

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

**MULTICAMADAS MAGNÉTICAS E  
PSEUDOVALVULAS DE SPIN COM ANISOTROPIA  
PERPENDICULAR SOBRE SUBSTRATOS  
NANOESTRUTURADOS**

**TESE DE DOUTORADO**

**Diego Saldanha da Rosa**

**Santa Maria, RS, Brasil**

**2018**

**MULTICAMADAS MAGNÉTICAS E PSEUDOVALVULAS  
DE SPIN COM ANISOTROPIA PERPENDICULAR  
SOBRE SUBSTRATOS NANOESTRUTURADOS**

**Diego Saldanha da Rosa**

Tese de Doutorado apresentada ao Programa de Pós-graduação de Física,  
Área de Concentração em Física da Matéria Condensada, da Universidade  
Federal de Santa Maria (UFSM, RS), como requisito parcial para obtenção do  
grau de  
**Doutor em Física.**

**Orientador: Prof. Lucio Strazzabosco Dorneles**

**Coorientador: Prof. Juliano Denardin**

**Santa Maria, RS, Brasil**

**2018**

Saldanha, Diego  
MULTICAMADAS MAGNÉTICAS E PSEUDOVALVULAS DE SPIN COM  
ANISOTROPIA PERPENDICULAR SOBRE SUBSTRATOS  
NANOESTRUTURADOS / Diego Saldanha.- 2018.  
81 p.; 30 cm

Orientador: Lucio Dorneles  
Coorientador: Juliano Denardin  
Tese (doutorado) - Universidade Federal de Santa  
Maria, Centro de Ciências Naturais e Exatas, Programa de  
Pós-Graduação em Física, RS, 2018

1. Anisotropia magnética perpendicular 2.  
Pseudoválvula de spin 3. Óxido de alumínio anodizado 4.  
Cobalto 5. Paládio I. Dorneles, Lucio II. Denardin,  
Juliano III. Título.

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

---

©2018

Todos os direitos autorais reservados a Diego Saldanha da Rosa.

A reprodução de partes ou do todo deste trabalho só poderá ser feita mediante a citação da fonte, com autorização do autor.

Endereço: Laboratório de Magnetismo e Materiais Magnéticos, Departamento de Física, Centro de Ciências Naturais e Exatas, Universidade Federal de Santa Maria, Avenida Roraima, 1000, Bairro Camobi, 97105-900, Santa Maria - RS

Fone: +55-(55)-3220-8618, +55-(55)-99117-9799;

e-mail: diego.saldanha@ymail.com

L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X

---

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

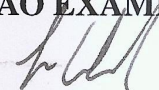
A Comissão Examinadora, abaixo assinada,  
aprova a Tese de Doutorado

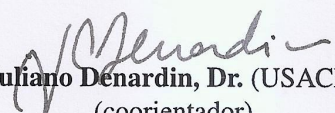
**MULTICAMADAS MAGNÉTICAS E PSEUDOVALVULAS DE SPIN  
COM ANISOTROPIA PERPENDICULAR SOBRE SUBSTRATOS  
NANOESTRUTURADOS**

elaborada por  
**Diego Saldanha da Rosa**

como requisito parcial para obtenção do grau de  
**Doutor em Física**

**COMISSÃO EXAMINADORA:**

  
**Lucio Strazzabosco Dorneles, Dr.**  
(Presidente/orientador)

  
**Juliano Denardin, Dr. (USACH)**  
(coorientador)

  
**Andre Gundel, Dr. (UNIPAMPA)**

  
**Antonio Marcos Helgueira de Andrade, Dr. (UFRGS)**

  
**Natália de Freitas Daudt, Dr. (UFSM)**

  
**Eleonir Calegari, Dr. (UFSM)**

Santa Maria, 28 de março de 2018.

*“O maior bem do Homem é uma mente inquieta.”*

(ISAAC ASIMOV)

## AGRADECIMENTOS

Um trabalho desses não seria possível sem a ajuda e companhia dos colegas, amigos e família. Desculpe-me se esqueci alguém, juro que não foi por gosto.

Ao Lucio e ao Juliano pela orientação e amizade;

Aos professores do LMMM, Schelp, Carara, Artur, Ricardo, Thiago Burgo pela amizade, discussões e ajudas neste trabalho e em todo meu tempo no laboratório;

Aos colegas, ex-colegas e amigos do LMMM: Danusa, Calega, Rafael(Banana), Mori, Fabião, Josué, Teco, Vivian, Matheus, Luciane, Paula, Dugato, Rafael (R2), Angélica, Junara, Julia, Oreci, Wagner, Denilson, Gazola que sempre presentes, ajudaram em todos os momentos direta e indiretamente no trabalho, tanto em conteúdo, tanto em conversas, risadas, cervejas e cafés. E que me aguentaram todos esses anos.

Aos meus grandes amigos Maurício e Paloma, que independente da distância e do tempo sempre estiveram ao meu lado, me dando apoio em todos os momentos.

A minha família, meu pai, minha mãe e meu irmão, que me apoiaram e me aturaram nesse tempo todo. Tadi, minha amiga, minha namorada, minha companheira, que me suporta como ninguém e me dá uma enorme força.

And here, for a part of my studies in Dublin, that I found great colleagues and friends. To Prof. Plamen, thank you for the opportunity and supervision; To Prof. Mike Coey for welcoming me; To Katarzyna (thanks for teaching me, for the companion and BEERS), Stephen (or Peter?), Jane, Karl, Nigel, Gwenael, Akshara, Karsten, Ross, Ajay, Laurene, Amir, Venk, Anna, João (bastardo), Matthias, Julia, Romy (Hi, nice to meet you), Amir, James, Parvaneh, Sonia, Katja, Lukas, Brian, Sara, Maluko thanks you all, was a short time, but was amazing. Thanks for the talks, work, for the laughs and a lot of beers.

## RESUMO

Tese de Doutorado  
Programa de Pós-graduação em Física  
Universidade Federal de Santa Maria

### MULTICAMADAS MAGNÉTICAS E PSEUDOVALVULAS DE SPIN COM ANISOTROPIA PERPENDICULAR SOBRE SUBSTRATOS NANOESTRUTURADOS

AUTOR: DIEGO SALDANHA DA ROSA

ORIENTADOR: LUCIO STRAZZABOSCO DORNELES

COORIENTADOR: JULIANO DENARDIN

Data e Local da Defesa: Santa Maria, 28 de março de 2018.

Multicamadas de Co/Pd e pseudovalvulas de spin (PSV) de [Co/Pd] / Co / (Pd ou Cu) / [Co/Pd] com diferentes configurações foram crescidas, utilizando a técnica de *magnetron sputtering* dc, sobre substratos de vidro e diferentes substratos de óxido de alumínio anodizado nanoestruturados (AAO), tanto sobre poros quanto sobre domos. Caracterizações estruturais foram feitas por meio de difração de raios x e reflectometria de raios x, e caracterização por imagens foram realizadas utilizando microscópio de força atômica e microscópio eletrônico de varredura. O comportamento magnético foi medido utilizando um magnetômetro de gradiente de campo alternado e imagens magnéticas da superfície foram observadas utilizando um microscópio de força magnética. Medidas de transporte de efeito Hall extraordinário e de magnetorresistência tiveram um importante papel nas investigações deste trabalho. O comportamento da reversão magnética nas multicamadas é dependente da espessura do cobalto, sendo que para espessuras menores do que 4Å a magnetização se mantém perpendicular a superfície da amostra. A inversão na magnetização das PSV é caracterizada por duas fases, como consequência do desacoplamento entre as multicamadas que é fortemente dependente da espessura do espaçador e do número de repetições das bicamadas de Co/Pd. A coercividade dos filmes crescidos sobre membranas de AAO é maior do que a dos filmes contínuos devido ao maior número de imperfeições que funcionam como pontos de fixação para os domínios magnéticos. Uma evolução nos valores de magnetorresistência foi obtido em função da espessura do espaçador e número de bicamadas Co/Pd. Picos anômalos nas medidas de efeito Hall nas PSVs mostram a possibilidade de aplicações em sistemas de armazenamento magnético não volátil.

