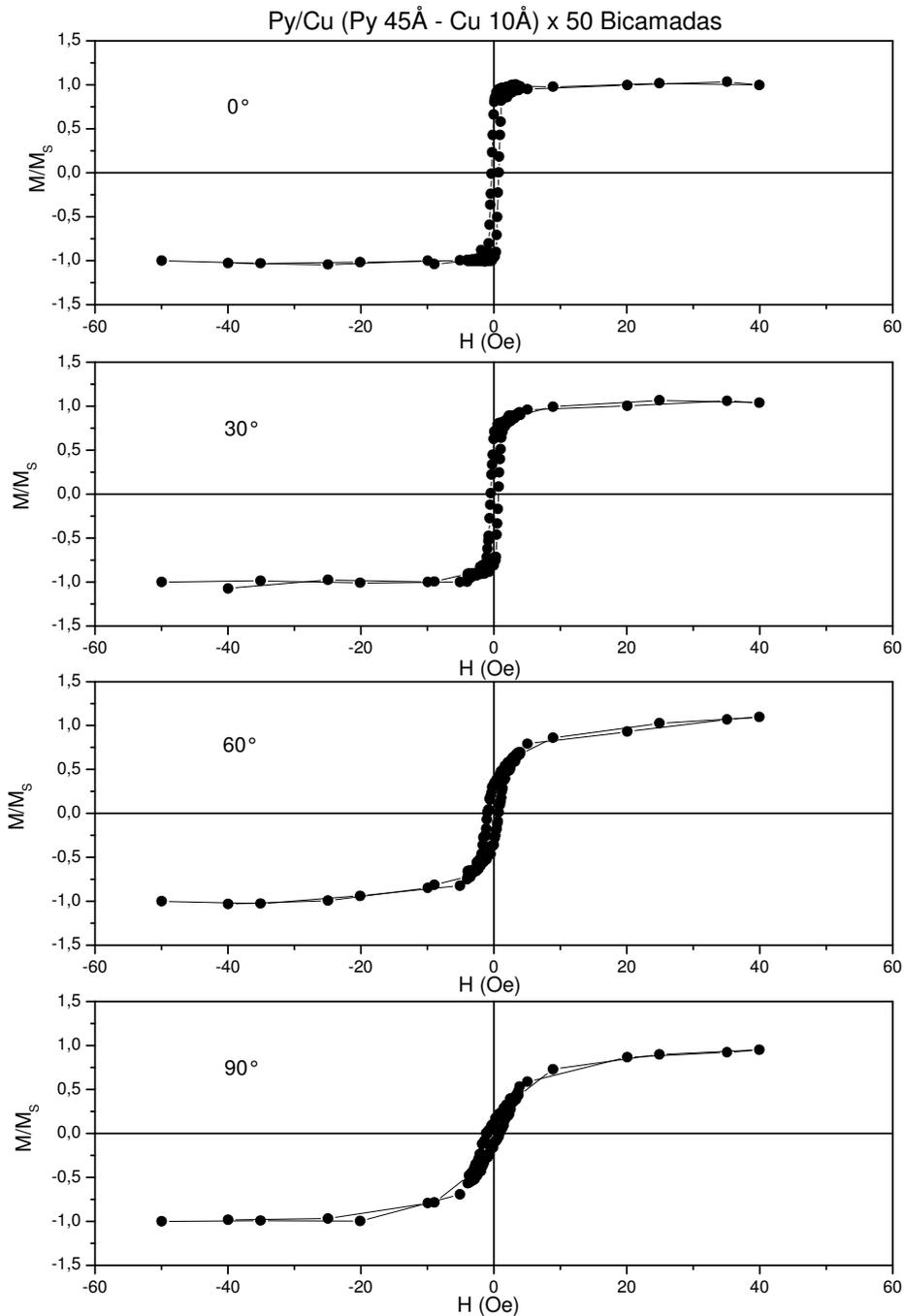


Figura 4-2 – Curvas de magnetização para a amostra GLC-45-10-50.

Na figura acima, agora com mais material magnético, percebemos uma melhora na relação sinal/ruído. Notamos com mais detalhes o gradual aumento da inclinação da curva com o aumento do ângulo de aplicação do campo externo H , cuja é maior que o anterior e maior do que as das outras amostras. Continuamos com uma amostra macia e com campo coercivo baixo como pode ser visto na Tabela II abaixo.

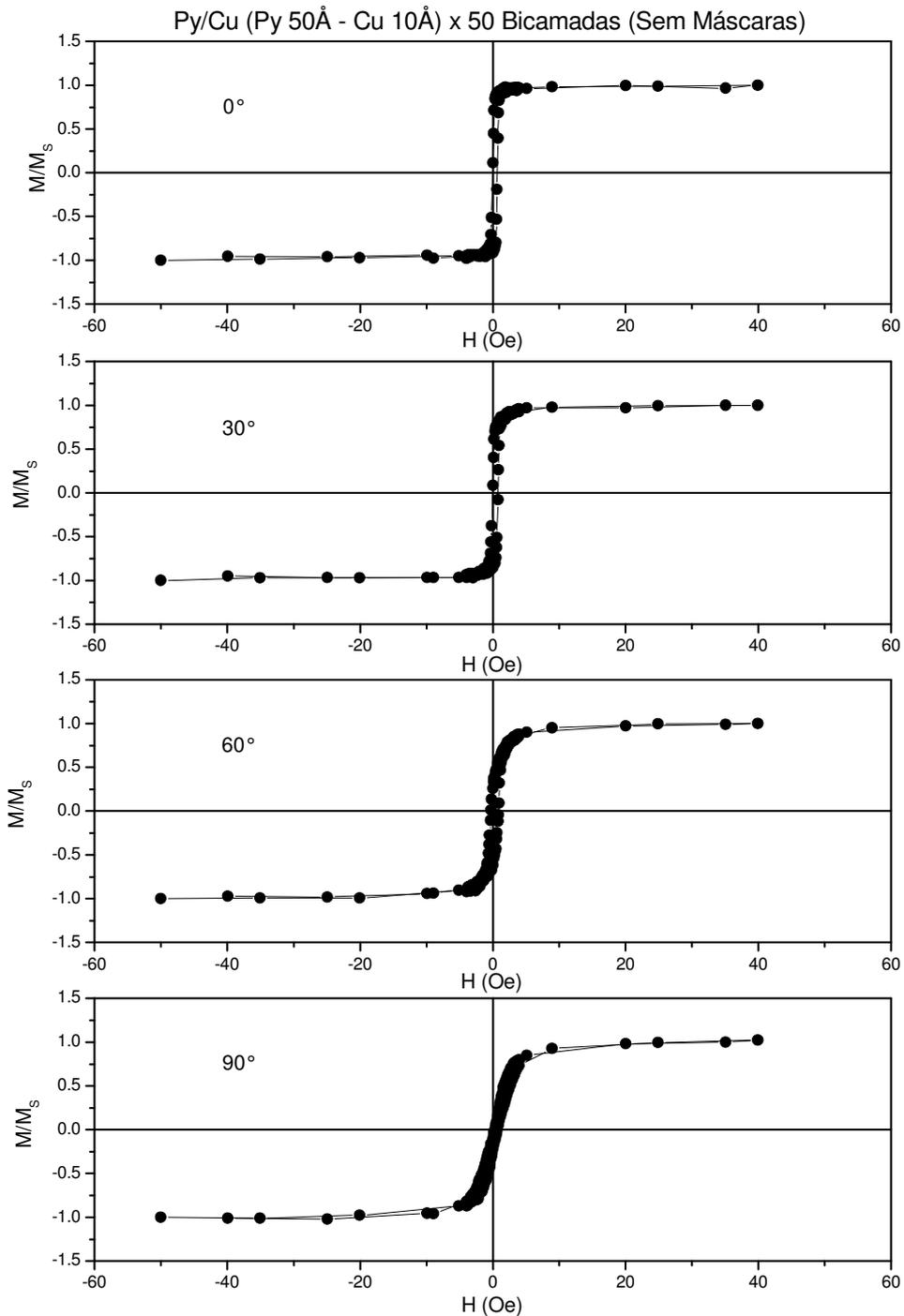


Figura 4-3 – Curvas de magnetização para a amostra GLC-50-10-50 (sem o uso de máscaras).

Nesta amostra não foram usadas as máscaras mencionadas no texto anteriormente para a produção das amostras. Notamos que o campo de anisotropia H_k diminuiu (pois a inclinação das curvas são menores) e o campo coercivo aumentou um pouco, mas mantém-se magneticamente macia com o pode ser visto na Tabela II logo abaixo.

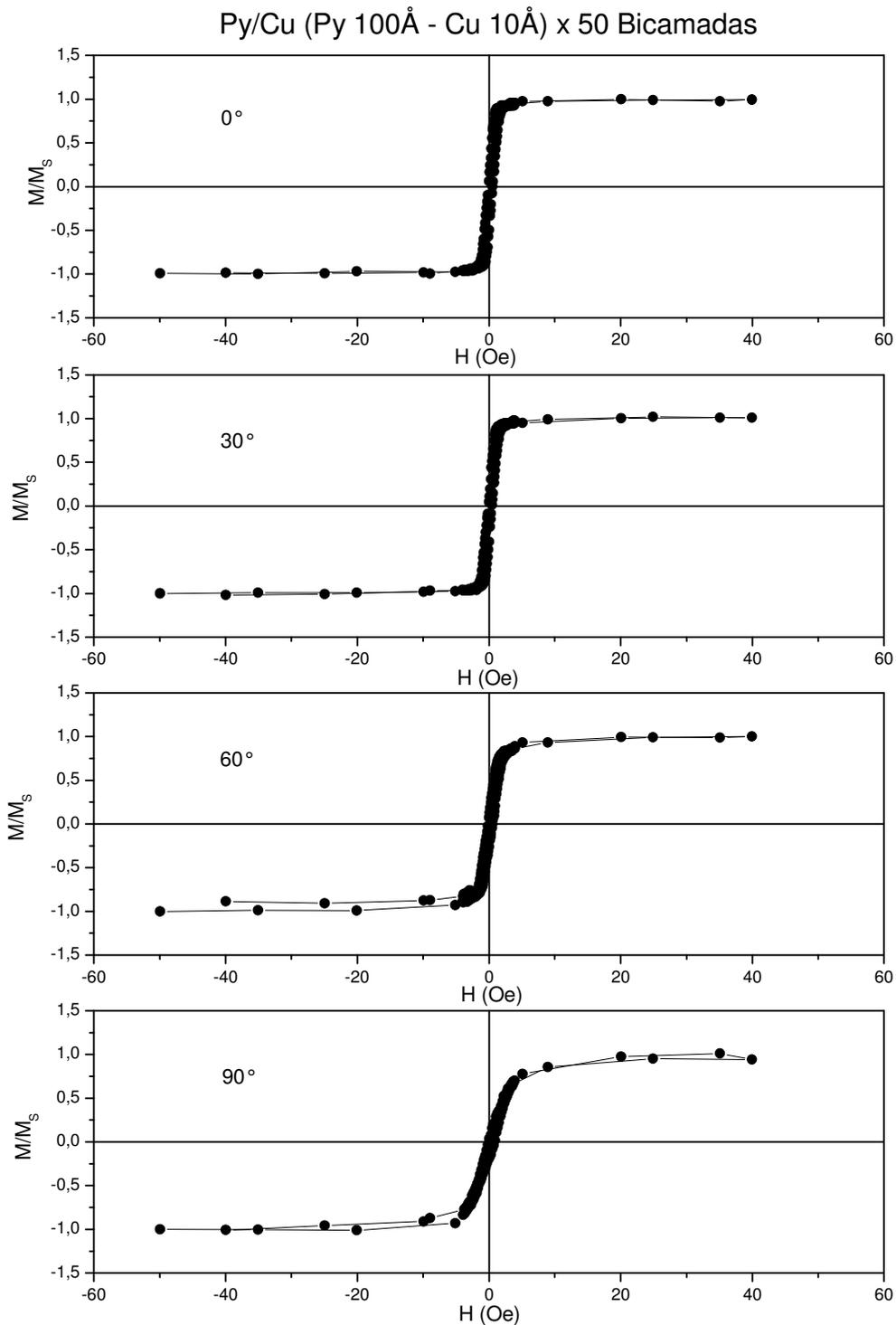


Figura 4-4 – Curvas de magnetização para a amostra GLC-100-10-50.

Esta amostra apresenta uma relação sinal/ruído muito melhor. Notamos que o campo coercivo mantém-se pequeno conforme as duas primeiras amostras e a anisotropia volta a dar um pequeno aumento como pode ser verificado na Tabela II logo a seguir.

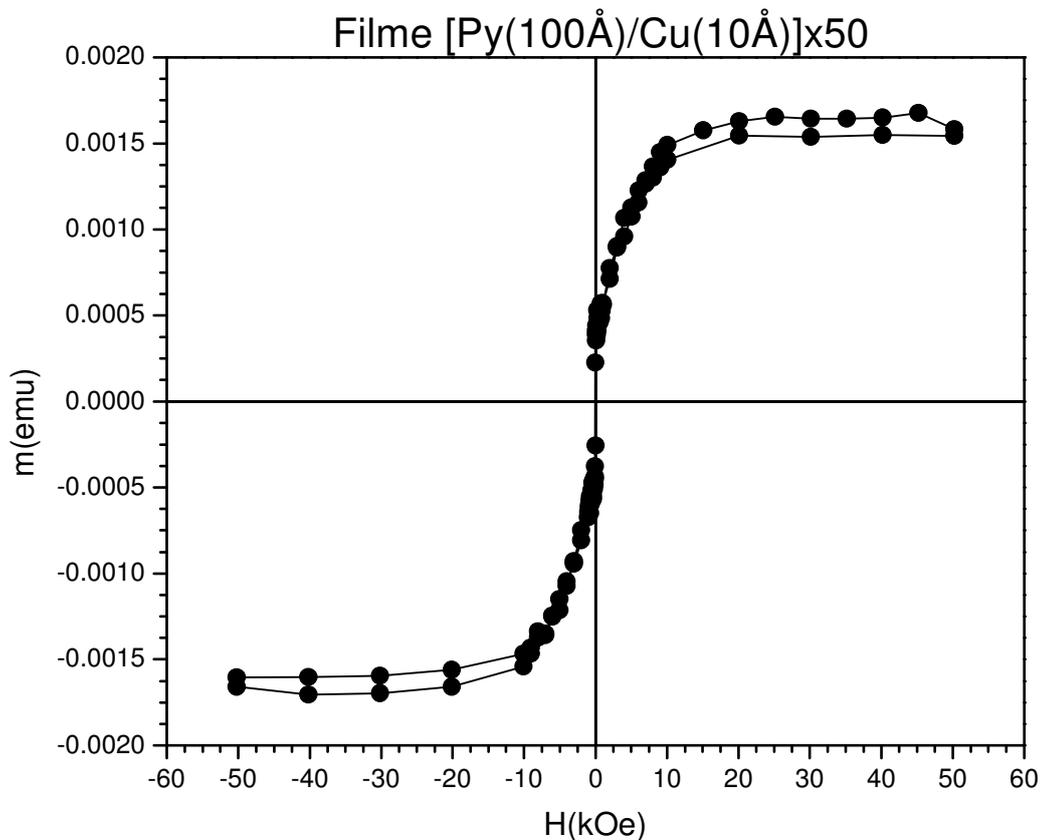


Figura 4-5 – Curva de Magnetização com campo aplicado perpendicularmente ao plano do filme para a amostra GLC-100-10-50 feita no SQUID do CBPF no Rio de Janeiro - RJ. $H_c = 58.25$ Oe; $m_s = 16.6 \times 10^{-4}$ emu.

O gráfico acima mostra o resultado da aplicação do campo externo H na direção perpendicular ao plano do filme para a mesma amostra da Figura 4-4 (amostra GLC-100-10-50). Tal medida teve de ser feita com o *SQUID* (já descrito anteriormente) nas dependências do CBPF-RJ, pelo fato de não termos conseguido saturar a amostra com o VSM do LMMM, pois como o campo desmagnetizante é muito grande quando aplicamos o campo externo perpendicularmente, precisamos de um campo muito alto para podermos saturar a amostra. Tal aparelho consegue produzir altos campos (50 kOe). A amostra GLC-100-10-50 foi a única cuja a qual pode ser medida nesta configuração de campo. As outras tiveram dificuldades operacionais e não puderam ser medidas.

