

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

Danian Alexandre Dugato

**MAGNETORRESISTÊNCIA E CORRENTES DE SPIN EM
MULTICAMADAS de $Ni_{81}Fe_{19}/ZnO/Pd$**

Santa Maria, RS
2017

Danian Alexandre Dugato

MAGNETORRESISTÊNCIA E CORRENTES DE SPIN EM MULTICAMADAS de
Ni₈₁Fe₁₉/ZnO/Pd

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

ORIENTADOR: Prof. Lucio Strazzabosco Dorneles

Santa Maria, RS
2017

Ficha catalográfica elaborada através do Programa de Geração Automática da Biblioteca Central da UFSM, com os dados fornecidos pelo(a) autor(a).

Dugato, Danian Alexandre
Magnetorresistência e Correntes de Spin em multicamadas Ni81Fe19/ZnO/Pd / Danian Alexandre Dugato.- 2017.
76 p. ; 30 cm

Orientador: Lucio Strazzabosco Dorneles
Dissertação (mestrado) - Universidade Federal de Santa Maria, Centro de Ciências Naturais e Exatas, Programa de Pós-Graduação em Física, RS, 2017

1. Corrente de spin 2. Efeito Hall de spin inverso 3. Magnetorresistência I. Dorneles, Lucio Strazzabosco II. Título.

©2017

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

Endereço: Santa Maria, Bairro Assunção, Rua Augusta, n. 53

Fone (0xx) (55) 9610-3135; Fax (0xx) 00000000; End. Eletr.: dgt.danian@gmail.com

Danian Alexandre Dugato

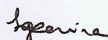
MAGNETORRESISTÊNCIA E CORRENTES DE SPIN EM MULTICAMADAS de
Ni₈₁Fe₁₉/ZnO/Pd

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

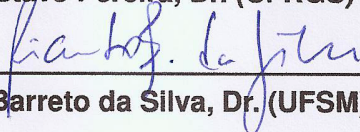
Aprovado em 2 de março de 2017:



Lucio Strazzabosco Dorneles, Dr. (UFSM)
(Presidente/Orientador)



Luis Gustavo Pereira, Dr. (UFRGS)



Ricardo Barreto da Silva, Dr. (UFSM)

Santa Maria, RS
2017

DEDICATÓRIA

Ao meu pai Ademir, a minha mãe Amália e meu irmão Douglas!

AGRADECIMENTOS

Inicialmente gostaria de agradecer o PPG - Física - Universidade Federal de Santa Maria pela oportunidade de realizar este trabalho e ao Laboratório de Magnetismo e Materiais Magnéticos (LMMM) que me propiciou espaço para realizar a pesquisa.

A todos colegas de laboratório pelo bom convívio e ajuda prestada, nominalmente: Angélica S., Callegari, Diego S., Dieivase C., Fábio B., Josué R., Júlia G., Junara S., Luciane V., Manuela A., Paula K., Oreci E., Vivian E. Especialmente ao Wagner Garcia , ao Rafael Seeger e ao Gazola.

Aos professores Luis Fernando Shelp, Marcos Carara, Artur Harres e Ricardo Barreto pelo conhecimento repassado.

A secretária Saionara pela ajuda com os assuntos burocráticos.

Aos meus ex-professores da Universidade Federal da Fronteira Sul - Cerro Largo pelo apoio e incentivo.

Ao professor Lúcio por me aceitar como orientando e pela amizade.

A minha família (Ademir, Amália e Douglas) por sempre me apoiar nos estudos.

Aos professores Luis Gustavo e Ricardo Barreto por aceitarem participar da banca de defesa.

A todos meus verdadeiros amigos.

*Se você esperar por condições ideais
você nunca fará nada.*

(Eclesiastes)

RESUMO

MAGNETORRESISTÊNCIA E CORRENTES DE SPIN EM MULTICAMADAS de $Ni_{81}Fe_{19}/ZnO/Pd$

AUTOR: Danian Alexandre Dugato

ORIENTADOR: Lucio Strazzabosco Dorneles

Neste trabalho analisamos amostras de filmes finos de $Ni_{81}Fe_{19}$ e Pd separados por ZnO . O $Ni_{81}Fe_{19}$ foi escolhido por ser um ferromagneto com baixo campo magnético de saturação. O Pd é um metal normal com alto acoplamento spin-órbita, muito usado em estudos de efeito Hall de spin e efeito Hall de spin inverso. O ZnO é um semicondutor com o papel de diminuir a transferência de corrente de carga entre as camadas. As amostras tem espessura de 5 nm de $Ni_{81}Fe_{19}$, 3 nm de Pd e 2 nm de ZnO , com dimensões de 0,4 mm x 8 mm, depositadas por *magnetron sputtering*. Através da técnica de *spin pumping* analisamos o sinal de tensão contínua induzida por ressonância ferromagnética. Nestas amostras o sinal medido é consequência de efeitos de magnetorresistência anisotrópica, efeito Hall anômalo e efeito Hall de spin inverso. As espessuras utilizadas permitem um sinal de efeito Hall de spin inverso predominante. A camada espaçadora de 2nm de ZnO reduz os efeitos de retificação de spin, mantendo a transferência de corrente de spin.

Palavras-chave: Correntes de spin. Efeito Hall de spin inverso. Magnetorresistência.

ABSTRACT

MAGNETORESISTANCE AND SPIN CURRENT IN MULTILAYERS

$Ni_{81}Fe_{19}/ZnO/Pd$

AUTHOR: Danian Alexandre Dugato
ADVISOR: Lucio Strazzabosco Dorneles

In this work, we analyzed samples of thin films $Ni_{81}Fe_{19}$ and Pd with ZnO spacer. $Ni_{81}Fe_{19}$ is a ferromagnet with a low saturation magnetic field. Pd is a normal metal with high spin-orbit coupling, much used in spin Hall effect and inverse spin Hall effect studies. ZnO is a semiconductor whose role is to reduce the charge current between layers. The sample have 5 nm of $Ni_{81}Fe_{19}$, 3 nm of Pd , and 2 nm of ZnO , with dimensions of 0.4 mm x 8 mm, deposited by magnetron sputtering. Using spin pumping we analyze the signal of the continuous voltage induced by ferromagnetic resonance. These samples the measured signal is a consequence of anisotropic magnetoresistance, anomalous Hall effect and inverse spin Hall effect. The thicknesses used contributes to a predominant inverse spin Hall effect signal. The ZnO spacer layer 2 nm reduces the effects of spin rectification, while maintaining spin current transfer.

Keywords: Spin current. Inverse spin Hall effect. Magnetoresistance.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 – Hard Disk (HD) usado em computadores e notebooks.	11
Figura 2.1 – Medida em quatro pontas colineares.	14
Figura 2.2 – Ilustração da magnetorresistência.	15
Figura 2.3 – Curva de AMR em filme de Permalloy com campo magnético variando no plano da amostra.	16
Figura 2.4 – Série harmônica.	17
Figura 2.5 – Esquema do modelo de condução elétrica [10].	18
Figura 2.6 – Estrutura Hall bar [11].	19
Figura 2.7 – Esquema ilustrativo do processo de tunelamento [16].	20
Figura 3.1 – Efeitos Hall [17].	21
Figura 3.2 – Ilustração efeito Hall ordinário [19].	22
Figura 3.3 – Ilustração efeito Hall anômalo [21].	23
Figura 3.4 – Evidência experimental do efeito Hall de spin extrínseco [1].	25
Figura 3.5 – Rotação Kerr em amostra de GaAs [1].	25
Figura 3.6 – Efeito Hall de spin [24].	26
Figura 3.7 – SHE em amostra com YIG [32].	27
Figura 3.8 – Ilustração efeito Hall de spin [21].	27
Figura 4.1 – Coordenadas para extração do sinal <i>dc</i>	30
Figura 4.2 – Curva Lorentziana e Dispersiva [38].	31
Figura 4.3 – Spin pumping e efeito Hall de spin inverso [39].	33
Figura 4.4 – Medida <i>down</i> (a) e <i>up</i> (b) [42].	35
Figura 5.1 – Canhões da sputtering.	36
Figura 5.2 – Plasma gerado na ionização do argônio.	36
Figura 5.3 – Ilustração da deposição [43].	37
Figura 5.4 – Estrutura do <i>magnetron</i> embaixo do alvo.	37
Figura 5.5 – Máscara de cobre utilizada para depositar as amostras.	38
Figura 5.6 – Estrutura das amostras.	39
Figura 5.7 – Difratorômetro de raios-X do Laboratório de Magnetismo e Materiais Magnéticos (LMMM) - UFSM.	40
Figura 5.8 – Espectro eletromagnético.	40
Figura 5.9 – Difração de Bragg [46].	41
Figura 5.10 – Difratoograma de raio-X	42
Figura 5.11 – Magnetômetro AGFM do LMMM.	43
Figura 5.12 – Estrutura do AGFM, LMMM [43].	43
Figura 5.13 – Aparato básico para medida de AMR.	45
Figura 5.14 – Contatos elétricos na amostra.	45
Figura 5.15 – Estrutura utilizada para as medidas de AMR em corrente alternada. ...	46
Figura 5.16 – Diagrama de blocos do sistema de FMR.	47
Figura 5.17 – <i>Microstrip line</i> . Para estabelecer noção de tamanho a dimensão <i>a</i> tem 8 mm [47].	47
Figura 6.1 – Curva de magnetização da amostra de Py (5 nm) em forma de filete. Medida no AGFM. Campo magnético perpendicular ao comprimento da amostra.	48
Figura 6.2 – Curva de AMR, monocamada de <i>Py</i> , campo magnético de 200 Oe, no plano da amostra.	49

Figura 6.3 – Curva de AMR longitudinal para amostra de Py/Pd em forma de filete, no plano da amostra e fora. Campo magnético de 1 Tesla.	50
Figura 6.4 – Curva de AMR longitudinal para amostra de $Py/ZnO/Pd$ em forma de filete, no plano da amostra.	51
Figura 6.5 – Varredura em campo magnético. Amostra de Py puro em forma de filete. Frequência 2.2 GHz.	52
Figura 6.6 – Picos de tensão elétrica devido SRE e ISHE. Amostra de Py/Pd em forma de filete. Frequência 2.2 GHz.	53
Figura 6.7 – ΔH em função da frequência para amostras de Py puro e Py/Pd	54
Figura 6.8 – Varredura em frequência da amostra de Py/Pd , na configuração <i>up</i>	55
Figura 6.9 – Varredura em frequência da amostra de Py/Pd , na configuração <i>down</i>	55
Figura 6.10 – ISHE e SRE para a frequência de 2.0 GHz de Py/Pd , extraídos pelo método universal.	56
Figura 6.11 – ISHE em função da frequência para amostra de Py/Pd	57
Figura 6.12 – SRE em função da frequência para amostra de Py/Pd	57
Figura 6.13 – Módulo das amplitudes de SRE e ISHE em função da frequência, amostra de Py/Pd	58
Figura 6.14 – SRE e ISHE separados pelo método universal, amostra de Py/Pd , frequência de 2.6 GHz.	59
Figura 6.15 – Pico de tensão dc , medido e ajustado pela Eq. 6.2.	60
Figura 6.16 – Curva Lorentziana e Dispersiva ajustadas para diferentes ϕ_H , frequência de 2.6 GHz.	61
Figura 6.17 – Curva Dispersiva ajustada. Amostra de Py/Pd , 2.6 GHz.	62
Figura 6.18 – Curva Lorentziana ajustada. Amostra de Py/Pd , 2.6 GHz.	63
Figura 6.19 – Ajustes para amostra de Py/Pt feito por [37] usando mesmo método. .	64
Figura 6.20 – Lorentziana e Dispersiva da amostra de Py/Pd . Frequência de 2.8 GHz.	65
Figura 6.21 – Dispersiva ajustada, amostra de Py/Pd . Frequência de 2.8 GHz.	66
Figura 6.22 – Lorentziana ajustada, amostra de Py/Pd . Frequência de 2.8 GHz.	66
Figura 6.23 – Método universal para frequência de 2.8 GHz.	67
Figura 6.24 – Invertendo o sinal do ISHE invertemos a curva.	68
Figura 6.25 – Valores encontrados para amostras com Pt por [37].	68
Figura 6.26 – Comparação das larguras de linha.	69
Figura 6.27 – ISHE e SRE para amostra com espaçador de ZnO , em frequência de 2.6 GHz.	70

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1 – Resistividade elétrica dos materiais trabalhados.	14
Tabela 3.1 – Comprimento de difusão de spin e ângulo Hall de spin experimental para os materiais estudados [33].	28
Tabela 5.1 – Taxas de deposição para pressão de 2 mTorr e fluxo de 32 SCCM.	38
Tabela 5.2 – Amostras produzidas.	39
Tabela 6.1 – Contribuições do sinal medido. Frequência de 2.6 GHz.	63
Tabela 6.2 – Contribuições do sinal medido. Frequência de 2.8 GHz.	67

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	11
2	RESISTÊNCIA ELÉTRICA	13
2.0.0.1	<i>Resistividade elétrica</i>	13
2.1	MAGNETORRESISTÊNCIA (MR)	14
2.1.0.2	<i>Magnetorresistência Ordinária</i>	15
2.1.0.3	<i>Magnetorresistência Anisotrópica (AMR)</i>	15
2.1.0.4	<i>Magnetorresistência Gigante</i>	17
2.1.0.5	<i>Magnetorresistência Spin Hall</i>	18
2.1.0.6	<i>Magnetorresistência Túnel</i>	19
3	EFEITOS HALL	21
3.1	EFEITO HALL ORDINÁRIO	21
3.2	EFEITO HALL ANÔMALO	23
3.3	EFEITO HALL DE SPIN	24
4	RESSONÂNCIA FERROMAGNÉTICA	29
4.1	TENSÃO DC	29
4.1.1	Efeitos de Retificação de Spin (SRE)	30
4.1.2	Efeito Hall de spin inverso (ISHE)	32
4.1.2.1	<i>Método universal</i>	34
5	TÉCNICAS EXPERIMENTAIS	36
5.1	MAGNETRON SPUTTERING	36
5.1.1	Amostras produzidas	38
5.2	REFLETIVIDADE DE RAIOS-X	40
5.3	MAGNETÔMETRO DE FORÇA DE GRADIENTE ALTERNADO (AGFM)	42
5.4	MAGNETORRESISTÊNCIA ANISOTRÓPICA	44
5.5	MAGNETORRESISTÊNCIA ANISOTRÓPICA COM CORRENTE ELÉTRICA ALTERNADA (AC)	45
5.6	DETECÇÃO ELÉTRICA DE FMR	46
6	RESULTADOS E DISCUSSÕES	48
6.1	CURVA DE MAGNETIZAÇÃO	48
6.2	MEDIDAS DE MAGNETORRESISTÊNCIA ANISOTRÓPICA	49
6.3	DETECÇÃO DE SINAL ELÉTRICO EM FMR	52
6.3.1	Separação de SRE e ISHE para amostra de Py/Pd	55
6.3.1.1	<i>Variação angular para a amostra de Py/Pd em 2.6 GHz</i>	60
6.3.1.2	<i>Variação angular para a amostra de Py/Pd em 2.8 GHz</i>	65
6.3.2	Amostra com espaçador ZnO	69
6.3.2.1	<i>Separação de ISHE e SRE da amostra com ZnO</i>	70
7	CONCLUSÃO	71
8	PERSPECTIVAS	72
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	73

1 INTRODUÇÃO

O objetivo de se trabalhar com amostras com $Ni_{81}Fe_{19}$, também conhecido como Permalloy (Py) e Pd é o fato de o primeiro ser um ferromagneto e apresentar magnetorresistência anisotrópica (AMR) e o segundo um metal normal de alto acoplamento spin-órbita (SOC), conversor de corrente de carga em correntes de spin e vice-versa. Ao falar de correntes de spins entramos na área da spintrônica.

Spintrônica, ou eletrônica de spin, é a ciência que tem como principal objetivo desenvolver métodos de controle do momento angular do elétron, o seu spin. Elaborar mecanismos que geram e detectam correntes de spin é uma linha de pesquisa que vem crescendo muito.

Atualmente são conhecidos três processos de geração de correntes puras de spin: efeito Hall de spin [1], onde a corrente de spin é gerada por uma corrente de carga; efeito spin pumping [2], gerada pela precessão da magnetização e efeito Seebeck de spin [3], gerada por gradiente de temperatura.

Ainda uma das melhores propostas para mídia de armazenamento é os *hard disk* (HD), Fig. 1.1. Baseados na interação da corrente elétrica e o campo magnético. A ciência por trás basicamente é sensores magnetorresistivos. Por isso ainda são realizados muitos estudos na área de sensores magnéticos.



Figura 1.1 – Hard Disk (HD) usado em computadores e notebooks.

Aplicações em dispositivos não são os únicos atrativos da spintrônica, pois também é uma área que sustenta a pesquisa básica em estado sólido no momento. A interação do spin do elétron com a rede cristalina é algo obscuro, o que vem despertando interesse da comunidade científica.

A medida que um método eficiente de controle de corrente de spins for estabelecido novos dispositivos serão desenvolvidos e o mercado de eletrônicos sofrerá grande impacto. O spin do elétron ao ser manuseado configura um novo grau de liberdade para armazenagem de dados, reduzindo ainda mais a escala dos equipamentos.

2 RESISTÊNCIA ELÉTRICA

A resistência elétrica (R) é a relação entre a tensão elétrica (U) medida em um dispositivo condutor e a corrente elétrica (I) que o percorre. Equacionamos com a primeira lei de Ohm,

$$U = RI \quad (2.1)$$

A Resistência elétrica é uma medida do espalhamento eletrônico, pelas impurezas e imperfeições, no material. O espalhamento dos elétrons depende do número de estados disponíveis para os quais eles podem ser espalhados. Quando a medida de resistência elétrica é realizada na direção de aplicação da corrente elétrica de carga, denominamos resistência elétrica longitudinal,

$$R_{long} = \frac{V_{long}}{I_q}, \quad (2.2)$$

onde R_{long} é a resistência elétrica longitudinal, V_{long} é a tensão elétrica longitudinal e I_q é a corrente elétrica de carga.

2.0.0.1 Resistividade elétrica

A resistividade elétrica (ρ) é uma propriedade intrínseca do material. Para encontrar a resistividade de um material utilizamos a segunda lei de Ohm, formulada por George Ohm em 1826. Em sua análise Ohm percebeu que a resistência elétrica além de depender do material dependia da secção transversal e do comprimento do condutor. Concluiu que a resistência elétrica não era uma propriedade só do material, mas também de sua geometria

$$\rho = R \frac{A}{l}. \quad (2.3)$$

ρ é a resistividade elétrica do material ($\Omega \cdot m$), R é a resistência elétrica (Ω), A é a área transversal da amostra (m^2) e l é o comprimento da amostra (m).

A Tab. 2.1 trás os valores de resistividade elétrica em macroescala para alguns materiais de interesse.

Tabela 2.1 – Resistividade elétrica dos materiais trabalhados.

Material	Resistividade elétrica ($\Omega mm^2/m$)
Ferro	0,097
Níquel	0,078
Cobalto	0,060
Tântalo	0,30
Paládio	0,10
Platina	0,12
Cobre	0,01
Alumínio	0,03

2.1 MAGNETORRESISTÊNCIA (MR)

A magnetorresistência é o efeito de alteração na resistência de um ferromagneto devido a ação de um campo magnético. Isto é decorrente da alteração no arranjo dos spins que muda a mobilidade dos elétrons [4]. Estudar este efeito é muito importante, pois ao saber como e quanto a resistência elétrica é alterada pelo campo magnético podemos desenvolver sensores de campo magnético. A variação da resistência (ΔR) é o que interessa em uma medida de MR. MR é definida como,

$$MR = \frac{R(H) - R(H_0)}{R(H_0)} = \frac{\Delta R}{R}. \quad (2.4)$$

Podemos realizar medidas de MR utilizando o método de quatro pontas colineares, ilustrado na Fig. 2.1.

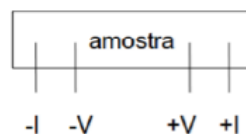


Figura 2.1 – Medida em quatro pontas colineares.

Normalmente medidas de MR são realizadas usando corrente contínua (DC). As MRs mais importantes, neste contexto são: Magnetorresistência Ordinária, Magnetorresistência Anisotrópica, Magnetorresistência Gigante, Magnetorresistência Spin Hall e Magnetorresistência Túnel.

2.1.0.2 Magnetorresistência Ordinária

A magnetorresistência Ordinária é devido a interação dos elétrons de condução com o campo magnético aplicado, via força de Lorentz. A resistividade do material aumenta quanto mais intenso for o campo magnético e é independente da direção relativa entre o campo e corrente elétrica, ou seja, é isotrópica.

O campo magnético externo faz que os elétrons se movimentem em trajetórias espirais, o que aumenta a resistividade elétrica.

2.1.0.3 Magnetorresistência Anisotrópica (AMR)

Quando a corrente elétrica se locomove na mesma direção do campo magnético temos uma alta resistência elétrica, esta vai diminuindo gradativamente atingindo o menor valor quando a corrente está perpendicular a magnetização. Usando um campo magnético acima do campo de saturação da amostra a magnetização acompanha o campo, permitindo extrair medidas de resistência elétrica em função da direção de \vec{H} .

A Magnetorresistência Anisotrópica (AMR) tem sua origem associada ao acoplamento spin-órbita [5]. Sem a interação spin-órbita não temos o espalhamento dos elétrons majoritários.

Na presença de um campo magnético a nuvem de elétrons em torno do núcleo é deformada pela magnetização. Esta deformação promove uma alteração no espalhamento sofrido pelos elétrons de condução. A seção de choque destes elétrons é alterada.

Se o campo magnético e a magnetização estiverem paralelos à corrente elétrica as órbitas dos elétrons são perpendiculares à corrente, assim aumentando a seção de choque, como consequência a resistência elétrica do material muda. Podemos observar na Fig. 2.2, em a) a resistência é alta por que a órbita eletrônica está perpendicular a corrente elétrica, em b) a resistência elétrica é baixa por que a órbita eletrônica está paralela à corrente elétrica.

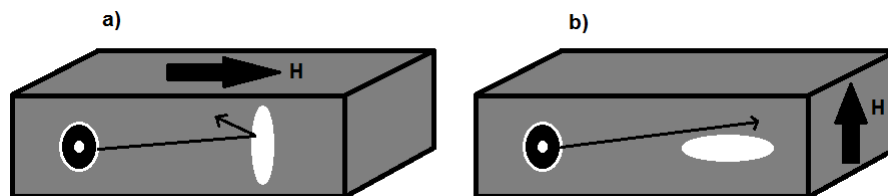


Figura 2.2 – Ilustração da magnetorresistência.

A dependência da resistência com o ângulo (θ) entre o campo magnético e a corrente elétrica é descrita pela equação,

$$R = R_0 + \Delta R \cos^2(\theta - \theta_I), \quad (2.5)$$

onde R_0 é a mínima resistência (Ω), ΔR é a variação da resistência devido a AMR (Ω), θ é o ângulo entre o campo magnético e a corrente elétrica e θ_I é o ângulo inicial.

É conveniente que a amostra esteja saturada para que o ângulo entre a magnetização e o campo magnético aplicado seja zero. Desta maneira podemos adotar que a magnetização está na mesma direção do campo magnético e que toda a amostra se comporte como um monodomínio. Uma curva característica de AMR é observada na Fig. 2.3.

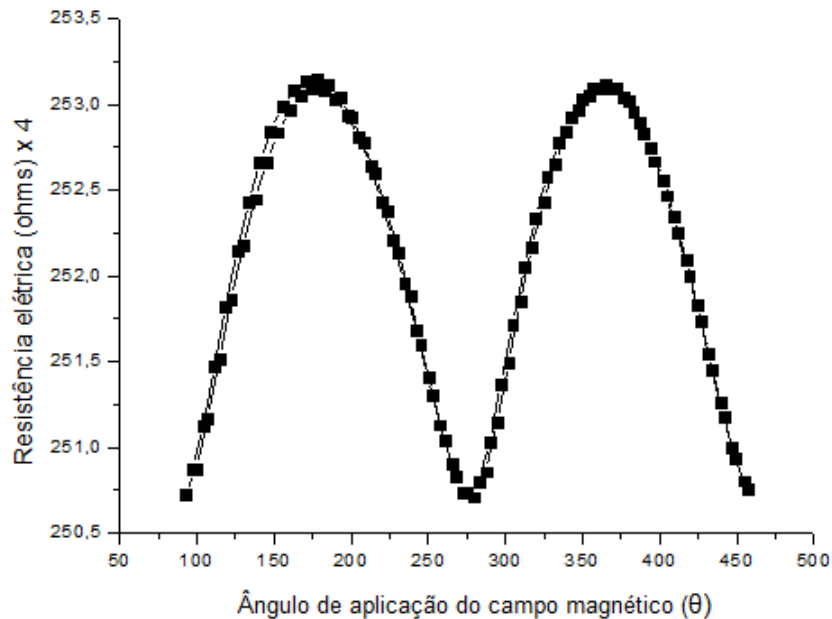


Figura 2.3 – Curva de AMR em filme de Permalloy com campo magnético variando no plano da amostra.

Observe, sendo uma curva \cos^2 , em $\theta = 180^\circ$ temos a resistência elétrica máxima e em $\theta = 90^\circ$ temos a resistência elétrica mínima. O formato da curva é um M se começado de 90° .