**Palavras-chave:** Anisotropia magnética perpendicular. Pseudovalvula de spin. Óxido de alumínio anodizado. Cobalto. Paládio.

## **ABSTRACT**

PhD thesis

Programa de Pós-graduação em Física

Universidade Federal de Santa Maria

### **MULTILAYERS AND PSEUDO SPIN VALVES WITH PERPENDICULAR ANISOTROPY ON NANOSTRUCTURED SUBSTRATES**

**AUTHOR: DIEGO SALDANHA DA ROSA**

**ADVISOR: LUCIO STRAZZABOSCO DORNELES**

**CO-ADVISOR: JULIANO DENARDIN**

**Date and Local: Santa Maria, March 28th, 2018.**

Co/Pd multilayers and [Co/Pd] / Co / (Pd or Cu)/ [Co/Pd] pseudo spin-valves (PSV) with different configurations have been grown by dc magnetron sputtering technique onto glass substrate and different nanostructured anodic aluminum oxide (AAO) substrates (dots or anti-dots). Structural characterization has been made by x-ray diffraction and x-ray reflectometry, and image characterization has been performed using atomic force microscopy and scanning electron microscopy. Magnetic behavior has been measured using an alternating gradient field magnetometer and the surface magnetization has been imaged by magnetic force microscopy. Extraordinary Hall effect and magnetoresistance transport measurement played an important role in this work. The behavior of the magnetic reversion in the multilayers is dependent of the cobalt thickness, and for thicknesses smaller than 4Å the magnetization remains perpendicular to the surface of the sample. The inversion in the PSV magnetization is characterized by two phases, a consequence of the decoupling between the multilayers that is strongly dependent on the thickness of the spacer and the number of repetitions of the Co/Pd. The coercivity of films grown onto AAO membranes is greater than that of continuous films because of the greater number of imperfections that act as pinning points for the magnetic domains. An evolution in magnetoresistance values was obtained as a function of the thickness of the spacer and number of Co/Pd bilayers. Anomalous peaks in the Hall effect measurements in PSVs show the possibility of applications in non-volatile magnetic storage systems.

**Keywords:** Perpendicular magnetic anisotropy. Pseudospin valve. Anodic aluminum oxide. Cobalt. Palladium.



## LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 – Definição dos cossenos diretores[29]. . . . .	16
Figura 2.2 – Curvas de magnetização para cristais de (a) ferro e (b) níquel [30]. . . . .	17
Figura 2.3 – Curva de magnetização para cristal de cobalto[30]. . . . .	18
Figura 2.4 – (a) Amostra representada por pequenos ímãs como momentos magnéticos(b) campo magnético resultante na amostra,(c) direções de $\vec{B}$ , $\vec{H}_d$ , $\vec{M}$ no interior da amostra, (d) linhas de indução magnética no interior e exterior do magneto[30]. . . . .	19
Figura 2.5 – Mecanismo da magnetostricção (esquemático)[30]. . . . .	20
Figura 2.6 – (a) Esquema representando o efeito de quebra de simetria na interface, (b)Anisotropia uniaxial analisada em função espessura da camada do material magnético para multicamadas de Co/Pd [29]. . . . .	22
Figura 2.7 – Representação esquemática de uma tricamada consistindo em duas camadas ferromagnéticas separadas por um espaçador não magnético. Os sinais positivos e negativos representam as cargas interfaciais [35]. . . . .	24
Figura 2.8 – Representação gráfica da função RKKY $F(x)$ . Valores positivos levam a um acoplamento ferromagnético enquanto negativos resultam em arranjos antiferromagnéticos [31]. . . . .	25
Figura 2.9 – (a-d) Estado de um único domínio em evolução, reduzindo a energia magnetostática pela formação de domínios, (e) representação dos domínios magnéticos em um filme fino com magnetização perpendicular [31], (f) imagem de microscopia de força magnética de uma multicamada de Co/Pd no seu estado de remanência. . . . .	26
Figura 2.10 – Geometria usada para medir efeito Hall extraordinário (EHE), sendo $\vec{H}$ a direção do campo aplicado e $\vec{M}$ a magnetização da amostra. . . . .	27
Figura 2.11 – Diagrama da distribuição da magnetização em vários pontos da curva de magnetização [43]. . . . .	29
Figura 2.12 – Medida de magnetização com a representação da direção da magnetização das camadas de uma PSV. . . . .	30
Figura 2.13 – Medida de GMR com a representação da direção da magnetização das camadas em uma PSV. . . . .	30
Figura 3.1 – Medidas XRD para multicamadas apresentadas na tabela 3.1. . . . .	32
Figura 3.2 – Medidas XRR para multicamadas apresentadas na tabela 3.1. . . . .	33
Figura 3.3 – Medidas de magnetização, perpendicular e paralelo ao plano, para as amostras apresentadas na tabela 3.1. . . . .	34
Figura 3.4 – Imagens de MFM para multicamadas para as amostras apresentadas na tabela 3.1 (a) $t = 2\text{Å}$ , (b) $t = 3\text{Å}$ , (c) $t = 4\text{Å}$ , (d) $t = 6\text{Å}$ e (e) $t = 12\text{Å}$ . . . . .	35
Figura 3.5 – Esquema representativo (a) da membrana de AAO utilizada, (b) do crescimento do filme fino de Co/Pd sobre a membrana de AAO e a sua direção da magnetização [17]. . . . .	36
Figura 3.6 – Imagens de MEV das multicamadas $[\text{Co}(3\text{Å})/\text{Pd}(20\text{Å})]_{10}$ sobre alumina com poros de 40 nm de diâmetro com ampliação de (a) 23000, (b) 70000 vezes. . . . .	37
Figura 3.7 – Imagens de MEV das multicamadas $[\text{Co}(3\text{Å})/\text{Pd}(20\text{Å})]_{10}$ sobre alumina porosa com poros de 60 nm com ampliação de (a) 11000, (b) 45000, (c) 25000 vezes. . . . .	37
Figura 3.8 – Imagens de MEV das multicamadas $[\text{Co}(3\text{Å})/\text{Pd}(20\text{Å})]_{10}$ sobre alumina porosa com poros de 75 nm com ampliação de de (a) 12000, (b) 55000 vezes. . . . .	38
Figura 3.9 – (a) Curvas de magnetização perpendicular ao plano para multicamadas de $[\text{Co}(3\text{Å})/\text{Pd}(20\text{Å})]_{10}$ para diferentes tamanhos de poros do substrato de AAO, (b) variação de $H_c$ em função do tamanho e distribuição dos poros,(c) variação angular da coercividade para as amostras estudadas. . . . .	38