A tabela II nos mostra alguns resultados de Campo Coercivo (H_c) e de Campo de Anisotropia (H_k) aproximados para a série de amostras GLC-25/100-10-50.

Tabela II

Amostra	Espessura (Å)	H _c (Oe)	H _k (Oe)
GLC-25-10-50	1750	0.45	7.4
GLC-45-10-50	2750	0.43	8.19
GLC-50-10-50	3000	0.64	4.13
GLC-100-10-50	5500	0.47	4.24

Tabela II – Tabela com os valores de espessura, H_c e H_k das amostras (as amostras foram colocadas em ordem crescente de espessura).

4.2 Medidas de Magnetoimpedância

As medidas de magnetoimpedância serão mostradas em ordem de espessura das amostras de Permalloy/Cu. Serão mostrados para algumas amostras, o comportamento da parte Real (R) e da parte Imaginária (X) da impedância (Z), além da variação percentual da MI em função do campo e da frequência.

Devemos atentar aqui, que o valor do campo de excitação usado é baixo devido a capacidade de corrente suportada pelas bobinas de Helmholtz ser baixa.

Na Figura 4-7 a amostra GLC-25-10-50 não tem um bom resultado, devido o fato da amostra ser muito fina e conter pouco material magnético, fazendo com que o sinal seja muito próximo do nível de ruído, mas mesmo assim podemos ver, com o aumento da frequência, a separação do picos (tanto em R quanto em X).

Na Figura 4-8 a quantidade de material magnético da amostra GLC-45-10-50 é maior, em relação a primeira, e portanto, o nível de sinal também. A partir de 270MHz podemos notar o aparecimento de um pico em R, que com o aumento da frequência separa-se em 2 tanto para R como para X. A 1.8 GHz é onde se observa as maiores variações.

Na Figura 4-9 (amostra GLC-100-10-50) vemos os melhores resultados em se falando da relação sinal/ruído. O comportamento é muito semelhante com o da amostra anterior. Observa-se uma grande variação nas frequências intermediárias (540-1260 MHz). Aqui observa-se melhor a ressonância e a ocorrência de picos em campos mais altos com o aumento da frequência sendo possível medir a relação de dispersão.

Na figura seguinte (Figura 4-10), na amostra GLC-200-50-10, temos camadas de Cu mais grossas bem como as de Py, mas com menos multicamadas. Em 90 MHz temos bastante ruído, mas a relação sinal/ruído melhora com o aumento da frequência. O comportamento segue semelhante ao das 2 amostras anteriores mas com variações bem menos significativas.

Na Figura 4-11 (amostra GLC-100-50-10), voltamos a ter um resultado ruidoso, novamente devido a pouca quantidade de material depositado. Notamos discretas variações e o afastamento dos picos com o aumento da frequência nos valores intermediários (540-1260 MHz).

A mudança da estrutura de pico simples para pico duplo e o posterior afastamento dos mesmos com o aumento da frequência é uma manifestação da FMR. Visto que MI e FMR são equivalentes como mencionado anteriormente [30]. Panina e Mohri [31] descrevem a mudança de estrutura de pico simples para pico duplo fazendo uma análise geral do efeito MI num condutor magnético baseados no efeito *skin* em conjunção com o processo de magnetização transversa (devido a corrente). Eles consideraram a configuração em que a corrente de sonda *ac* e o campo magnético externo *dc* são aplicados paralelamente a amostra. A resposta magnética da impedância é completamente diferente quando a corrente de sonda está perpendicular em relação as paredes de domínio e quando está paralela. Quando está perpendicular, em frequências moderadas a magnetização transversa procede principalmente via movimento de paredes. A rotação dos momentos torna-se importante em campos externos H_{ex} da ordem do campo de anisotropia H_k . No entanto, para altas frequências, quando o movimento de paredes é amortecido, o mecanismo de rotação domina mesmo para $H_{ex} \ll H_k$. O campo externo é um eixo duro e $H_{ex} \approx H_k$ afeta permeabilidade transversal μ consideravelmente, aparecendo aí os picos duplos como podemos ver na Figura 4-6 abaixo.

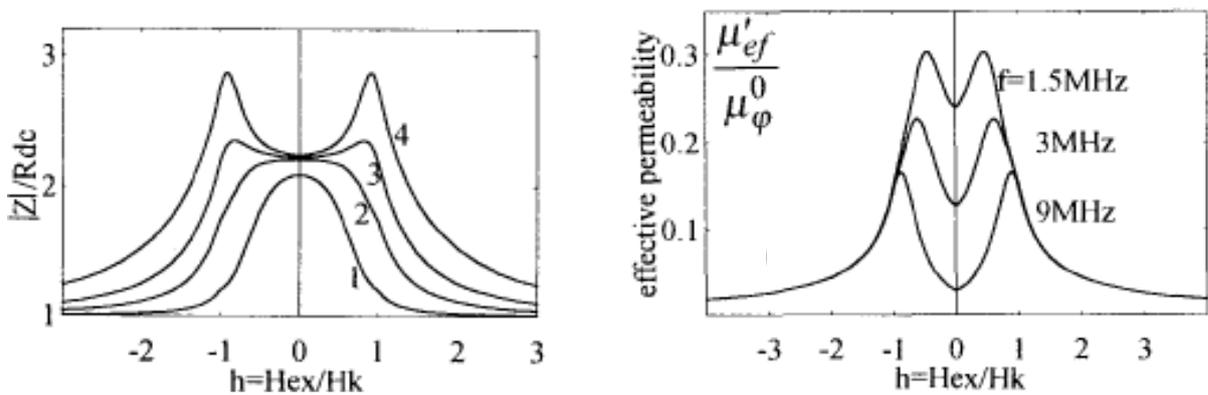


Figura 4-6 – Na esquerda, dependência do campo de $|Z|/R_{dc}$ para várias frequências, w: 1 – 0.001, 2 – 0.0025, 3 – 0.004, 4 – 0.0065. Na direita, permeabilidade magnética efetiva para várias frequências. Retirado de [31].

Filme [Py(25Å)/Cu(10Å)]x50

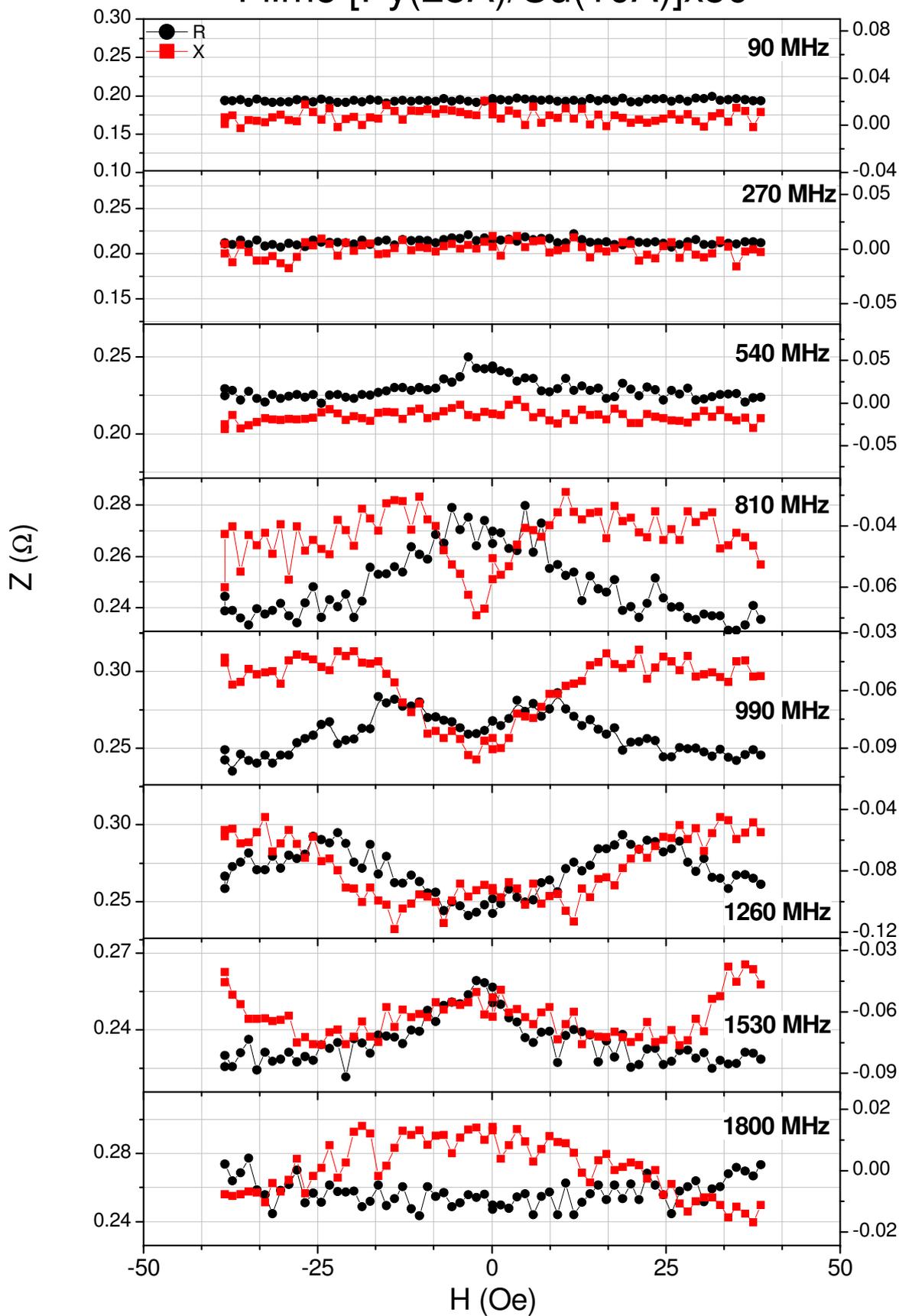


Figura 4-7 – Medidas de Z (R e X) para a amostra GLC-25-10-50.

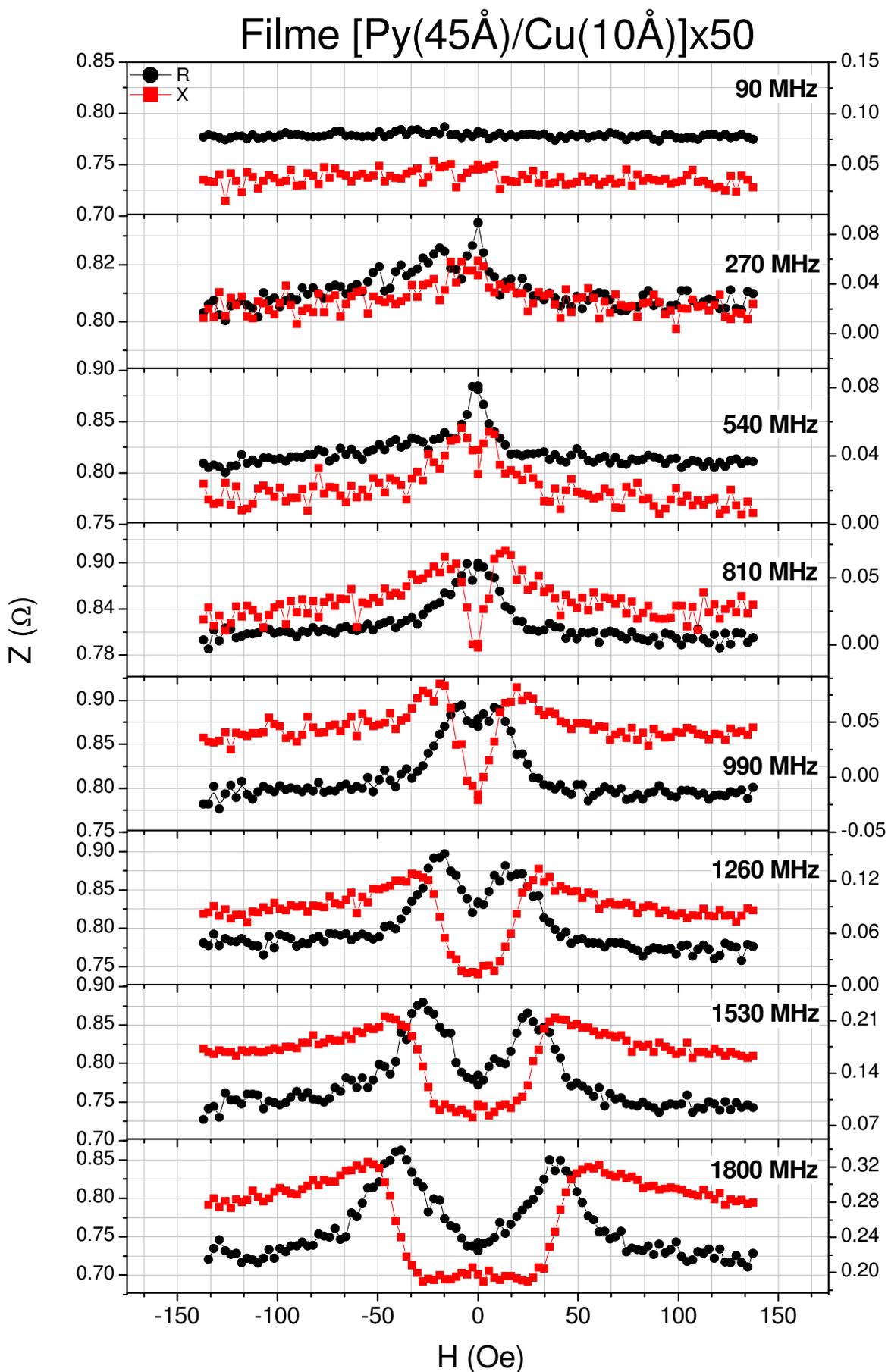


Figura 4-8 – Medidas de Z (R e X) para a amostra GLC-45-10-50.

Filme [Py(100Å)/Cu(10Å)]x50

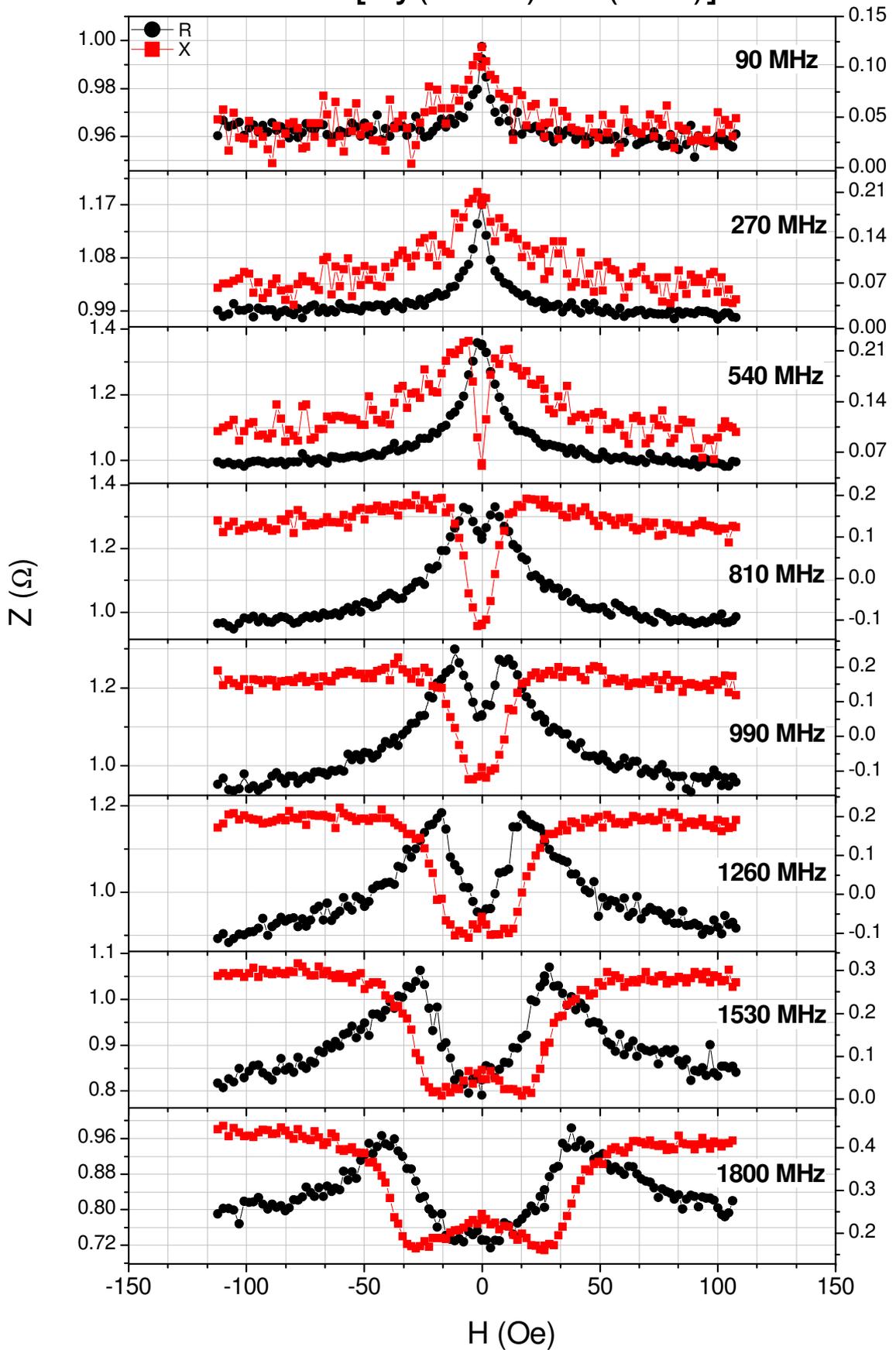


Figura 4-9 – Medidas de Z (R e X) para a amostra GLC-100-10-50.