Magnetorresistência Anisotrópica com corrente alternada

O fato de utilizar corrente alternada (AC) é possibilidade de estudar correntes induzidas em outros harmônicos. É uma maneira de realizar leituras de sinais transversais, através da leitura de sinal no segundo harmônico.

A medida de segundo harmônico já foi muito usada para captura de sinal transversal em outros trabalhos [6] [7], onde foi utilizado para obter medidas referente a magnetostricção de amostras.

O segundo harmônico é caracterizado por ter o dobro da frequência do harmônico fundamental, ver Fig. 2.4. Conforme [8], expandindo em série os termos para a corrente alternada podemos concluir que o sinal com o dobro da frequência refere-se a um sinal

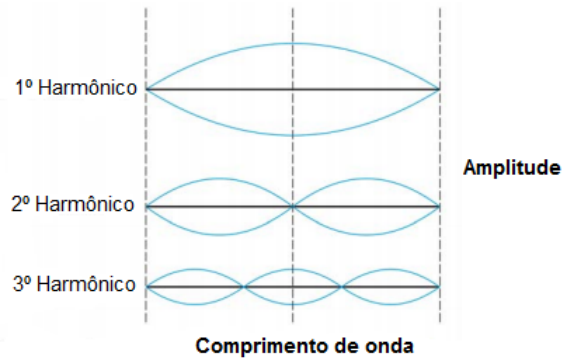


Figura 2.4 – Série harmônica.

transversal. A presença de uma corrente alternada em frequência diferente é devido à indução gerada pela corrente aplicada.

Trabalhos como [8] utilizam magnetorresistência com corrente alternada para mostrar o efeito de Unidirecional Spin Hall Magnetorresistência (USMR).

2.1.0.4 Magnetorresistência Gigante

Como o próprio nome já diz, a magnetorresistência gigante (GMR) é uma grande variação na resistência elétrica da amostra quando submetida a um campo magnético.

Descoberta em 1988 por Baibich et al. utilizando multicamadas de Fe/Cr [9]. A amostra sofre uma grande variação negativa em sua resistência elétrica ao ser submetida a um campo magnético.

O efeito da GMR é explicado a partir do modelo de duas correntes de Mott. O modelo supõe dois canais de condução elétrica distintos, um canal para cada tipo de spin, up e down. No modelo, a resistência elétrica total é considerada como a associação em paralelo destes dois canais. Se um dos canais for menos resistivo que o outro a condutividade do material será regada por este canal melhor condutor.

Na Fig. 2.5, em (a) está estruturado a amostra que apresenta o efeito de GMR. Usa-se duas camadas ferromagnéticas e uma camada não magnética em entre meio. Em (b) temos associação de resistores em paralelo para representar o modelo de Mott de duas correntes elétricas.

Na configuração paralela a resistência da amostra é menor que na configuração antiparalela. Ao aplicar um campo magnético, a orientação relativa das magnetizações das camadas magnéticas passa da configuração antiparalela para paralela.

Como a resistência elétrica da amostra é definida pela orientação relativa entre as duas camadas magnéticas, ela varia.

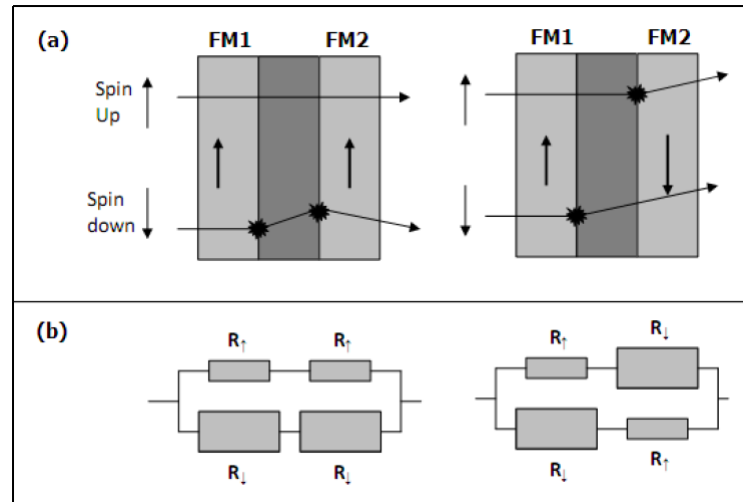


Figura 2.5 – Esquema do modelo de condução elétrica [10].

2.1.0.5 Magnetorresistência Spin Hall

A Magnetorresistência spin Hall (SMR) faz uso de dois efeitos, a magnetorresistência anisotrópica, que já abordamos, e o efeito Hall de spin (SHE). Para estudar este efeito basicamente precisamos garantir que ocorra SHE, que altera a AMR. O SHE ocorre em metais não magnéticos (NM) com alto acoplamento spin-órbita, tomemos como exemplo o *Pd*.

Medidas de SMR são geralmente realizadas com corrente elétrica contínua. Para analisar o efeito é necessário utilizar uma geometria específica das amostras, conforme ilustrado na Fig. 2.6.

Uma corrente elétrica de carga é aplicada longitudinalmente na amostra e por SHE uma corrente de spin é gerada transversalmente. A leitura da tensão transversal contém informações referente ao SHE que ocorre no NM.

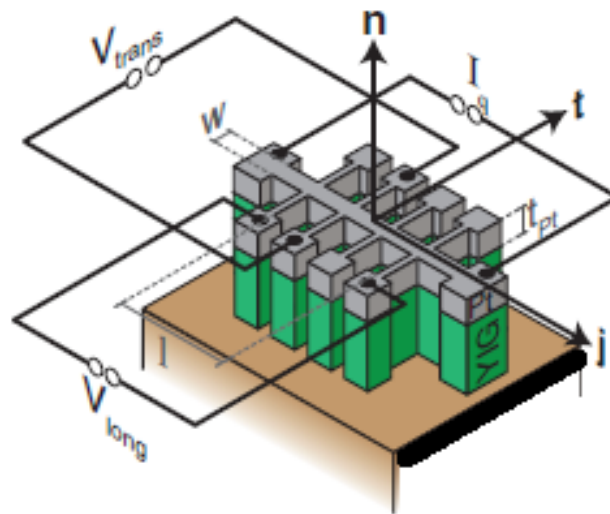


Figura 2.6 – Estrutura Hall bar [11].

2.1.0.6 Magnetorresistência Túnel

A magnetorresistência túnel (TMR) é o efeito de MR com contribuições do tunelamento quântico. Tunelamento quântico envolve a passagem de elétrons através de uma barreira de potencial maior do que a sua energia cinética [12]. A TMR foi descrita pela primeira vez por Julliere [13] em 1975, através de um modelo simples de transporte eletrônico, baseado em dois pressupostos:

- 1- O elétron não muda o sentido e a direção do spin durante o tunelamento.
- 2- A corrente de tunelamento ocorre por dois canais de condutância independentes, onde os portadores são elétrons com spin *up* e *down*. A corrente total é a soma das correntes nos dois canais.

As amostras são estruturadas no tipo junções túnel, que são compostas por duas camadas condutoras magnéticas ou não, separadas por uma fina camada de isolante [14]. A camada isolante geralmente é um óxido e forma uma barreira de potencial.

A corrente túnel é composta por elétrons em estados com energia próxima a energia de Fermi. A fim de conservar a direção de spin durante o tunelamento, o elétron que atravessa a barreira com spin *up* deve ser aceito pelo mesmo estado de spin no outro lado. O número de elétrons que podem tunelar através da barreira é limitado pelo número de estados preenchidos em uma das camadas e pelo número de estados vazios da outra camada [15].

O efeito de TMR é definido por,

$$TMR = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{min}}, \quad (2.6)$$

onde I_{max} e I_{min} são as correntes máximas e mínimas através da barreira.

O fluxo das correntes de tunelamento através da junção para os estados paralelos

e antiparalelos é dado por:

$$I_P \propto N_{\uparrow}^L N_{\uparrow}^R + N_{\downarrow}^L N_{\downarrow}^R, \quad (2.7)$$

$$I_{AP} \propto N_{\uparrow}^L N_{\downarrow}^R + N_{\downarrow}^L N_{\uparrow}^R, \quad (2.8)$$

onde $N_{\uparrow\downarrow}^{RL}$ são as densidades de estados majoritários e minoritários próximos a energia de Fermi, R e L são as duas camadas condutoras.

Através das equações 2.6, 2.7 e 2.8 obtemos:

$$TMR = \frac{I_P - I_{AP}}{I_{AP}} = \frac{2P_L P_R}{1 - P_L P_R} \quad (2.9)$$

sendo $P = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}}$ a polarização de spin. É importante notar que a TMR possui dependência com a polarização de spin. A presença, ou não, de corrente de tunelamento será definida pela direção da magnetização das camadas FM.

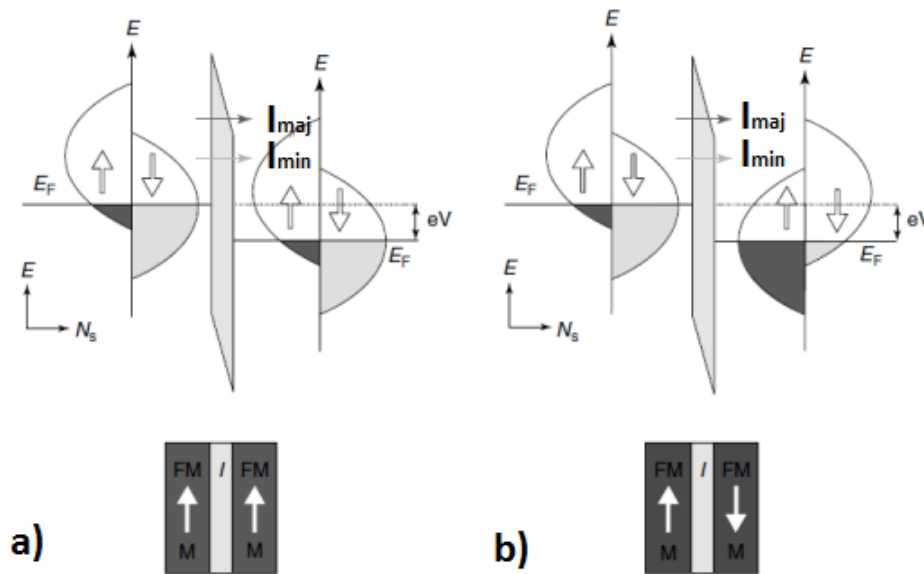


Figura 2.7 – Esquema ilustrativo do processo de tunelamento [16].

Na Fig. 2.7 estão representadas as densidades de estados em junções túneis conforme a direção da magnetização. Em a) a configuração é paralela e em b) é antiparalela.

3 EFEITOS HALL

Os efeitos Hall são uma importante ferramenta de investigação das propriedades condutoras dos materiais, sendo muito usados na leitura de campos magnéticos. Podemos classificar os efeitos Hall em três principais: efeito Hall ordinário, efeito Hall extraordinário e efeito Hall de spin, ilustrados na Fig. 3.1.

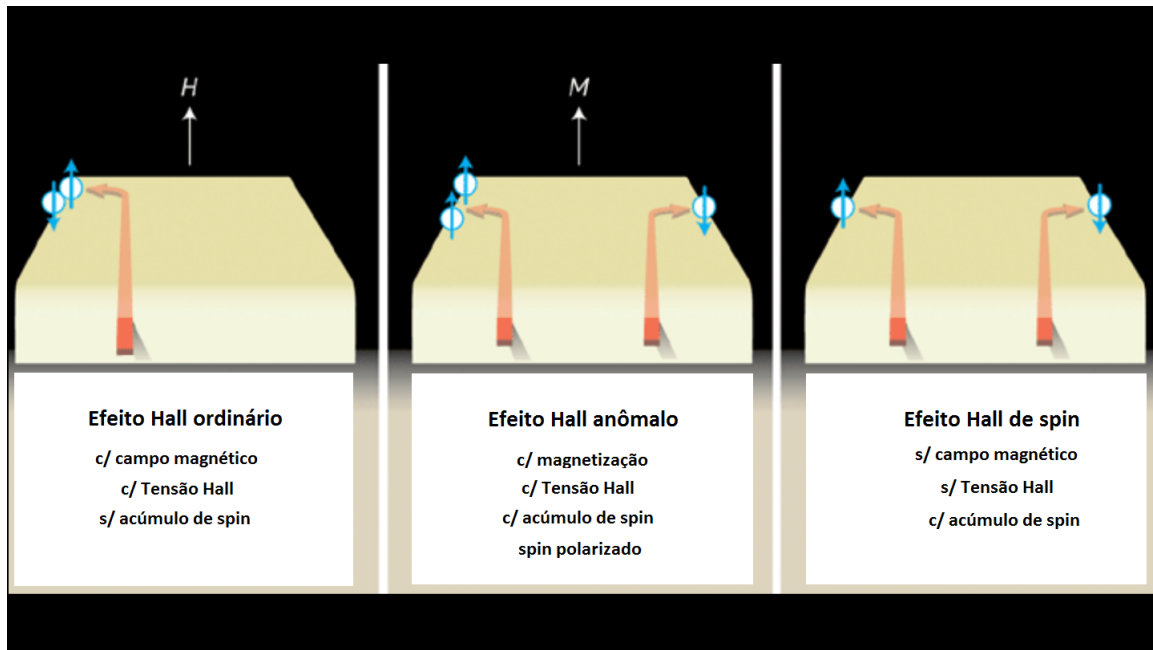


Figura 3.1 – Efeitos Hall [17].

3.1 EFEITO HALL ORDINÁRIO

Também chamado de efeito Hall normal, foi descoberto em 1879 por Edwin Herbert Hall. É o fenômeno no qual portadores de carga são desviados ao percorrer um condutor na presença de um campo magnético externo perpendicular à direção em que o fluxo de portadores ocorre. Como consequência do número de portadores de carga de um lado do condutor ser maior do que do outro, surge uma diferença de potencial transversal à corrente de carga, denominada tensão Hall (V_H). Um campo elétrico (\vec{E}_H) é gerado na orientação transversal da corrente imposta na amostra.

O sinal da tensão Hall determina se os portadores responsáveis pela corrente possuem carga positiva ou negativa [18]. Assim esperamos um valor negativo para a tensão Hall, na maioria dos metais. A Fig. 3.2 ilustra o efeito,

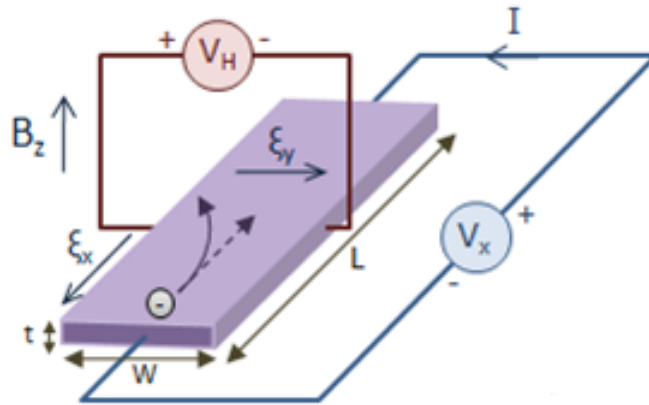


Figura 3.2 – Ilustração efeito Hall ordinário [19].

onde V_X é tensão elétrica longitudinal, V_H é tensão elétrica Hall transversal, E_Y é o campo elétrico Hall transversal, B_Z é o campo magnético e I é a corrente elétrica de carga.

O efeito Hall ordinário ocorre basicamente em todos condutores, mas geralmente seu sinal é muito baixo, assim superado por outros efeitos. A tensão (V_H) é proporcional a densidade de fluxo magnético e a corrente elétrica (\vec{J}_C). Sendo assim mais evidente o efeito quanto maior forem estas grandezas. Na ausência de campo magnético o efeito é nulo.

O uso do efeito como sensor de campo magnético começou somente em 1948, quando proposto por Pearson, comercialmente denominados sensores Hall. Estes sensores analisam a intensidade da V_H para estimar o valor do campo magnético a qual está sujeito.

Este efeito é devido à força de Lorentz,

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}). \quad (3.1)$$

A corrente de carga é aplicada na amostra na direção x e temos um campo elétrico Hall (\vec{E}_H) na direção y , sendo o campo magnético (\vec{B}) aplicado na direção z . Note que a V_H é perpendicular tanto a corrente de carga quanto ao campo magnético. Ainda, q é a carga do portador de carga e v é a velocidade.

Para conhecer a eficiência do fenômeno é preciso conhecer o coeficiente Hall (R_H). O coeficiente Hall é a constante de proporcionalidade entre o campo \vec{E}_H e produto do campo magnético \vec{B} com a densidade de corrente \vec{J}_c .

$$R_H = \frac{E_H}{B J_c}. \quad (3.2)$$

Em metais normais o coeficiente Hall é pequeno devido a alta concentração de portadores de carga [20].

A tensão Hall é inversamente proporcional à espessura do material na direção do campo magnético. O fato de os materiais terem diferentes coeficientes Hall possibilita que tenham diferentes tensões Hall nas mesmas condições de tamanho, corrente elétrica e campo magnético. Os coeficientes Hall podem ser determinados experimentalmente e podem variar com a temperatura [18].

3.2 EFEITO HALL ANÔMALO

Também chamado de efeito Hall extraordinário, este efeito ocorre em materiais ferromagnéticos e é dependente da magnetização da amostra. Ocorre nas mesmas formas que o efeito Hall ordinário, mas seu sinal se sobrepõe. Podemos observar uma ilustração do efeito na Fig. 3.3.

Ao aplicar uma corrente elétrica longitudinal teremos uma tensão elétrica, transversal, os elétrons serão polarizados no material ferromagnético (FM) e se deslocarão dependentemente da orientação do campo magnético.

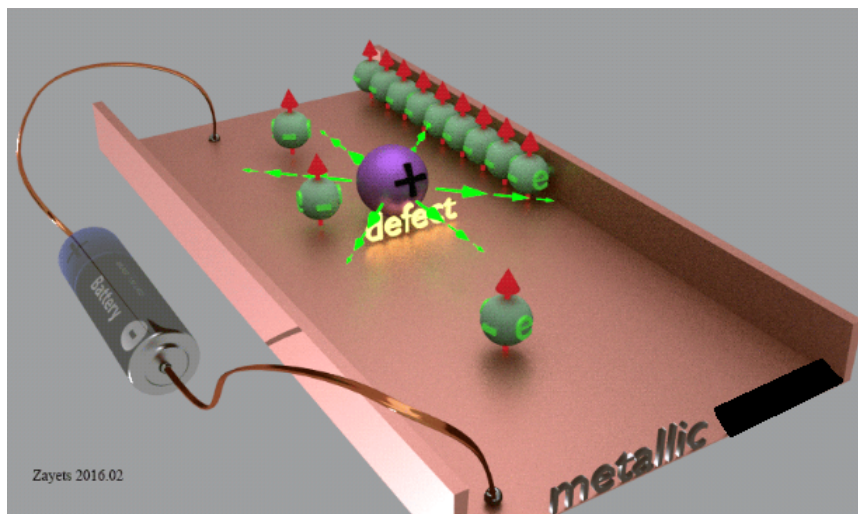


Figura 3.3 – Ilustração efeito Hall anômalo [21].

Manifesta-se em materiais com magnetização espontânea, ferromagnéticos, sendo também um efeito bem mais evidente em amplitude de sinal que o efeito Hall ordinário.

A resistência elétrica é alterada devido ao campo magnético que é sentido pelo elétron. Este campo é expresso por

$$H_{eff} = H + 4\pi\alpha M \quad (3.3)$$

onde H é o campo magnético externo, α é o parâmetro adimensional, que depende do material e M é a magnetização.

O efeito Hall anômalo (AHE) é originário da interação spin-órbita entre o spin e movimento orbital do elétron em metais ou semicondutores [22, 23]. Os elétrons são espalhados devido a potenciais locais criados por impurezas e defeitos nos cristais. A interação spin-órbita em potenciais locais causa um espalhamento assimétrico de spin na condução de elétrons.

Em materiais ferromagnético a corrente elétrica é carregada por elétrons com spin up (majoritário) e spin down (minoritário). O fluxo de spin up é levemente defletido na direção transversal enquanto elétrons com spin down são defletidos em sentido oposto, resultando em um fluxo de elétrons na direção perpendicular ao campo elétrico aplicado e a direção da magnetização [24].

Devido a polarização de spins, temos spins iguais que se acumulam na borda do material, orientados conforme o campo magnético. O acúmulo de cargas nas bordas transversais da amostra por uma corrente de spin polarizada pode ser detectada via medidas de tensão elétrica [24].

3.3 EFEITO HALL DE SPIN

O efeito Hall de spin (SHE) foi previsto em 1971 [25], mas manteve-se obscuro por um bom tempo. Depois de alguns anos Hirsch [26] e Zhang [27] trouxeram a ideia de SHE intrínseco, efeito referente a estrutura de bandas.

O efeito foi comprovado experimentalmente em 2004, utilizando o semicondutor *GaAs* [1]. Observou-se uma polarização utilizando microscopia de rotação Kerr, conforme Fig. 3.4. Demorou algum tempo até as observações experimentais devido a não haver sinais elétricos diretos, por isso foi necessário método óptico. O efeito previsto em 1971 atualmente é conhecido como efeito Hall de spin extrínseco, causado por impurezas no material. Após a observação experimental do SHE extrínseco [1], Wunderlich [28] trouxeram resultados condizentes com o SHE intrínseco.

Na Fig. 3.5 em a) podemos observar os pontos mais intensos próximos as bordas que são referentes ao acúmulo de spins gerado por efeito Hall de spin. O efeito Hall de spin é fenômeno de geração de corrente de spins, através de uma corrente de carga. Ocorre para materiais com alto acoplamento spin-órbita, como platina, paládio e tântalo. A corrente de spin é gerada transversalmente a uma corrente de carga, referente as linhas mais intensas na Fig. 3.4. O fato de o material ter um alto acoplamento spin-órbita faz o movimento de carga interagir com o próprio campo magnético. Separando spins up de spin down gerando a corrente de spins transversal a corrente de carga.

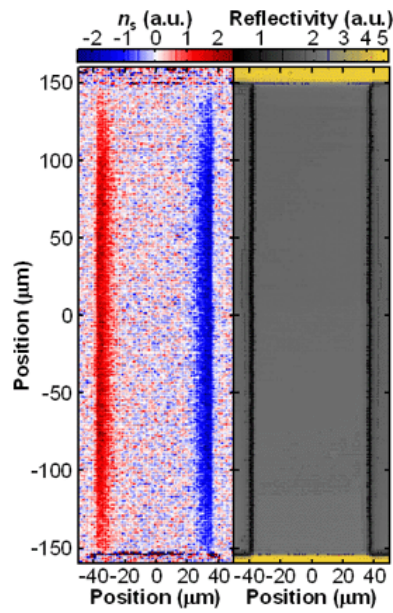


Figura 3.4 – Evidência experimental do efeito Hall de spin extrínseco [1].

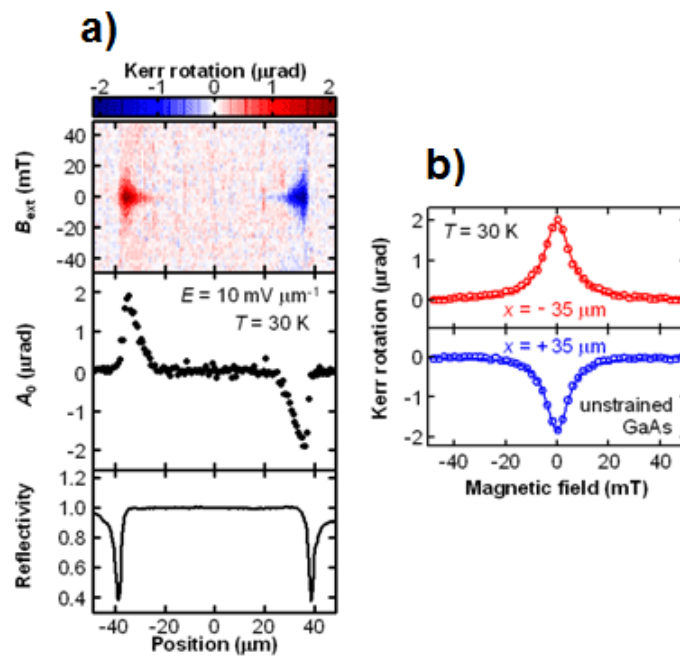


Figura 3.5 – Rotação Kerr em amostra de GaAs [1].

A expressão para a corrente de spin gerada pelo efeito spin Hall é

$$\vec{J}_S = \alpha_{SH} \left(-\frac{\hbar}{2e} \right) \vec{J}_q \times \vec{\sigma} \quad (3.4)$$

onde \vec{J}_s é a direção da corrente de spin, $\vec{\sigma}$ é a polarização de spin e e é a carga elementar.

Diferente do efeito Hall anômalo o efeito spin Hall ocorre em materiais não magnéticos e é gerado por uma corrente de carga não polarizada. A deflexão assimétrica de

portadores de spin resulta em acúmulo de spins nas bordas transversais da amostra para uma corrente não polarizada [24]. Estudaremos o efeito Hall de spin em metais, sendo que o mesmo também ocorre em semicondutores [1].

Recentemente demonstrou-se que o acúmulo significativo de spins na interface FM/NM pode ser conseguido com determinada geometria e corrente no plano, devido ao efeito Hall de spin [29].