Figura 3.10 – Imagens de MFM para filmes finos sobre (a) vidro (b) poros de AAO. . . . .	40
Figura 3.11 – Imagens de MEV para filmes finos sobre (a) poros (b) domos de AAO. . . . .	40
Figura 3.12 – Curvas de magnetização perpendiculares ao plano para filme contínuo, poros e domos com diferentes tamanhos. . . . .	41
Figura 3.13 – Curvas de EHE perpendiculares ao plano para filme contínuo, poros e domos com diferentes tamanhos. . . . .	42
Figura 3.14 – Imagens de MFM para filmes finos sobre (a) vidro (b) poros de AAO. . . . .	42
Figura 3.15 – Medidas das PSV presentes na tabela 3.2, perpendicular ao plano, de (a) magnetização, (b) efeito hall. . . . .	45
Figura 3.16 – Medidas das PSV presentes na tabela 3.3 de (a) magnetização, (b) efeito hall e (c) magnetorresistência . . . . .	46
Figura 3.17 – Medidas das PSV presentes na tabela 3.4 de (a) magnetização, (b) efeito hall e (c) magnetorresistência . . . . .	48
Figura 3.18 – Medidas das PSV presentes na tabela 3.5 de (a) magnetização, (b) efeito hall e (c) magnetorresistência . . . . .	49
Figura 3.19 – (Medidas de efeito Hall e MR sobrepostas para multicamadas para PSVs presentes na tabela 3.5. . . . .	50
Figura 3.20 – Curva de EHE com quatro estados magnéticos em campo zero. . . . .	51
Figura 3.21 – (a) Medidas de magnetização e imagens de AFM para (b) poros e (c) domos (tabela 3.6). . . . .	52
Figura 3.22 – (a) efeito Hall extraordinário (b) magnetorresistência para PSVs crescidas sobre vidro e AAO (tabela 3.6). . . . .	53
Figura 3.23 – Imagem de AFM de uma PSV sobre substrato de AAO constituído de poros de 40 nm obtidos através do desgaste de domos. . . . .	54
Figura 3.24 – (a) efeito Hall extraordinário e (b) magnetorresistência para PSVs crescidas sobre vidro e AAO sobre substrato de AAO constituído de poros de 40 nm obtidos através do desgaste de domos. . . . .	55
Figura A.1 – Esquema representativo da câmara de deposição do LMMM. . . . .	59
Figura B.1 – Foto do equipamento de raios x Brüker D8-Advance presente no LMMM. . . . .	62
Figura D.1 – Imagem representativa do sistema de funcionamento SPM. Adaptada de [65] . . . . .	68
Figura D.2 – Sequencia de medida do MFM. Adaptada de [66] . . . . .	69
Figura E.1 – Configuração dos campos de magnetização e de gradiente (a,b); piezoelétrico, haste e amostra (c); visão geral do sistema (d), figura retirada do artigo [69] . . . . .	70
Figura E.2 – Diagrama representando o equipamento disponível no LMMM. . . . .	71
Figura F.1 – Esquema representando os contatos de medidas (a) efeito Hall, (b) magnetorresistência. . . . .	72
Figura G.1 – Esquema de limpeza por eletropolimento feito na USACH. . . . .	74
Figura G.2 – Processo de anodização dupla a) peça de alumínio eletropolida; b) alumina na primeira anodização; c) remoção de $Al_2O_3$ ; d) alumina na segunda anodização; e) vista superior da membrana de alumina porosa onde d é o diâmetro dos poros e D é a distância entre os poros. . . . .	74
Figura G.3 – Esquema do sistema de anodização do alumínio. . . . .	76

## LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

<i>MR</i>	Magnetorrestência
<i>GMR</i>	Magnetorrestência Gigante
<i>SV</i>	Válvulas de spin
<i>MTJ</i>	Junção tunel magnética
<i>MRAM</i>	Memória de acesso aleatório magnetoresistiva
<i>PMA</i>	Anisotropia magnética perpendicular
<i>AAO</i>	Óxido de alumínio anodizado
<i>PSV</i>	Pseudoválvula de spin
<i>EHB</i>	Hall Balance Extraordinário
<i>MNA</i>	Membrana nanoporosa de alumina
<i>EHE</i>	Efeito Hall extraordinário
<i>HRR</i>	Razões de Resistência Hall
<i>XRR</i>	Reflectometria de raios x
<i>XRD</i>	Difratometria de raios x
<i>AFM</i>	Microscopia de força atômica
<i>MFM</i>	Microscopia de força magnética
<i>SPM</i>	Microscopia de Varredura por Sonda Mecânica
<i>MEV</i>	Microscópio Eletrônico de Varredura
<i>HA</i>	Hard anodization

## SUMÁRIO

<b>RESUMO</b> .....	5
<b>ABSTRACT</b> .....	6
<b>1 INTRODUÇÃO</b> .....	12
<b>1.1 Motivação e objetivos</b> .....	12
<b>2 CONSIDERAÇÕES TEÓRICAS</b> .....	15
<b>2.1 Anisotropias Magnéticas</b> .....	15
2.1.1 Anisotropia Magnetocristalina .....	15
2.1.2 Anisotropia de forma .....	18
2.1.3 Anisotropia magnetoelástica .....	20
2.1.4 Anisotropia de superfície e interface .....	23
2.1.5 Energia Zeeman .....	23
<b>2.2 Acoplamentos interfaciais</b> .....	23
2.2.1 Acoplamento por <i>pinhole</i> .....	23
2.2.2 Acoplamento <i>Orange-peel</i> .....	23
2.2.3 Acoplamento RKKY .....	23
<b>2.3 Domínios ferromagnéticos</b> .....	25
<b>2.4 Efeito Hall</b> .....	25
2.4.1 Efeito Hall Ordinário .....	25
2.4.2 Efeito Hall Extraordinário .....	26
<b>2.5 Válvula de spin e pseudoválvula de spin</b> .....	28
2.5.1 Comportamento magnético de pseudoválvulas de spin .....	28
2.5.2 Comportamento da magnetorresistência em pseudoválvulas de spin .....	29
<b>3 RESULTADOS E DISCUSSÕES</b> .....	31
<b>3.1 Anisotropia magnética perpendicular em multicamadas de Co/Pd sobre vidro</b> .....	31
3.1.1 Caracterização estrutural e magnética .....	32
<b>3.2 Anisotropia magnética perpendicular em multicamadas de Co/Pd sobre AAO</b> .....	35
3.2.1 Anisotropia magnética perpendicular em multicamadas de Co/Pd sobre AAO com poros ordenados .....	36
3.2.2 Anisotropia magnética perpendicular em multicamadas de Co/Pd sobre AAO com poros e domos de tamanhos diversos .....	40
<b>3.3 Anisotropia magnética perpendicular em pseudoválvulas de spin</b> .....	43
3.3.1 Pseudoválvula de spin com separador de paládio .....	44
3.3.2 Pseudoválvula de spin com separador de cobre .....	45
<b>3.4 Pseudoválvulas de spin sobre substrato nanoestruturado de AAO</b> .....	51
<b>4 CONCLUSÕES</b> .....	56
<b>4.1 Perspectivas</b> .....	57
<b>Apêndice A – Magnetron Sputtering</b> .....	59
<b>Apêndice B – Caracterização estrutural por meio de difração de raios x</b> .....	62
<b>B.1 Difração de raios x (XRD)</b> .....	62
<b>B.2 Refletividade de raios x (XRR)</b> .....	64
<b>Apêndice C – Microscópio eletrônico de varredura (MEV)</b> .....	67
<b>Apêndice D – Microscopia de varredura por sonda (SPM)</b> .....	68
<b>Apêndice E – AGFM</b> .....	70
<b>Apêndice F – Medidas de transporte</b> .....	72
<b>Apêndice G – AAO</b> .....	73

<b>G.1</b>	<b>Fabricação da alumina porosa</b> .....	78
G.1.1	Limpeza da superfície .....	78
G.1.2	Método de anodização .....	79
G.1.3	Parâmetros de anodização .....	79
	<b>Referências Bibliográficas</b> .....	82

# 1 INTRODUÇÃO

Os materiais magnéticos desempenham um papel essencial no mundo digital em que vivemos. Mesmo com o aumento de dispositivos de armazenamento de estado sólido e na nuvem, as gravações em mídias magnéticas tanto domésticas quanto em *data centers* englobam um enorme número de usuários, mantendo vivo o interesse nas mídias magnéticas. Desde a descoberta da magnetorresistência gigante (GMR) em 1988 por Peter Grünberg [1] e por Albert Fert [2] de forma independente, que os levou a ganhar o prêmio Nobel em 2007, houve um contínuo aumento de grupos de pesquisas a trabalhar com materiais nanomagnéticos. Pode-se afirmar que foi a origem da eletrônica de spin conhecida também como spintrônica.

Além de aplicações em gravações magnéticas [3], existem estudos para o desenvolvimento de uma nova geração de dispositivos de gravação de alta densidade, assim como sensores magnéticos não voláteis de alta resolução. Com a popularização de dispositivos eletrônicos pessoais rapidamente a capacidade de computação e economia de energia se tornaram um dos focos principais, aumentando o interesse em pesquisa de dispositivos de memória de alta densidade com alta velocidade e baixo consumo de energia [4, 5].