Filme [Py(200Å)/Cu(50Å)]x10

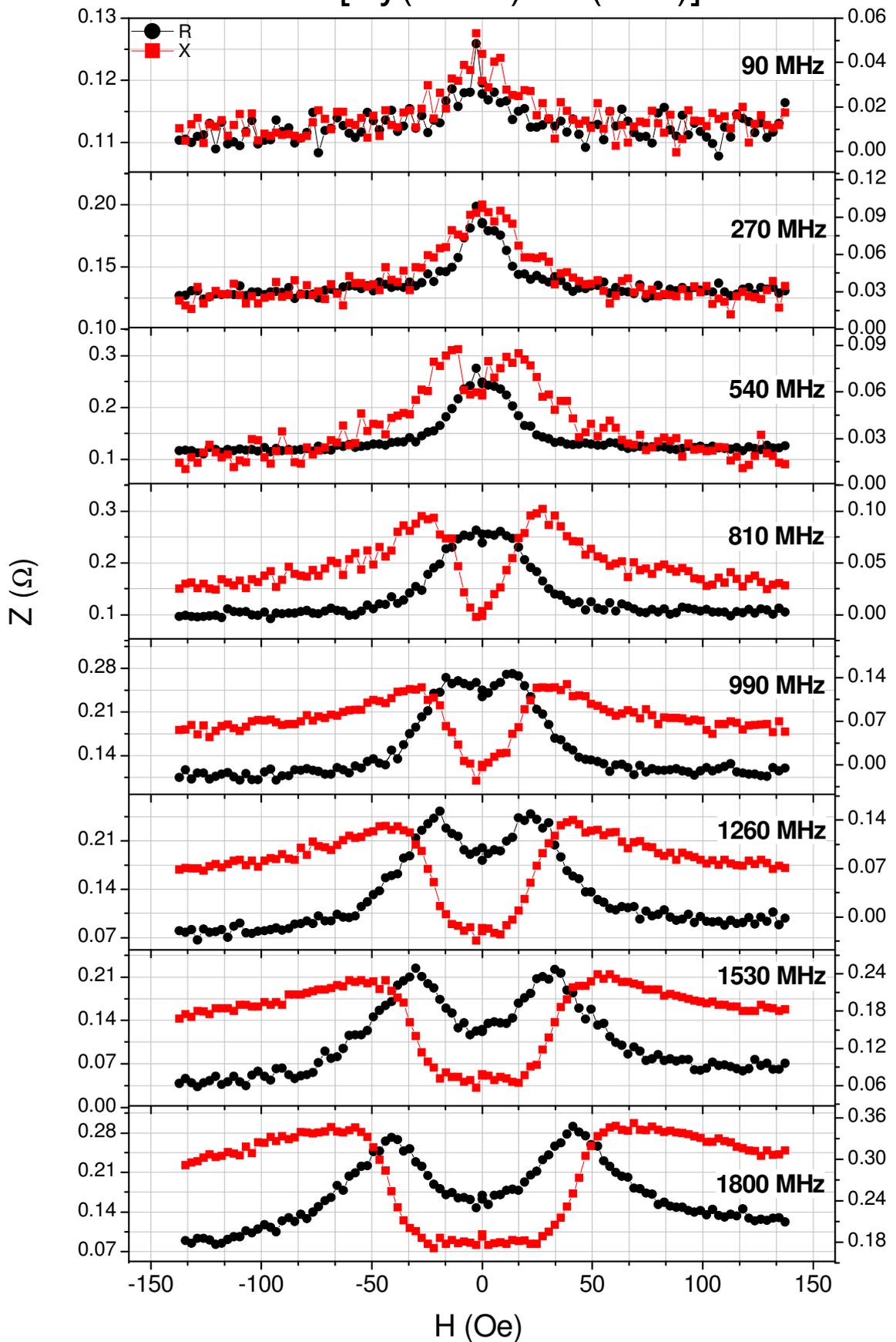


Figura 4-10 – Medidas de Z (R e X) para a amostra GLC-200-50-10.

Filme [Py(100Å)/Cu(50Å)]x10

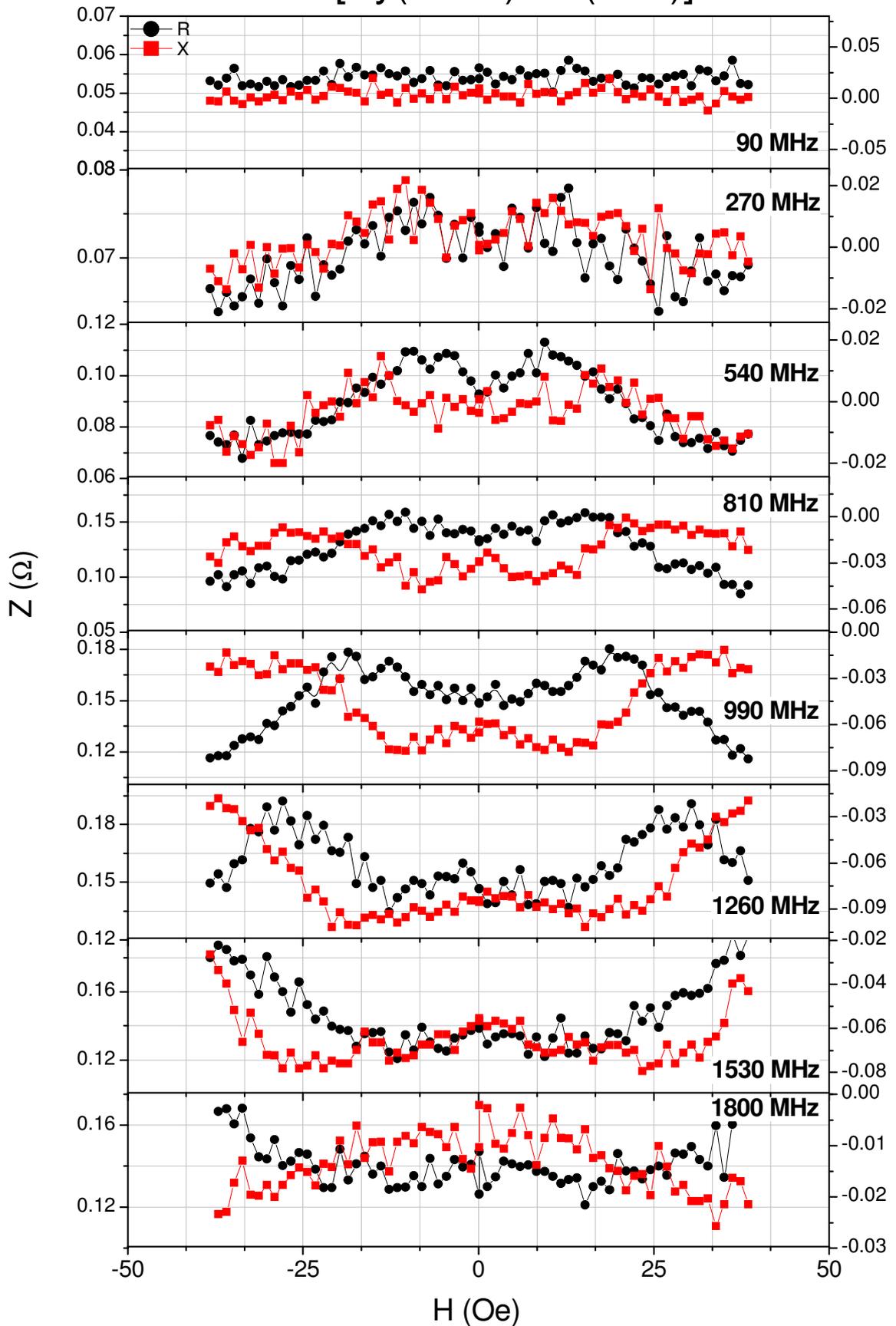


Figura 4-11 – Medidas de Z (R e X) para a amostra GLC-100-50-10.

Vemos abaixo (Figura 4-12), o comportamento da parte Real (R) e da parte imaginária (X) da impedância (Z) da amostra GLC-100-10-50, cuja foi a única em que foi possível extrair este tipo de gráfico devido ao nível de ruído. Pode-se verificar a passagem da parte Real (R) pelo máximo quase que simultaneamente com a passagem da parte Imaginária (X) pelo zero para determinados valores de campos. Notamos porém, que na Figura 4-12 as curvas estão um pouco deslocadas fazendo com que os máximos em R não coincidam com a passagem de X pelo zero. Tanto R e X estão um pouco inclinados e deslocados. Isso se deve ao fato de que há a presença de indutâncias parasíticas nas medidas. Estas indutâncias parasíticas não puderam ser descontadas.

A seguir será mostrada uma seqüência de gráficos com o comportamento da variação percentual máxima da MI em função do campo aplicado para diferentes frequências, para as amostras GLC-100-10-50 e GLC-200-50-10. As outras também apresentam variação, com comportamento semelhante, mas apresentam-se um tanto ruidosas.

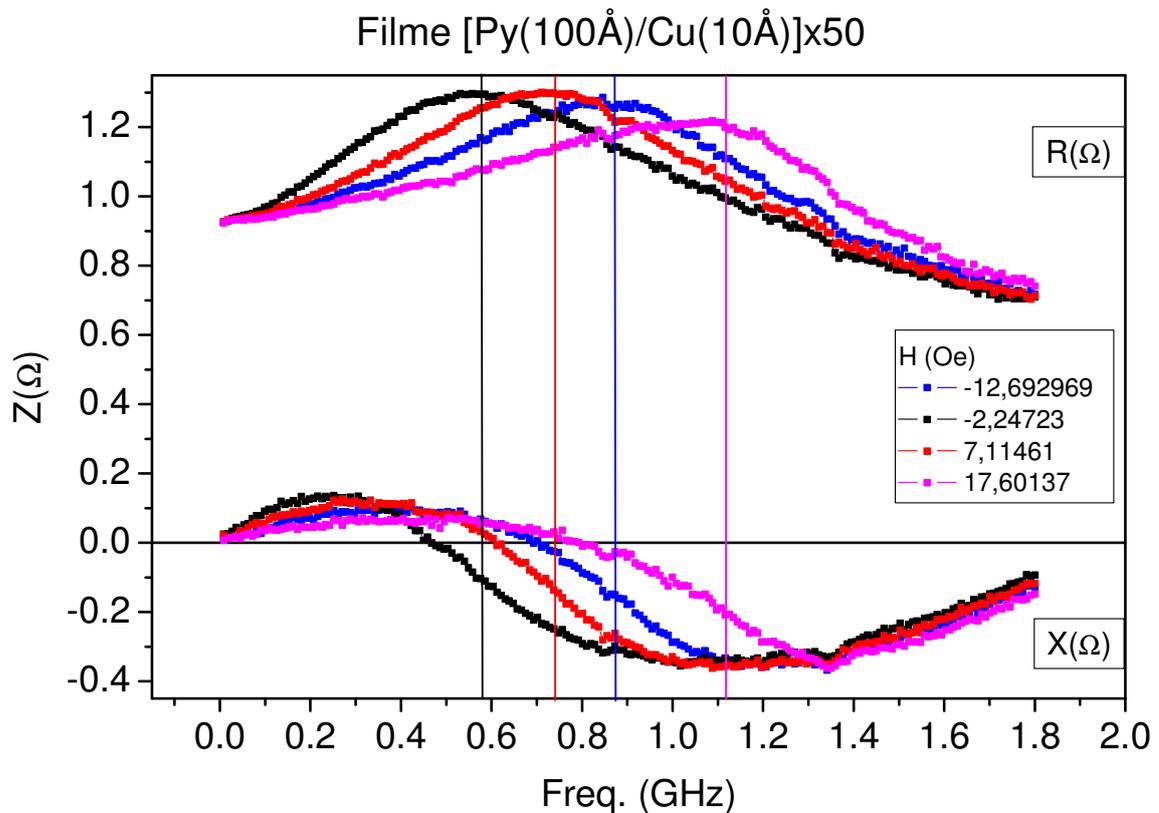


Figura 4-12 – Comportamento da parte Real (R) e da parte imaginária (X) da impedância da amostra GLC-100-10-50 para um campo máximo de 50 Oe. Onde pode-se verificar a passagem da parte Real (Re) pelo máximo simultaneamente com a passagem da parte Imaginária (X) pelo zero para determinados valores de campos.

Filme [Py(100Å)/Cu(10Å)]x50

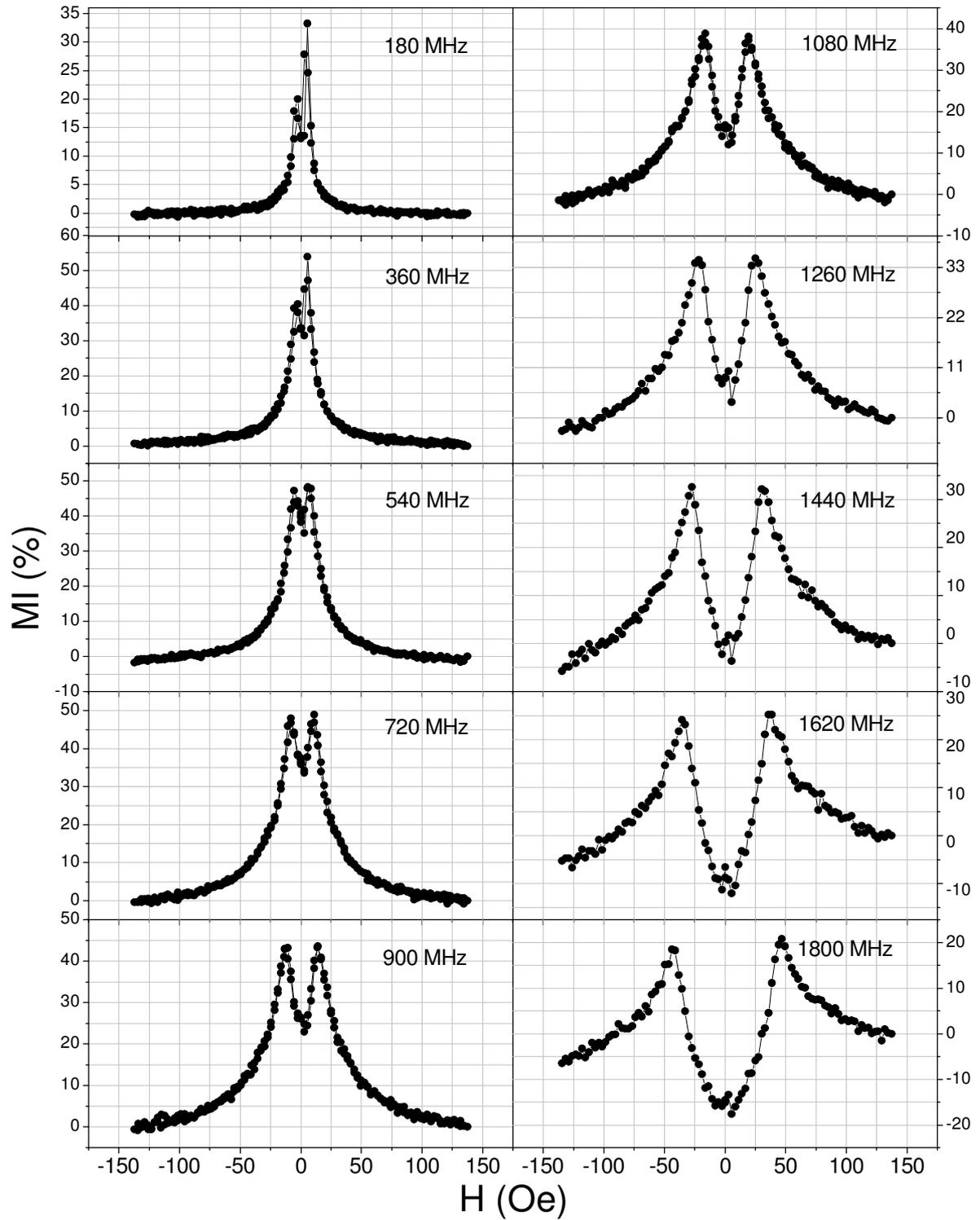


Figura 4-13 – Comportamento da variação percentual máxima da MI em função do campo aplicado para diferentes frequências, para a amostra GLC-100-10-50.