Uma pequena mudança na resistência longitudinal de bicamadas NM/FM é observada revertendo a direção de aplicação da corrente ou a direção da magnetização [30]. Atribuímos o comportamento não linear do transporte à dependência da polarização de spin com a mobilidade do elétron na camada FM atuando em acordo com o acúmulo de spin induzido na camada pela corrente spin Hall originada na camada de metal pesado [30].

Se o NM é um metal pesado como a Pt, Pd ou Ta, o acúmulo de spins é forte o suficiente para induzir a reversão da magnetização de um FM acoplado. Isto se usarmos densidades de corrente elétrica da ordem de 10^7 A/cm² [31].

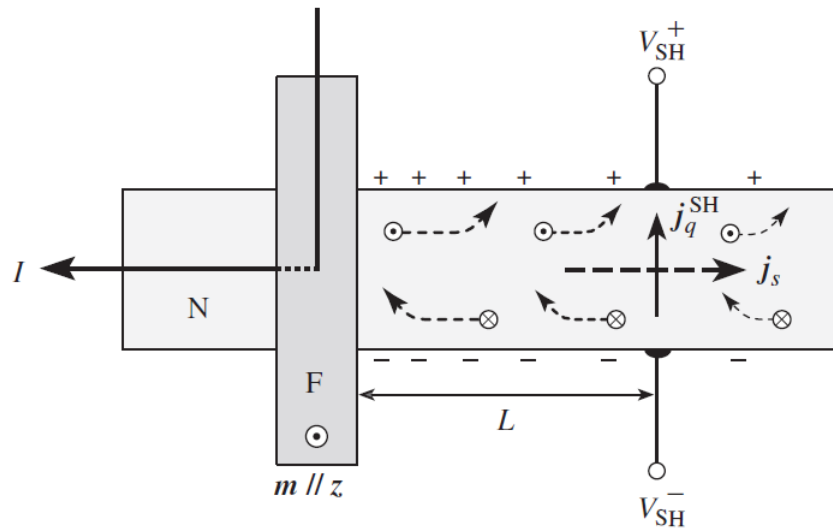


Figura 3.6 – Efeito Hall de spin [24].

A tensão V_{SH} , Fig. 3.6, é obtida por

$$V_{SH} = V_{SH}^+ - V_{SH}^- \quad (3.5)$$

A corrente de carga (\vec{j}_q) que é gerada pela corrente de spin (\vec{j}_s) é:

$$\vec{j}_q = \sigma_N \vec{E} + \alpha_{SH} (\vec{\sigma} \times \vec{j}_s) \quad (3.6)$$

O artigo [11] dá início de que o efeito deve trazer contribuições não lineares a condutividade longitudinal [8]. O mais usado para estudar este efeito é a liga Yttrium Iron Garnet (YIG) de composição $Y_3Fe_5O_{12}$ que é ferromagnética, mas é isolante elétrica, a

corrente percorre somente o NM.

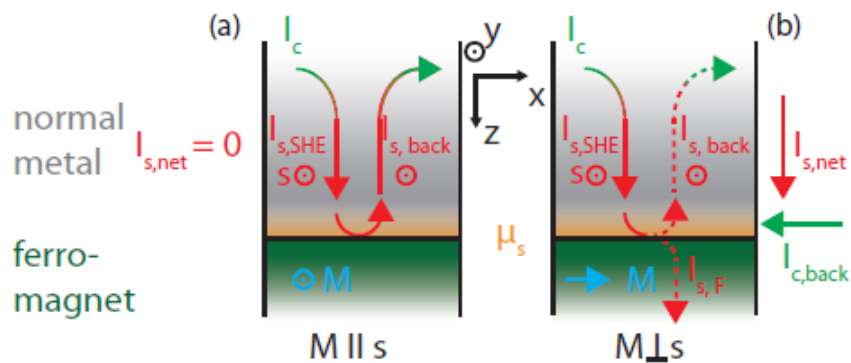


Figura 3.7 – SHE em amostra com YIG [32].

Em (a) da Fig. 3.7 temos a corrente de spin paralela ao campo magnético e em (b) perpendicular. A conversão de corrente de spin em corrente de carga via efeito Hall de spin inverso é medida no aumento de resistência na camada de metal normal da amostra. É importante deixar claro que na Fig. 3.7 o FM é YIG logo não há passagem de corrente de carga na camada FM.

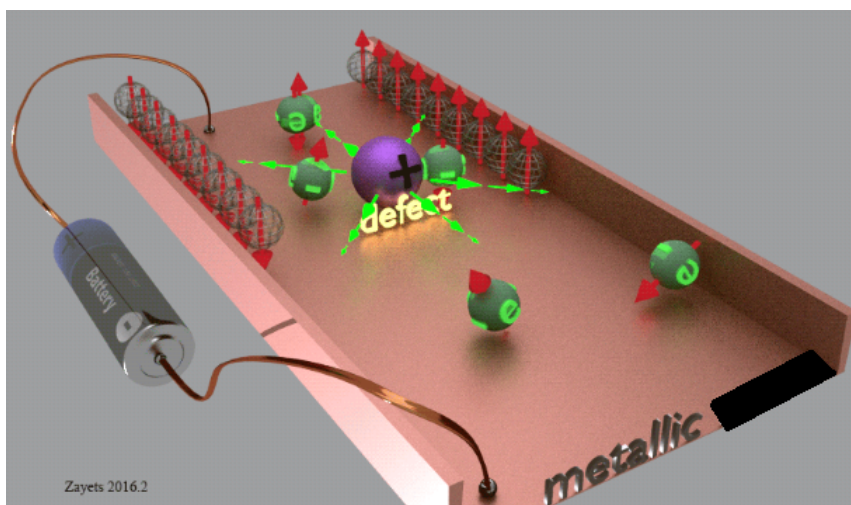


Figura 3.8 – Ilustração efeito Hall de spin [21].

Na Fig. 3.8 pode ser observado que a quantidade de elétrons com spin up de um lado e a de elétrons com spin down do outro lado é praticamente a mesma. Não havendo assim uma diferença de potencial (ddp) transversal.

Quando uma corrente de carga não polarizada flui em um metal não magnético, devido a aplicação de um campo elétrico, uma corrente de spins up e spin down que fluem na mesma direção são defletidos em direções opostas para induzir uma corrente pura de spin na direção transversal, resultando em um acúmulo de spin, com comprimento de difusão de spin, na interface do material não magnético [24].

A viabilidade do efeito Hall de spin é regrada principalmente pelos parâmetros de eficiência e a permanência. α_{SH} é o ângulo Hall de spin, relação de eficiência em conversão de corrente de carga em corrente de spin. λ_{sd} é o comprimento de difusão de spin, que indica o quanto a informação de spin é mantida. Na Tab. 3.1 podemos observar esses parâmetros obtidos por diferentes métodos.

Tabela 3.1 – Comprimento de difusão de spin e ângulo Hall de spin experimental para os materiais estudados [33].

Material	λ_{sd} (nm)	α_{SH} (%)	Método	Ref.
Pd	$2,0 \pm 0,1$	$0,8 \pm 0,2$	STT + SHE	Kondou et al. (2012)
Pd	$5,5 \pm 0,5$	$1,2 \pm 0,3$	SP	Vlaminck et al. (2013)
Ta	$1,8 \pm 0,7$	-2 (+0,8 - 1,5)	SP, SMR (variando Ta)	Hahn et al. (2013)
Ta	$1,5 \pm 0,5$	- 3 ± 1	SP (β - Ta)	Gómez et al. (2014)
Pt	7	0,9	NL	Villa, Kimura, and Otani (2007)
Pt	1,5-10	3	SP, SMR	Hahn et al. 2013
Pt	2,4	4	SMR	Nakayama et al. (2013)
Pt	$1,5 \pm 0,5$	11 ± 8	SMR (variando Pt)	Althammer et al. (2013)

A Tab. 3.1 informa os parâmetros obtidos experimentalmente. Os métodos de obtenção são SP (Spin Pumping), NL (Non Local), STT (Spin Transfer Torque) e SHE (Spin Hall Effect). Todos os parâmetros foram encontrados em temperatura ambiente.

Assim podemos ver que alguns materiais perdem a informação de spin mais facilmente que outros, devido ao valor de seu comprimento de difusão de spin. A resistividade elétrica e o comprimento de difusão de spin são parâmetros chave para o transporte de spin e de carga [34].

4 RESSONÂNCIA FERROMAGNÉTICA

A Ressonância Ferromagnética (FMR) foi observada pela primeira vez em 1946, por Griffiths [35]. O experimento de FMR necessita de algumas condições básicas. É preciso aplicar um campo alternado $\vec{h}(t)$, na faixa de GHz, micro-ondas, estando a amostra ferromagnética em um campo estático (\vec{H}) suficiente para saturar sua magnetização.

O campo magnético (\vec{H}) é aplicado perpendicularmente ao campo alternado $\vec{h}(t)$ a fim de desviar os momentos magnéticos do equilíbrio fazendo com que a magnetização precesse em torno de (\vec{H}).

Quando a frequência de oscilação do campo $\vec{h}(t)$ for igual à frequência natural do sistema a amostra entra em ressonância ferromagnética e temos o ponto de máxima absorção de radiação eletromagnética.

A dinâmica da magnetização é descrita fenomenologicamente pela equação de Landau-Lifshitz-Gilbert [36],

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\vec{M} \times \vec{H}_{ef} + \frac{\alpha}{M} \left(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right) \quad (4.1)$$

onde α é o parâmetro de amortecimento de Gilbert, γ é o fator giromagnético do elétron, \vec{H}_{ef} é o campo efetivo, \vec{M} é a magnetização de saturação.

A variação da magnetização no tempo é o produto vetorial do campo efetivo pela magnetização de saturação multiplicada pela constante giromagnética. O termo da direita foi introduzido por Gilbert e refere-se ao amortecimento.

Em experimento de FMR podemos variar a frequência do campo $\vec{h}(t)$, a intensidade do campo \vec{H} ou ainda o ângulo de aplicação de \vec{H} . O campo $\vec{h}(t)$, neste caso, é gerado pelo analisador vetorial de rede (VNA).

4.1 TENSÃO DC

Dependendo da amostra e do tipo de linha de transmissão usado, devido aos diferentes campos eletromagnéticos a que a amostra estará sujeita, diversos efeitos podem dar origem a picos de tensão quando a amostra estiver em ressonância. A amostra que usamos é composta de material ferromagnético normal, que apresenta efeitos de retificação (SRE) e metal não magnético com alto SOC, que apresenta efeito Hall de spin inverso (ISHE).

Neste caso a tensão *dc* medida é

$$V_{dc} = V_{SRE} + V_{ISHE}. \quad (4.2)$$

4.1.1 Efeitos de Retificação de Spin (SRE)

Ao colocar um ferromagneto em uma linha de transmissão do tipo *microstrip* em FMR os SRE geram tensões *dc*. Contribuições do tipo Lorentziana e Dispersivas descrevem a tensão lida, conforme análise a seguir.

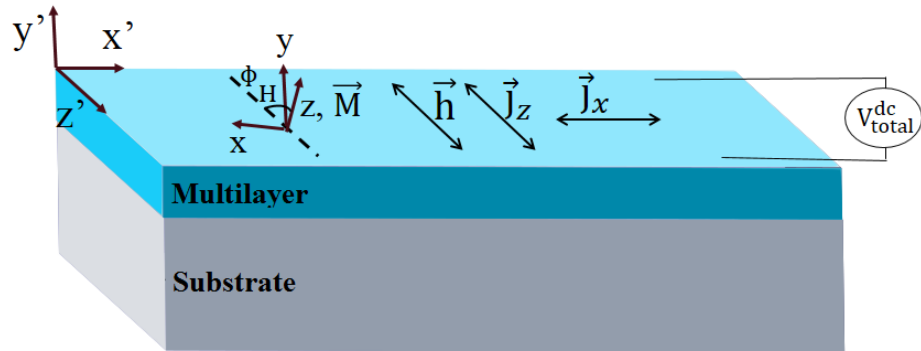


Figura 4.1 – Coordenadas para extração do sinal *dc*.

Para o arranjo experimental, conforme Fig. 4.1, do tipo *microstrip* consideramos a lei de Ohm generalizada no seguinte formato,

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} + \frac{\sigma \Delta \rho}{M^2} (\vec{J} \cdot \vec{M}) \vec{M} + \sigma R_{HE} (\vec{J} \times \vec{H}) + \sigma R_{AHE} (\vec{J} \times \vec{M}), \quad (4.3)$$

[37], onde \vec{J} é a densidade de corrente, σ é a condutividade elétrica, \vec{E} é o campo elétrico, $\Delta \rho$ é a variação da resistividade devido a AMR, R_{HE} é o coeficiente devido ao efeito Hall normal e R_{AHE} é o coeficiente devido ao efeito Hall anômalo.

A densidade de corrente elétrica retificada é [37]

$$\vec{J}_{DC}^{SRE} = -\frac{\sigma \Delta \rho}{M^2} [\langle \vec{j} \times \vec{m} \rangle \times \vec{M} + \langle \vec{j} \cdot \vec{m} \rangle \vec{M}] + \sigma R_{HE} \langle \vec{j} \times \vec{h} \rangle + \sigma R_{AHE} \langle \vec{j} \times \vec{m} \rangle. \quad (4.4)$$

Os efeitos de retificação de spin (SRE) são as contribuições referentes a magnetorresistência anisotrópica (AMR), efeito Hall anômalo (AHE) e efeito Hall normal (HE) presentes em medidas de transporte.

Tipicamente a tensão medida é formada por contribuições Dispersivas e Lorentziana, respectivamente,

$$D = \frac{\Delta H(H - H_r)}{(H - H_r)^2 + \Delta H^2} \quad (4.5)$$

e

$$L = \frac{\Delta H^2}{(H - H_r)^2 + \Delta H^2} \quad (4.6)$$

[37], onde ΔH é a largura a meia altura do pico de tensão e H_r é o campo de ressonância. A tensão na direção z' devido aos SRE é (consideramos esta direção pois é a que realizamos a medida),

$$V_{DC}^{SRE} = A_L L + A_D D, \quad (4.7)$$

que quando ajustada fornece A_L , A_D , ΔH e H_r . A_L e A_D são as amplitudes das contribuições Lorentziana e Dispersiva que tem comportamento conforme Fig. 4.2 e equacionadas por

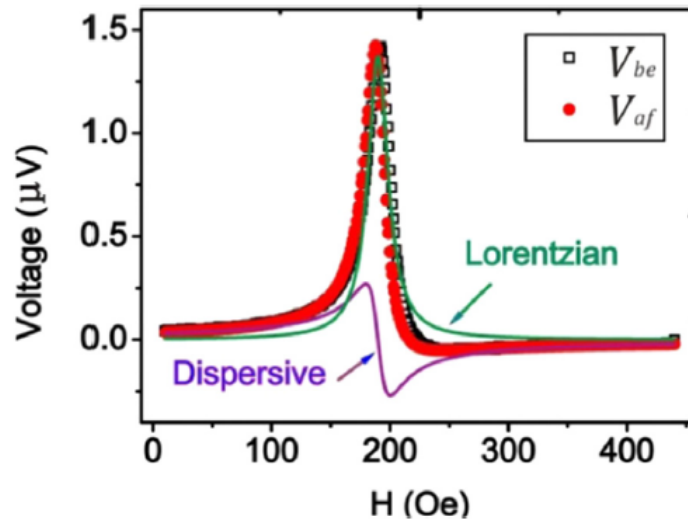


Figura 4.2 – Curva Lorentziana e Dispersiva [38].

$$A_L = -\text{sen}\phi[V_{AMR}^x \text{sen}(\phi_H) \cos(2\phi_H) - V_{AMR}^z \text{sen}(\phi_H) \text{sen}(2\phi_H)] - V_{AHE} \cos(\phi) \text{sen}(\phi_H), \quad (4.8)$$

$$A_D = \cos\phi[V_{AMR}^x \text{sen}(\phi_H) \cos(2\phi_H) - V_{AMR}^z \text{sen}(\phi_H) \text{sen}(2\phi_H)] - V_{AHE} \cos(\phi) \text{sen}(\phi_H), \quad (4.9)$$

onde ϕ é a diferença de fase entre a micro-onda elétrica e a magnética.

$$V_{AMR}^x = \frac{A_{xx} A h j_x \Delta R}{8_s}, \quad (4.10)$$

$$V_{AMR}^z = \frac{A_{xx} A h j_z \Delta R}{8_s}, \quad (4.11)$$

$$V_{AHE} = \frac{A_{xy} l h j_x R_{HE}}{2}, \quad (4.12)$$

[37], da análise da susceptibilidade magnética no material extraímos que,

$$A_{xy} = \frac{-4\pi M_s}{\alpha(2H_0 + 4\pi M_s)}, \quad (4.13)$$

$$A_{xx} = -\frac{A_{xy} \gamma (H_0 + 4\pi M_s)}{\omega}, \quad (4.14)$$

$$A_{yy} = -\frac{A_{xy} \gamma H_0}{\omega}, \quad (4.15)$$

onde γ é fator giromagnético, α é o amortecimento de Gilbert e H_0 é o campo aplicado [37].

Estas contribuições são referentes a corrente de carga na direção de x e z . A presença de AHE é devido a magnetização precessionar também fora do plano.

Uma amostra de ferromagneto simples pode ser analisada pelos parâmetros descritos anteriormente.

4.1.2 Efeito Hall de spin inverso (ISHE)

O efeito Hall de spin inverso é a conversão de corrente de spin em corrente de carga transversal, conforme Fig. 4.3. Ocorre em materiais com alto SOC. A corrente de spin é gerada pela precessão do ferromagneto em FMR através do método *spin pumping*. A precessão da magnetização de um ferromagneto é uma maneira para transferir spins em camadas de metal normais adjacentes [2].

A corrente de spin bombeada para o não magnético (NM) é

$$j_s^0 \vec{\sigma} = \frac{\hbar}{8\pi} \text{Re}(2g^{\uparrow\downarrow}) \left[\vec{m} \times \frac{\partial \vec{m}}{\partial t} \right], \quad (4.16)$$

onde \vec{m} vetor unitário da magnetização, $\vec{\sigma}$ vetor polarização de spin, no NM, \hbar é constante de Planck e $2g^{\uparrow\downarrow}$ é parte real da condutância mista.

Por efeito Hall de spin inverso essa corrente de spin é convertida em uma corrente de carga transversal.

A corrente de carga transversal gerada é

$$\vec{j}_c = 2e\alpha_{SH} \frac{[\vec{\sigma} \times \vec{j}_s]}{\hbar} \quad (4.17)$$

onde e é a carga do elétron, α_{SH} é o ângulo Hall de spin, j_s é a corrente de spin e $\vec{\sigma}$ é o vetor unitário na direção da polarização de spin. α_{SH} é um parâmetro importante que caracteriza a eficiência da conversão de corrente de carga em corrente de spin e vice-versa.

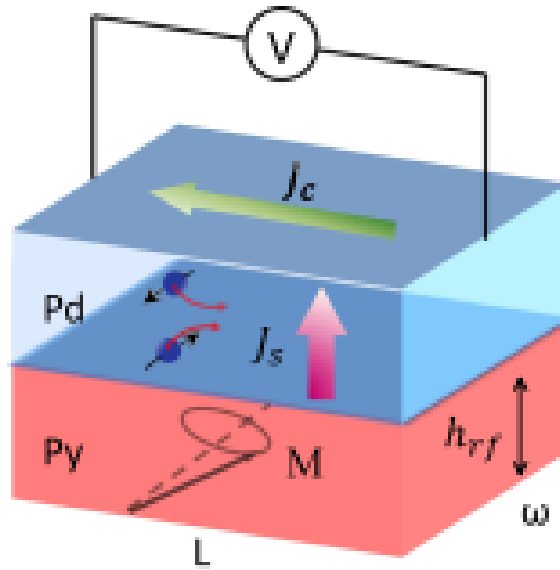


Figura 4.3 – Spin pumping e efeito Hall de spin inverso [39].

A proposta de detectar eletricamente correntes de spin geradas por FMR foi feita por Saitoh [40]. Neste experimento usou *spin pumping* e ISHE.

O vetor da magnetização móvel faz com que se tenha bombeamento de spins em camadas não magnéticas adjacentes. Esta transferência de spin afeta a dinâmica da magnetização semelhante à fenomenologia de Landau-Lifshitz-Gilbert [41].

A corrente de spin gera uma corrente de carga no NM, *ac* e *dc*. A tensão V_{dc}^{ISHE} medida no eixo z' é [37]

$$\vec{j}_c^{dc} \cdot z' = -K A_{xy} A_{xx} h^2 \omega L \sin^3(\phi_H) \cos^2(\omega t). \quad (4.18)$$

O sinal V_{dc}^{total} medido para amostras FM/NM em porta amostra do tipo *microstrip line* é

$$V_{dc}^{total} = A'_L L + A_D D \quad (4.19)$$

sendo,

$$A'_L = -\text{sen}(\phi)[V_{AMR}^x \text{sen}(\phi_H) \cos(2\phi_H) - V_{AMR}^z \text{sen}(\phi_H) \text{sen}(2\phi_H)] - V_{AHE} \cos(\phi) \text{sen}(\phi_H) + \mathbf{V}_{dc}^{ISHE} \text{sen}^3(\phi_H) \quad (4.20)$$

Note que a amplitude da Lorentziana (A'_L) teve um acréscimo de termo referente ao ISHE. Logo, quanto mais próximo de um $\text{sen}^3(\phi_H)$ seu comportamento, maior o sinal ISHE.

Dos picos de tensão em função da intensidade de \vec{H} conseguimos extrair os parâmetros A'_L e A_D que correspondem as amplitudes das contribuições Lorentzianas e Dispersivas.

Ajustando as curvas A'_L e A_D para diversos valores de ϕ_H obtemos os valores de $V_{AMR}^x, V_{AMR}^z, V_{AHE}, V_{dc}^{ISHE}$ e ϕ . Este método é denominado variação angular.

É preciso fazer toda esta análise quando utilizado o método spin pumping para separar o sinal medido, pois nem todo ele é referente ao ISHE. Há uma contribuição relevante referente a SRE que ocorrem no FM.

4.1.2.1 Método universal

Na Eq. 4.20 observamos que a contribuição de ISHE no sinal de tensão dc tem sinal contrário ao de SRE. Ao invertermos a amostra na *microstrip* invertemos a polarização de spin. Os efeitos de retificação não possuem dependência com a polarização de spin, logo são mantidos. O efeito Hall de spin inverso é dependente da polarização de spin, Eq. 4.17, assim terá seu sinal trocado.

Visto que o ISHE possui sinal contrário aos SRE e é oposto ao mudar a polarização de spin, temos uma técnica de separação de sinal mais prática. Ao realizarmos uma medida em cada configuração podemos extrair os sinais por:

$$V_{dc}^{ISHE} = \frac{V_{dc}^{up} - V_{dc}^{down}}{2} \quad (4.21)$$

$$V_{dc}^{SRE} = \frac{V_{dc}^{up} + V_{dc}^{down}}{2} \quad (4.22)$$

Como usado na literatura [42], para uma medida normal denominamos *up* e para uma medida invertida denominamos *down*, conforme Fig. 4.4.

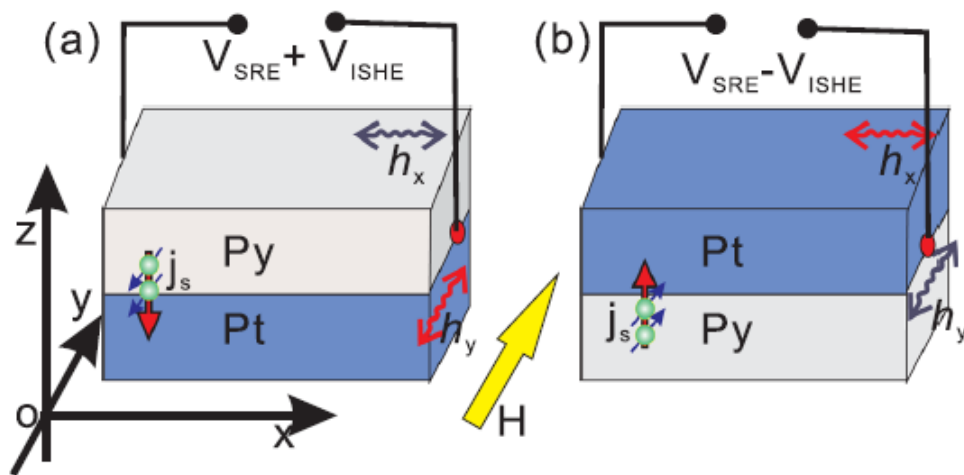


Figura 4.4 – Medida *down* (a) e *up* (b) [42].

5 TÉCNICAS EXPERIMENTAIS

5.1 MAGNETRON SPUTTERING

Sputtering é uma técnica de deposição bastante utilizada. Esta técnica consiste em colidir íons de argônio, gás inerte, contra um alvo do material a ser depositado. Os alvos estão em peças denominadas canhões, conforme Fig. 5.1.

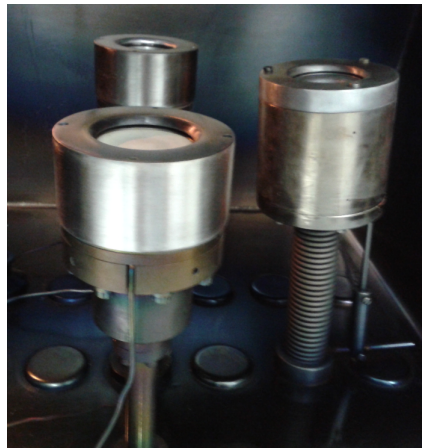


Figura 5.1 – Canhões da sputtering.