Com a descoberta da GMR surgiu uma nova era em armazenamento magnético e sensoriamento [6]. A GMR está associada à variação da resistência de um material na presença de um campo magnético. Com a criação de válvulas de spin (SV) foi possível a comercialização de cabeçotes de leitura de discos rígidos baseados na GMR alguns anos após sua descoberta. A descoberta de SV e junções túneis magnéticas (MTJ) baseadas na GMR tem impulsionando a pesquisas sobre dispositivos magnetoelétricos como sensores e memória de acesso aleatório magnetoresistiva (MRAM) especialmente *spin-transfer-torque* MRAM (STT-MRAM), sendo este um dos exemplos mais promissores para a substituição de memórias DRAM, SRAM e não flash [4].

## 1.1 Motivação e objetivos

Nos últimos anos, a comunidade científica focalizou esforços no estudo das propriedades magnéticas e do transporte dependente de spin-elétrico de matrizes nanoestruturadas, devido ao grande potencial de aplicações em dispositivos de memória magnética não volátil [7, 8], sensores magnéticos de alta resolução [9] e uma nova geração de mídia de gravação de alta densidade [10, 11, 12]. As multicamadas de anisotropia magnética perpendicular (PMA), produzidas por deposição sequencial de Co/Pt ou Co/Pd, também foram propostas em aplicações de gravações magnéticas perpendiculares [13] e dispositivos de memória magnética não volátil devido à sua alta estabilidade térmica e alta anisotropia perpendicular [14, 15]. As apli-

cações de filmes com PMA na gravação magnética são condicionadas à inclusão de defeitos não magnéticos, atuando como locais de fixação, evitando a propagação de *stripe domains* sobre o filme [14]. Essa abordagem às vezes é chamada de mídia perpendicular percolada (PPM) e a fabricação de multicamadas com PMA em matrizes densamente organizadas de nanoporos foram propostas por diferentes abordagens [16, 17, 18].

A membrana nanoporosa de óxido de alumínio anodizado (AAO) vem sendo utilizadas como substrato para a deposição de materiais magnéticos e demonstraram ter propriedades interessantes quando utilizadas como substrato para filmes que possuem PMA [16, 17, 18, 19, 20, 21]. AAO apresentam no lado superior uma matriz de estrutura nanoporosa, onde os diâmetros dos poros podem ser ajustados pela tensão de anodização, temperatura ou corrosão química. A série de poros ordenados atua como pontos de fixação para a propagação de paredes de domínio, aumentando a coercividade dos filmes [16, 17, 18]. O lado inferior das AAO é formado por uma camada barreira porosa fechada, formando uma matriz de nanodomos [19, 20, 21], com propriedades magnéticas e elétricas e portanto, são consideradas para aplicações em mídias de *bit-patterned* (BPM) [19, 20]. Estudos prévios de nanodomos magnéticos mostraram que as amostras com domos de 100 nm de diâmetro apresentaram uma boa PMA e amostras com domos de 250 nm apresentaram efeito Hall extraordinário (EHE) [21, 22].

Se um separador metálico for introduzido entre duas multicamadas ferromagnéticas com PMA, é possível obter uma pseudoválvulas de spin (PSV). As PSVs têm sido de crescente interesse do ponto de vista de aplicações como dispositivos de magnetorresistência, gravação magnética e memórias de acesso remoto (MRAM) [22, 23, 24]. A principal característica desses sistemas é a presença de multicamadas magnéticas com PMA separadas por um metal não magnético como Cu ou Ta, onde o papel do separador não magnético é desacoplar as duas multicamadas magnéticas, gerando estados de magnetização antiparalelos durante a reversão da magnetização, permitindo controlar os campos de reversão magnética e obter altos valores de magnetorresistência. Diferentes configurações foram propostas para aumentar a GMR das PSVs, como a inserção de diferentes metais separadores entre camadas [25], usando diferentes camadas base ou *seed* [26] ou por deposição de camadas duras e macias do mesmo material, mas com diferentes números de repetições [27]. E uma das limitações da PSV em aplicações como MRAMs é a grande coercividade da camada livre devido ao grande PMA, aumentando a densidade de corrente crítica para mudar os elementos magnéticos. Foram utilizadas abordagens incluindo materiais magnéticos macios com anisotropia no plano inserida entre as camadas [28].

O objetivo deste trabalho é a produção de PSVs baseadas em Co/Pd, com diferentes separadores intermediários de paládio e cobre, com o propósito de controlar o acoplamento magnético entre as camadas com PMA e obter pequenos valores de coercividade nas PSVs, enquanto se mantém um alto PMA. As propriedades magneto-elétricas, que dependem da espessura das camadas intermediárias, foram caracterizadas para determinar os melhores pa-

rômetros que otimizam a magnetorresistência e efeito Hall. Após a otimização das PSVs em substratos contínuos, os filmes foram depositados sobre membranas de AAO com poros e domos com 40 nm de diâmetro, com o objetivo de evitar a propagação das paredes de domínio. Picos anômalos, dependentes da magnetorresistência (MR), foram identificados nas medidas de EHE. Sendo estes propostos para aplicações de armazenamento magnético não volátil.

No primeiro capítulo deste trabalho, é apresentada uma revisão de assuntos pertinentes para o melhor entendimento dos fenômenos estudados durante o desenvolvimento desta tese. Na sequência são apresentados os estudos experimentais e discussões sobre o crescimento de filmes ultra-finos de cobalto sobre paládio, pela técnica de *magnetron sputtering*, a fim de obter PMA, assim como suas caracterizações estruturais e magnéticas. Tais filmes apresentam uma parte do objetivo de obter PSV com magnetização perpendicular. Em seguida, será apresentado o objetivo principal, que é o estudo e preparação de sistemas de PSV com magnetização perpendicular sobre substratos contínuos e posteriormente sobre matrizes nanoestruturadas de AAO. Nas conclusões serão ressaltados os avanços mais importantes obtidos durante o desenvolvimento da tese, e serão discutidas as perspectivas e próximos passos a serem considerados para a sequência dos trabalhos. Para finalizar, seguem apêndices onde há uma melhor explicação sobre técnicas experimentais utilizadas no decorrer deste trabalho.



## 2 CONSIDERAÇÕES TEÓRICAS

Neste capítulo serão discutidos os assuntos pertinentes para este trabalho. Serão apresentadas as anisotropias magnética e acoplamento interfacial, fundamentais para compreendermos por que em determinados sistemas a magnetização orienta-se preferencialmente perpendicularmente ao plano da amostra.

### 2.1 Anisotropias Magnéticas

A anisotropia magnética é um fator que pode afetar fortemente a forma da curva  $M \times H$ , ou a forma do *loop* de histerese. Este termo significa simplesmente que as propriedades magnéticas dependem da direção em que são medidas. As anisotropias magnéticas podem ser intrínsecas ou extrínsecas, onde, por exemplo, dependendo da distribuição dos átomos da rede cristalina ou de suas dimensões, o material apresentará uma diferente resposta quando submetido à um campo magnético. As dimensões do material tem uma grande influência nas suas propriedades magnéticas, como por exemplo, a magnetização tende a se manter na direção do eixo mais longo, fato que é um obstáculo à obtenção da magnetização perpendicular. Para filmes finos a superfície onde ele é crescido tem grande impacto na morfologia, sendo no uso de diferentes substrato ou utilizando diferentes elementos como *buffer*. Todos esses fatores desempenham diferentes papéis muitas vezes competindo entre si. Este assunto geral é de considerável interesse prático, porque a anisotropia é explorada no desenho da maioria dos materiais magnéticos de importância comercial, logo, um conhecimento profundo da anisotropia é importante para a compreensão destes.

Entre os tipos de anisotropias que exercem um importante papel no estudo em questão estão:

- Anisotropia magnetocristalina;
- Anisotropia de forma;
- Anisotropia magnetoelástica;
- Anisotropia de superfície e interface.