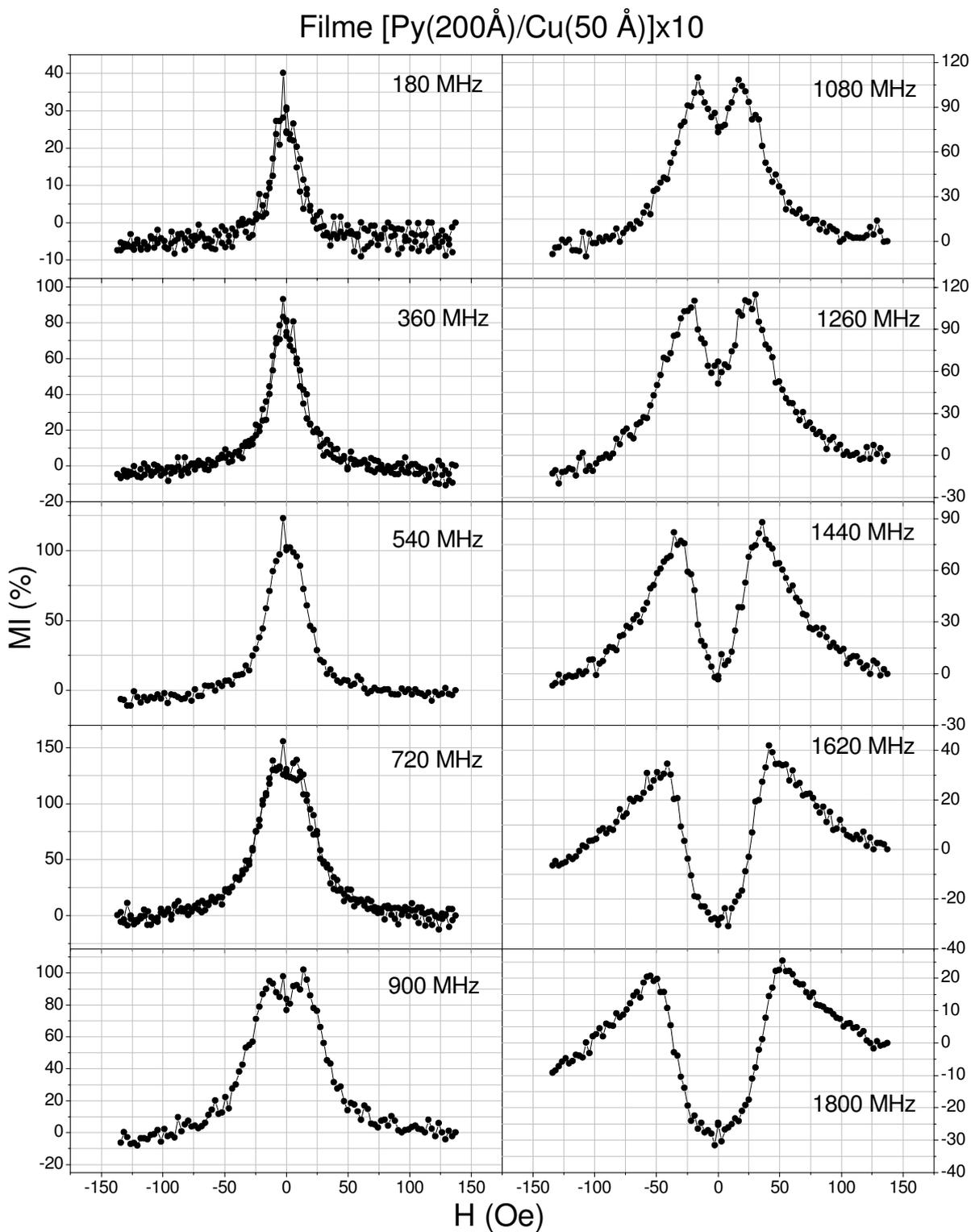


Figura 4-14 – Comportamento da variação percentual máxima da MI em função do campo aplicado para diferentes frequências, para a amostra GLC-200-50-10.

Nas figuras acima (Figura 4-13 e Figura 4-14) nota-se que com o aumento da espessura do Py, também ocorre um aumento na variação percentual máxima da MI.

Na Figura 4-13 temos a variação percentual $MI\%$ com o campo aplicado para a amostra GLC-100-10-50, onde observamos que a variação máxima (50%) ocorre em torno de 720 MHz.

Na Figura 4-14 temos a variação percentual $MI\%$ com o campo aplicado para a amostra GLC-200-50-10, onde observamos que a variação máxima (próximo a 160%) ocorre em torno de 720 MHz.

A quantidade de camadas e a espessura do metal espaçador (Cu) também tem influência sobre este aumento. O aumento do valor máximo de $MI\%$ com o aumento da espessura do filme, ocorre até um certo limite, pois a partir de certa espessura, o filme passa a apresentar ondulações que, em certos pontos, há a transposição das camadas, ocorrendo assim, uma espécie de “curto circuito”[46]. Também, quanto maior a espessura, maior a resistência dc da amostra. Nota-se que as figuras que apresentam picos duplos, refletem um *drift* na medida. Isso acontece devido o fato de valor absoluto de Z ser baixo (0.1-2 Ω).

A seguir, são mostrados gráficos de Z vs. H (variação absoluta de Z contra H) para as amostras GLC-25-10-50, GLC-45-1050, GLC-100-10-50 e GLC-200-50-10.

Filme [Py(25Å)/Cu(10 Å)]x50

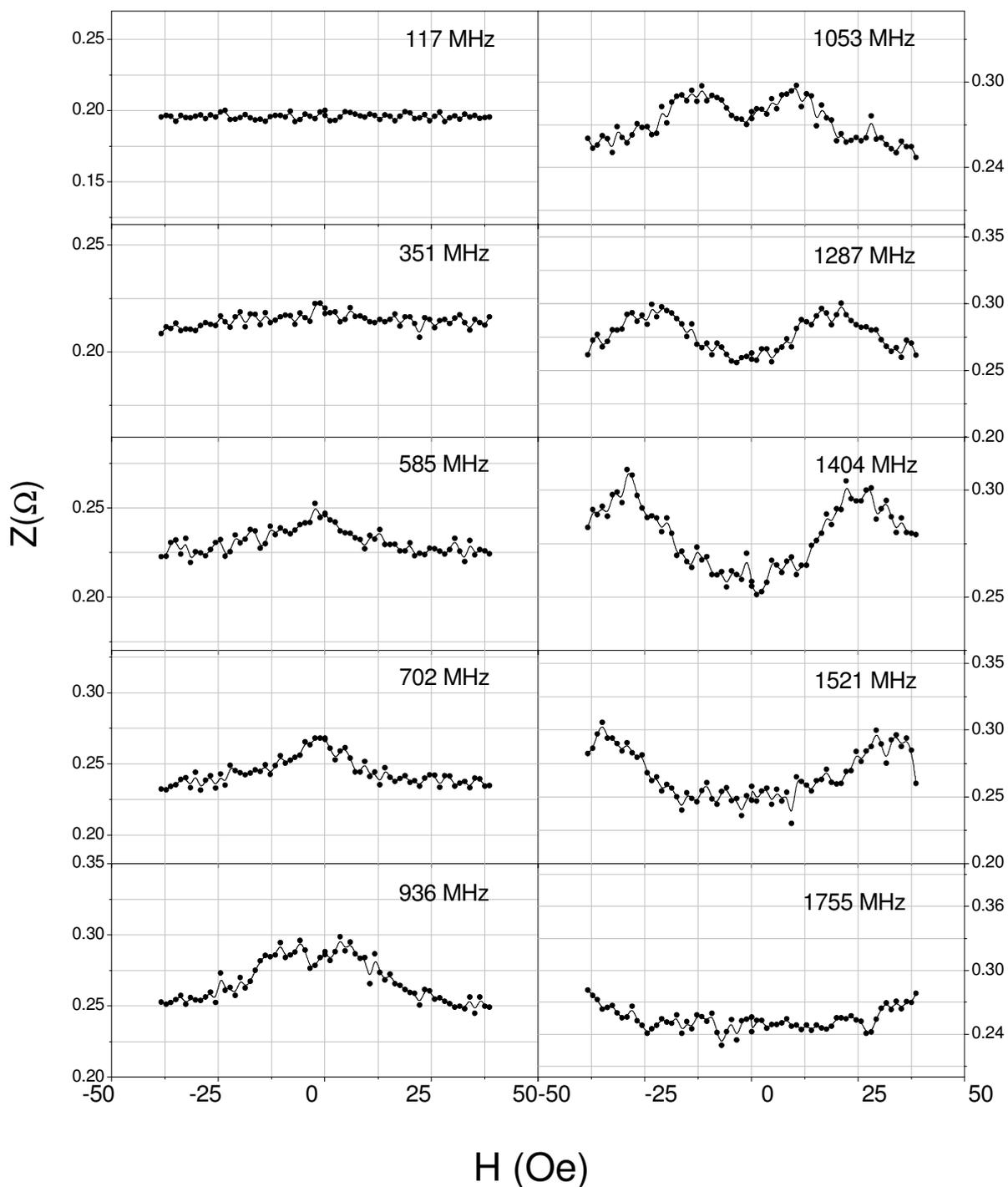


Figura 4-15 – Gráficos de Z vs. H para a amostra CLC-25-10-50.

Na figura acima, notamos que a estrutura de picos duplos não aparecem nas frequências mais altas, as quais podemos ver nas outras figuras devido o fato de que o campo aplicado está limitado de -35 Oe a 35 Oe. Mas isto não significa que os picos não estejam lá. Se o campo aplicado fosse mais alto eles apareceriam.

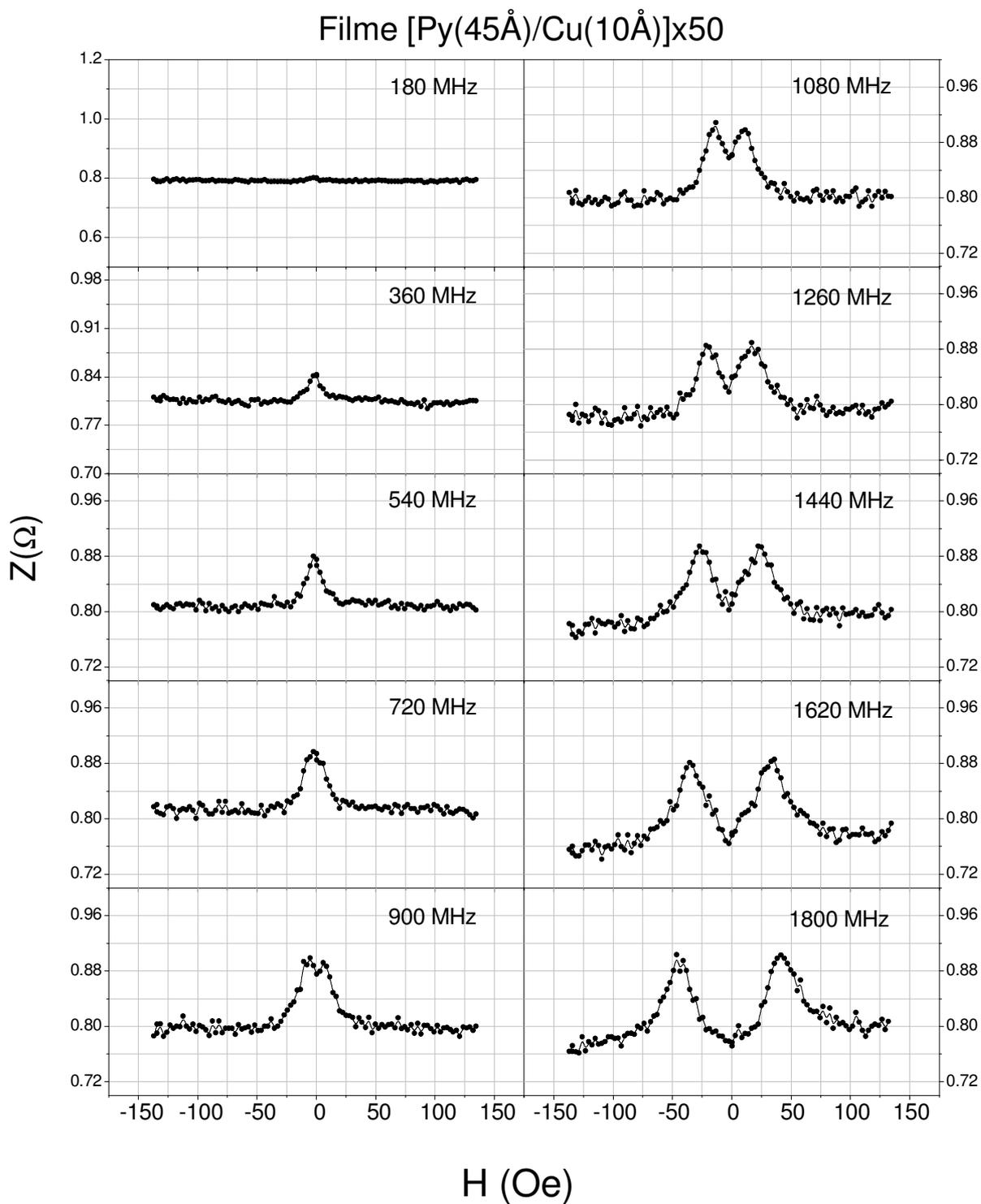


Figura 4-16 – Gráficos de Z vs. H para a amostra CLC-45-10-50.

Na figura acima, já não temos mais o problema da figura anterior (Figura 4-15), pois o campo aplicado é mais alto. Isso nos mostra o que está acontecendo com Z em campos e frequências mais elevados.