A aceleração dos íons contra o alvo é gerada por uma diferença de potencial no entorno de 300 Volts que consegue ao mesmo tempo ionizar o gás. A diferença de potencial pode variar dependendo da potência com que queiramos depositar.

Durante a deposição temos um plasma, pode ser observado na Fig. 5.2.

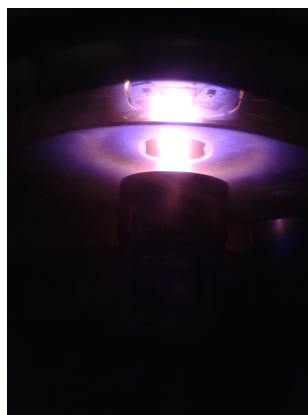


Figura 5.2 – Plasma gerado na ionização do argônio.

O processo é feito em uma câmara que antes da introdução do argônio foi evacuada, atingindo pressão da ordem de 10^{-7} Torr para evitar contaminação.

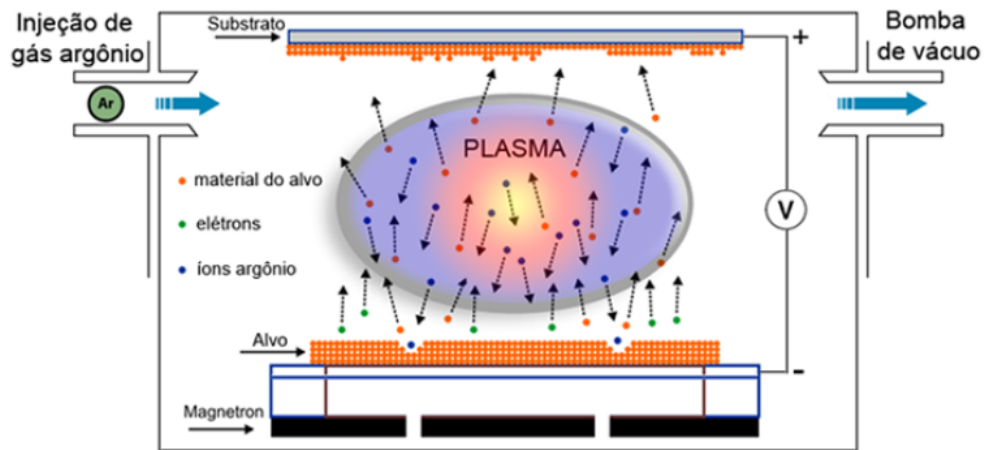


Figura 5.3 – Ilustração da deposição [43].

Na deposição a pressão é mantida em 2 mTorr por um fluxo de argônio de 32 SCCM (Standard Cubic Centimeters per Minute).

A ionização que ocorre no argônio pode ser representada pela seguinte reação



O sistema *magnetron sputtering* consiste de um acréscimo de ímãs embaixo do alvo, a fim de direcionar através das linhas de campo magnético, a colisão dos íons de argônio. Esta técnica leva vantagem em relação ao sputtering simples, pois a área de deposição é focalizada e desperdiça menos material. As colisões são direcionadas conforme as linhas de campo magnético dos ímãs, ver Fig. 5.4.

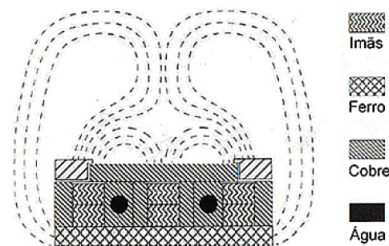


Figura 5.4 – Estrutura do *magnetron* embaixo do alvo.

As amostras são depositadas em substratos de vidro ou de silício. Até quatro substratos são colocados em um porta-amostra e podem ser depositadas com distintas composições.

Entre o porta-substrato e os canhões existe um disco de alumínio que tem por finalidade proteger as demais amostras no momento em que uma é depositada.

Para depositar um filme de espessura conhecida é preciso saber a taxa de deposição do material para a determinada potência. A taxa é obtida medindo a espessura por refletividade de raios-X. Compara-se a espessura do filme com o tempo de deposição para

conhecer a taxa de deposição.

Tendo em mãos a taxa de deposição, Tab. 5.1, é preciso calcular velocidade de rotação do motor de passo que está fixado o porta-amostras.

A velocidade dos motores de passos é calculada por

$$v = \frac{3050 \cdot \tau}{t}, \quad (5.2)$$

onde v é a velocidade da deposição (passos/s), τ é a taxa de deposição (em Å/s) e t é a espessura de filme desejada. O valor 3050 é referente a abertura de exposição do filme no *shutter* (disco de alumínio), representado em número de passos.

Tabela 5.1 – Taxas de deposição para pressão de 2 mTorr e fluxo de 32 SCCM.

Material	Taxa de deposição (Å/s)	Potência
NiFe	4,75	50W
Pd	4,25	20W
Zno	3,75	85W
Ta	1,81	20W

A cristalinidade é a característica do material ter um padrão de ordenamento, ou seja, uma estrutura que se multiplica para formar a amostra. Para alguns materiais é necessário um crescimento ordenado, ou seja, cristalinos. Caso queiramos um filme cristalino é necessário tomar cuidado com alguns parâmetros de deposição como potência e substratos específicos. Os filmes que depositamos não tinham a necessidade de estrutura ordenada.

5.1.1 Amostras produzidas

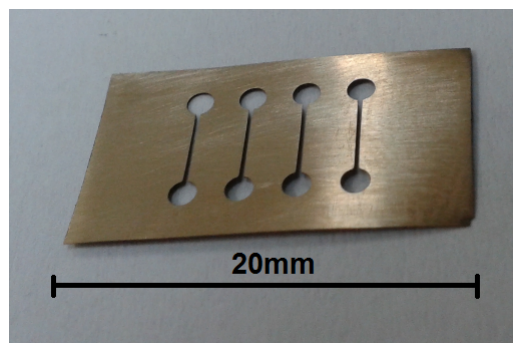


Figura 5.5 – Máscara de cobre utilizada para depositar as amostras.

As amostras estão estruturadas na forma de filetes de 0,4 mm de largura e 8 mm de comprimento, com o uso de máscaras, Fig. 5.6. Ao mencionarmos o termo filete estaremos direcionando à amostra com esta estrutura.

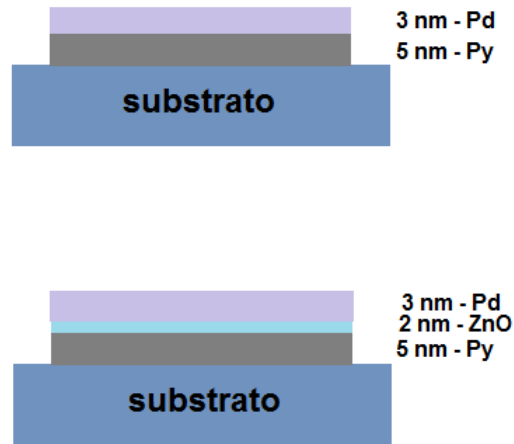


Figura 5.6 – Estrutura das amostras.

Tabela 5.2 – Amostras produzidas.

Amostra	Identificação	Material	Material	Material	Estrutura
1735	A	Py(50nm)	-	Pd(2nm)	Filete (0.4mm)
	B	Py(50nm)	-	Pd(3nm)	Filete (0.4mm)
	C	Py(50nm)	-	Pd(4nm)	Filete (0.4mm)
	D	Py(50nm)	-	Pd(5nm)	Filete (0.4mm)
1746	A	Py(5nm)	-	Ta(3nm)	Filete (0.4mm)
	B	Py(5nm)	-	Ta(5nm)	Filete (0.4mm)
	C	Py(5nm)	-	Pd(50nm)	Filete (0.4mm)
	D	Py(5nm)	-	Pd(4nm)	Filete (0.4mm)
1751	A	Py(5nm)	ZnO(2nm)	Pd(3nm)	Filete (0.4mm)
	B	Py(5nm)	ZnO(4nm)	Pd(3nm)	Filete (0.4mm)
	C	Py(5nm)	ZnO(6nm)	Pd(3nm)	Filete (0.4mm)
	D	Py(5nm)	ZnO(10nm)	Pd(3nm)	Filete (0.4mm)
1762	A	-	-	Pd(3nm)	Filete (0.4mm)
	B	-	-	Pd(4nm)	Filete (0.4mm)
	C	Py(50nm)	-	-	Contínuo
	D	Py(5nm)	-	-	Filete (0.4mm)
1768	A	Py(5nm)	ZnO(2nm)	Pd(3nm)	Filete (0.4mm)
	B	Py(5nm)	ZnO(2nm)	Pd(3nm)	Filete (0.4mm)
	C	Py(5nm)	ZnO(2nm)	Pd(3nm)	Filete (0.4mm)
	D	Py(5nm)	ZnO(2nm)	Pd(3nm)	Filete (0.4mm)

5.2 REFLETIVIDADE DE RAIOS-X

Para medir a espessura de filmes finos é necessário utilizar raios-X, que possuem comprimento de onda da ordem da distância interatômica do material.

Usamos um difratômetro de raios-X Brüker D8 Advance, geometria do goniômetro Bragg- Brentano $\theta - 2\theta$. Com detector LinxEye de tiras de silício e comprimento de onda de $1,54056 \text{ \AA}$.

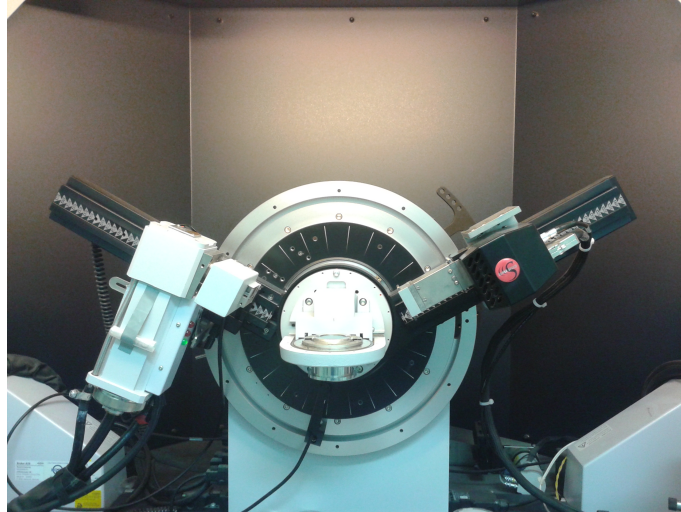


Figura 5.7 – Difratômetro de raios-X do Laboratório de Magnetismo e Materiais Magnéticos (LMMM) - UFSM.

A esquerda da Fig. 5.7 é o emissor de raios-X, a direita da imagem o detector de raios-X e ao centro é o porta amostra.

Raio-X é uma faixa do espectro eletromagnético, ver Fig. 5.8, é produzido pelo processo *Bremstrahlung*. Os raios-X são gerados pela desaceleração de elétrons ao se chocar contra um alvo de cobre. Os raios-X produzidos tem comprimento de onda de $1,54056 \text{ \AA}$. Este comprimento de onda é oriundo da transição da camada L para a camada K, chamado $K \alpha$, do alvo de cobre.

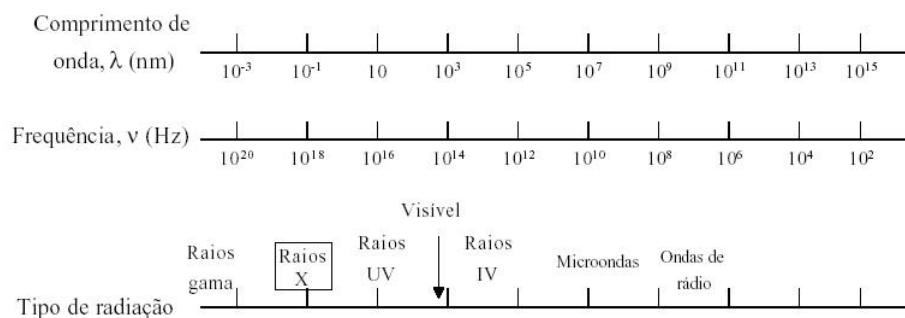


Figura 5.8 – Espectro eletromagnético.

Como todas ondas eletromagnéticas os raios-X são composto por uma variação temporal de um campo magnético e um campo elétrico perpendiculares entre si e também

com a direção de propagação da onda. Um elétron, localizado no caminho desta onda, é excitado pelas mudanças periódicas do campo elétrico e ele mesmo torna-se uma fonte emissora de ondas eletromagnéticas com a mesma frequência e comprimento de onda da onda incidente. Assim o elétron espalha o feixe original, este mecanismo é chamado de espalhamento coerente [44] [45].

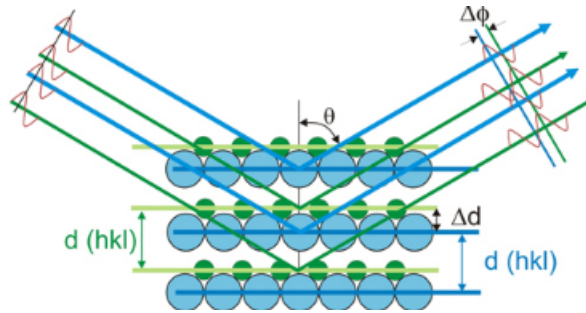


Figura 5.9 – Difração de Bragg [46].

A difração de raios-X é oriunda do espalhamento que os raios-X sofrem na interação com os elétrons do material. Um feixe difratado devido ao espalhamento dos elétrons só é gerado quando as condições geométricas satisfazem as condições impostas pela lei de Bragg,

$$2d\sin(\theta) = m\lambda, \quad (5.3)$$

onde d é a distância entre os planos, θ é o ângulo de varredura do goniômetro, m é o índice e λ é o comprimento de onda dos raios-X.

Um pico aparece no difratograma quando o ângulo medido é tal que satisfaz a condição de interferência construtiva para raios refletidos por um grupo de planos (hkl) do cristal, Fig. 5.9.

Identificando o ângulo em que aparecem os picos, Fig. 5.10, conseguimos através de

$$q = \frac{4\pi\sin\theta}{\lambda}, \quad (5.4)$$

encontrar q que é o vetor espalhamento.

Plotando q versus o índice das franjas de Kiessing, temos uma reta cuja inclinação (β) determina a espessura (t) do filme. Pela relação

$$t = \frac{2\pi}{\beta}. \quad (5.5)$$

A taxa de deposição (τ) é encontrada por

$$\tau = \frac{tv}{3050}. \quad (5.6)$$

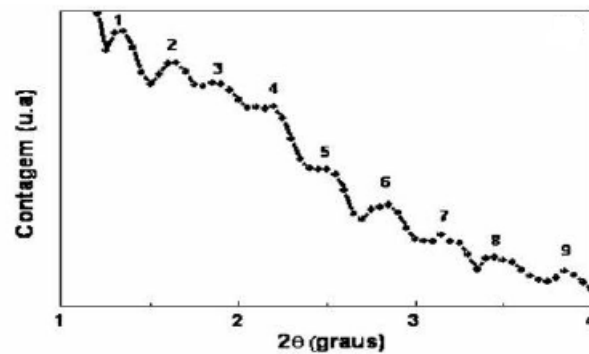


Figura 5.10 – Difratograma de raio-X

Uma medida de difração de raios-X nos permite analisar a intensidade de raios que são refletidos no coletor pelo ângulo (2θ) que se faz a varredura.

Através de medidas a altos ângulos ($2\theta > 10^0$) podemos extrair informações referentes aos materiais que compõe a amostra. Para cada material são conhecidos os picos de Bragg característicos e podem ser comparados.

5.3 MAGNETÔMETRO DE FORÇA DE GRADIENTE ALTERNADO (AGFM)

Para conhecermos as características magnéticas estáticas de nossa amostra, como campo de saturação, campo coercivo, magnetização remanente precisamos analisar a curva de histerese. A curva de histerese é obtida por magnetômetro.

O AGFM é o equipamento utilizado para extrair a curva de histerese magnética da amostra, sendo de alta sensibilidade para variações de momento magnético. Filmes da ordem de até 5 nm podem ser caracterizados com facilidade.

O AGFM faz uma variação do campo magnético, com valores positivos e negativos e analisa a resposta do material ao campo. A Fig. 5.11 é a imagem da câmara do AGFM.

Para realizar a medida é necessário uma fonte de corrente para alimentar o eletroímã, uma sonda Hall para medir o campo magnético, um amplificador *Lock-in* para capturar o sinal, em fase com a excitação das bobinas, e de um computador para registrar os dados. O esquema do AGFM pode ser observado na Fig. 5.12.

O princípio de funcionamento do AGFM é baseado na força sofrida por uma amostra magnética quando submetida a um gradiente de campo magnético. A amostra é colocada na haste de vidro, que fica imersa em um campo magnético constante somado a um gradiente de campo magnético alternado. O campo alternado é gerado por duas pequenas bobinas denominadas bobinas de gradiente.

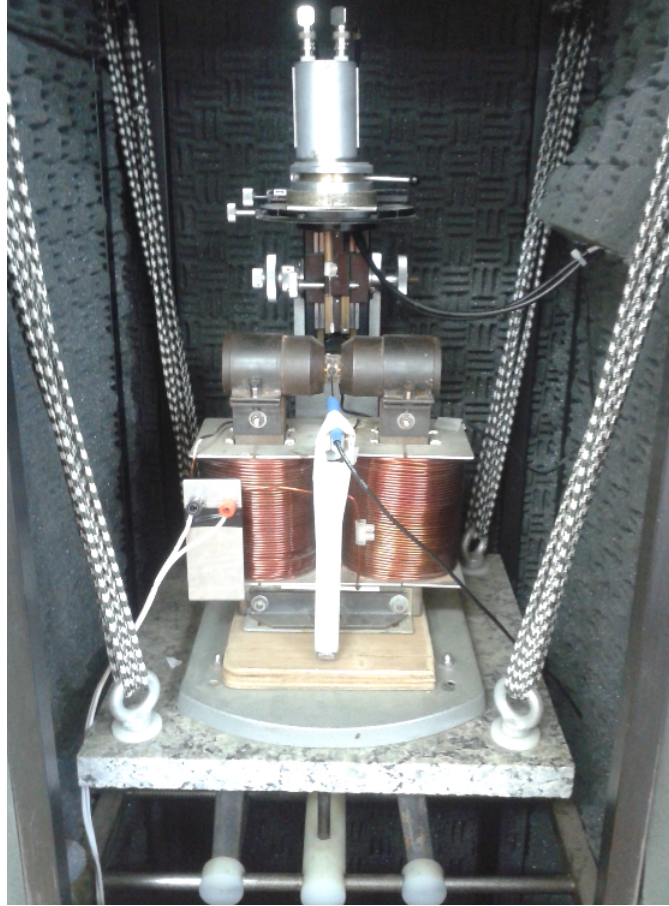


Figura 5.11 – Magnetômetro AGFM do LMMM.

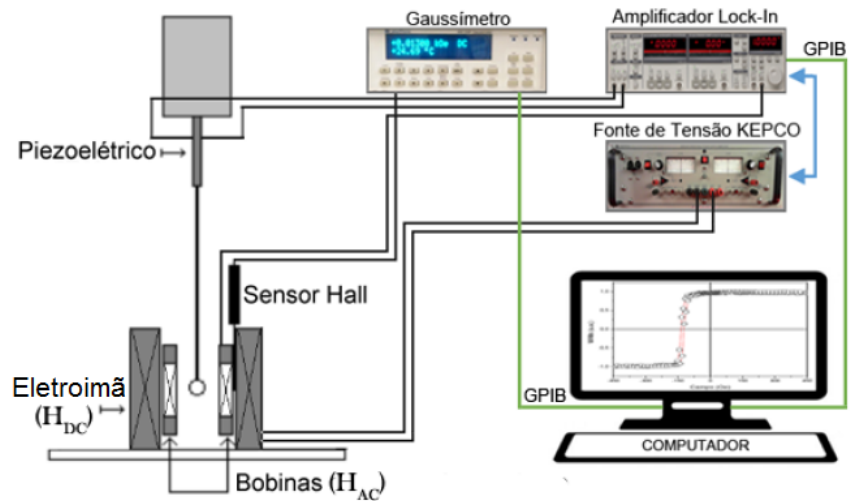


Figura 5.12 – Estrutura do AGFM, LMMM [43].

A força sofrida pela amostra é

$$\vec{F}_m = \vec{m} \nabla \vec{H}, \quad (5.7)$$

sendo \vec{m} o momento magnético e $\nabla \vec{H}$ o gradiente de campo magnético.

A força sofrida é alternada, pois resulta do campo alternado gerado pelas bobinas de gradiente. Esta força é transferida para haste de vidro que está acoplada a um sensor piezoelétrico que fará a conversão do sinal mecânico em elétrico. A amplitude dessa oscilação é proporcional a força sofrida, que é proporcional à componente da magnetização na direção do gradiente e ao momento magnético da amostra.

As bobinas de gradiente são estruturadas segundo a geometria chamada par de Maxwell. Elas são enroladas em série e em oposição, uma em sentido horário e outra em anti-horário, a fim de que o gradiente entre elas seja máximo.

A leitura do sinal, que é proporcional a magnetização, é feita com um amplificador *Lock-In*. Com este amplificador podemos coletar o sinal em fase com o gerado pelas bobinas de gradiente, o que nos permite eliminar sinais de ruído. A frequência do campo alternado das bobinas é escolhida fazendo uma varredura em frequência até encontrar a frequência de ressonância mecânica do sistema, em torno de 22 Hz.

Para evitar ruídos externos o sistema de medida do AGFM está suspenso por borrachas, imerso em uma caixa de areia e dentro de um sistema de blindagem acústica.

5.4 MAGNETORRESISTÊNCIA ANISOTRÓPICA

A AMR consiste da mudança da resistência elétrica da amostra pela variação do campo magnético. Assim, precisamos de equipamentos que façam a leitura da resistência elétrica e que gerem campo magnético.

Para analisarmos a amostra por essa técnica basicamente precisamos de um campo magnético suficiente para saturar a amostra, aplicarmos uma corrente elétrica e medirmos a tensão elétrica. O aparato experimental para medidas de AMR está esquematizado na Fig. 5.13.

A técnica de AMR basicamente é analisar a resistência elétrica da amostra conforme a direção de aplicação do campo magnético. Logo precisamos de um equipamento que faça a variação angular com uma certa precisão, para isso usamos um motor de passo controlado por porta paralela de um computador.

As medidas de AMR são automatizadas pela plataforma HP Vee. A variação do ângulo e o respectivo valor de tensão, que é convertido em valor de resistência, é feito pelo programa.

O produto final de medidas de AMR são valores de resistência elétrica em função do ângulo de aplicação do campo magnético.

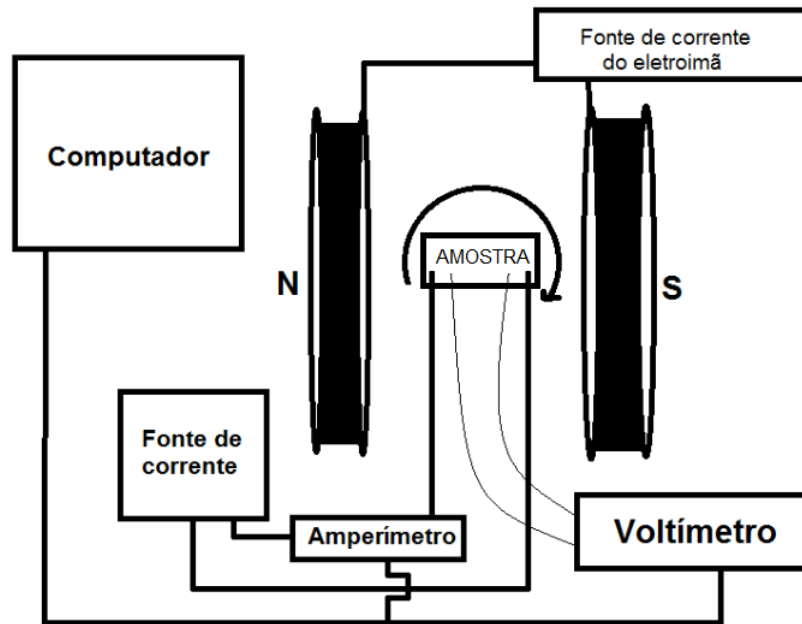


Figura 5.13 – Diagrama de blocos do sistema de AMR.

5.5 MAGNETORRESISTÊNCIA ANISOTRÓPICA COM CORRENTE ELÉTRICA ALTERNADA (AC)

As medidas de AMR serão realizadas utilizando corrente alternada de 10 Hz. Valor este para não haver representativa impedância na medida.

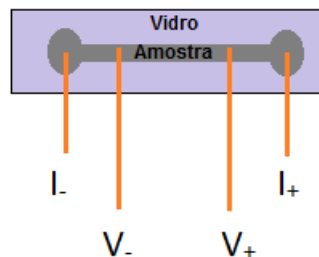


Figura 5.14 – Contatos elétricos na amostra.

Este sistema foi desenvolvido para estudos futuros de magnetorresistências transversais, com a leitura do do segundo harmônico da corrente alternada.