#### 2.1.1 Anisotropia Magnetocristalina

A anisotropia magnetocristalina tem como origem a interação spin-orbita dos elétrons. O campo molecular tem como origem uma interação de troca direta entre spins de átomos

adjacentes que os orientam paralelamente ou antiparalelamente na partícula magnética. No entanto, a simetria da estrutura da rede cristalina afeta os processos de troca, induzindo com que existam determinados eixos preferenciais de magnetização. Esta preferência de orientação dos momentos magnéticos está ligada a uma energia de anisotropia magnetocristalina, que é mínima quando os momentos magnéticos estão orientados ao longo destes eixos. Eixos estes denominados de eixos de fácil magnetização. A interação spin-órbita pode ser expressa como séries de potência que levam em conta a simetria do cristal. A energia magnetocristalina é menor quando comparada com a energia de troca. Mas a direção da magnetização é somente determinada pela anisotropia magnetocristalina, porque a interação de troca sempre tenta alinhar os momentos magnéticos paralelamente ou antiparalelamente, não importando a direção. A direção da magnetização  $\vec{m} = \frac{\vec{M}}{|\vec{M}|}$  relativo aos eixos coordenados pode ser dada pelos cossenos diretores  $\alpha_i$  como  $\vec{m} = (\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$ . Como indicado na figura 2.1.

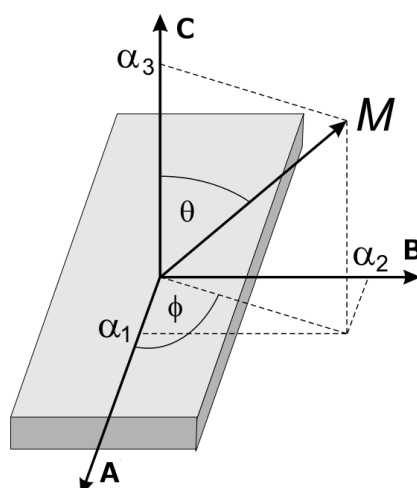


Figura 2.1: Definição dos cossenos diretores[29].

### Anisotropia em cristais cúbicos

Sendo o cristal de estrutura cúbica anisotrópico, ele apresentará diferentes respostas para a magnetização dependendo das direções medidas, como pode ser visto na figura 2.2 (a) para o Fe, com uma estrutura cúbica de corpo centrado (b.c.c.), e a figura 2.2 (b) para o Ni, cúbica de face centrada (f.c.c).

O campo aplicado precisa fazer trabalho contra a força de anisotropia para girar o vetor magnetização para uma direção que não seja a de fácil magnetização, ou seja, existe uma certa energia potencial magnética associada à configuração da magnetização. Isto é chamado de energia magnetocristalina, que pode ser expressa na forma de uma expansão em série dos cossenos diretores de  $M$  relativo aos eixos dos cristais,

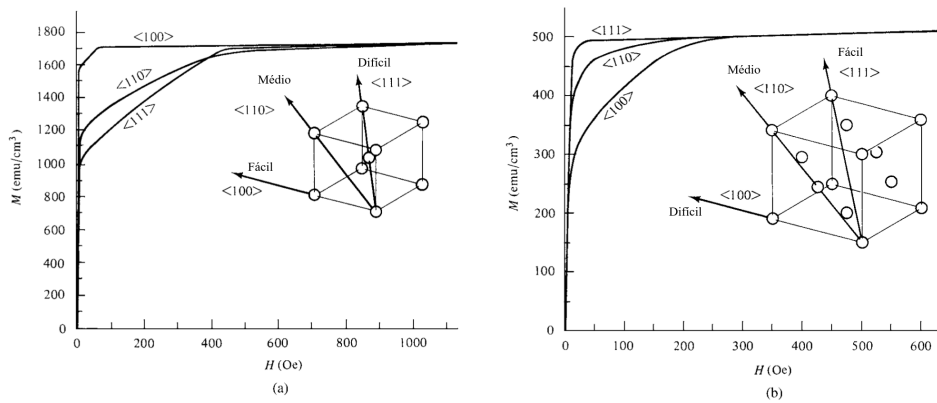


Figura 2.2: Curvas de magnetização para cristais de (a) ferro e (b) níquel [30].

$$E = K_0 + K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2(\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2) + \dots, (2.1)$$

onde  $K_0$ ,  $K_1$  e  $K_2, \dots$  são as constantes específicas de cada material a uma dada temperatura e representam a amplitude de cada termo da série. Altas potências são geralmente deixadas de fora, normalmente termos com ordem maior do que 2 são muito pequenos comparados com os primeiros, então podem ser desprezados. O primeiro termo,  $K_0$ , também é ignorado, porque é independente do ângulo, já que estamos interessados na mudança de energia quando o vetor magnetização gira de uma direção para outra[30].

### Anisotropia em cristais hexagonais

O cobalto possui anisotropia hexagonal (h.c.p.), como visto na figura 2.3.

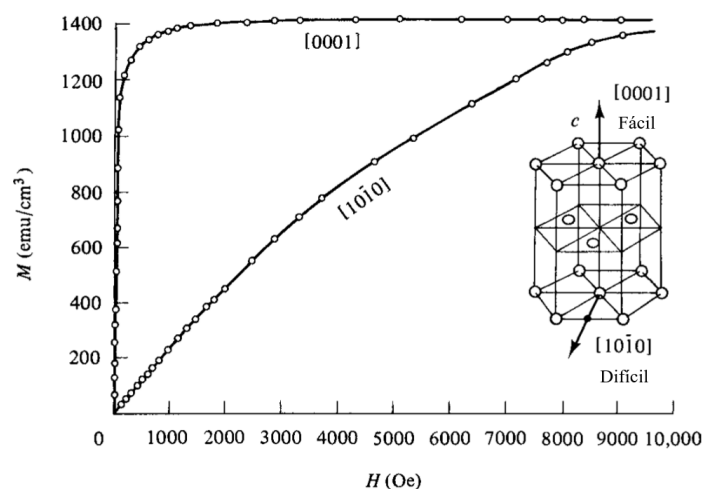


Figura 2.3: Curva de magnetização para cristal de cobalto[30].

O eixo hexagonal  $c$  é a direção de fácil magnetização, e todas outras direções, no plano

perpendicular ao eixo  $c$ , são de difícil magnetização. Assim, a energia de anisotropia depende somente de um único ângulo, sendo o ângulo  $\theta$  entre a direção de magnetização e o eixo  $c$ . Assim, tem-se uma anisotropia uniaxial. Então a energia é dada por:

$$E = K'_0 + K'_1 \cos^2 \theta + K'_2 \cos^4 \theta + \dots \quad (2.2)$$

com os valores das constantes anisotrópicas  $k_i$  para os elementos ferromagnéticos Fe, Ni e Co em baixa temperatura são dados na tabela 2.1.

	bcc-Fe	fcc-Ni	hcp-Co
$k_1 [J/m^3]$	$5,48.10^4$	$-12,63.10^4$	$7,66.10^5$
$k_2 [J/m^3]$	$1,96.10^2$	$5,78.10^4$	$1,05.10^5$
$k_3 [J/m^3]$	$0,9.10^2$	$3,48.10^3$	—

Tabela 2.1: Magnitude das constantes magnetocristalinas  $k_1, k_2, k_3$  do Fe, Ni e Co a  $T = 4,3K$  [31].

### 2.1.2 Anisotropia de forma

Se considerarmos que um dado material policristalino não possua uma orientação preferencial de seu grãos, e com isso não possua anisotropia cristalina de rede, e se esse material for esférico, um campo aplicado irá magnetizá-lo em qualquer direção com a mesma facilidade. Mas quando ele deixa de ser esférico se torna mais fácil magnetizá-lo em seu maior eixo do que no menor. Este fenômeno é conhecido como anisotropia de forma. Isto é decorrente da formação de polos livres na superfície da amostra e do campo desmagnetizante que surge no seu interior.

Um campo magnético  $H$  pode ser produzido tanto por correntes elétricas quanto por materiais magnéticos (ímãs). Quando produzido por corrente, as linhas de  $H$  são contínuas e formam ciclos fechados. Por outro lado, quando devido aos polos, as linhas  $H$  começam no polo norte e terminam no polo sul. Supondo que uma barra é magnetizada por um campo aplicado, e que ela seja representada por pequenos ímãs, como ilustrado na figura 2.4(a). Assim um polo norte é formado na extremidade direita, e com polo sul na esquerda, como mostra a figura 2.4 (b). Assim vemos que as linhas saem do polo norte e terminam no polo sul, criando um campo em ambos os lados externos e internos do ferromagneto, que age do norte ao sul e com isso tenta desmagnetizar a barra. Este campo interno é chamado de campo desmagnetizante  $H_d$ . Na figura 2.4 (c) estão indicados os sentidos e a direção dos vetores indução magnética ( $\vec{B}$ ), campo desmagnetizante ( $\vec{H}_d$ ) e a magnetização ( $\vec{M}$ ) no interior do ferromagneto. Na figura 2.4 (d) é mostrada a representação das linhas de indução magnética dentro e fora do material.