Filme [Py(100Å)/Cu(10 Å)]x50

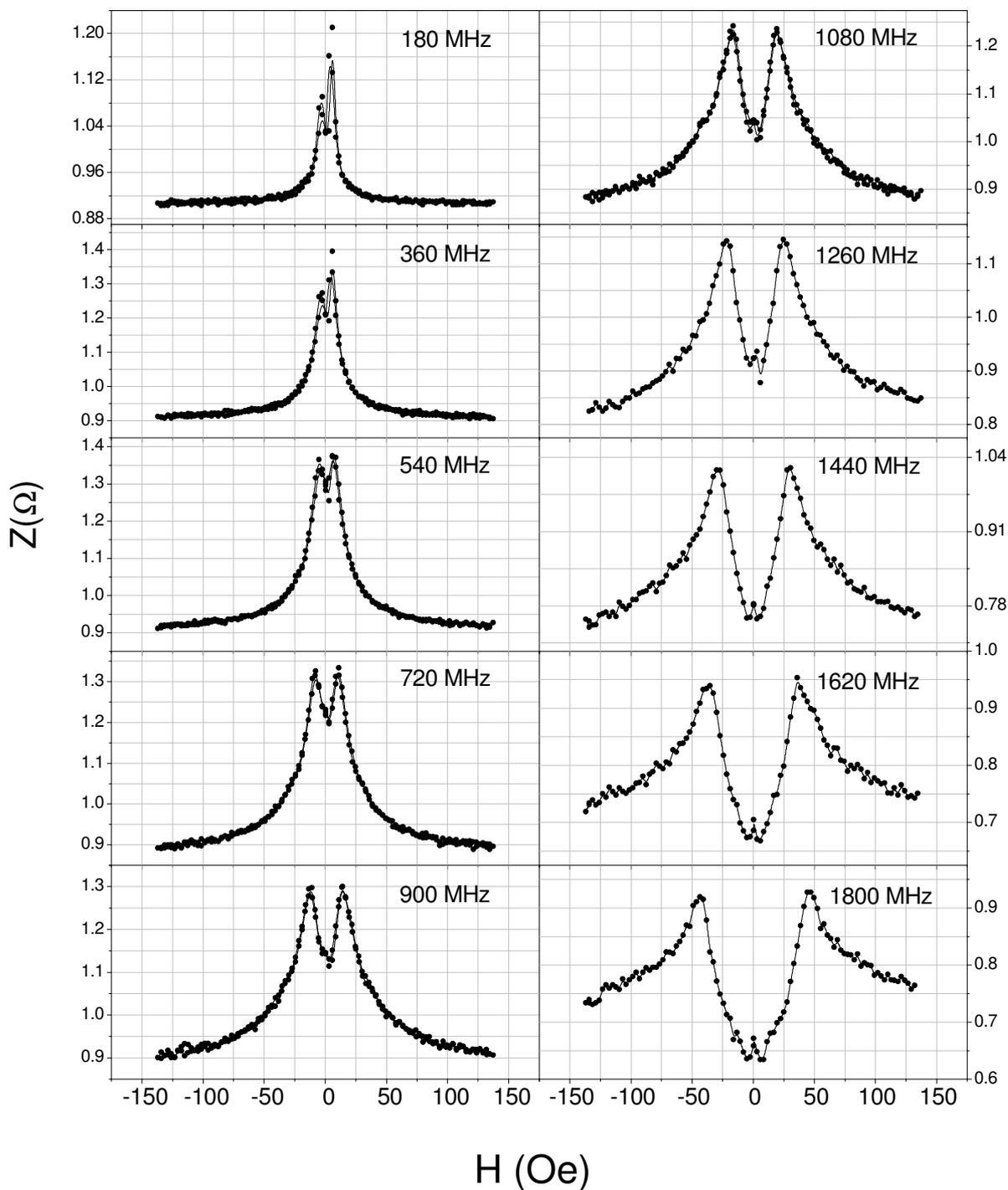


Figura 4-17 – Gráficos de Z vs. H para a amostra CLC-100-10-50.

Na figura acima temos gráficos com uma relação sinal/ruído melhor, ficando assim, mais fácil de ver como a estrutura de pico duplo evolui com o aumento da frequência. Esta mesma evolução poderá ser vista mais adiante nos gráficos em 3D. Notamos também que

logo nas primeiras frequências (frequências mais baixas) o pico simples aparece já se dividindo em dois.

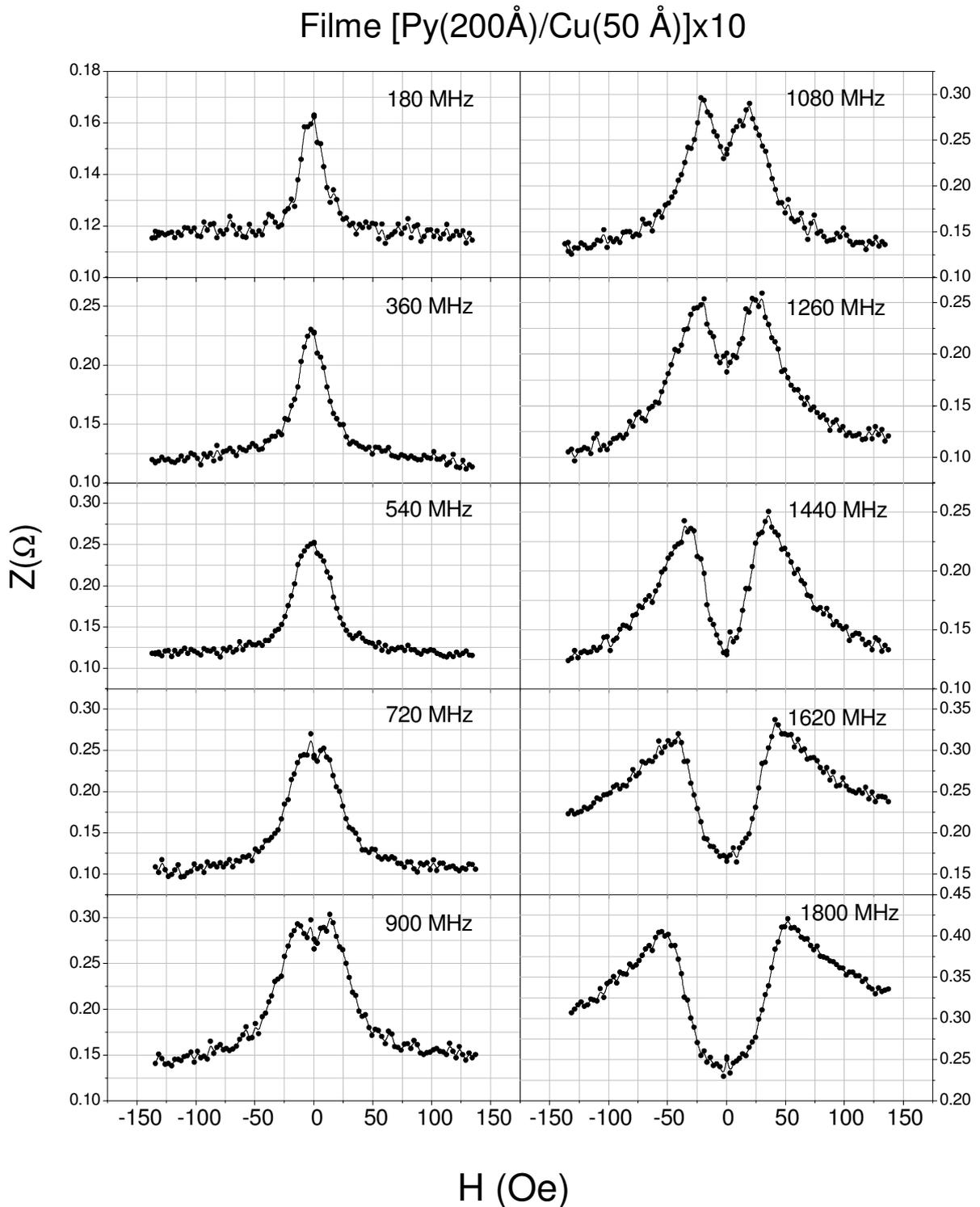


Figura 4-18 – Gráficos de Z vs. H para a amostra CLC-200-50-10.

Na figura acima, a espessura das camadas de permalloy são maiores, mas a espessura total do filme é menor que a da figura anterior (Figura 4-17). Logo percebemos que o ruído

volta a ser maior. Portanto filmes espessos e com bastante material magnético tendem a dar melhores resultados.

A seguir, serão mostrados gráficos de MI(%) vs. Frequência para a mesma seqüência de amostras acima.

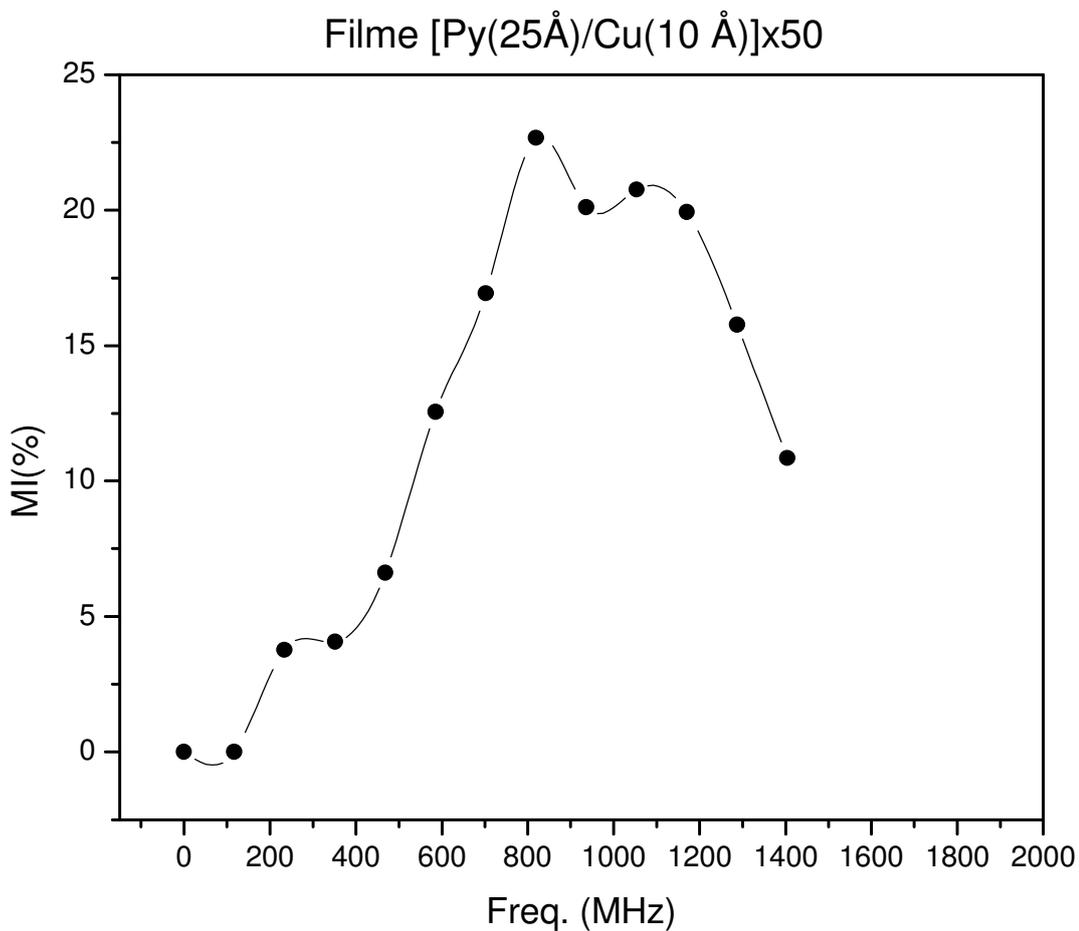


Figura 4-19 – Gráfico de MI(%) vs. Frequência para a amostra GLC-25-10-50.

Na Figura acima, a amostra GLC-25-10-50 apresenta uma variação percentual máxima de 22.7% que ocorre a 820 MHz.

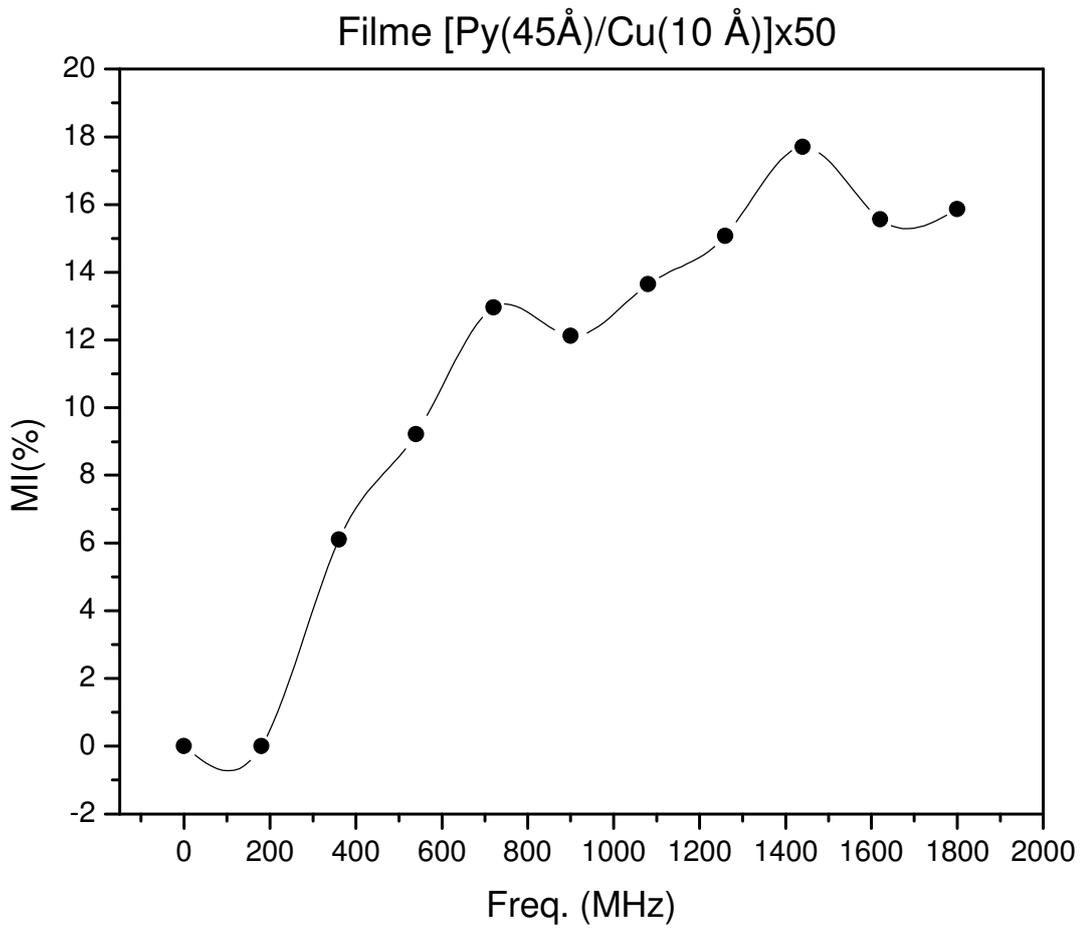


Figura 4-20 – Gráfico de MI(%) vs. Frequência para a amostra GLC-45-10-50.

Na figura acima, vemos a amostra GLC-45-10-50 com uma variação percentual máxima de 17,75% em 1440 MHz.

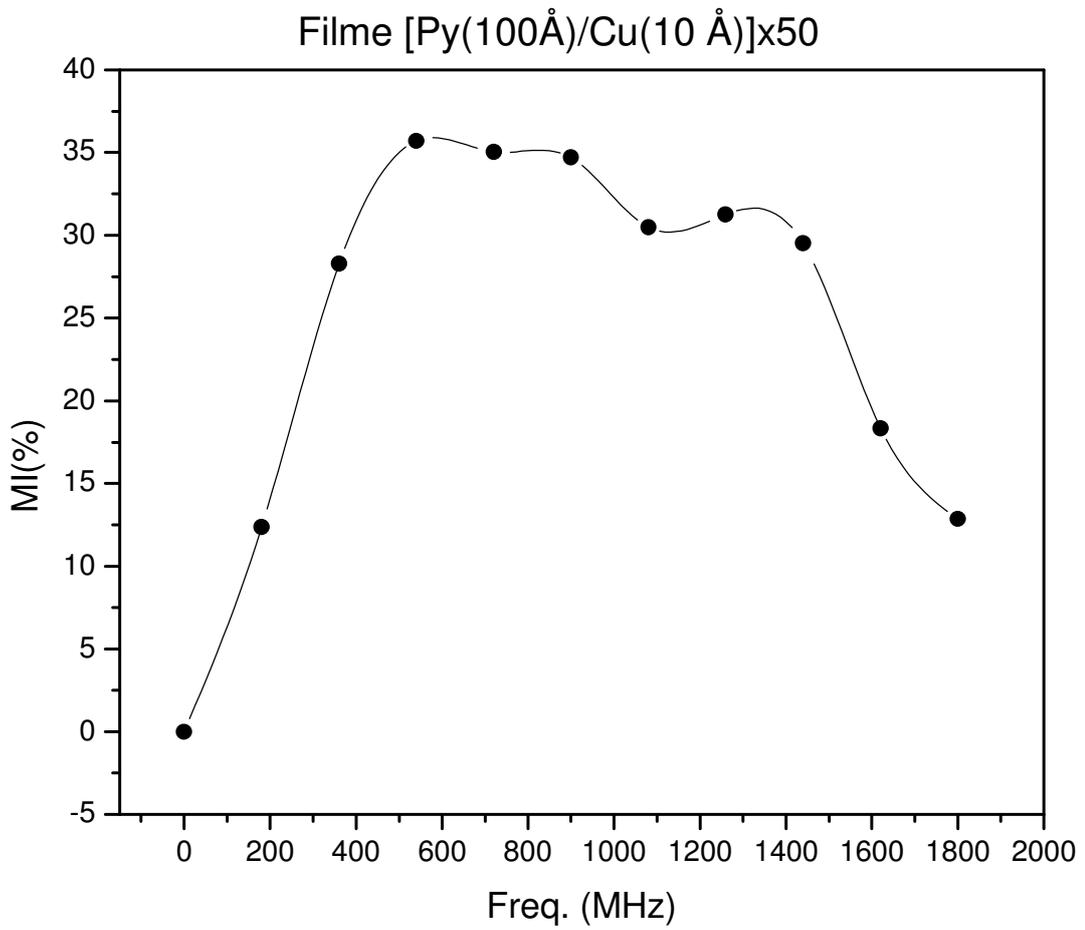


Figura 4-21 – Gráfico de MI(%) vs. Frequência para a amostra GLC-100-10-50.