A leitura do sinal é sincronizada com corrente elétrica aplicada, para isso utilizamos um amplificador Lock-in. O aparato da Fig.5.15 é o utilizado para medidas de AMR em corrente elétrica AC. O que distingue este sistema do de AMR normal é a substituição do voltímetro normal pelo amplificador Lock-in. Este sistema permite realizar medidas de AMR rodando a magnetização fora do plano da amostra.

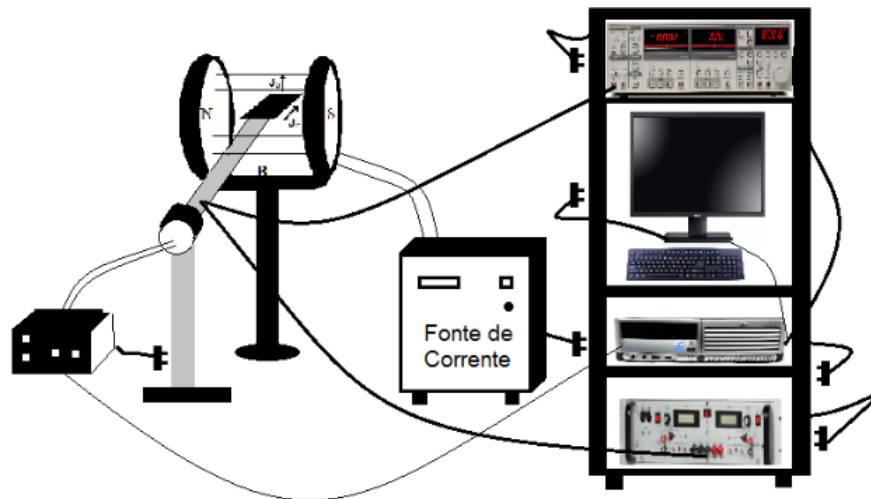


Figura 5.15 – Estrutura utilizada para as medidas de AMR em corrente alternada.

5.6 DETECÇÃO ELÉTRICA DE FMR

Para que sinais de tensão referentes aos efeitos estudados estejam presentes a amostra precisa estar em Ressonância Ferromagnética (FMR).

A amostra é colocada no interior da *microstrip line*, Fig. 5.17, que está inserida em campo magnético, gerado pelas bobinas de Helmholtz. A *microstrip line* é conectada ao analisador vetorial de rede que fornecerá a micro-onda para gerar a FMR.

As bobinas de Helmholtz são alimentadas por uma fonte de corrente. Utilizamos uma fonte de corrente Kepco 50-20. As bobinas geram um campo homogêneo de até 300 Oe. A detecção do sinal elétrico é realizada por um nanovoltímetro. É necessário o uso de um nanovoltímetro devido a baixa intensidade do sinal lido.

O controle da emissão de radiação, a intensidade do campo magnético gerado nas bobinas de Helmholtz e a leitura do sinal são realizados por um computador com conexão GPIB em programação HP VEE.

Para que a amostra receba a radiação e consiga absorver com eficiência são desenvolvidas estruturas específicas chamadas guias de onda. Existem diferentes formas de guias de onda dependendo de seu propósito. Neste trabalho utilizamos a configuração *microstrip line*, Fig. 5.17, que consiste de placas paralelas com terminação em curto-circuito.

A *microstrip line* é desenvolvida para trabalhar na faixa de até 5 GHz. A conexão com o analisador é por ponteira SMA e cabo teste.

As medidas de tensão são realizadas variando o campo magnético, com campo positivo e negativo. É preciso que a frequência da micro-onda garanta ressonância ferromagnética para encontrarmos os picos de tensão elétrica.

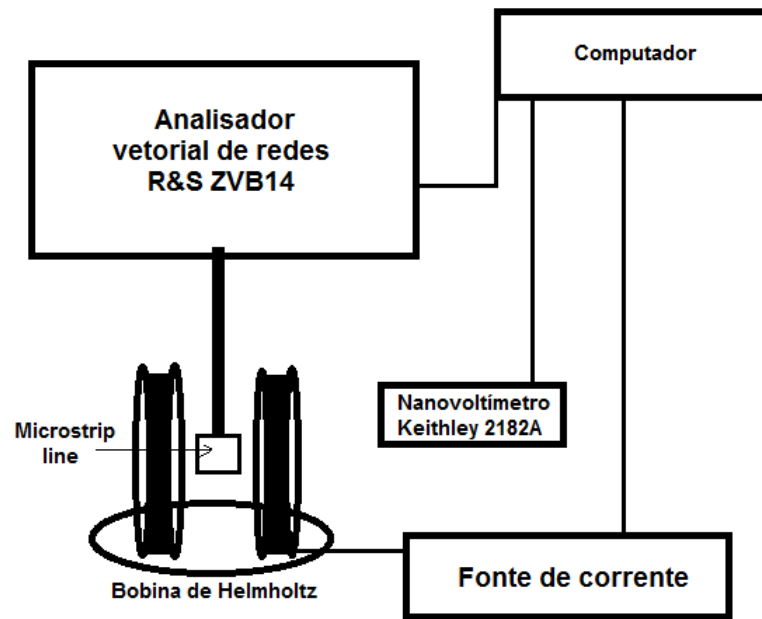


Figura 5.16 – Diagrama de blocos do sistema de FMR.

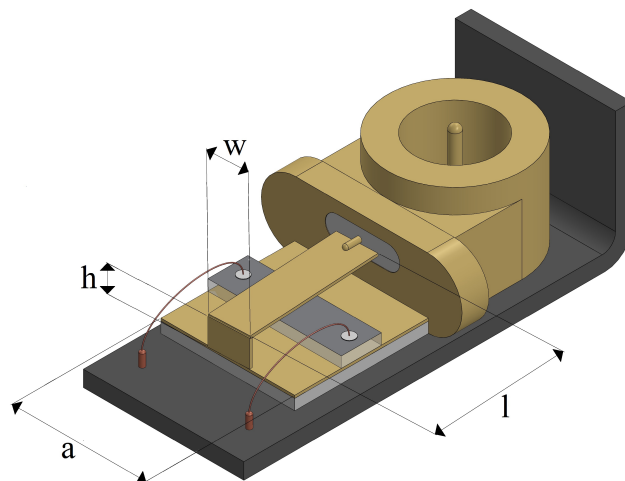


Figura 5.17 – *Microstrip line*. Para estabelecer noção de tamanho a dimensão a tem 8 mm [47].

6 RESULTADOS E DISCUSSÕES

6.1 CURVA DE MAGNETIZAÇÃO

Para as medidas de AMR precisamos garantir um campo magnético que sature a amostra. Para isso realizamos medidas de magnetização. A curva de histerese magnética do filete de *Py* com campo magnético aplicado no plano da amostra é apresentada na Fig. 6.1.

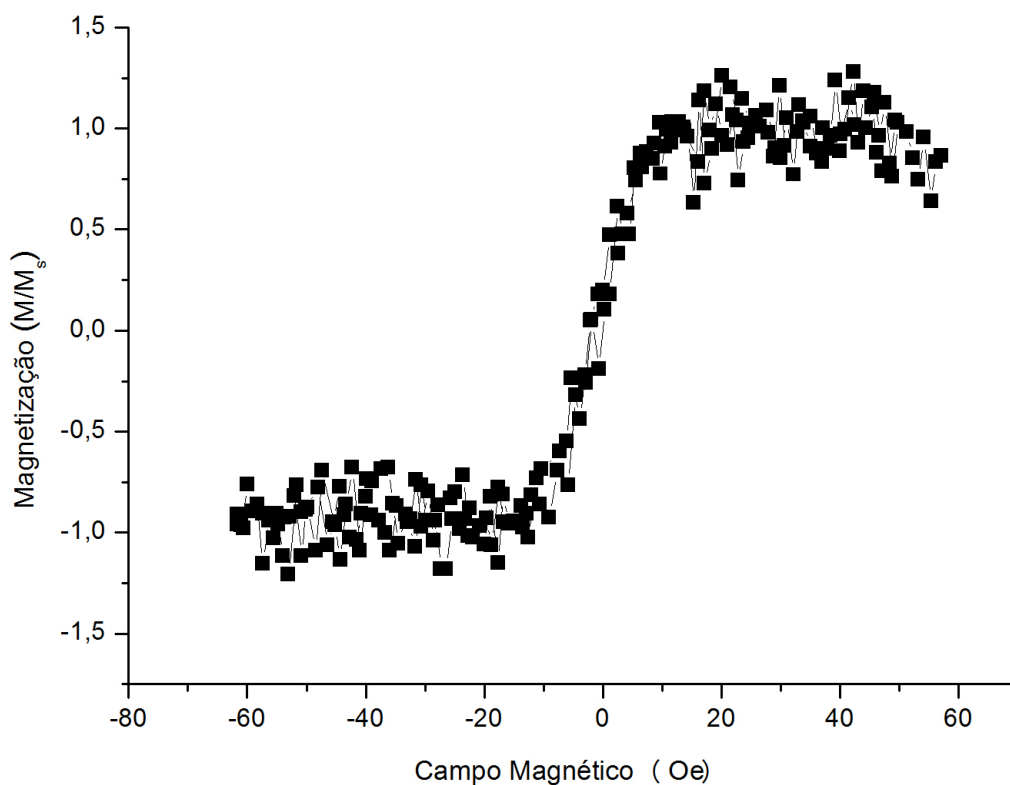


Figura 6.1 – Curva de magnetização da amostra de Py (5 nm) em forma de filete. Medida no AGFM. Campo magnético perpendicular ao comprimento da amostra.

Desta curva conseguimos extrair que o campo de saturação (H_s) no plano da amostra é relativamente pequeno, em torno de 30 Oe. O campo de saturação no eixo de comprimento da amostra é extraído da medida de ressonância ferromagnética, já que o campo é aplicado nesta direção. O valor é extraído dos picos de tensão que surgem quando o sentido do campo é invertido.

6.2 MEDIDAS DE MAGNETORRESISTÊNCIA ANISOTRÓPICA

Medidas de AMR foram realizadas para os filmes de P_y puro, P_y/Pd e $P_y/ZnO/Pd$. Estas medidas foram realizadas utilizando corrente alternada em frequência de 10 Hz. O objetivo era obter contribuições na AMR referentes a SHE e ISHE. Para isto utilizamos densidade de corrente elétrica da ordem $10^5 A/cm^2$. Devido a alta densidade de corrente tivemos problemas referente a aquecimento. Demandando um bom tempo até a estabilização do sistema.

A medida de AMR para a monocamada de P_y é a Fig. 6.2, o campo magnético é aplicado no plano da amostra. Note que a resistência elétrica é bastante elevada, da ordem de $K\Omega$, isto é um problema para conseguirmos elevadas densidades de corrente elétrica.

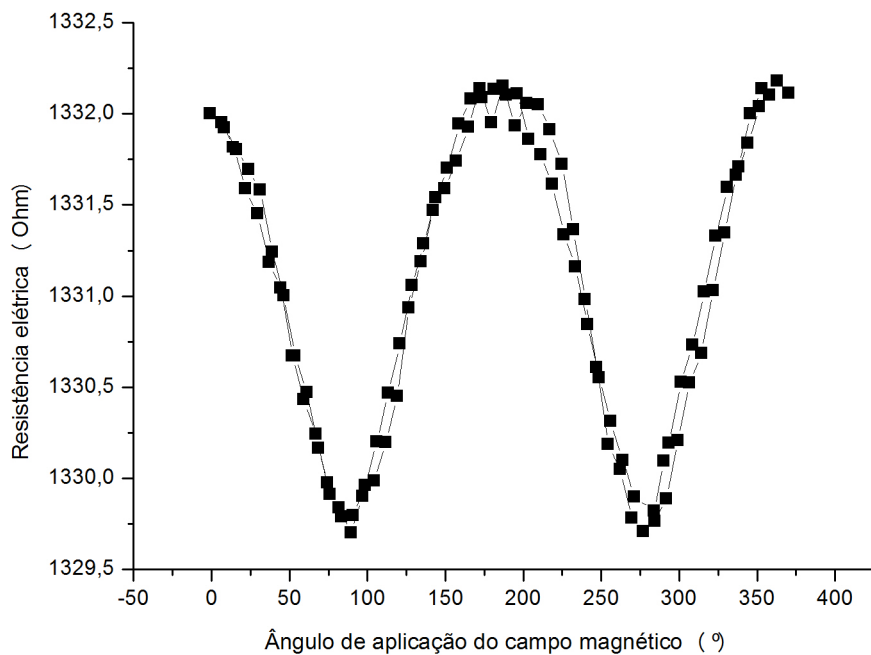


Figura 6.2 – Curva de AMR, monocamada de P_y , campo magnético de 200 Oe, no plano da amostra.

Ao inserir a camada de Pd diminuímos a resistência elétrica total, por ser mais condutor. Conseguimos aumentar a densidade de corrente elétrica e ainda obter uma curva relativamente boa, para as condições que ocorrem.

Realizamos medida de AMR fora do plano da amostra, rodando a magnetização no comprimento e na espessura da amostra, Fig. 6.3, curva vermelha. Para isto foi necessário um campo magnético de 1 Tesla. Observe que a amplitude da AMR fora do plano reduziu comparando com a medida no plano da amostra, curva preta. Isto é devido a dimensão de espessura ser menor que a de largura.

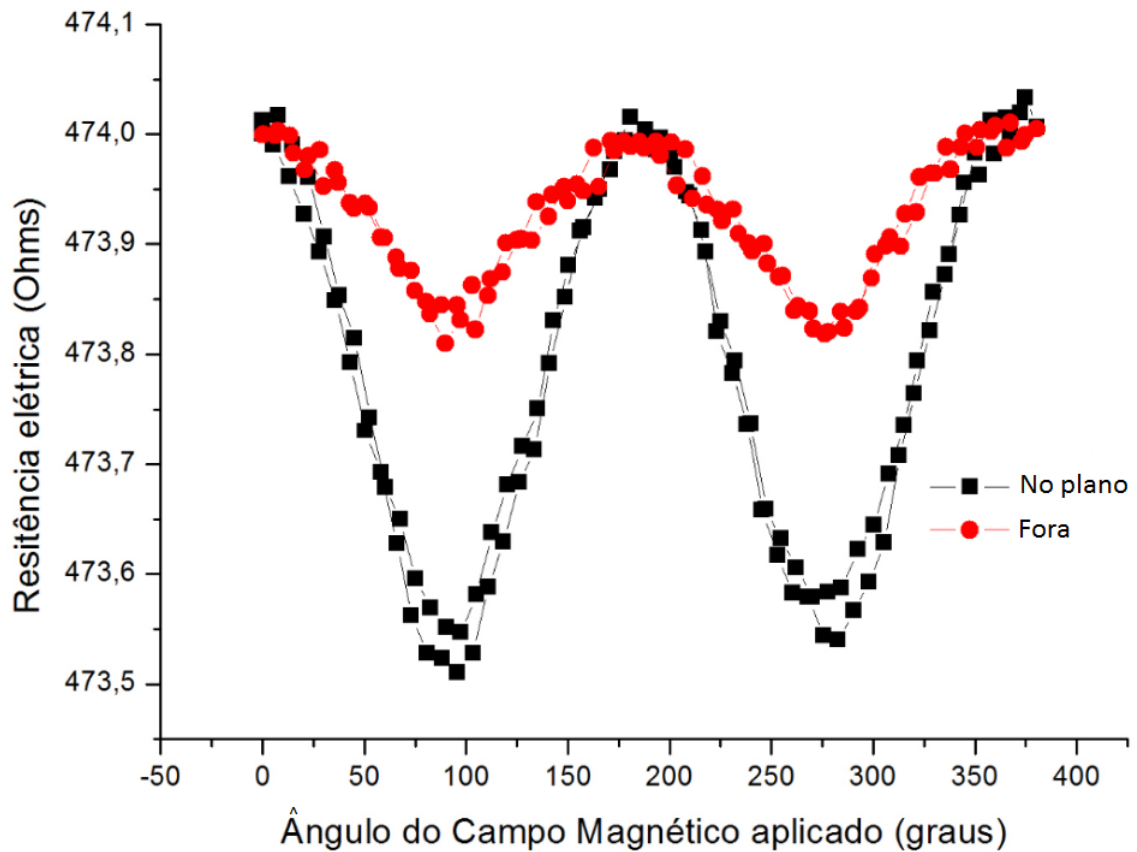


Figura 6.3 – Curva de AMR longitudinal para amostra de Py/Pd em forma de filete, no plano da amostra e fora. Campo magnético de 1 Tesla.

As medidas de AMR da amostra de Py/Pd foram realizadas a fim de buscar alterações na resistência elétrica devido ao efeito Hall de spin. Ao aplicar corrente elétrica na camada de Pd , pelo seu alto acoplamento spin-órbita, uma corrente de spin é gerada transversalmente. Se essa corrente tiver densidade suficiente, é possível observar contribuições do efeito Hall de spin. O trabalho de [8] faz a leitura em segundo harmônico e observa magnetorresistência spin Hall. Em nossas medidas não encontramos este efeito por não atingir densidade de corrente elétrica suficiente.

Na tentativa de confinar a corrente de carga no Pd e aumentar a densidade de corrente no mesmo, inserimos o espaçador de ZnO .

Na Fig. 6.4 temos a medida de AMR para a amostra com espaçador de ZnO entre a camada de Py e Pd . Note que a resistência elétrica da amostra aumentou se comparada com a amostra sem o espaçador. Como a nossa amostra é muito estreita ao fazer o contato elétrico não conseguimos fazê-lo somente na camada superior. Deste modo as camadas não ficam isoladas pelo espaçador. O uso de espaçador de óxido é uma possibilidade de estudo futuro sobre magnetorresistência túnel (TMR). Para isso as amostras precisam ser de maneira que o contato elétrico seja apenas na camada superior.

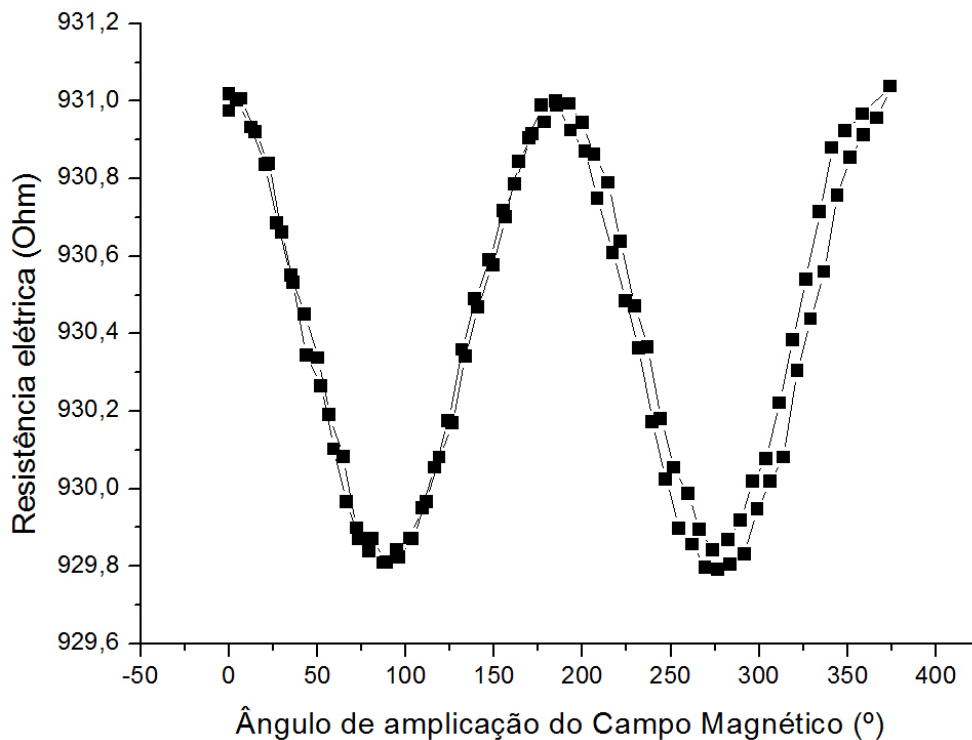


Figura 6.4 – Curva de AMR longitudinal para amostra de $Py/ZnO/Pd$ em forma de filete, no plano da amostra.

Como estamos utilizando corrente alternada, fizemos a tentativa de leitura no segundo harmônico, a fim de observar contribuições de SHE, mas obtivemos apenas uma medida de AMR com o dobro da frequência. O provável motivo seja a geometria das amostras. Desta análise de AMR saíram as configurações das amostras para utilizar no sistema *spin pumping*.

6.3 DETECÇÃO DE SINAL ELÉTRICO EM FMR.

A Fig. 6.5 mostra uma curva de V_{dc} em função da intensidade do campo magnético da monocamada de P_y em frequência de 2.2 GHz. Os picos de tensão (-100 e 100 Oe) são referentes aos campos de ressonância ferromagnética da amostra. A posição dos picos é dependente da frequência da micro-onda aplicada, e quanto maior a frequência mais os picos se afastam do campo zero.

Em torno do campo magnético zero são observados dois picos menores, estes são referentes a inversão da magnetização. É possível ver que a partir de 20 Oe a magnetização já está saturada.

Ao medir uma amostra de P_y os picos de tensão maiores são referentes apenas aos efeitos de retificação (SRE).

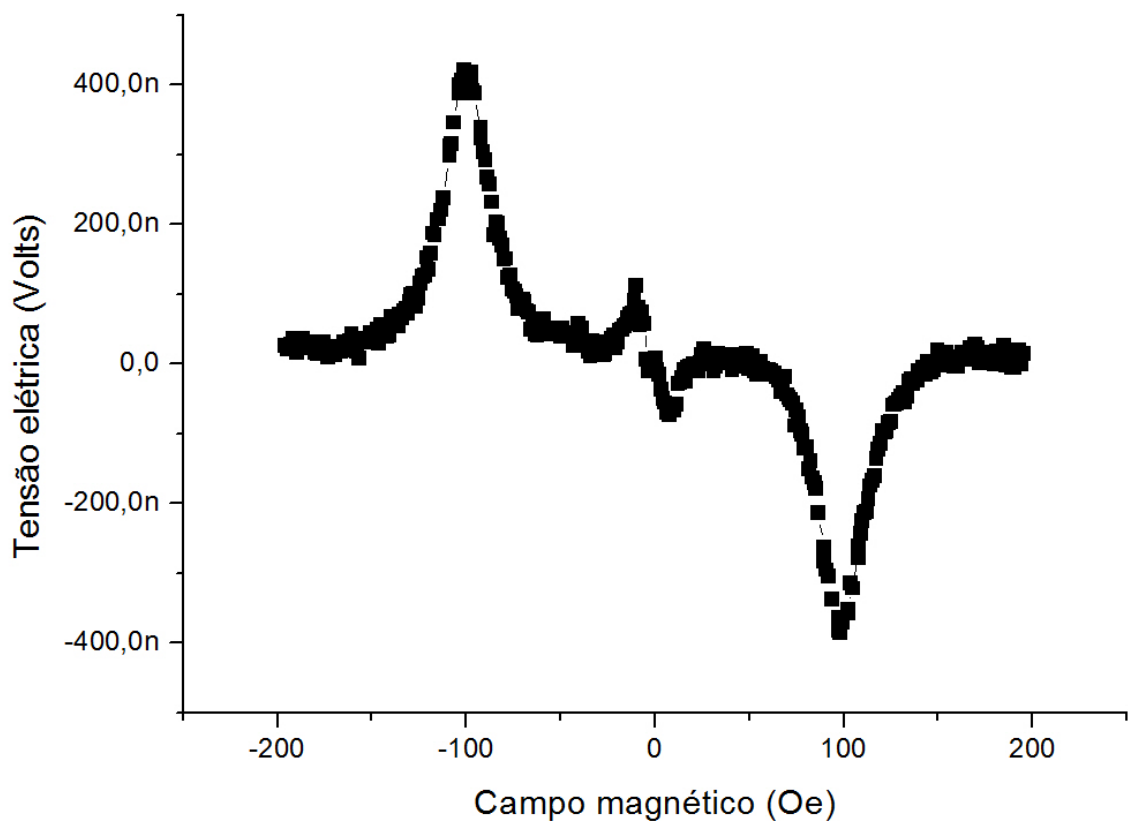


Figura 6.5 – Varredura em campo magnético. Amostra de P_y puro em forma de filete. Frequência 2.2 GHz.

O gráfico da Fig. 6.6 mostra uma curva de V_{dc} em função da intensidade do campo magnético para a frequência de 2.2 GHz da amostra de Py/Pd . As amplitudes dos picos de tensão dc da monocamada de Py são de 400 nm, já as amplitudes para a amostra de Py/Pd são de 750 nm. O sinal medido na bicamada é muito maior que o da monocamada de Py , isto é devido ao efeito Hall de spin inverso que ocorre na camada de Pd . Note que os picos referentes a inversão da magnetização, em torno do campo zero, são bem menos evidentes. Isto é devido a quase duplicação da amplitude dos picos de ressonância, o que mascara estes picos de tensão menores.