Considerando para uma amostra de uma forma qualquer, como primeira aproximação,

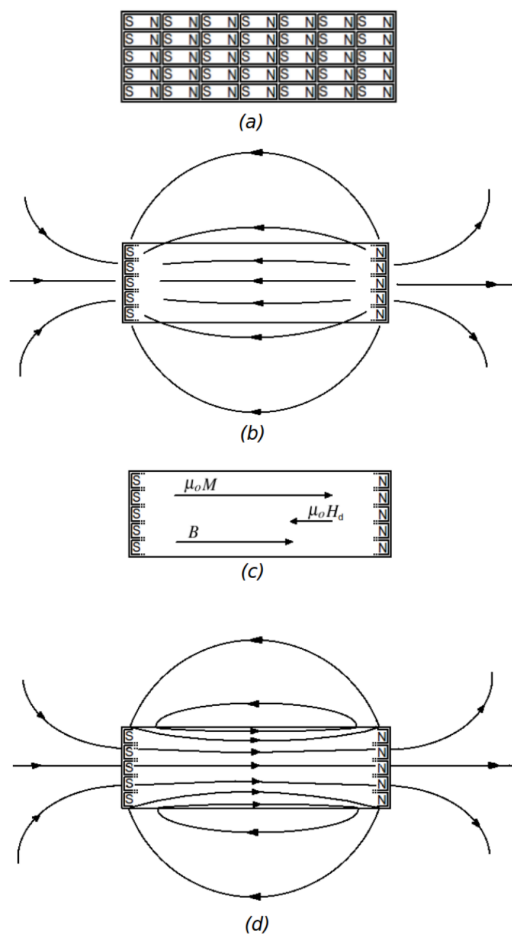


Figura 2.4: (a) Amostra representada por pequenos ímãs como momentos magnéticos (b) campo magnético resultante na amostra, (c) direções de  $\vec{B}$ ,  $\vec{H}_d$ ,  $\vec{M}$  no interior da amostra, (d) linhas de indução magnética no interior e exterior do magneto[30].

que a intensidade do campo desmagnetizante seja dada por

$$\vec{H}_d = -N_d \vec{M}, \quad (2.3)$$

onde  $N_d$  é o fator desmagnetizante, que é uma constante associada com a forma da amostra, sendo menor na direção de maior comprimento do material. O campo desmagnetizante possui sempre a mesma direção da magnetização, mas sentido oposto. Ao se aplicar um campo externo na amostra, o campo efetivo no seu interior será sempre menor que o campo aplicado,  $\vec{H}_{ef} = \vec{H}_{ext} + \vec{H}_d$ .

Filmes finos possuem espessuras na ordem de nanômetros, deste modo, a dimensão no plano é muito maior do que a dimensão perpendicular, assim tem-se uma forte contribuição da anisotropia de forma, que em geral, tende a magnetização a se fixar no plano.

### 2.1.3 Anisotropia magnetoelástica

Até o momento assumíamos sólidos com dimensões fixas, ou seja, a distância entre os átomos no cristal era mantida constante. Agora, um grau de liberdade elástico é adicionado, este aumento na dimensão influencia o comportamento magnético do cristal. Assim como propriedades magnéticas podem alterar propriedades elásticas. A responsável por isso é a interação magnetoelástica.

Este tipo de interação está associada à relação existente entre a magnetização e a deformação mecânica da rede. Assim, a energia de anisotropia magnetoelástica descreve as interações da deformação dos materiais com as deformações da rede. Essa energia está diretamente associada a uma propriedade conhecida como magnetostricção  $\lambda$ . A magnetostricção se deve principalmente ao acoplamento spin-orbita, que também é responsável pela anisotropia magnetocristalina. A relação entre a magnetostricção e o acoplamento spin-orbita pode ser visualizada na figura 2.5, que representa uma linha de átomos em um cristal projetada no plano. No centro está o núcleo atômico, a elipse em volta representa a nuvem eletrônica, e as setas mostram o momento magnético por átomo. Na primeira linha tem-se o material desmagnetizado, em uma temperatura acima da temperatura de Curie ( $T_c$ ). Quando o acoplamento é muito forte, ocorre o fenômeno chamado magnetização espontânea para temperaturas abaixo de  $T_c$ . A magnetização espontânea é responsável pela rotação dos spins e da nuvem eletrônica para alguma orientação particular determinada pela anisotropia do cristal, digamos da esquerda para a direita. Os núcleos seriam forçados a se afastar e a magnetização espontânea seria  $\frac{\Delta L'}{L'}$ . Se aplicado um forte campo verticalmente haverá uma rotação de  $90^\circ$  nos spins e a nuvem eletrônica, resultando em uma contração do material  $\frac{\Delta L}{L}$ , neste caso, chamada de magnetostricção induzida.

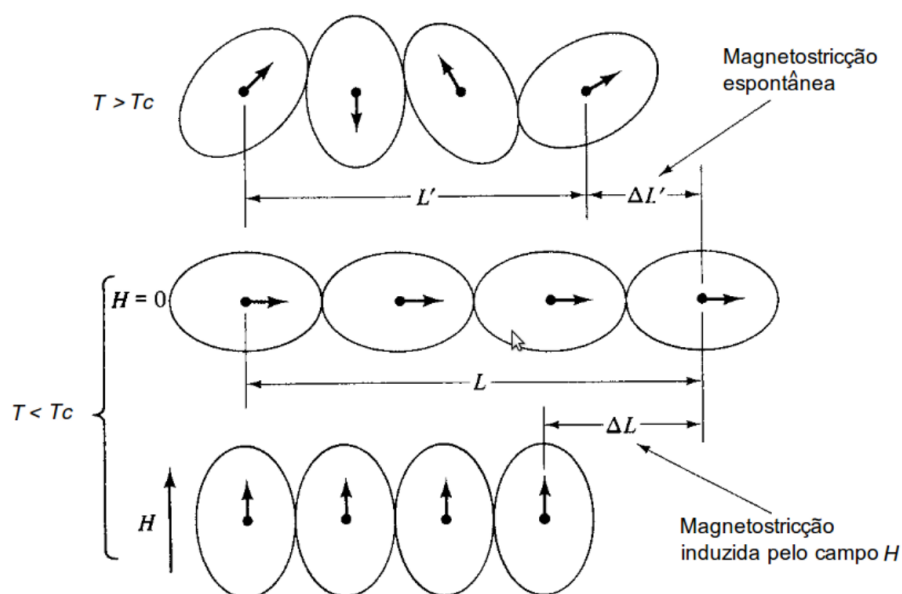


Figura 2.5: Mecanismo da magnetostricção (esquematizado)[30].

Assim a magnetostricção  $\lambda$  ocorre em todas as substâncias puras, e é dada pela razão entre a variação do comprimento e o comprimento inicial da amostra, ou seja,  $\lambda = \frac{\Delta L}{L}$ . Sendo definida como zero para uma rede não deformada, podendo apresentar valores positivos ou negativos. As multicamadas de Co / Pd estudadas neste trabalho exibem efeitos magnetoelásticos que se originam da tensão induzida por um desencontro da rede na interface, que pode alterar o estado da magnetização e o eixo fácil magnetização [32].