Acima, o gráfico da amostra GLC-100-10-50 nos mostra uma variação percentual máxima de 35.7% a 540 MHz.

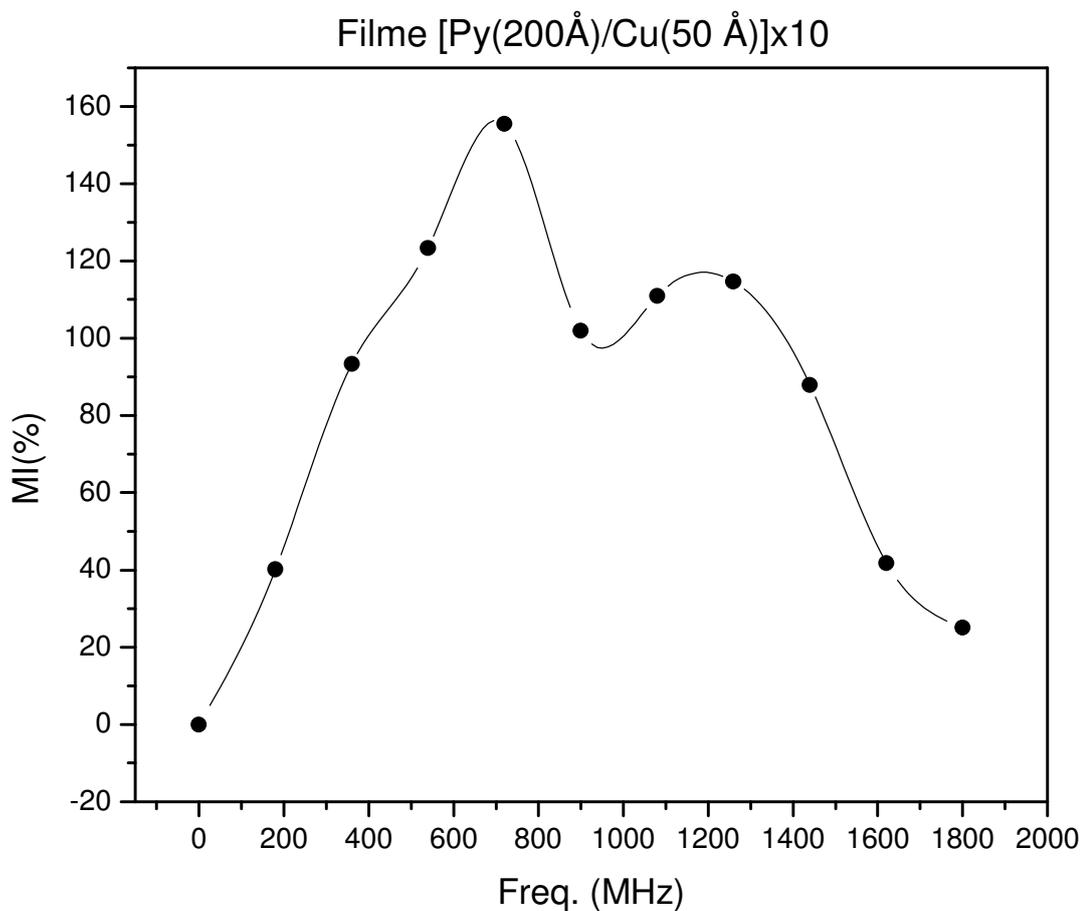


Figura 4-22 – Gráfico de MI(%) vs. Freqüência para a amostra GLC-200-50-10.

A Figura 4-22 acima nos dá a variação percentual máxima de 155.5% a 720 MHz para a amostra GLC-200-50-10. Cujas mesmas foram as que apresentaram a variação percentual mais alta.

Uma outra forma de apresentação dos gráficos é utilizar cores como o recurso do software graficador *Microcal Origin*®, que nos dá uma idéia direta das relações de dispersão, ou seja, das curvas de frequência de ressonância versus campo magnético onde a cor representa o valor da parte real da impedância (Re Z).

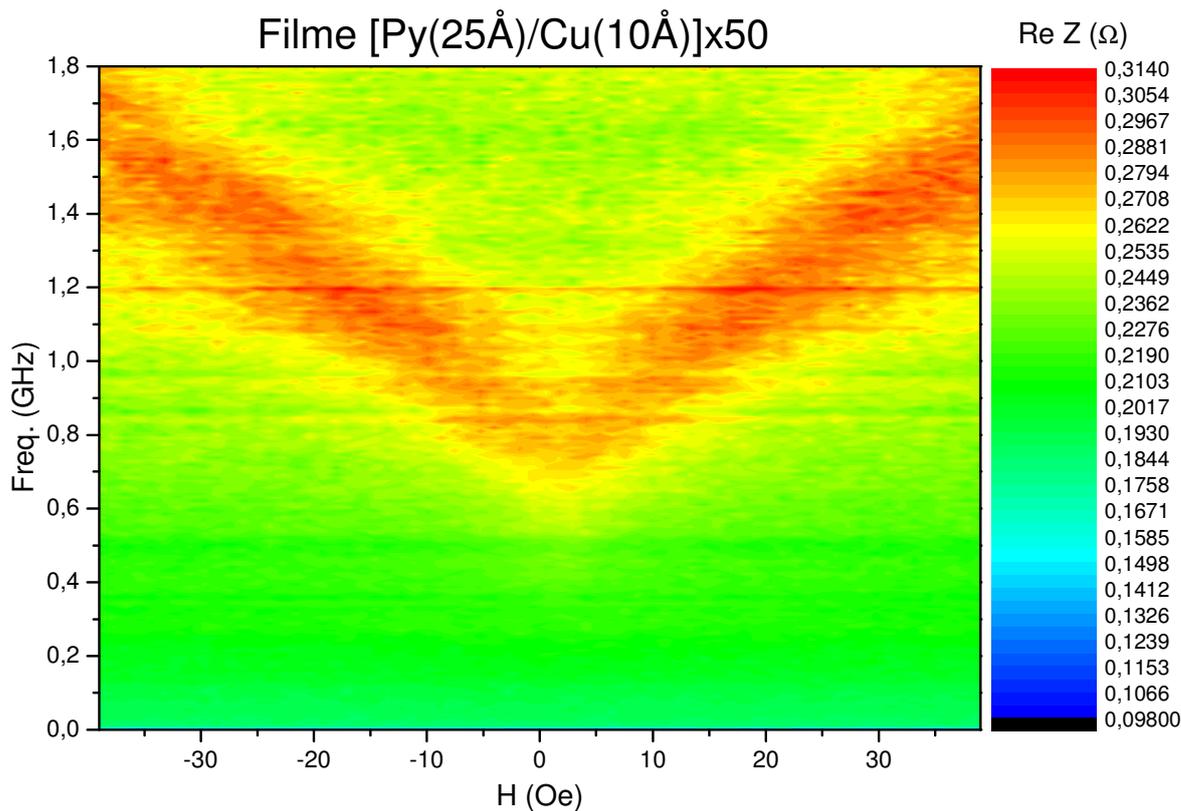


Figura 4-23 – Parte real da Impedância versus Freqüência versus campo magnético para a amostra GLC-25-10-50. Campo varrido de 40 a -40 Oe

Notamos na figura acima (amostra GLC-25-10-50), que a anisotropia (uniaxial) não possui um eixo bem definido. Esta dispersão é típica para campos aplicados paralelamente ao eixo de anisotropia. A altura onde se encontra o ponto de mínimo do gráfico pode nos dar uma idéia de H_k conforme a expressão (41). Nesta amostra o campo foi aplicado de 40 a -40 Oe, ou seja, do positivo para o negativo. A ressonância começa a ocorrer a 0.7 GHz.

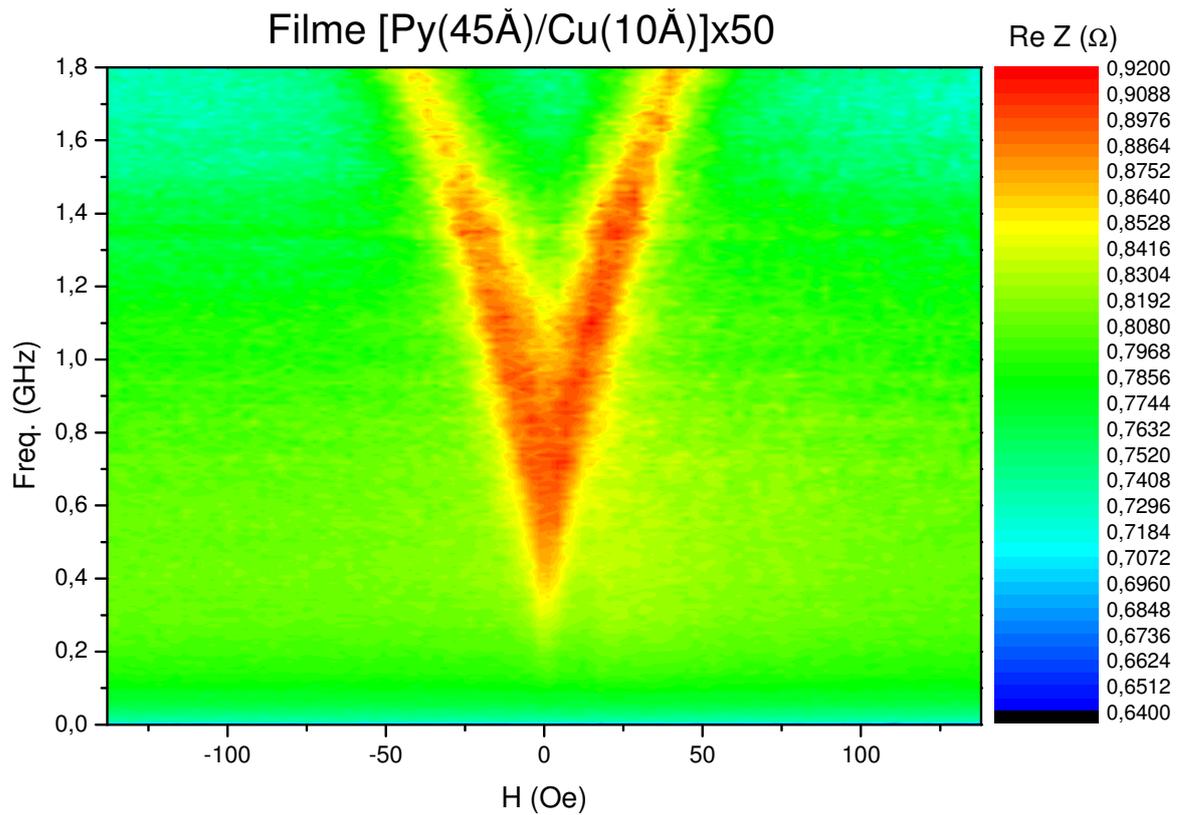


Figura 4-24 – Parte real da Impedância versus Freqüência versus campo magnético para a amostra GLC-45-10-50. Campo varrido de 125 a -125 Oe.

Na figura acima (amostra GLC-45-10-50) notamos que a anisotropia (uniaxial) está com um eixo melhor definido. Para esta amostra o campo externo também foi aplicado do positivo para o negativo (de 125 a -125 Oe). A ressonância começa a ocorrer a 0.5 GHz e a 1.6 GHz a intensidade de Re Z começa a diminuir.

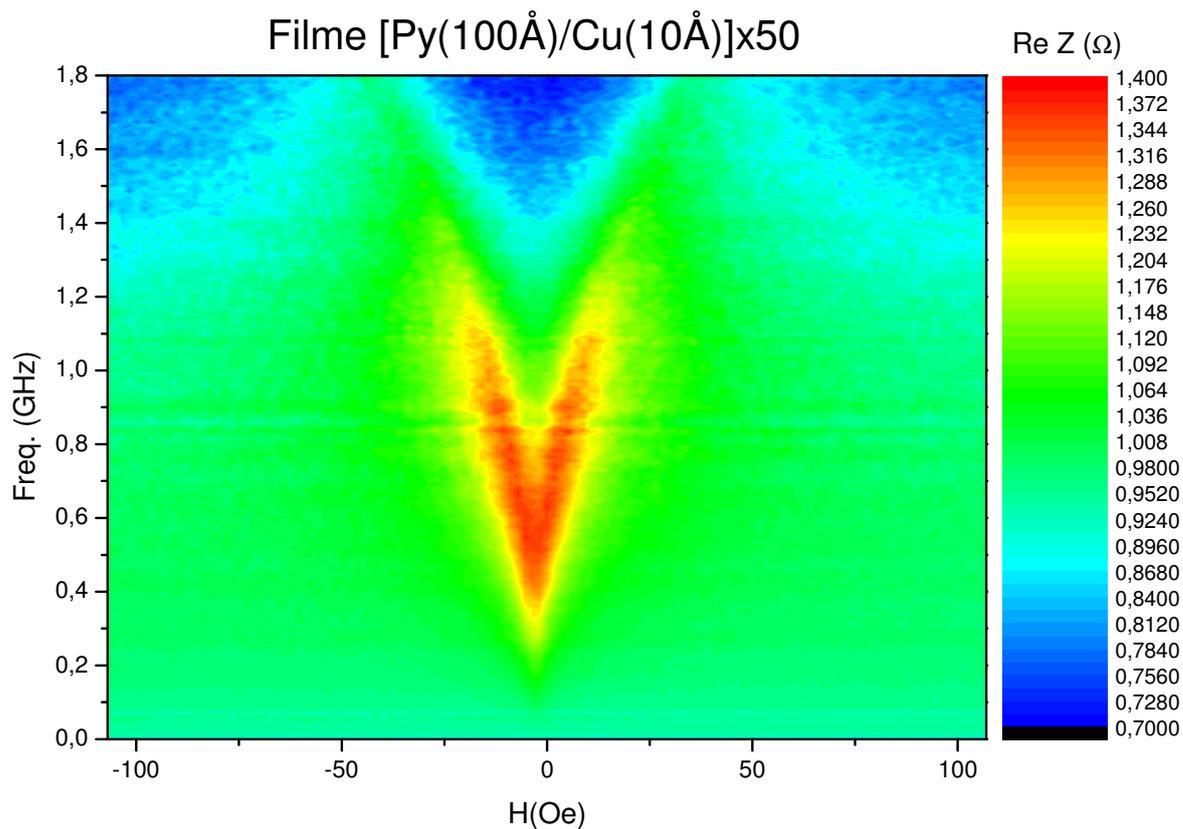


Figura 4-25 – Parte real da Impedância versus Frequência versus campo magnético para a amostra GLC-100-10-50. Campo Varrido de -115 a 115 Oe.

Já para a mostra GLC-100-10-50, vista na figura acima (Figura 4-25), variamos o campo do negativo para o positivo (de -115 a 115 Oe) e pode-se observar que temos um eixo de anisotropia uniaxial mais definido do que o da amostra anterior. A ressonância pode ser observada entre 0.3 a 1.2 GHz.