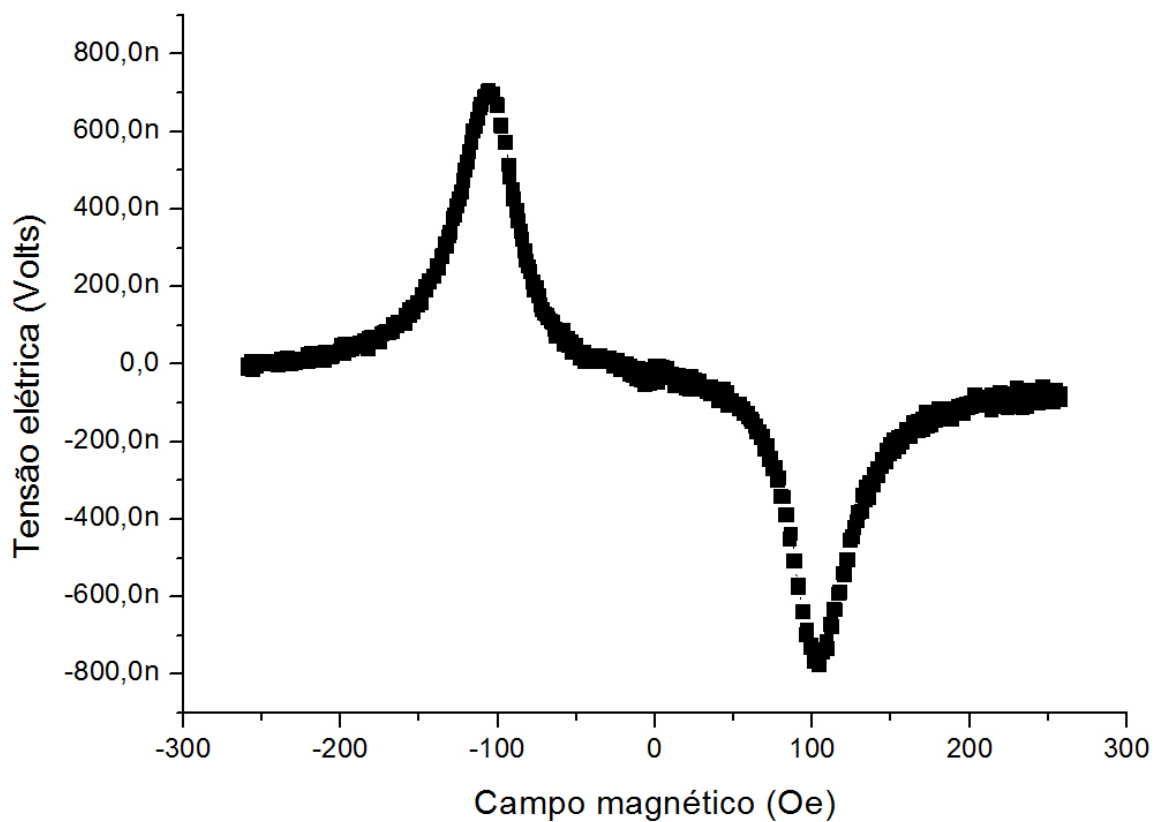


Figura 6.6 – Picos de tensão elétrica devido SRE e ISHE. Amostra de Py/Pd em forma de filete. Frequência 2.2 GHz.

Buscamos evidências de correntes de spin para a amostra de Py/Pd . Uma maneira de analisar é comparando as larguras de linha a meia altura dos picos de tensão ΔH .

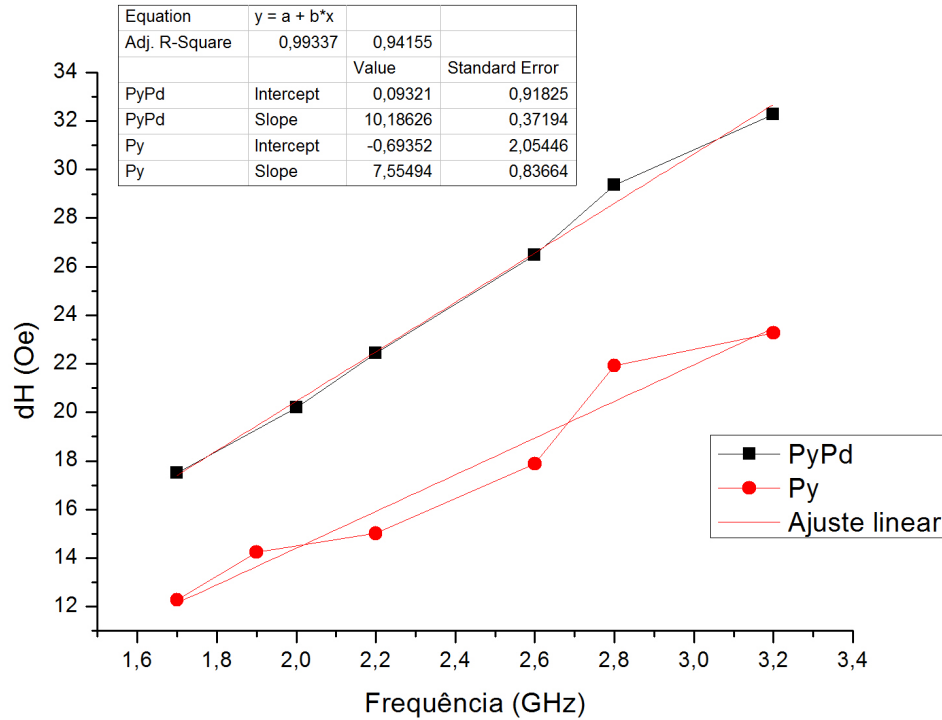


Figura 6.7 – ΔH em função da frequência para amostras de Py puro e Py/Pd .

Na Fig. 6.7 temos o gráfico da largura de linha ΔH pela frequência da micro-onda. A análise é feita através do parâmetro de amortecimento de Gilbert,

$$\Delta H = \Delta H_0 + 2\alpha \frac{\omega}{\gamma} \quad (6.1)$$

onde ΔH é a largura a meia altura do pico de tensão da FMR, ω é frequência angular, γ é fator giromagnético e α é o amortecimento, ou *damping*.

A inclinação da reta é diretamente proporcional ao parâmetro de amortecimento α . Note que para amostra com Py/Pd o coeficiente angular é maior, logo temos amortecimento maior. Este acréscimo de amortecimento pode ser atribuído a transferência de momento angular por *spin pumping*.

O amortecimento adicional de Gilbert é significativo para ferromagnetos pequenos, quando as camadas não magnéticas relaxam eficientemente spins são injetados. O aumento de amortecimento é governado pelo parâmetro de condutância mista ou de spin-torque da interface ferromagneto e metal normal [41].

Apenas a comparação dos parâmetros de amortecimento não é suficiente para afirmar que temos correntes de spin, já que outros fenômenos podem causar amortecimento. Analisaremos os picos de tensão *dc* separando os efeitos presentes. Utilizaremos o método universal e o método de variação angular para separar o sinal medido.

6.3.1 Separação de SRE e ISHE para amostra de Py/Pd

Realizamos varredura em frequência, Fig. 6.8, a fim de encontrar os picos de tensão com maior amplitude. Tanto a medida na configuração *up* como a medida na configuração *down* foram realizadas com ϕ_H igual a 90° .

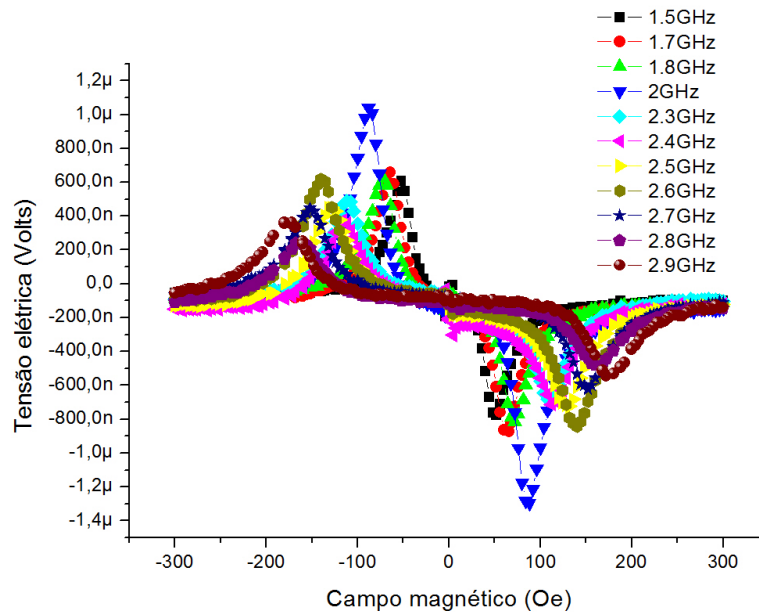


Figura 6.8 – Varredura em frequência da amostra de Py/Pd , na configuração *up*.

Para utilizar o método universal de separação dos sinais é preciso realizar a varredura em frequência também na configuração *down*, Fig. 6.9.

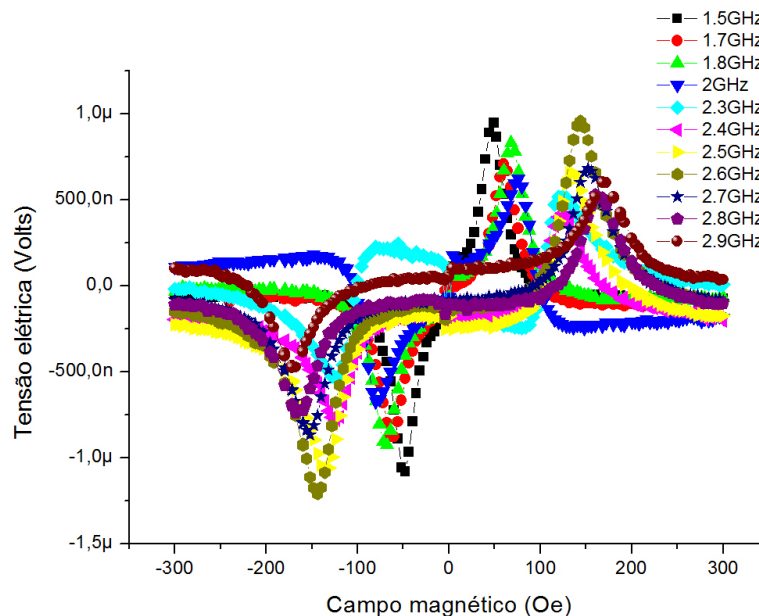


Figura 6.9 – Varredura em frequência da amostra de Py/Pd , na configuração *down*.

Separamos as contribuições do sinal de tensão *dc* medido para a frequência de 2.0 GHz, maior amplitude do pico de tensão na configuração *up*. Obtivemos as contribuições conforme Fig. 6.10. Ao extrair os efeitos presentes através do método universal obtivemos alta amplitude para ISHE, mas em contrapartida os SRE também são bem elevados, aproximadamente 50% do sinal ISHE.

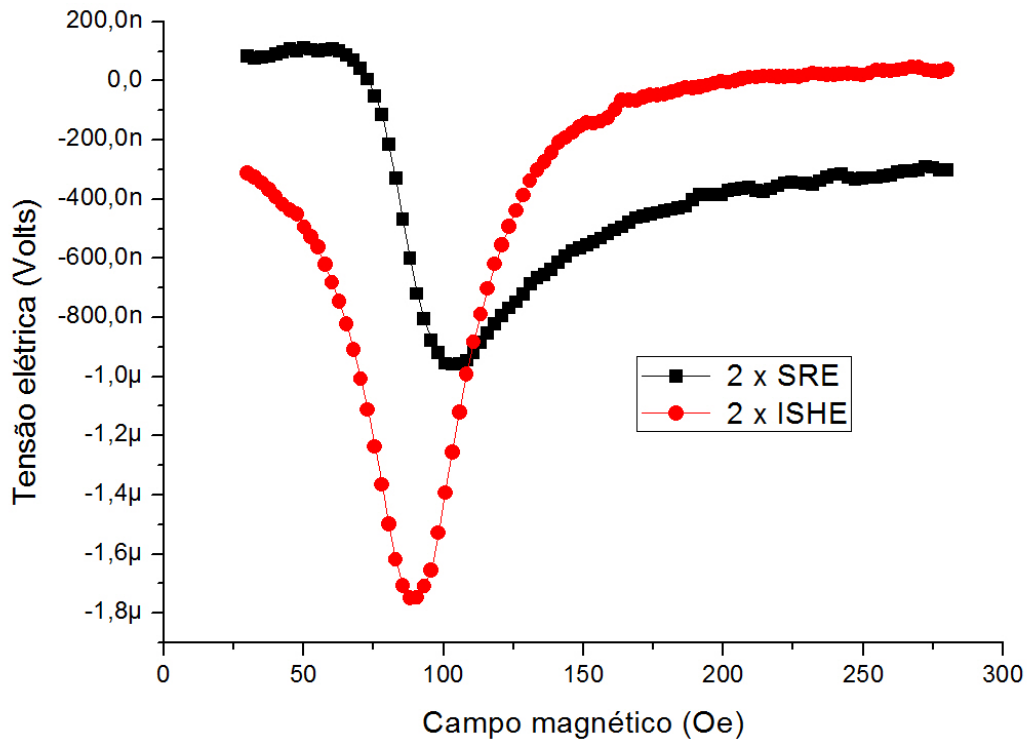


Figura 6.10 – ISHE e SRE para a frequência de 2.0 GHz de *Py/Pd*, extraídos pelo método universal.

A fim de conhecer evolução dos efeitos com a frequência e encontrar a frequência que apresenta maior amplitude do sinal ISHE separamos o sinal de tensão *dc* pelo método universal. Obtivemos as curvas da Fig. 6.11 e 6.12 que representam o dobro do sinal ISHE e o dobro do sinal SRE, respectivamente.

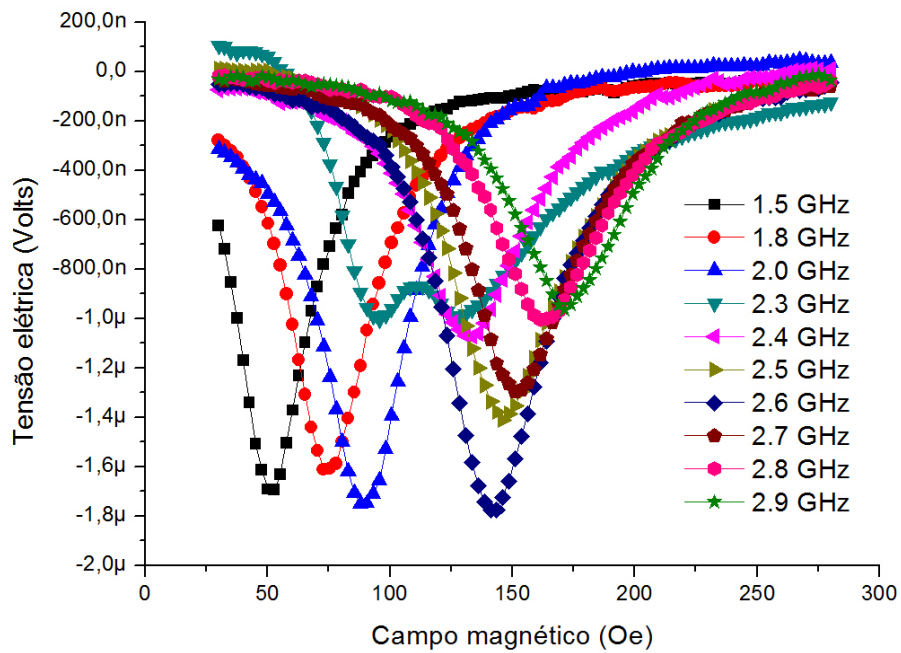


Figura 6.11 – ISHE em função da frequência para amostra de Py/Pd .

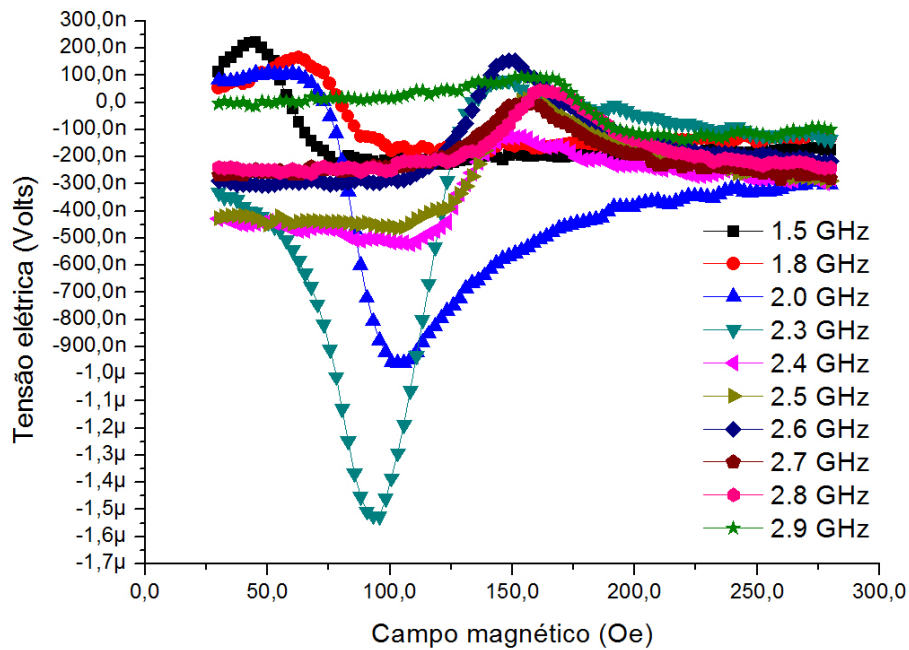


Figura 6.12 – SRE em função da frequência para amostra de Py/Pd .

Os sinais referente aos SRE, Fig. 6.12, apresentam inversão de sentido dependendo da frequência da micro-onda aplicada. Para a frequência de 1.8 GHz o sinal é positivo, para 2.3 GHz é negativo e para 2.8 GHz é positivo. Esta mudança está relacionada a ϕ (diferença de fase entre a micro-onda elétrica e a magnética). A propagação é diferente para comprimentos de ondas distintos.

Na Fig. 6.13 é mostrado a evolução conforme a frequência das amplitudes do sinal de ISHE e SRE. Chamamos a atenção para a frequência de 2.3 GHz, a qual há uma súbita mudança no sinal de SRE e ISHE. Este fato pode ser atribuído à intensificação dos picos de reversão da magnetização nesta frequência. Nesta faixa de frequência analisada não é possível observar um comportamento coerente para os efeitos presentes, seria necessário estender a análise para outras frequências.

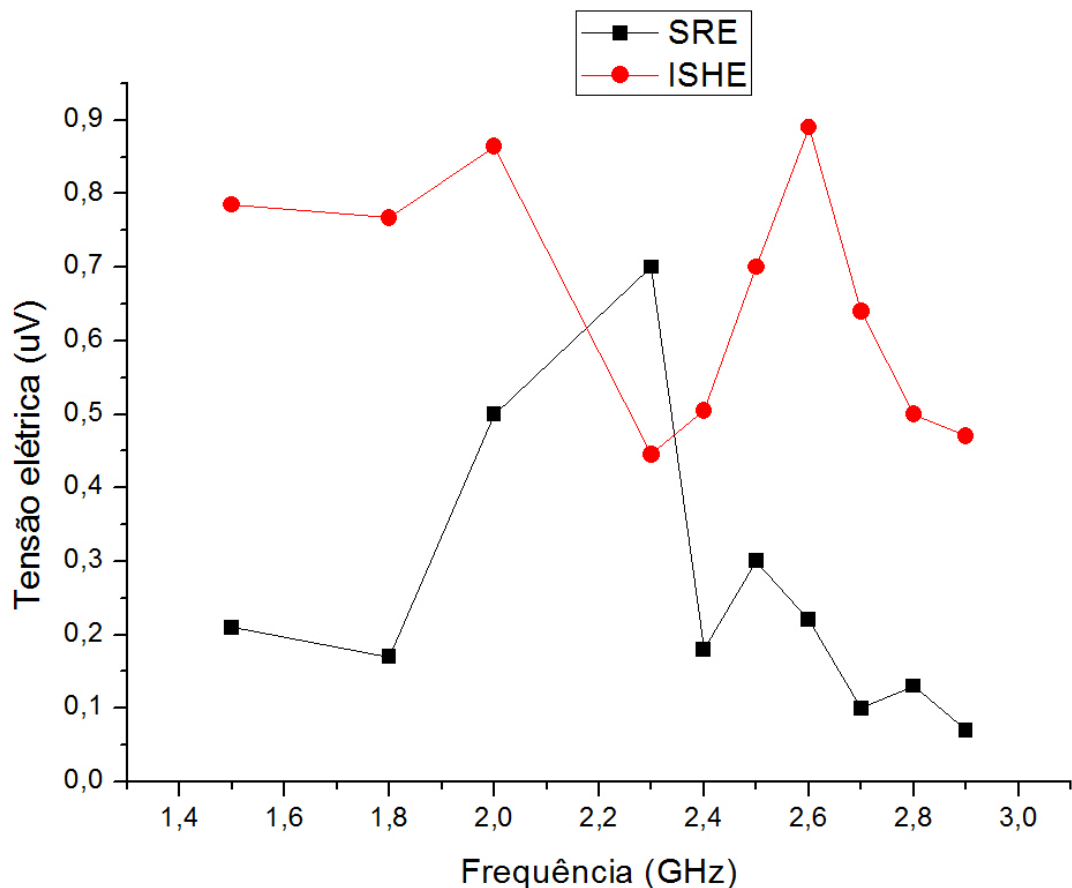


Figura 6.13 – Módulo das amplitudes de SRE e ISHE em função da frequência, amostra de Py/Pd .

Analisando as Fig. 6.11 notamos que a frequência que apresenta maior amplitude de sinal ISHE é a frequência de 2.6 GHz. Para esta frequência realizamos variação angular para conferir o valor de ISHE e observar o comportamento das curvas Lorentzianas e Dispersivas. Ao realizarmos a análise do sinal dc por variação angular é possível encontrar

separadamente as contribuições referentes aos SRE, que são V_{AMR}^x , V_{AMR}^z e V_{AHE} .

A separação do sinal para a frequência de 2.6 GHz é feita na Fig. 6.14 pelo método universal. O valor encontrado para o ISHE é de aproximadamente $-0.90 \mu V$ e SRE $0.17 \mu V$. Estes valores são obtidos dividindo por dois as amplitudes dos picos de tensão da Fig. 6.14. A medida foi realizada com ϕ_H de 90° , assim não temos contribuições de V_{AMR}^z nos efeitos de retificação.

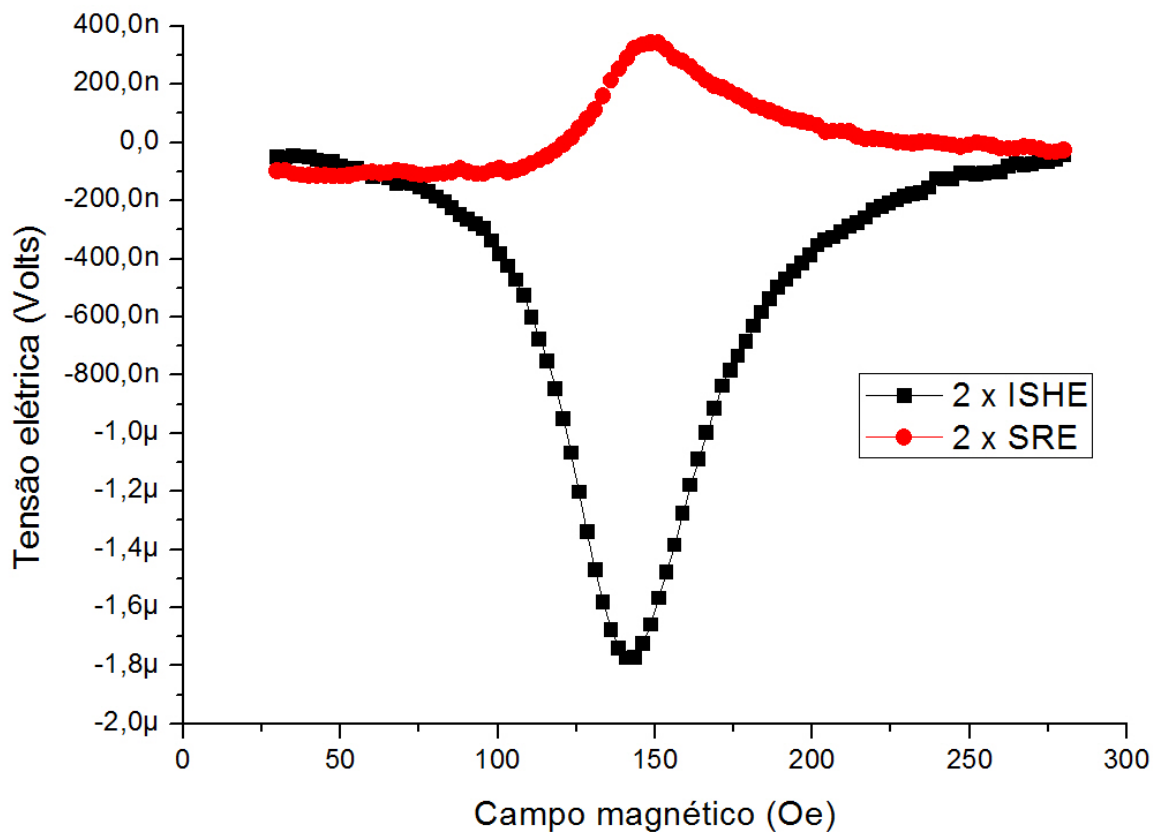


Figura 6.14 – SRE e ISHE separados pelo método universal, amostra de Py/Pd , frequência de 2.6 GHz.