#### 2.1.4 Anisotropia de superfície e interface

Os sistemas tratados até agora levavam em conta as três dimensões, desconsiderando superfícies e interfaces. Quando vamos para pequenas dimensões, como em filmes finos magnéticos de Co/Pd, Co/Pt e Co/Ni, estes podem apresentar anisotropias diferentes das encontradas no material massivo. Devido a quebra de simetria nas interfaces, a energia de anisotropia contém termos de mais baixa ordem, que são proibidos para sistemas em três dimensões. Os sítios interfaciais de um dado material possuem uma simetria local menor comparado com o interior do sólido volumoso. Assim, a sua estrutura eletrônica vai ser modificada por um orbital angular que seria cancelado pela simetria no interior do material, por estar na superfície. Um exemplo quantitativo é mostrado na figura 2.6(a), na construção de superfície de um material, onde a direção de magnetização evolui de uma direção perpendicular de fácil magnetização para uma magnetização no plano, dominada por anisotropia de forma, à medida que o filme muda de 2D para 3D.

Um átomo que está na superfície pode ter um eixo de quantização ao longo da direção normal ao plano, havendo assim a possibilidade de induzir uma anisotropia perpendicular, por meio do acoplamento spin-orbita. Ou seja, para filmes finos, que possuem uma das dimensões várias ordens de grandeza menor que as outras, os átomos superficiais acabam influenciando a anisotropia efetiva, que se reduzirmos a espessura, torna-se maior que a anisotropia de forma, assim, cada constante anisotrópica efetiva  $k_{ef}$  é dividida em duas partes, uma descrevendo o volume e outra a contribuição da superfície,

$$k_{ef} = k_v + \frac{2k_{sup}}{t}, \quad (2.4)$$

onde  $k_v$  é a dependência com o volume, e  $k_{sup}$  a dependência superficial que é multiplicado por dois pois são contabilizadas duas interfaces [30].

Para um sistema mais real, onde as superfícies não sejam iguais, temos

$$k_{ef} = k_v + \frac{k_{sup} + k_{int}}{t}, \quad (2.5)$$

onde  $k_{int}$  é a constante associada com a interface.

Para ilustrar a influência da anisotropia de superfície vamos reescrever a equação 2.4

como

$$tk_{ef} = tk_v + 2k_{sup}. \quad (2.6)$$

Montando um gráfico da dependência  $tk_{ef}$  vs.  $t$ , temos que a contribuição de volume para a anisotropia efetiva é dada pelo coeficiente angular e a contribuição da superfície é dada pelo coeficiente linear. Por exemplo, a figura 2.6(b) mostra dados de finas camadas de Co sobre Pd.

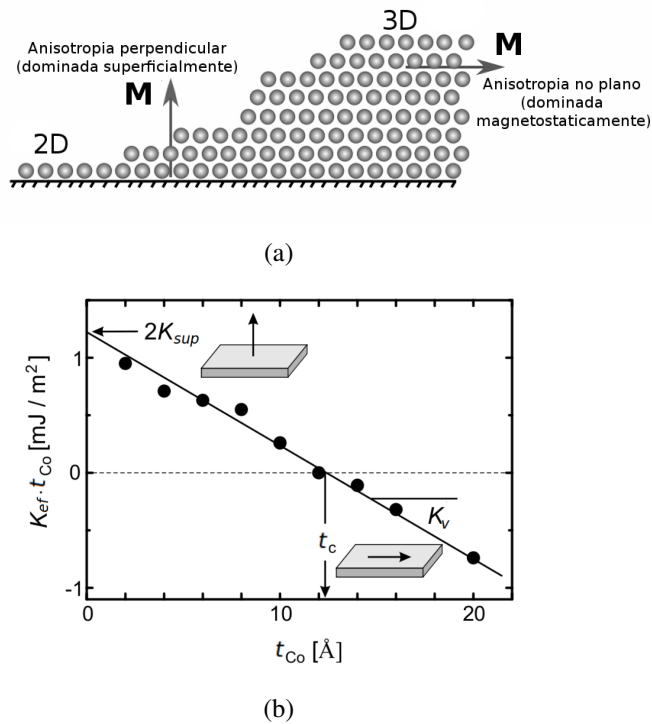


Figura 2.6: (a) Esquema representando o efeito de quebra de simetria na interface, (b) Anisotropia uniaxial analisada em função espessura da camada do material magnético para multicamadas de Co/Pd [29].

Podemos determinar se a magnetização será no plano ou perpendicular pela espessura crítica  $t_c$ . Sendo quando a anisotropia de forma  $k_v$  é negativa induz a magnetização a ficar no plano, por outro lado  $k_{sup}$  induz uma magnetização perpendicular.

### 2.1.5 Energia Zeeman

A energia Zeeman é definida como o potencial de um momento magnético (ou dipolo) em um campo magnético. A energia Zeeman descreve a energia associada a um campo magnético e, a princípio, contém duas contribuições. A primeira contribuição é devido à interação da magnetização  $M$  da amostra em um campo externo aplicado  $H_{ext}$ . Assim a energia associada é dada por:



$$u_z = - \sum_i \vec{M} \cdot \vec{H}_{ext}, \quad (2.7)$$

onde  $\vec{M}$  representa a magnetização média e não depende da estrutura magnética local. A segunda contribuição está associada ao campo magnético gerado pelo próprio corpo que é o efeito desmagnetizante ou a anisotropia de forma discutida anteriormente.

## 2.2 Acoplamentos interfaciais

### 2.2.1 Acoplamento por *pinhole*

O acoplamento do *pinhole* é uma forma de acoplamento de troca direta. Uma bicamada magnética composta por duas camadas ferromagnéticas diferentes com uma interface limpa deve se comportar como uma única camada ferromagnética. No entanto, se as duas camadas estiverem imperfeitamente separadas por um espaçador fino, como em algumas válvulas de spin e junções túnel, existe a possibilidade de que irregularidades no espaçador possam levar a contatos chamados de *pinholes* [33].

### 2.2.2 Acoplamento *Orange-peel*

Não há acoplamento dipolar entre camadas ferromagnéticas perfeitamente lisas e uniformemente magnetizadas, porque elas não criam nenhum campo disperso. No entanto, as superfícies rugosas fazem par através de campos dipolares. Isso é conhecido como o efeito da casca de laranja (*orange-peel*), ou seja, é uma forma de acoplamento ferromagnético que ocorre devido às interações magnetostáticas resultantes da topografia de uma interface [34, 35]. A rugosidade ou topografia dos dois materiais na interface geralmente está correlacionada, e isso leva a que os dipolos sejam configurados nas estruturas topológicas na interface como mostrado na figura 2.7. Essas interações dipolares irão originar um acoplamento ferromagnético. Esta forma de acoplamento é geralmente dominante onde a espessura do espaçador é mais espessa.

### 2.2.3 Acoplamento RKKY

A descoberta de acoplamento antiferromagnético entre camadas magnéticas separadas por uma camada espaçadora não magnética [36] iniciou intensas pesquisas experimentais e

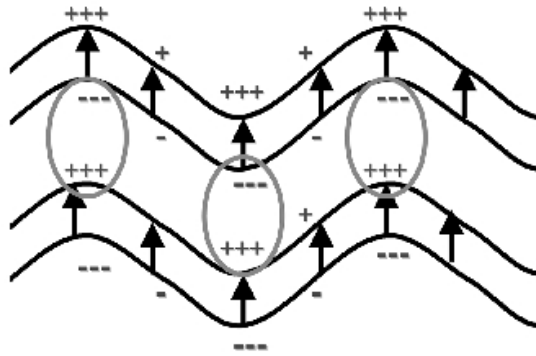


Figura 2.7: Representação esquemática de uma tricatada consistindo em duas camadas ferromagnéticas separadas por um espaçador não magnético. Os sinais positivos e negativos representam as cargas interfaciais [35].

teóricas neste campo. Pouco tempo depois, foi observado que o acoplamento de troca entre camadas é oscilante entre o estado ferro- e antiferromagnético dependendo da espessura do espaçador [37], que ocorre em metais com momentos magnéticos localizados. Este acoplamento é chamado de Ruderman-Kittel-Kasuya-Yoshida (RKKY), a troca é mediada através dos elétrons de valência; não é, portanto, uma interação direta. O acoplamento é caracterizado pela integral de troca dependente da distância  $J_{RKKY}(r)$ : [29]

$$J_{RKKY}(r) \propto F(2k_F r), \quad (2.8)$$

que para elétrons livres, a polarização é proporcional a função RKKY,

$$F(x) = \frac{\text{sen}x - x\text{cos}x}{x^4}, \quad (2.9)$$

sendo  $k_F$  o vetor de onda de Fermi (figura 2.8).