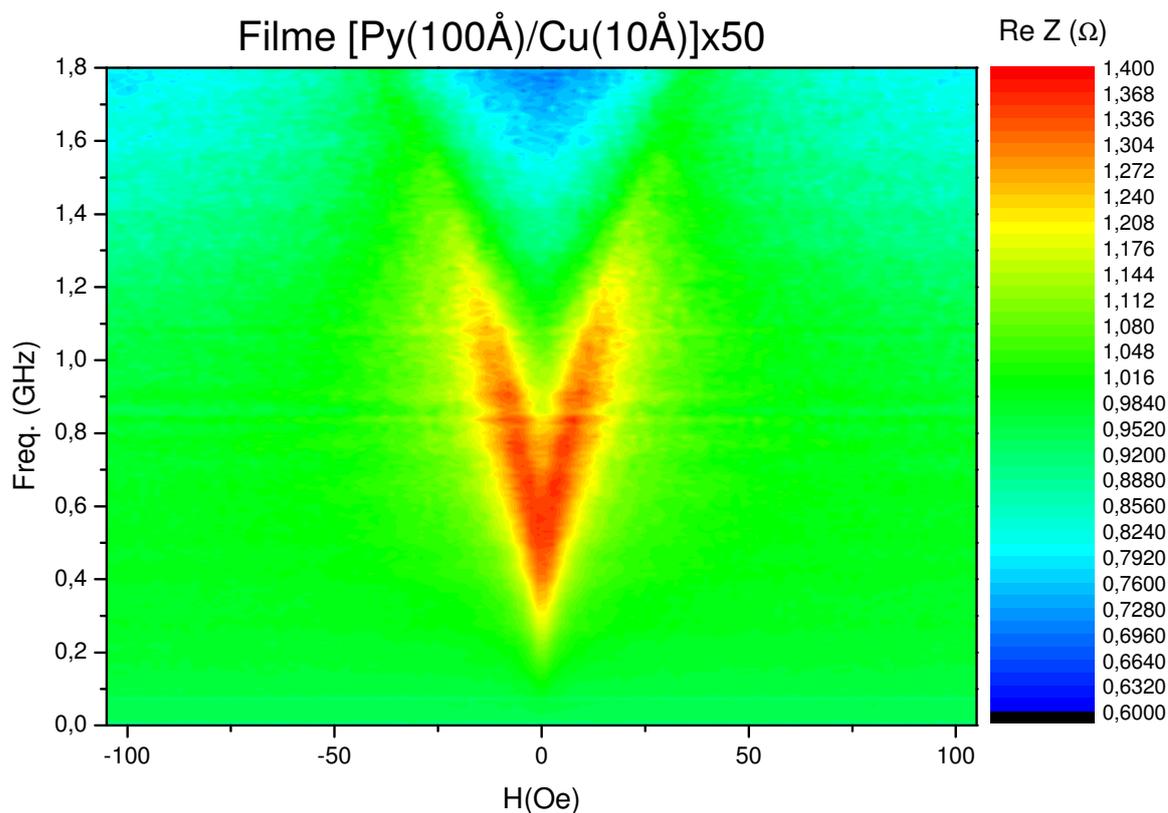


Figura 4-26 – Parte real da Impedância versus Freqüência versus campo magnético para a amostra GLC-100-10-50. Campo Varrido de 115 a -115 Oe.

Propositalmente foi colocado dois gráficos da mesma amostra mas com a varredura de campo em uma seqüência de aplicação diferente para chamar a atenção de que o comportamento em relação a dispersão é semelhante. Na figura acima (Figura 4-26) vemos a mesma amostra da Figura 4-25 (amostra GLC-100-10-50), porém, agora com o campo sendo aplicado do positivo para o negativo (de 115 a -115 Oe) e vemos que não houve nenhuma alteração no comportamento da dispersão.

Notamos que as curvas acima, não mostraram um eixo de anisotropia realmente uniaxial bem definido. Não é o que percebemos nas curvas de magnetização acima. Estas amostras devem possuir outros eixos de anisotropia secundários apesar de haver um eixo fácil de magnetização como mostrado pelas curvas de histerese. Isso deve estar associado a geometria usada no sistema de medida, pois como a corrente de sonda atravessa a amostra perpendicularmente ao plano do filme, esta produz um campo H_{ac} circular que situa-se no plano da amostra. O campo externo H é aplicado paralelamente ao plano da amostra como mostra a figura a seguir (Figura 4-27). Nesta configuração, o que pode estar ocorrendo seria que, o sinal da permeabilidade seja aditivo para cada região da amostra, afinal é a soma da tensão induzida pela dinâmica da magnetização local da amostra. Daí, se cada região tiver

uma orientação de M e H_{ac} que pode ser determinada, ou estimada, pode-se tentar deduzir qual a contribuição para a permeabilidade em cada caso e somar tudo depois. Sabe-se que só a componente perpendicular do campo ac excita a magnetização. Nas regiões em que H_{ac} e M são paralelos nada acontece. Mas como o campo ac e a magnetização não tem uma direção bem definida, tudo fica mais complicado.

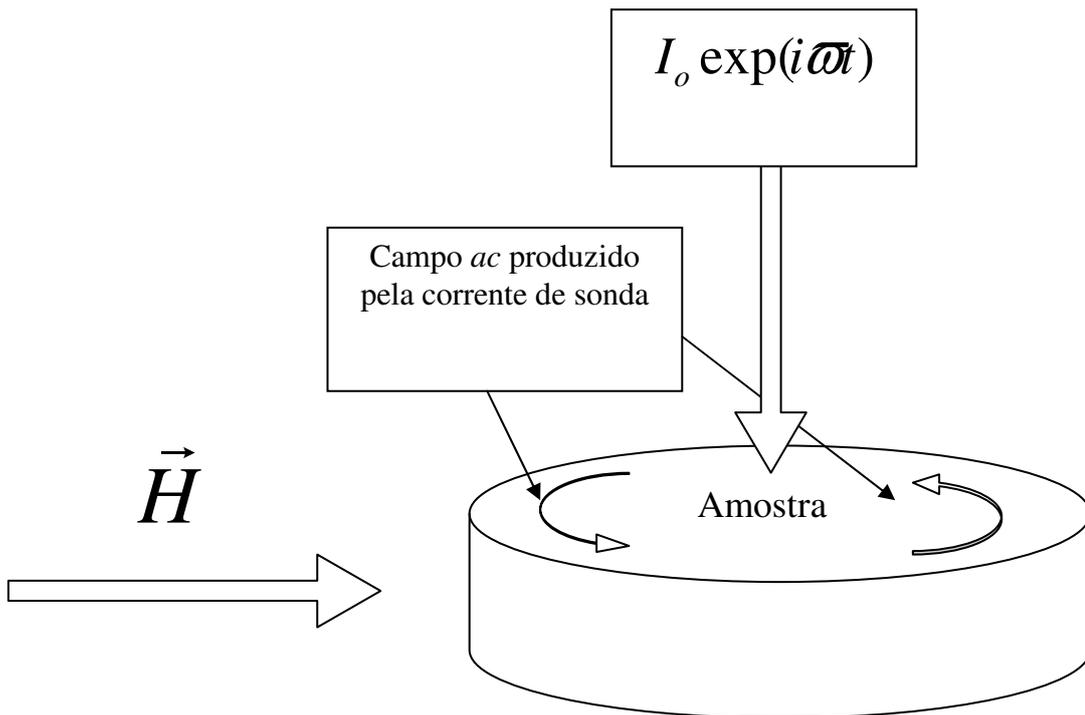


Figura 4-27 – Esquema de aplicação de campo magnético e corrente de sonda nas amostras e como se apresenta o campo ac na amostra.

Acredita-se que possa ser possível elaborar um modelo que se adeque melhor aos parâmetros discutidos até agora. Trabalho este, para uma próxima oportunidade.

Portanto o modelo de Sommer e Chien [12] serve parcialmente para a nossa geometria de medidas, pois como podemos ver na figura acima, o campo externo H é paralelo ao campo H_{ac} em certas regiões e em outras é perpendicular. Portanto temos uma mistura de geometrias.

Outra maneira que podemos ver o comportamento da MI é usando gráficos em três dimensões como segue nas próximas figuras.

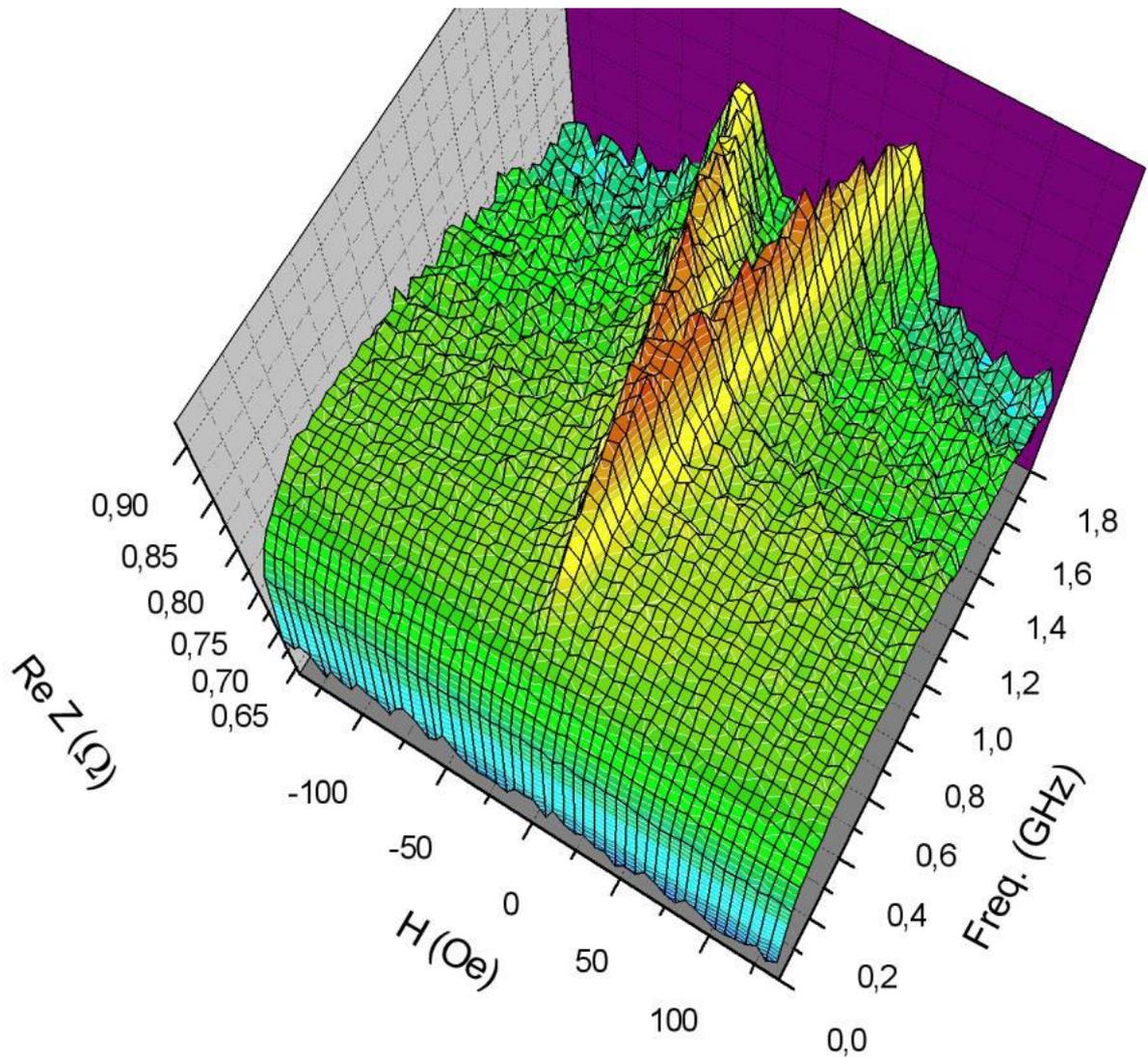


Figura 4-28 – Parte real da Impedância em 3D para a amostra GLC-45-10-50.

Notamos que fica fácil de perceber a dispersão que ocorre, bem como, a variação da parte real da impedância juntamente com a variação do campo e da frequência.

A figura acima também nos mostra que este material apresenta uma boa relação de sinal/ruído e uma anisotropia do tipo uniaxial razoavelmente bem definida.

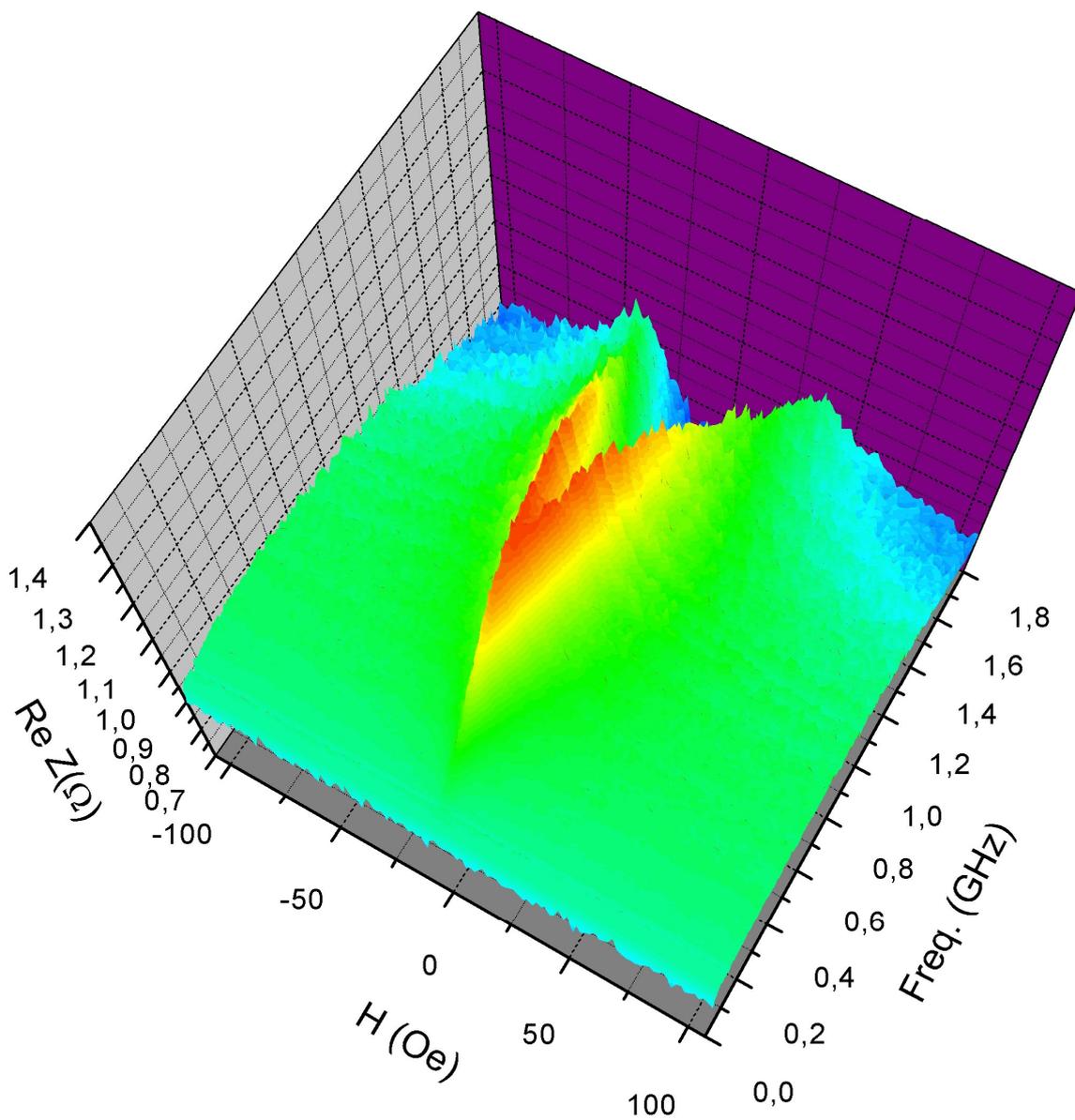


Figura 4-29 – Parte real da Impedância em 3D para a amostra GLC-100-10-50.

Novamente a figura acima nos mostra uma boa relação sinal/ruído com um eixo de anisotropia uniaxial bem definido.