6.3.1.1 Variação angular para a amostra de Py/Pd em 2.6 GHz

Através do método de variação angular encontraremos as amplitudes A'_L e A_D das curvas Lorentzianas e Dispersivas para separar as contribuições de cada efeito.

Ajustando os picos de tensão dc por

$$V = D \frac{\Delta H(H - H_r)}{(H - H_r)^2 + \Delta H^2} + L \frac{\Delta H^2}{(H - H_r)^2 + \Delta H^2} \quad (6.2)$$

obtemos os valores de L e D para cada ângulo ϕ_H . O ajuste e a medida podem ser observados na Fig. 6.15.

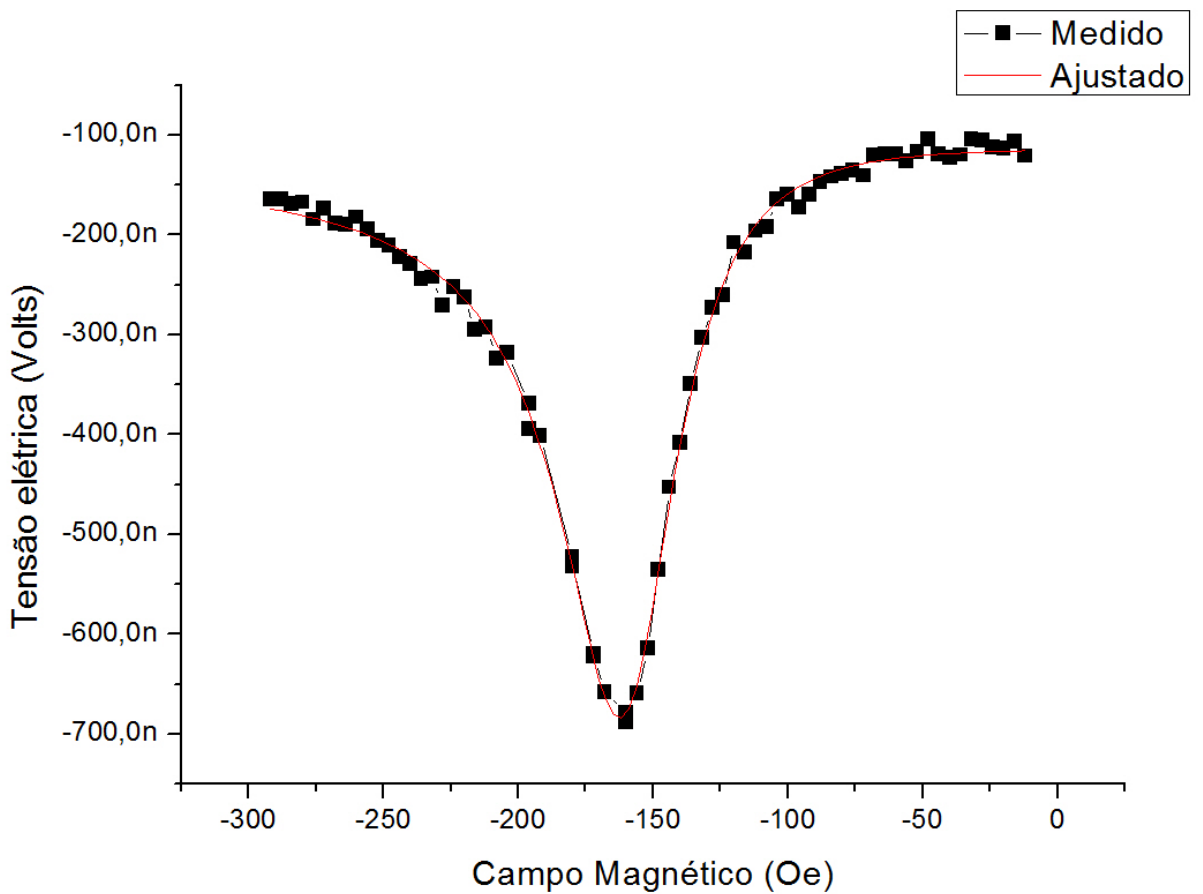


Figura 6.15 – Pico de tensão dc , medido e ajustado pela Eq. 6.2.

Extraímos a contribuição L e D para os diferentes ângulos ϕ_H obtendo a curva da Fig. 6.16.

Sabemos que o sinal referente a ISHE contribui com $\text{sen}^3(\phi_H)$ na curva Lorentziana. Relativamente próximo de um $\text{sen}^3(\phi_H)$ é o comportamento da curva Lorentziana, curva preta da Fig. 6.16.

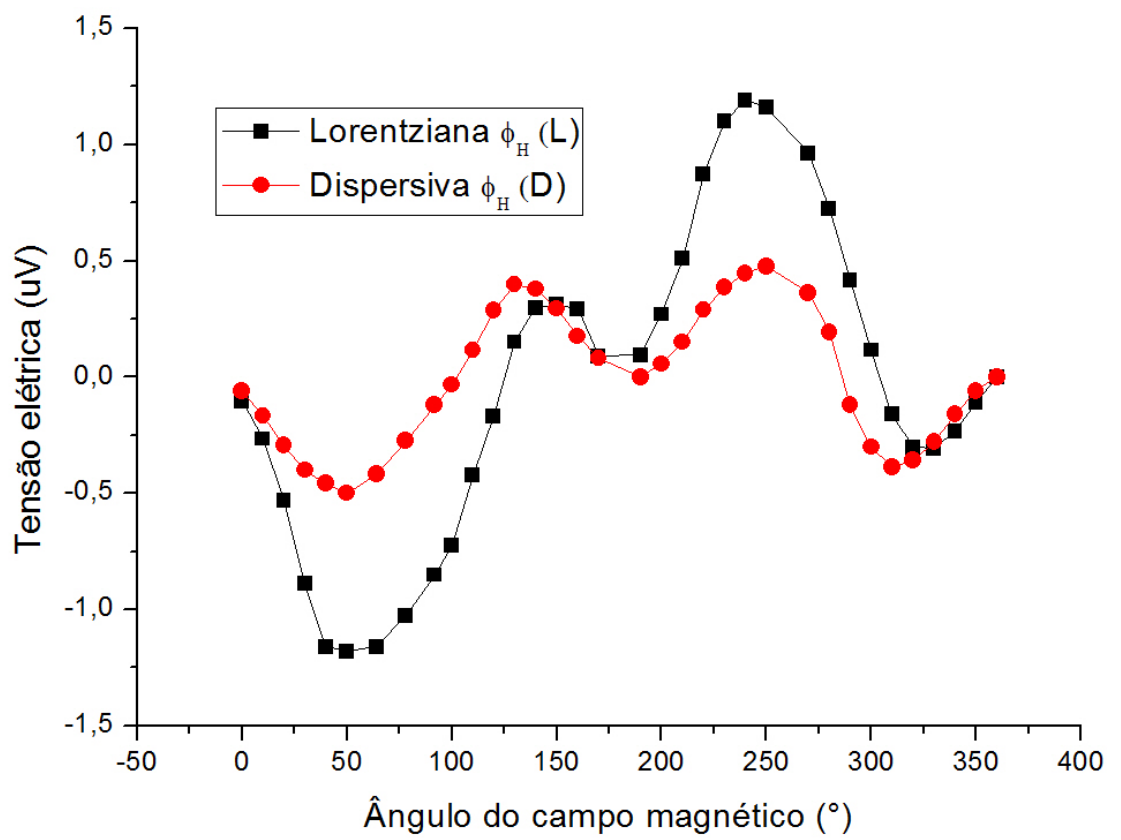


Figura 6.16 – Curva Lorentziana e Dispersiva ajustadas para diferentes ϕ_H , frequência de 2.6 GHz.

Ajustando as curvas Lorentziana e Dispersiva por,

$$A'_L = -\text{sen}(\phi)[V_{AMR}^x \text{sen}(\phi_H) \cos(2\phi_H) - V_{AMR}^z \text{sen}(\phi_H) \text{sen}(2\phi_H)] - V_{AHE} \cos(\phi) \text{sen}(\phi_H) + \mathbf{V}_{dc}^{\text{ISHE}} \text{sen}^3(\phi_H) \quad (6.3)$$

$$A_D = \cos\phi[V_{AMR}^x \text{sen}(\phi_H) \cos(2\phi_H) - V_{AMR}^z \text{sen}(\phi_H) \text{sen}(2\phi_H)] - V_{AHE} \cos(\phi) \text{sen}(\phi_H), \quad (6.4)$$

chegamos aos valores da Tab. 6.1 para o sinal medido.

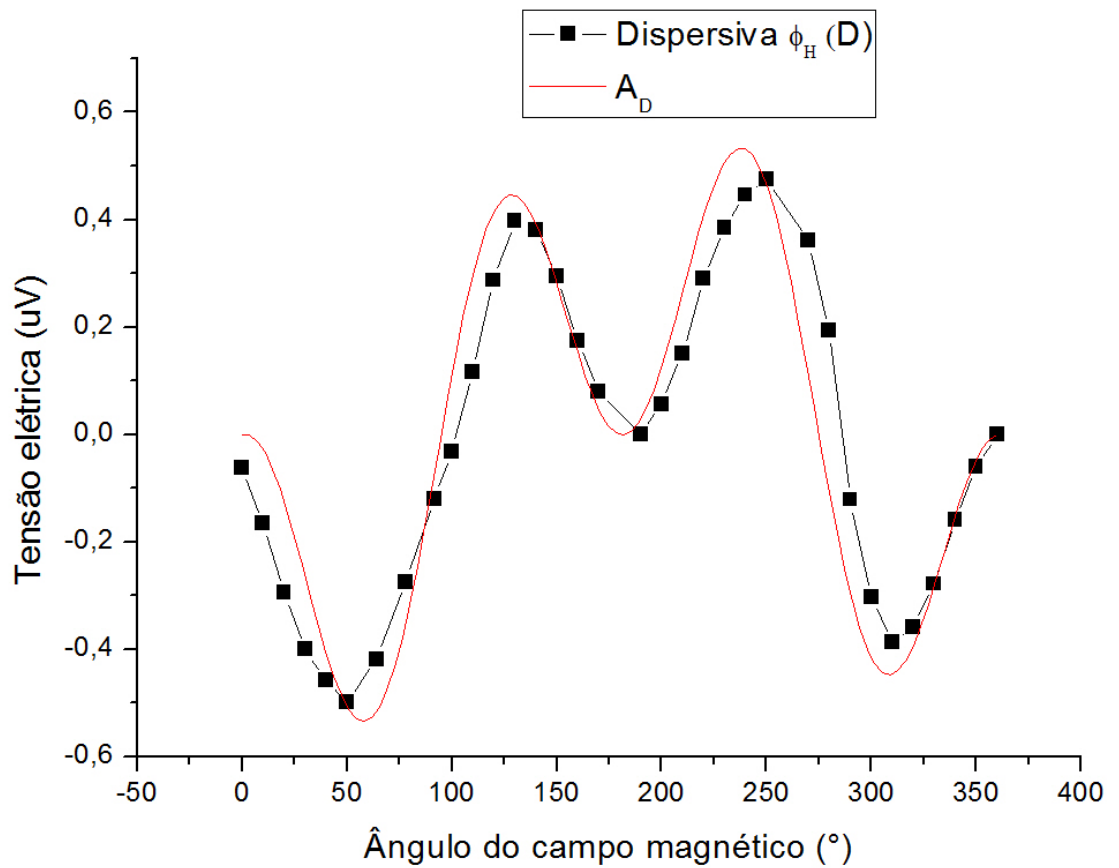


Figura 6.17 – Curva Dispersiva ajustada. Amostra de *Py/Pd*, 2,6 GHz.

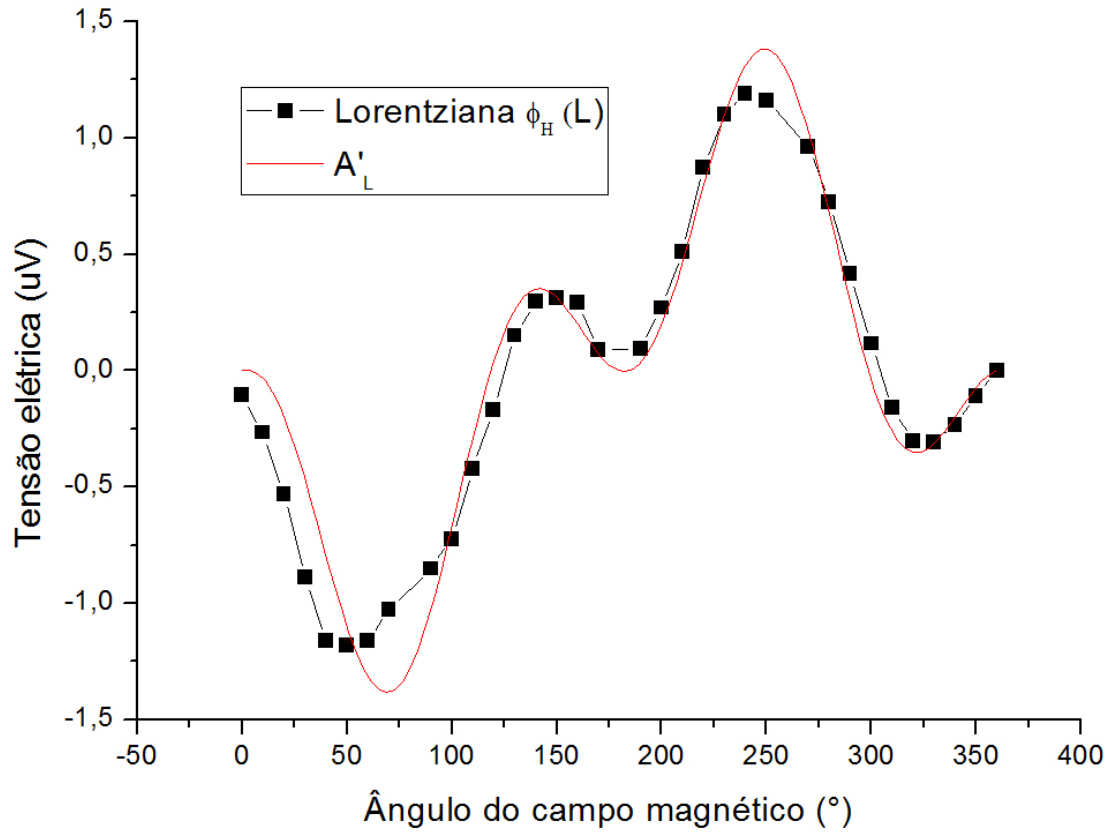


Figura 6.18 – Curva Lorentziana ajustada. Amostra de Py/Pd , 2.6 GHz.

As contribuições para o sinal de tensão dc extraídos através do método de variação angular, para a frequência de 2.6 GHz, são as da Tab. 6.1.

Tabela 6.1 – Contribuições do sinal medido. Frequência de 2.6 GHz.

Contribuição	Tensão elétrica (μV)
V_{AMR}^x	0.15
V_{AMR}^z	1.10
V_{AHE}	0.03
V_{dc}^{ISHE}	-0.90
ϕ	-55°

Os ajustes para a curva Lorentziana e Dispersiva são feitos com os mesmos valores das contribuições, assim como a fase ϕ .

Na análise pelo método universal encontramos que a amplitude do sinal referente a ISHE era de $-0.90 \mu V$. Conforme Tab. 6.1, o valor encontrado pelo método de variação angular para esta tensão também foi de $-0.90 \mu V$. Lembrando que os SRE são as somas de $V_{x_{AMR}}$, $V_{z_{AMR}}$ e V_{AHE} obtemos V_{dc}^{SRE} de $1.28 \mu V$. O valor de V_{dc}^{SRE} não confere com o valor encontrado pelo método universal que era de $0.17 \mu V$. A explicação é que a análise pelo método universal é realizada na orientação de 90° para ϕ_H , onde a contribuição de $V_{z_{AMR}}$ é nula. A componente $V_{z_{AMR}}$ é anulada para ϕ_H igual a 90° por sua dependência ser uma função $\text{sen}(2\theta)$. Se desconsiderarmos a contribuição $V_{z_{AMR}}$ que é de $1.1 \mu V$ obtemos $0.17 \mu V$, valor também encontrado pelo método universal. Note que V_{AMR}^x e V_{dc}^{ISHE} tem sinais contrários, bem como as amplitudes dos picos de tensão extraídos pelo método universal na Fig. 6.14.

Comparando os resultados encontrados com os de [37], apresentados na Fig. 6.19, nossos resultados são satisfatórios, por estarmos utilizando Pd que é menos eficiente em converter corrente de spin em corrente de carga. A amostra que mais se assemelha em dimensão com a que trabalhamos é a a) da Fig. 6.19. Conseguimos ajustar com coerência as curvas e obter bons valores para ISHE. É importante ressaltar que as espessuras das camadas que utilizamos são bem inferiores.

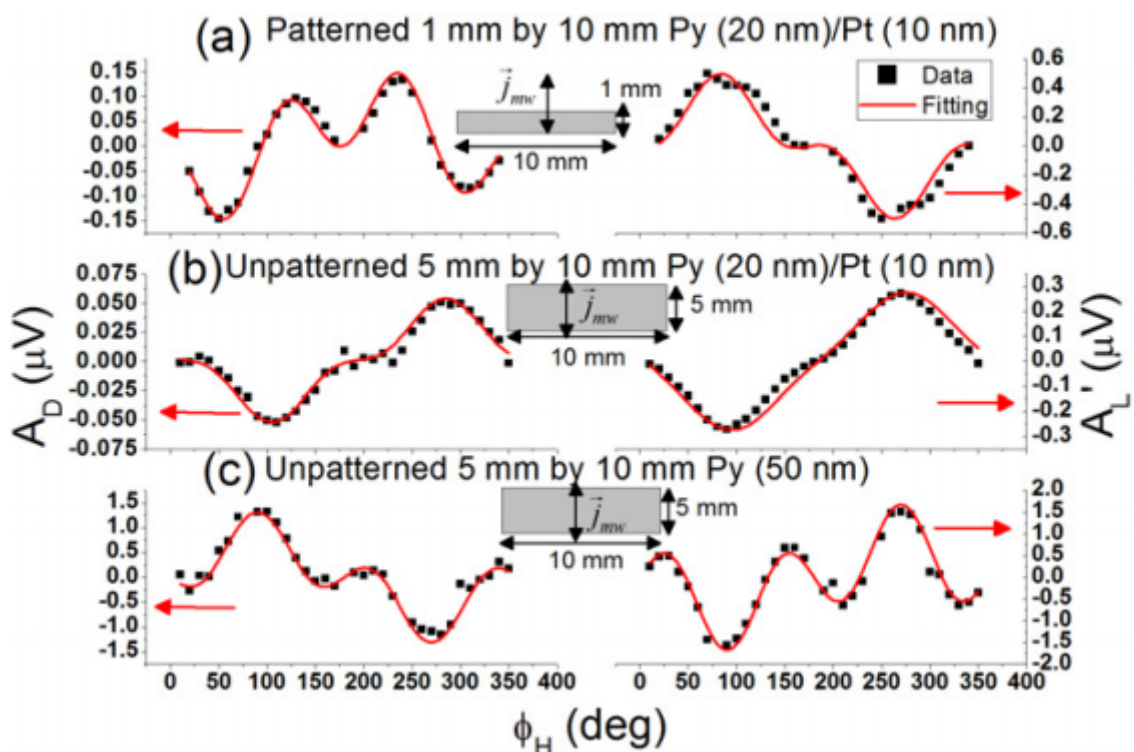


Figura 6.19 – Ajustes para amostra de Py/Pt feito por [37] usando mesmo método.

O fato de termos encontrado uma grande contribuição de V_{AMR}^z na análise por variação angular, motivou a realizar a variação angular em outra frequência. Para nos distanciar

dos picos de tensão referentes a inversão da magnetização escolhemos uma frequência maior. Realizamos variação angular para frequência de 2.8 GHz.

6.3.1.2 Variação angular para a amostra de Py/Pd em 2.8 GHz

A Fig. 6.20 mostra as curvas Lorentziana e Dispersivas ajustadas para diferentes ϕ_H .

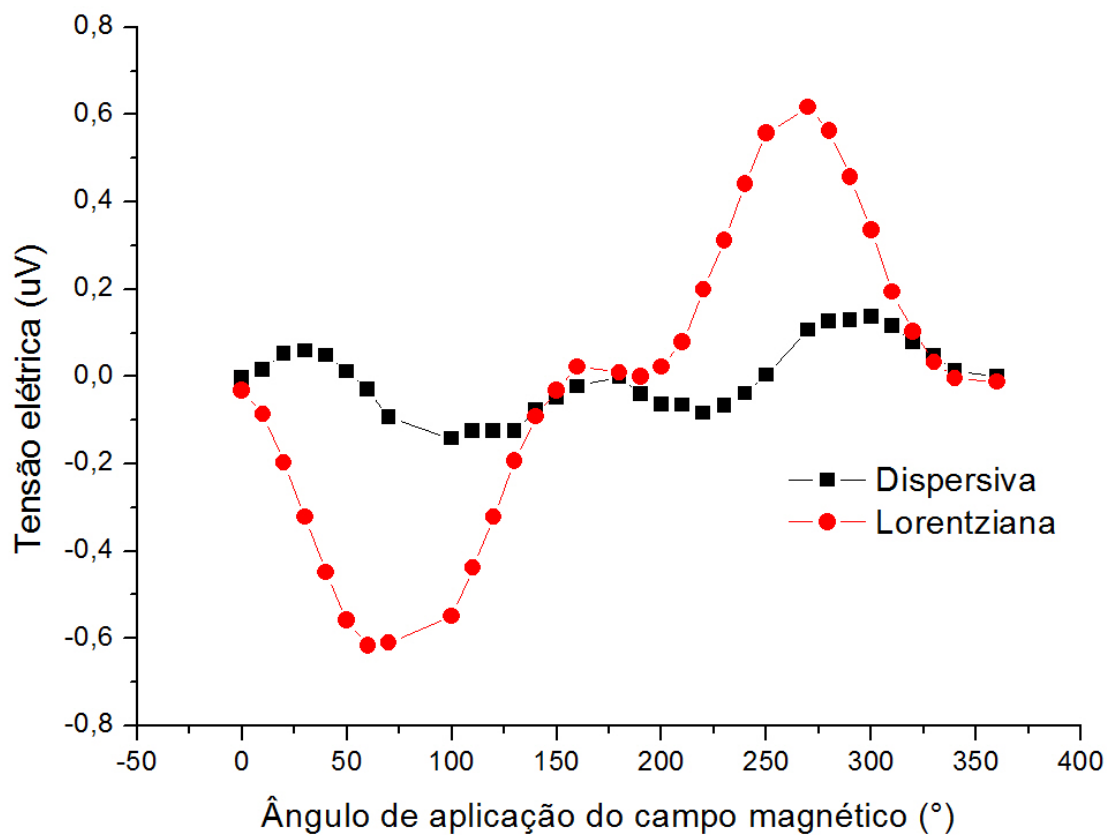


Figura 6.20 – Lorentziana e Dispersiva da amostra de Py/Pd . Frequência de 2.8 GHz.

É sabido que tanto a curva Lorentziana (L) como a Dispersiva (D) são ajustadas para as mesmas amplitudes. Na Fig. 6.20 é possível notar que a amplitude da Lorentziana é muito maior que a de Dispersiva, esta saliente diferença é referente a tensão gerada pelo ISHE que contribui apenas na Lorentziana.

Os ajustes para as amplitudes das curvas L e D são feitos através das equações 4.20 e 4.9, respectivamente. Os ajustes são mostrados nas Fig. 6.21 e 6.22.

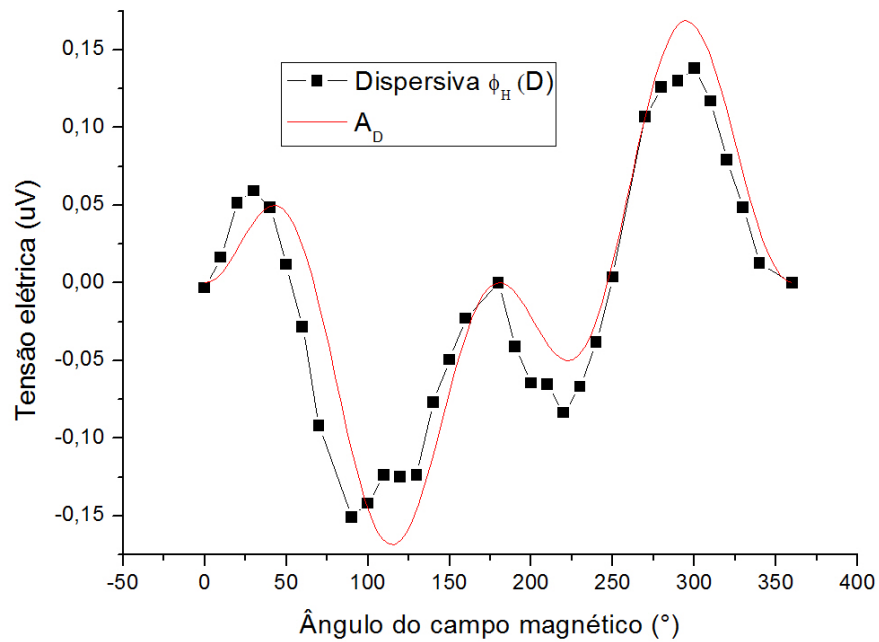


Figura 6.21 – Dispersiva ajustada, amostra de Py/Pd . Frequência de 2.8 GHz.