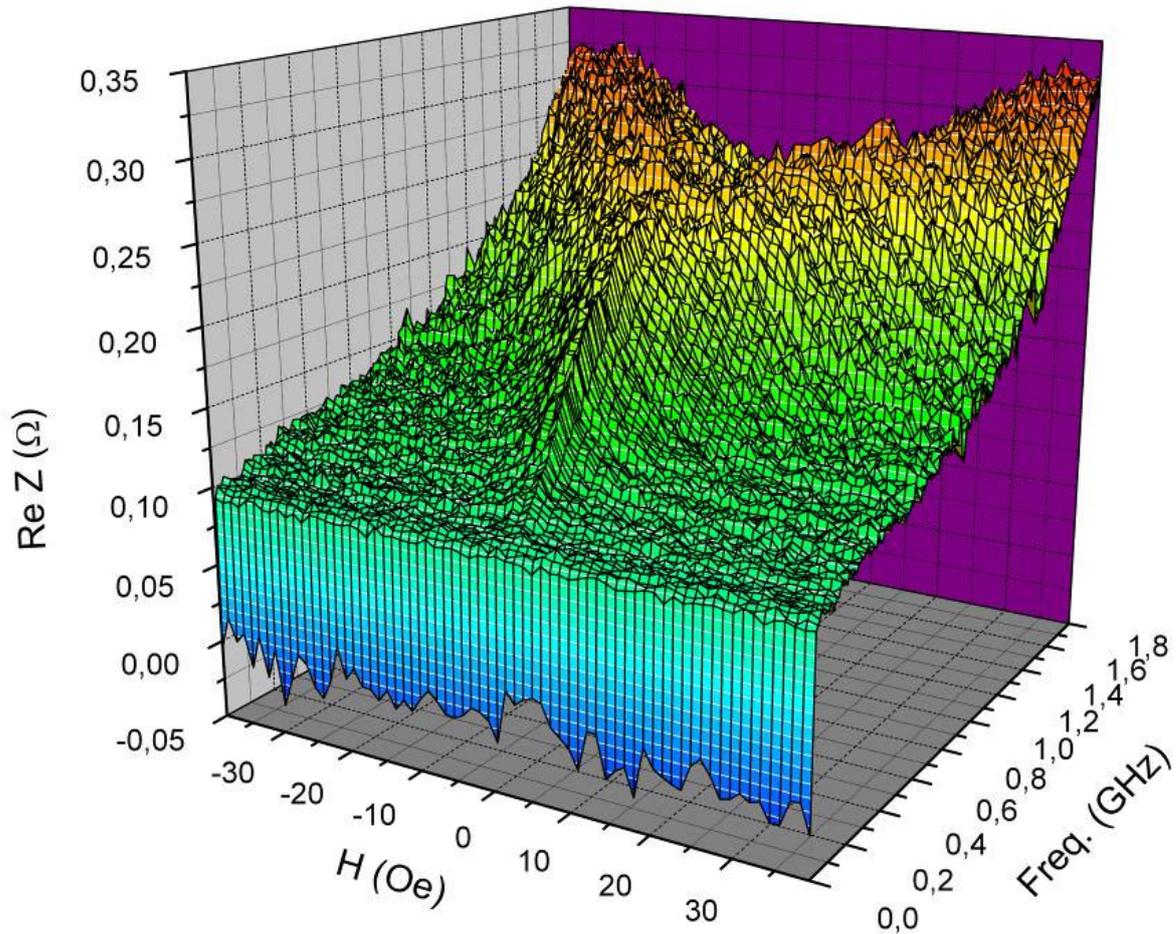


Figura 4-30 – Parte real da Impedância em 3D para a amostra GLC-200-50-10.

Nesta figura, vemos que os picos são largos, o que significa que o eixo de anisotropia não está bem definido e não é totalmente uniaxial. Mas mesmo assim podemos notar a dispersão que ocorre e a variação da parte real da impedância com a variação do campo junto com a frequência.

Ainda vale discutir que no trabalho de Sommer e Chien [12], os valores de TMI eram mascarados pelo alto valor do fator desmagnetizante (N_d) das fitas usadas em seus experimentos conforme discutido anteriormente no final do capítulo dois. O resultado daquele trabalho, era o esperado para as amostras usadas nesta dissertação. Mas não é o que podemos notar nas curvas apresentadas até aqui. Notamos um número de detalhes bem maior do que podemos observar no trabalho de Sommer e Chien como podemos ver na Figura 4-31 abaixo. Portanto o campo desmagnetizante nessas amostras é bem menor. O suficiente para influenciar muito pouco o valor da susceptibilidade longitudinal (ver eq. 45 e 46). O Campo desmagnetizante em fitas é maior, pois o volume de material magnético é maior. No caso

desta dissertação, os filmes possuem um volume de material magnético pequeno, ocasionando assim o baixo valor de N_d .

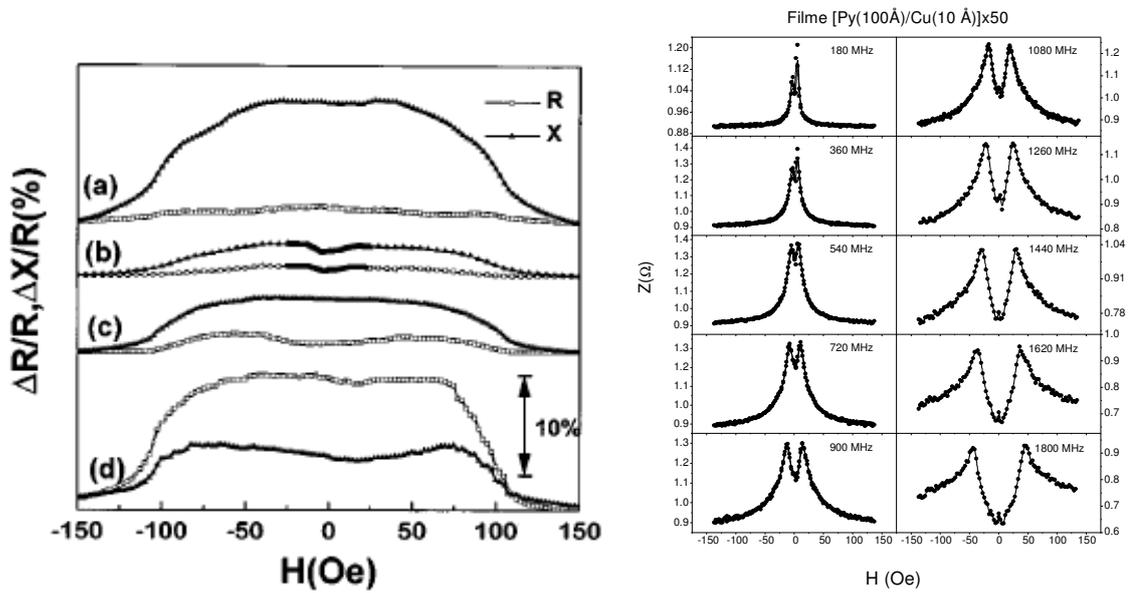


Figura 4-31 – Comparação do trabalho de Sommer e Chien [12] e os resultados obtidos nesta dissertação. Note que na esquerda, podemos observar o efeito do fator desmagnetizante que mascarou os resultados. Na figura da direita, vemos os resultados (deste trabalho) em maior detalhe devido ao fator desmagnetizante ser muito menor.

5 Conclusões e Perspectivas para Trabalhos Futuros

Neste trabalho estudamos uma nova configuração de filmes ferromagnéticos para o estudo do efeito da MI na forma de sanduíche utilizando-se o Cu como metal espaçante e aplicando a corrente de sonda perpendicularmente ao plano do filme. Dentre as conclusões referentes a este trabalho vale salientar que:

- Os resultados experimentais são semelhantes aos que usam corrente de sonda aplicada no plano do filme no que se refere ao comportamento da MI.
- Modelo de Sommer e Chien funciona parcialmente para este tipo de geometria de medida.
- Não conseguimos observar modos magnetostáticos, aparentemente porque não temos campo e frequência suficientemente altos.
- As dimensões do filme poderiam ser bem menores, pois a corrente passa perpendicularmente ao plano do filme, interessando apenas a espessura do filme.
- Mostrou-se que a utilização de multicamadas no estudo da MI é uma excelente opção para o uso deste efeito em sensores de filmes finos.
- E para o futuro deveremos tentar fazer medidas com campos e frequências mais altos.
- Utilizar diâmetros dos discos de Py/Cu menores e aumentar as espessuras (principalmente a do Cu)
- Aumentar o número de bicamadas.
- Experimentar variar a forma das bicamadas de Py/Cu.
- Fazer medidas com o campo magnético aplicado também perpendicularmente ao plano do filme.
- Elaborar um modelo que explique melhor o comportamento das curvas de dispersão.

Referências:

- ¹ J. A. Osborn, *Phys. Rev.*, **67** 351 (1945).
- ² B. D. Cullity, *Introduction to Magnetic Material*, New York (1972)
- ³ E. P. Harrison, G. L. Turney e H. Rowe, *Nature* **135** 961 (1935).
- ⁴ F. L. A. Machado, B. Lopes da Silva e E. Montarroyos, *J. Appl. Phys.* **73** (10), 6387 (1993)
- ⁵ K. V. Rao, F. B. Humphrey e J. L. Costa-Kramer, *J. Appl. Phys.* **76** (10) 6204 (1994).
- ⁶ J. Valázquez, M. Vázquez, D. X. Chen e A. Hernando, *Phys. Rev. B* **50** (22) 16737 (1994).
- ⁷ M. Knobel, M. L. Sanchez, J. Velásquez e M. Vázquez, *J. Phys.: Condens. Matter.* **7** 115 (1995).
- ⁸ L. V. Panina e K. Mohri, *J. Magn. Magn. Mat.* **151** 137 (1996).
- ⁹ K. Mohri, L. V. Panina, T. Uchiyama, K. Bushida e M. Noda, *IEEE Trans. Magn.* **31** (2) 1266 (1995).
- ¹⁰ D. P. Makhnovskiy, L. V. Panina e D. J. Mapps, *Appl. Phys. Lett.* **77** (1) 121 (2000)
- ¹¹ R. B. da Silva, A. M. H. de Andrade, A. M. Severino, L. F. Schelp, R. L. Sommer, *J. Magn. Magn. Mater.* **249** 288 (2002)
- ¹² R. L. Sommer e C. L. Chien, *Phys. Rev. B* **53** (10) R5982 (1996).
- ¹³ A. D. Santos, L. G. Melo, C.S. Martins, F. P. Missel, Y. Souche, F. L. A. Machado e S. M. Rezende, *J. Appl. Phys.* **79**(8) 6546 (1996)
- ¹⁴ K. R. Pirota, L. Kraus, M. Knobel, P. G. Pagliuso e C. Rettori, *Phys. Rev. B* **60** (9) 6685 (1999)
- ¹⁵ R. L. Sommer e C. S. Chien, *Appl. Phys. Lett.* **67** (22) 3346 (1995)
- ¹⁶ A. Antonov, S. Gasevsky, A. Granovsky, A. D'yatchkov, M. Sedova, N. Perov, N. Usov, T. Furmanova, A. Lagar'kov, *Phys. A* **241** 414 (1997)
- ¹⁷ A. M. de Andrade, R. B. da Silva, M. A. Corrêa, A. M. Severino, R. L. Sommer, *J. Magn. Magn. Mater.* **272** 1846 (2004)
- ¹⁸ K. Hika, L.V. Panina e K. Mohri, *IEEE Trans. Mag.* **32** (5) 4594 (1996)
- ¹⁹ T. Morikawa, Y. Nishibe, H. Yamadera, Y. Nonomura, M. Takeuchi, J. Sakata e Y. Taga, *IEEE Trans. Mag.* **32** (5) 4965 (1996)
- ²⁰ T. Morikawa, Y. Nishibe, H. Yamadera, Y. Nonomura, M. Takeuchi, e Y. Taga, *IEEE Trans. Mag.* **33** (5) 4367 (1997)
- ²¹ S. Xiao, Y. Liu, Y. Daí e L. Zhang, *J. Appl. Phys.* **85** (8) 4127 (1999)
- ²² S. Xiao, Y. Liu, S. Yan, Y. Daí, L. Zhang e L. Mei, *Phys. Rev. B* **61** (8) 5734 (2000)
- ²³ L. V. Panina e K. Mohri, *Sens. Act.* **81** 71 (2000)
- ²⁴ L. V. Panina, D. P. Makhnovskiy, D.J. Mapps e D. S. Zarechnyuk, *J. Appl. Phys.* **89** (11) 7221 (2001)

-
- ²⁵ G. V. Kurlyandskaya, J. L. Muñoz, J. M. Barandiarán, A. García-Arribas, A. V. Svalov, V. O. Vas'Kovskiy, *J. Magn. Magn. Mater.* **242-245** 291 (2002)
- ²⁶ F. Amalou e M. A. M. Gijs, *Appl. Phys. Lett.* **81 (9)** 1654 (2002)
- ²⁷ F. Amalou e M. A. M. Gijs, *J. Appl. Phys.* **95 (3)** 1364 (2004)
- ²⁸ K. Mohri, K. Kawashima, T. Kohzawa e H. Yoshida, *IEEE Trans. Magn.* **29 (2)** 1266 (1993)
- ²⁹ R. S. Beach e A. E. Berkowitz, *Appl. Phys. Lett.* **64** 3652 (1994)
- ³⁰ A. Yelon, D. Ménard, M. Britel e P. Ciureanu, *Appl. Phys. Lett.* **69 (20)** 3084 (1996)
- ³¹ L. V. Panina, K. Mohri, T. Uchiyama, M. Noda e K. Bushida, *IEEE Trans. Magn.* **31 (2)** 1249 (1995)
- ³² M. R. Spiegel, Coleção Schaum, *McGraw-Hill*
- ³³ L. Kraus, *J. Magn. Magn. Matter* **195** 764 (1999)
- ³⁴ D. Ménard, M. Britel, P. Ciureanu e A. Yelon, *J. Appl. Phys.* **84 (5)** 2805 (1998)
- ³⁵ C. Kittel, *Phys. Rev.* **73 155** (1948)
- ³⁶ L. I. Maissel, R. Glang, *Handbook of thin film technology*, New York (1983).
- ³⁷ G. N. Jackson, *Thin Solid Films*, **5** 209 (1970) .
- ³⁸ S. Foner, *Rev. Sci. Instrum.* **30** 548 (1959).
- ³⁹ J. A. Gerber, W. L. Burmester, D. J. Selimyer, *Rev. Sci. Instrum* **53 (5)** 691 (1982).
- ⁴⁰ J. Mallinson, *J. Appl. Phys.* **37** 2514 (1966).
- ⁴¹ J. Q. Xiao, J. S. Jiang, C. L. Chien, *Phys. Rev. B* **46 (14)** 9266 (1992).
- ⁴² J. Q. Xiao, J. S. Jiang, C. L. Chien, *Appl. Phys. Lett.* **61 (19)** 2362 (1992)
- ⁴³ Ashcroft, Mermin, *Solid States Physics*, (brooks/cole).
- ⁴⁴ L. V. Panina e K. Mohri, *Appl. Phys. Lett.* **65**, 1189 (1994).
- ⁴⁵ L. D. Landau, E .M. Lifshitz, “*Eletrodinamics of Continuous Media*” (1984).
- ⁴⁶ M. A. Corrêa, **Magnetoimpedância em Filmes Finemet/Metal/Finemet: GMI e FMR em Multicamadas de Filmes Finos produzidos por Magnetron Sputtering**, RS. 2004. 101f. Dissertação (Mestrado em Física) – Universidade Federal de Santa Maria, Santa Maria, 2004.
- ⁴⁷ R. L. Sommer, C. L. Chien, R. Hasegawa, *J. Appl. Phys.* **79 (8)** 6117 (1966).
- ⁴⁸ R. L. Sommer, C. L. Chien, *J. Appl. Phys.* **79 (8)** 5139 (1966).
- ⁴⁹ H. Hoffmann, *Phys. Status Solidi* **33**, 175 (1969).
- ⁵⁰ A. H. Morrish, “*The Physical Principles of Magnetism*”, Jon Wiley & Sons, Inc., New York (1966).
- ⁵¹ L. S. Dorneles, **Efeito das Flutuações na Espessura do Isolante Sobre o Tunelamento em Junções de Al/AIO_x/Al**, RS 2003. 108f. Tese (Doutorado em Física) – Universidade Federal de Santa Maria, Santa Maria, 2003.

-
- ⁵² T. Katayama, M. Hirano, Y. Koizumi, K. Kawanishi; T. Tsushima, *IEEE Trans. Magn.*, **13** 1603 (1977).
- ⁵³ M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, *Phys. Rev. Lett.* **61** 2472 (1998).
- ⁵⁴ S. Chikazumi, “*Physics of Magnetism*”, (John Wiley & Sons) (1964).
- ⁵⁵ A. P. Guimarães, “*Introdução ao Magnetismo*”, (CBPF) (2002).
- ⁵⁶ J. P. Wikswo, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **5** (2) (1995).
- ⁵⁷ M. Knobel, M. Vázquez, M.L. Sánchez, A. Hernando, *J. Magn. Magn. Mater.* **169** 89 (1997).