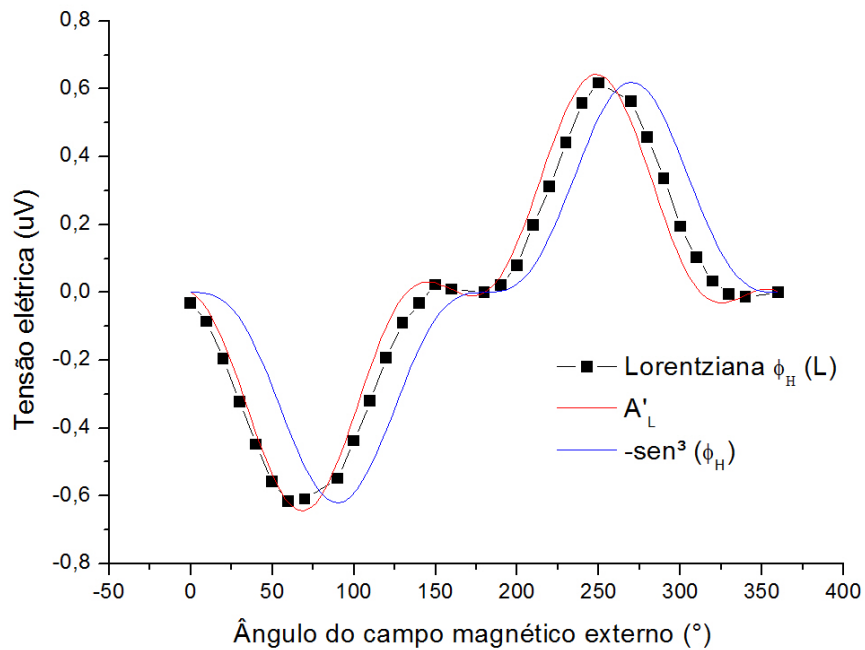


Figura 6.22 – Lorentziana ajustada, amostra de Py/Pd . Frequência de 2.8 GHz.

Tabela 6.2 – Contribuições do sinal medido. Frequência de 2.8 GHz.

Contribuição	Tensão elétrica (μV)
V_{AMR}^x	0.15
V_{AMR}^z	-0.37
V_{AHE}	0.06
V_{dc}^{ISHE}	-0.60
ϕ	70°

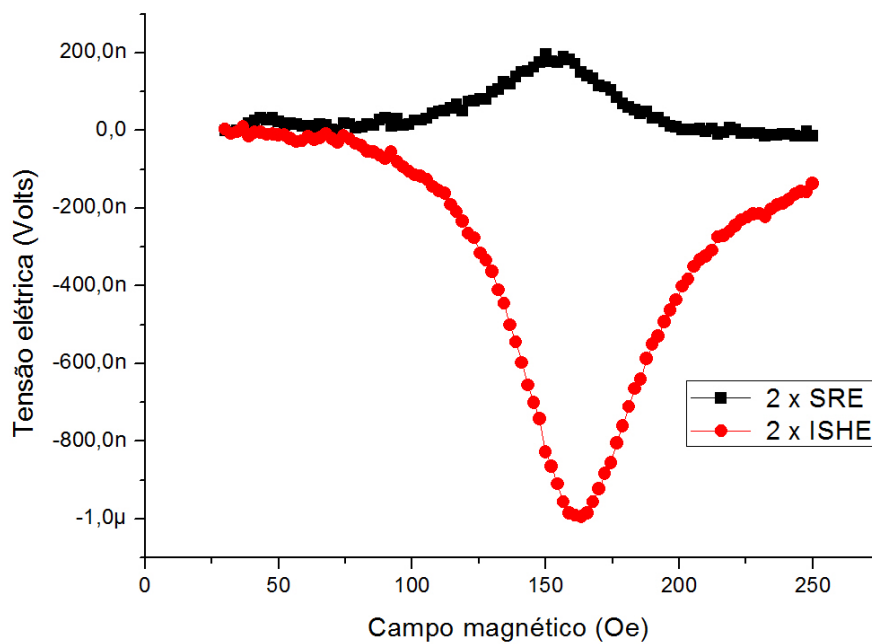


Figura 6.23 – Método universal para frequência de 2.8 GHz.

Comparando com os valores encontrados para a frequência de 2.6 GHz obtivemos uma diminuição da amplitude de ISHE, mas em contrapartida os SRE ficaram muito inferiores. A frequência de 2.8 GHz possibilitou a redução da contribuição V_z^{AMR} que estava sobresaindo ao sinal ISHE. Olhando para Fig. 6.23 é possível ver que a amplitude de SRE é muito inferior e que os valores conferem com os encontrados na Tab. 6.2. Ao analisarmos os valores encontrados para os SRE, tanto na frequência de 2.6 como 2.8 GHz, é possível ver que V_z^{AMR} é relativamente maior que V_x^{AMR} . O motivo é que z é a maior dimensão da amostra. A contribuição V_{AHE} é sempre bem inferior devido a espessura da amostra ser a menor dimensão.

Analisando a curva Lorentziana, Fig. 6.22, o pequeno deslocamento em relação à curva $\text{sen}^3(\phi_H)$, curva azul, é devido a presença significativa de V_z^{AMR} . Foi observado que V_{AMR}^x contribui com a amplitude das curvas, como seu sinal é baixo não há evidente

diferença entre as curvas em amplitude. A principal contribuição a curva Lorentziana é referente a ISHE, ao invertermos seu sinal invertemos a curva. Observe Fig. 6.24.

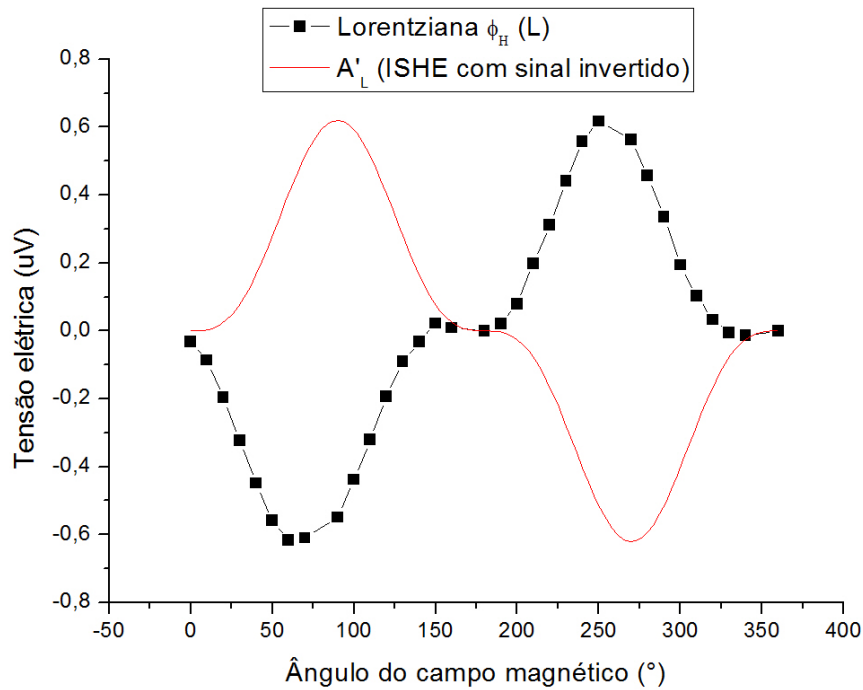


Figura 6.24 – Invertendo o sinal do ISHE invertemos a curva.

Os valores apresentados na Fig. 6.25 foram obtidos por [37], utilizando como conversor de corrente de spin em corrente de carga a *Pt* que é mais eficiente. A amostra que apresenta dimensões mais próxima da que utilizamos é a de 1 mm x 10 mm. Utilizando espessura de 20 nm de *Py* e 10 nm de *Pt* obtiveram um sinal ISHE de 0.5 μV . Neste trabalho, utilizando amostras com camadas mais finas conseguimos obter sinal de ISHE de 0.6 e 0.9 μV .

Amostra	V_{AMR}^x	V_{AMR}^z	V_{AHE}	$ V_{dc}^{ISHE} $	Φ
1 mm by 10 mm Py (20 nm)/Pt (10 nm)	0.049	0.156	0.01	0.5	18°
5 mm by 10 mm Py (20 nm)/Pt (10 nm)	0.19	0	0.03	0.46	83°
5 mm by 10 mm Py (50 nm)	2.1	0	0.3	0	240°

Figura 6.25 – Valores encontrados para amostras com *Pt* por [37].

Medidas de tensão *dc* já haviam sido realizadas utilizando este aparato experimental por [47], onde bons resultados foram encontrados para ISHE. Ao diminuirmos a espessura de *Py* conseguimos reduzir os SRE e o ISHE predominou.

6.3.2 Amostra com espaçador ZnO .

O objetivo é encontrar a influência da camada de 2 nm de ZnO entre o Py e o Pd . Pela análise da largura de linha a meia altura dos picos de tensão observamos que há um acréscimo de amortecimento.

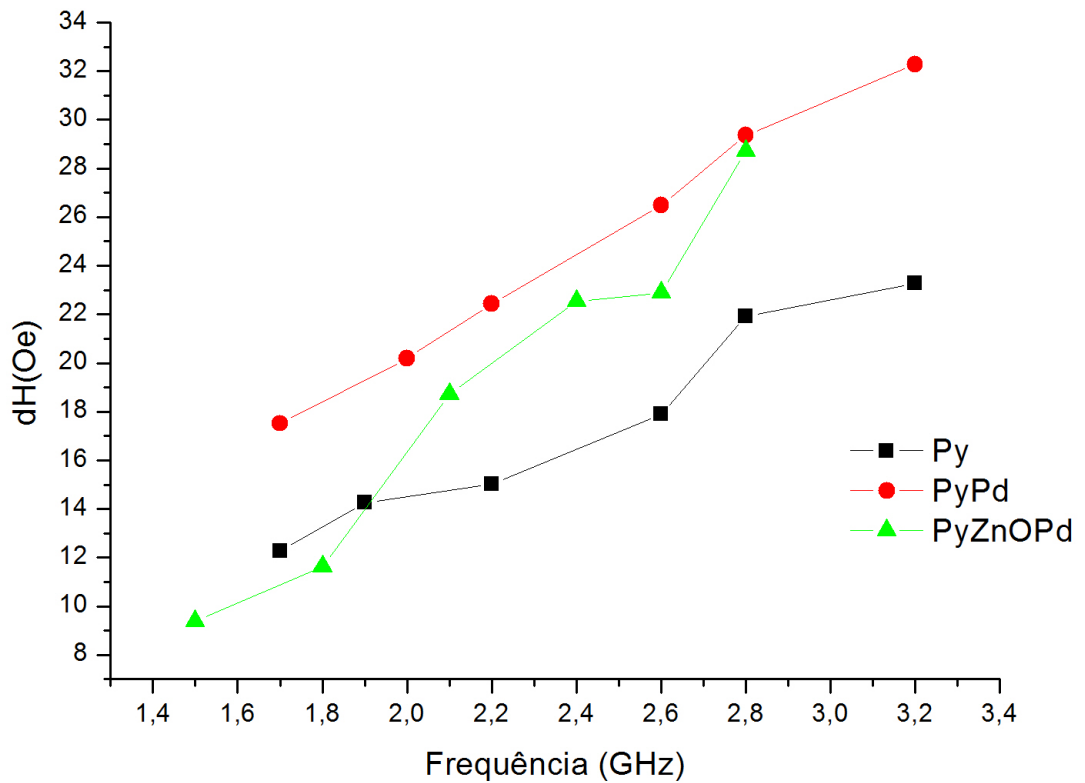


Figura 6.26 – Comparação das larguras de linha.

O amortecimento não pode ser atribuído somente à transferências de momento angular, pois outros mecanismos podem estar envolvidos [48] [49]. Como analisado anteriormente, quanto maior a inclinação da curva maior é o parâmetro de amortecimento. Veja na Fig. 6.26 que a curva da amostra de $Py/ZnO/Pd$ é mais inclinada que as demais.

Para conseguirmos afirmar que há a transferência de momento angular através de 2 nm de ZnO separamos o sinal pelo método universal e buscamos evidências de ISHE.

6.3.2.1 Separação de ISHE e SRE da amostra com ZnO .

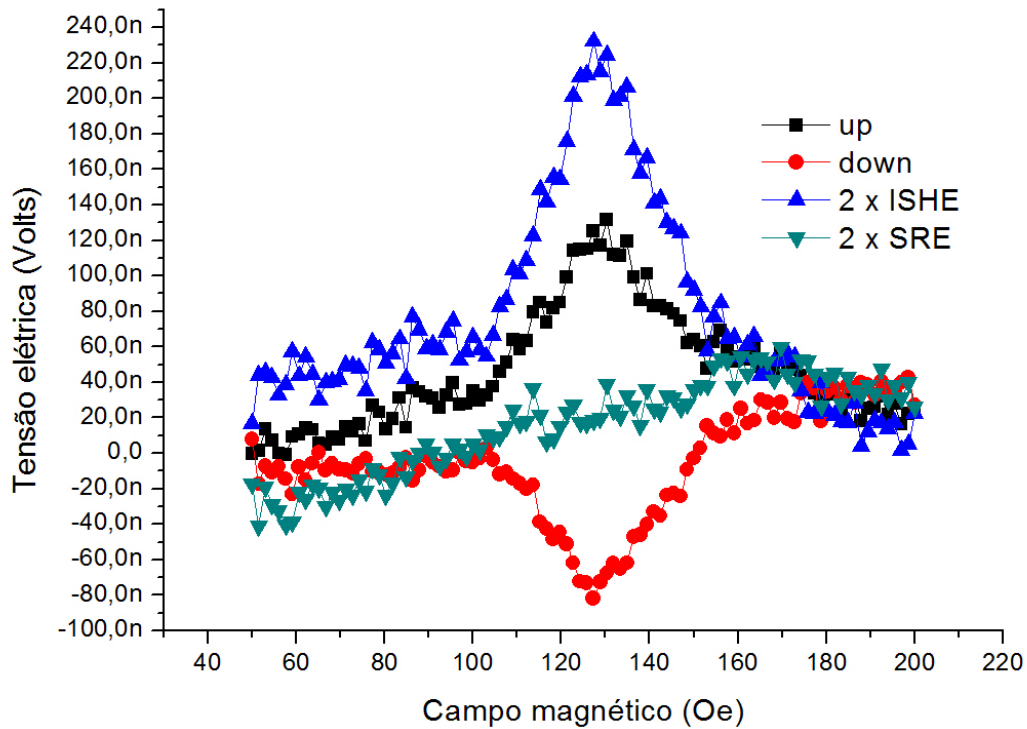


Figura 6.27 – ISHE e SRE para amostra com espaçador de ZnO , em frequência de 2.6 GHz.

Realizamos a medida de tensão dc pelo campo magnético na configuração up e na configuração down. Através do método universal separamos as contribuições dos efeitos obtendo as curvas da Fig. 6.27. A frequência de micro-onda utilizada foi 2.6 GHz, por ser a que apresentou maior amplitude de sinal ISHE na amostra sem espaçador de ZnO . Observamos que o sinal ISHE sofreu uma redução se comparado com a amostra sem espaçador de ZnO , mas em compensação os SRE são quase nulo.

Uma maneira de explicar estes resultados é que a camada de ZnO limita a corrente de carga gerada no Py pelos SRE sem inibir totalmente a transferência de momento angular. Havendo a passagem de correntes de spin pela camada de ZnO esta é convertida em corrente de carga na camada de Pd por ISHE. Estudos mais detalhados com diferentes espessuras serão desenvolvidos a fim de buscar a espessura limite para haver apenas ISHE.

7 CONCLUSÃO

Das medida de AMR com corrente alternada não conseguimos encontrar contribuições devido ao efeito Hall de spin. O principal motivo pode ser atribuído a geometria das amostras não propiciar a maximização do efeito.

Usando uma camada mais fina e mais estreita de P_y do que o trabalho de [37], que utilizou Pt , chegamos a uma predominância de ISHE utilizando Pd . O motivo é a baixa quantidade de material para gerar SRE, sendo a amostra mais estreita diminui a contribuição V_x^{AMR} . Observamos que os picos de tensão lidos com maior amplitude não configuram maior intensidade do sinal ISHE, já que os mesmos são uma soma dos efeitos ISHE e SRE.

Na faixa de frequência que analisamos obtivemos maior amplitude de ISHE para 2.6 GHz. Tanto as amplitudes de ISHE como de SRE não apresentam uma evolução coerente com a frequência. Ainda é necessário analisar para maiores frequências. Realizamos variação angular na frequência de 2.6 e 2.8 GHz para conferir o valor de ISHE. Os valores encontrados pelos dois métodos foram condizentes.

Pelo método variação angular obtivemos para a frequência de 2.8 GHz uma predominância do sinal ISHE. As curvas ajustadas para esta frequência foram muito boas. A curva Lorentziana ficou bem caracterizada por $\text{sen}^3(\phi_H)$, função que descreve o efeito Hall de spin inverso.

Ao analisar a amostra com 2 nm de ZnO observamos um acréscimo de amortecimento devido a camada de ZnO . Separando os sinais pelo método universal obtivemos SRE quase nulo. Estes resultados nos motivam a investigar a propagação de correntes de spin em óxidos, assunto não discutido na literatura até o momento.

8 PERSPECTIVAS

Trabalhar com β -Ta (002) no lugar de *Pd* por ser economicamente mais viável. Para isso é preciso encontrar os parâmetros de deposição adequados. Um tempo será investido para crescê-lo nesta estrutura. Efeitos melhores podem ser esperados devido o maior número atômico.

Realizar medidas de magnetização fora do plano da amostra para ter garantia do campo magnético de saturação das mesmas.

Desenvolver amostras com litografia Laser na geometria Hall *bar* e para medidas de AMR.

Fazer estudo semelhante a este para materiais distintos. Utilizando *Co* no lugar de *Py*, por exemplo. Realizar a análise de ISHE em função da frequência pelo método de variação angular.

Trabalhar com simulação computacional, pois percebo que é uma maneira de ganhar tempo, visto que, muitos fatos podem ser previstos antes de serem executados.

Analisar a influência da espessura da camada de *ZnO* entre o FM/NM, a fim de encontrar a espessura que bloqueia a transferência de momento angular e a corrente elétrica. As amostras com espessura de *ZnO* variando 2,4,6 e 10 nm já foram depositadas, mas é conveniente utilizar espessuras menores.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- 1 KATO, Y. K. et al. Observation of the spin hall effect in semiconductors. *Science*, 2004.
- 2 TSEKOVNYAK, Y.; BRATAAS, A.; BAUER, G. E. W. Enhanced gilbert damping in thin ferromagnetic films. *Phys. Rev. Lett.*, 2002.
- 3 UCHIDA, K. et al. Observation of the spin seebeck effect. *Nature*, 2008.
- 4 GETZLAFF, M. *Fundamentals of magnetism*. Springer- Verlag, 2008.
- 5 NICKEL, J. *Magnetoresistance overview*. Hewlett Packard Company, 1995.
- 6 ROSSITER, P. L.; KEANE, T. Small angle magnetization rotation of amorphous ribbons under tensile and compressive stress. *Journal of Materials Science*, 1986.
- 7 NARITA, K.; YAMASAKI, J.; FUKUNAGA, H. Measurement of saturation magnetostriction of a thin amorphous ribbon by means of small- angle magnetization rotation. *IEEE Transactions on Magnetics*, 1980.
- 8 CAN, O. A.; ET al. Unidirectional spin hall magnetoresistance in ferromagnet/normal metal bilayers. *Nature Physics*, 2015.
- 9 BAIBICH, M. N.; ET al. Giant magnetoresistance in fe (001) cr(001) superlattices. *Phys. Rev. Lett.*, 1988.
- 10 LIMA, S. C. Dimensões e magnetorresistência em multicamadas magnéticas. PhD thesis, Programa de PG em Física UFRGS, 2015.
- 11 ALTHAMMER, M. Quantitative study of the spin hall magnetoresistance in ferromagnetic insulador/normal hybrids. *Physical Review B*, 2013.
- 12 SANDIFORD, D. J.; MANDL, F. *Introduction of quantum mechanics*. Department of Physics and Astronomy, University of Manchester, 2003.
- 13 JULLIERE, M. Tunneling between ferromagnetic films. *Physics Letters*, 1975.
- 14 MATHON, J.; UMERSKI, A. Theory of tunneling magnetoresitence of an epitaxia fe/mgo/fe(001) junction. *Physical Review B*, 2001.
- 15 PACE, R. D. D. Estudo do tunelamento em junções túnel de cofe/mgo/cofe. PhD thesis, Programa de PG em Física UFSM, 2011.
- 16 KRONMULLER, H.; PARKIN, S. *Handbook of magnetism and advance magnetic materials*. Wiley interscience, 2007.
- 17 GUIMARAES, A. P. *Magnetism*. CBPF, 2016.
- 18 ACADEMIC, B. Hall effect. *Academic-eb-britannica*, 2016.
- 19 ELETROSIM. Sensores de efeito hall. *Eletrosim.blogspot*, 2016.

- 20 GOMES, M. G. Efeito hall extraordinário em multicamadas granulares de $\text{SiO}_2/\text{Co}/\text{CoO}$ com exchange bias. Thesis Doctor, 2012.
- 21 AINSTEIN, S. Spin hall effect. 2017. Disponível em: <<https://staff.aist.go.jp/v.zayets/spin342SpinHallEffect.html>>.
- 22 CHIEN, C. L.; WESTGATE, C. R. The hall effect and its applications. Plenum, 1980.
- 23 NAGAOSA, N. et al. Anomalous hall effect. Rev. Mod Phys, 2010.
- 24 MAEKAWA, S.; VALENZUELA, S. O.; KIMURA, E. S. T. Spin current. Oxford Science Publications, 2012.
- 25 DYAKONOV, M.; PEREL, V. I. Possibility of orienting electron spins with current. Zh. Eksp. Teor. Fiz., 1971.
- 26 HIRSCH, J. E. Spin hall effect. Phys. Rev. Lett., 1999.
- 27 ZHANG, S. Spin hall effect in the presence of spin diffusion. Phys. Rev. Lett., 2000.
- 28 WUNDERLICH, J. et al. Experimental observation of spin-hall effect in two-dimensional spin-orbit coupled semiconductor system. Phys. Rev. Lett., 2005.
- 29 SINOVA, J. et al. Spin hall effect. arxiv.org, 2014.
- 30 STEVEN, S.; ZHANG, L.; VIGNALE, G. Theory of unidirectional spin hall magnetoresistance in heavy-metal/ferromagnetic metal bilayers. Arxiv, 2016.
- 31 LUI, L.; ET al. Spin-torque switching with the giant spin hall effect of tantalum. Science, 2012.
- 32 LOTZE, J. R. K. Spin pumping in ferrimagnet/normal metal bilayers. Thesis Doctor, 2015.
- 33 SINOVA, J. et al. Spin hall effects. Reviews of Modern Physics, 2015.
- 34 BASS, J.; JR., W. P. P. Spin-diffusion lengths in metals and alloys, and spin-flipping at metal/metal interfaces: an experimentalist's critical review. Journals Physics Condens. Matter, 2007.
- 35 GRIFFITHS, J. H. E. Anomalous high-frequency resistance of ferromagnetic metals. Nature, 1946.
- 36 GILBERT, T. L. Classics in magnetism a phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials. 2004.
- 37 SOH, W. T.; PENG, B.; ONG, C. K. An angular analysis to separate spin pumping-induced inverse spin hall effect from spin rectification in a Py/Pt bilayers. J.Phys.D Appl. Phys, 2014.
- 38 WANG, Q.; ZHANG, W.; ZHANG, W. Separation of inverse spin hall effect and spin rectification effect by inverting spin injection direction in NiFe/Ta bilayers film. Solid State Communications, 2016.

- 39 TAO, X. D.; FENG, Z.; MIAO, B. F. The spin hall angle and spin diffusion length of pd measured by spin pumping and microwave photoresistance. *Journal of Applied Physics*, 2014.
- 40 SAITOH, E. et al. Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin- hall effect. *Applied Physics Letters*, 2006.
- 41 TSERKOVNYAK, Y.; BRATAAS, A.; BAUER, G. E. W. Spin pumping and magnetization dynamics in metallic multilayers. *Physical Review B*, 2002.
- 42 ZHANG, W. et al. Separating inverse spin hall voltage and spin rectification voltage by inverting spin injection direction. *Applied Physics Letters*, 2016.
- 43 SILVA, O. E. da. Estudo do exchange bias em filmes finos de nife/femn (bicamadas) e nife/irmn (multicamadas). PhD thesis, Programa de PG em Física UFSM, 2016.
- 44 CULLITY, B. D. Elements of x-ray diffraction. Reading Addison- Wesley, 1996.
- 45 KLUG, H. P.; ALEXANDER, L. E. X-ray diffraction procedures. John Wiley e Sons, 1974.
- 46 IGFR, X. Cristalografia. Xtal/iqfr/csic, 2017.
- 47 SEEGER, R. L. Detecção elétrica de correntes de spin em sistemas nanoestruturados. Trabalho de Graduação, Física - UFSM, 2016.
- 48 FLEBUS, B.; DUINE, R. A.; TSERKOVNYAK, Y. Landau-lifshitz theory of the magnon-drag thermopower. *EPL*, 2016.
- 49 LINDNER, J. et al. Non-gilbert-type damping of magnetic excitations in ultrathin ferromagnets: importance of magnon-magnon scattering. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2004.