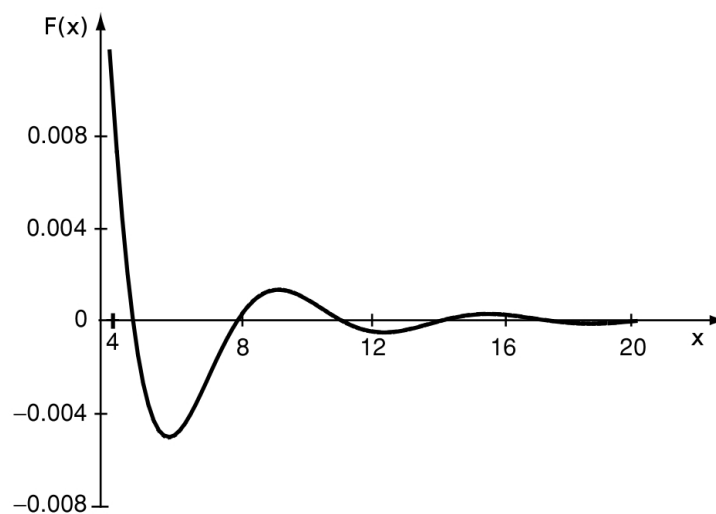


Figura 2.8: Representação gráfica da função RKKY  $F(x)$ . Valores positivos levam a um acoplamento ferromagnético enquanto negativos resultam em arranjos antiferromagnéticos [31].

### 2.3 Domínios ferromagnéticos

Uma amostra ferromagnética na presença de um campo externo  $\vec{H}$  tem uma energia total dada por:

$$u_{tot} = u_{ex} + u_a + u_{for} + u_{ME} + u_z, \quad (2.10)$$

onde  $u_{ex}$  é a energia de troca,  $u_a$  é a energia referente a anisotropia uniaxial,  $u_{for}$  energia de forma,  $u_{ME}$  energia magnetoelástica e  $u_z$  a energia Zeeman.

A fim de minimizar a sua energia total, a amostra ferromagnética pode organizar sua estrutura magnética em domínios que são regiões espaciais onde a direção de magnetização é contínua. As interfaces entre estas regiões são chamadas de paredes de domínio.

Para minimizar sua energia total, o material precisa reduzir sua energia magnetostática enquanto aumenta a soma dos outros termos. Deste modo é preciso reduzir a energia magnetostática, reduzindo apenas o campo desmagnetizante em todo o espaço. Isto pode ser feito com a criação de domínios como visto na figura 2.9 em que a anisotropia é assumida ao longo do eixo. As Figuras 2.9[a-c] mostram como a estrutura magnética evolui à medida que a energia magnetostática geral é minimizada através da formação de domínios magnéticos. Ainda é possível que a energia magnetostática seja praticamente zero, isso acontece quando há um fluxo completamente fechado, como pode ser visto na figura 2.9(d). A figura 2.9(e) representa as estruturas de domínios em um filme fino e a figura 2.9(f) é uma imagem de MFM de um filme fino composto por uma repetição de bicamadas de  $[Co/Pd]_{x20}$  produzida para este trabalho.

### 2.4 Efeito Hall

#### 2.4.1 Efeito Hall Ordinário

O Efeito Hall foi descoberto em 1879 por Edwin Hall [38, 39] e ocorre quando um campo magnético é aplicado perpendicular ao plano de condução de um material que esteja transportando corrente elétrica. Este efeito é chamado de Efeito Hall ordinário e ocorre quando a corrente de portadores é defletida pela força de Lorentz que está associada ao campo magnético. Deste modo, ocorre um acúmulo de cargas nas extremidades laterais do material, que gera um campo elétrico transversal chamado campo de Hall.

O campo Hall pode ser expresso por:

$$E_H = \rho_o j = R_o JB, \quad (2.11)$$

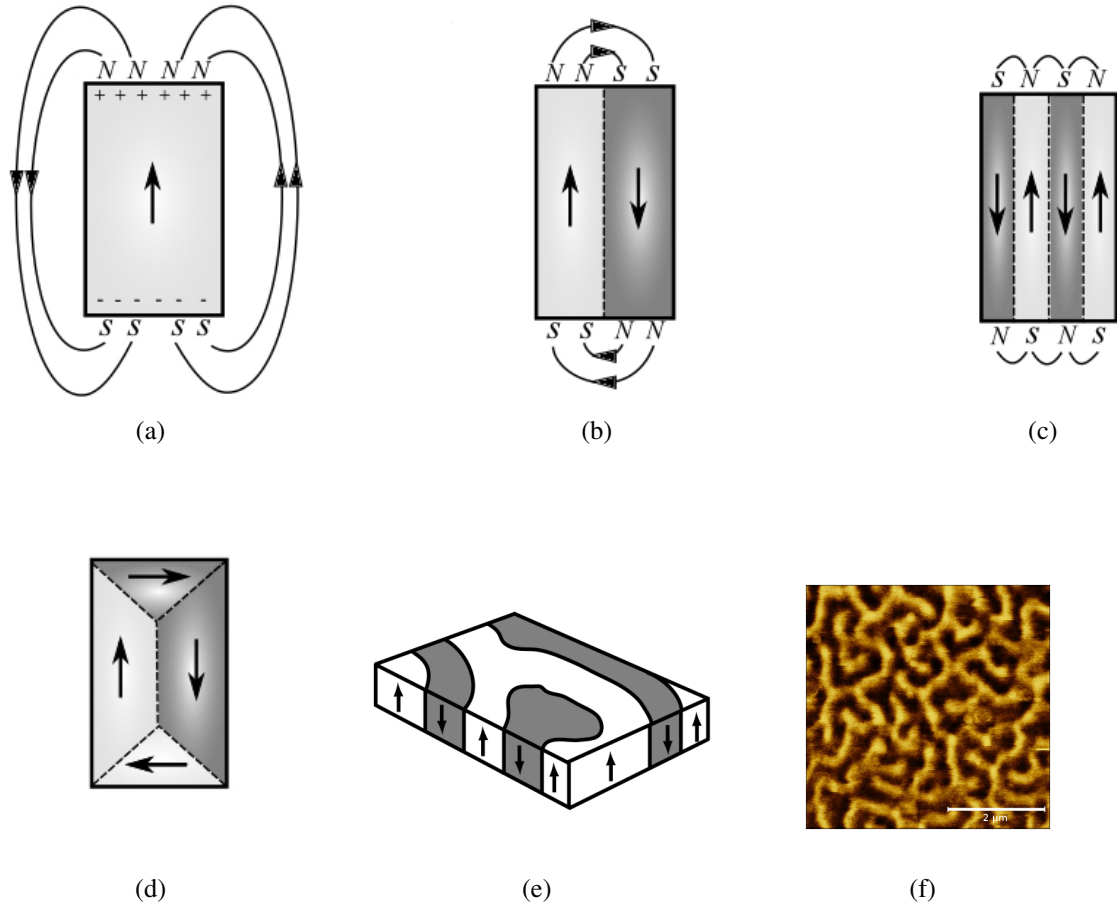


Figura 2.9: (a-d) Estado de um único domínio em evolução, reduzindo a energia magnetostática pela formação de domínios, (e) representação dos domínios magnéticos em um filme fino com magnetização perpendicular [31], (f) imagem de microscopia de força magnética de uma multicamada de Co/Pd no seu estado de remanência.

onde  $\rho_o$  é a resistividade Hall de Lorentz,  $j$  é a densidade de corrente,  $B = \mu_o H$  é a indução magnética aplicada,  $\mu_o = 4\pi \cdot 10^{-7} TmA^{-1}$  e  $R_o$  é chamado de coeficiente Hall de Lorentz, ou coeficiente Hall ordinário. Em metais normais, o coeficiente Hall é pequeno em consequência da alta concentração de portadores de carga, o transporte é feito por uma única banda, o coeficiente Hall ordinário é dado por:

$$R_o = \frac{1}{nq}, \quad (2.12)$$

onde  $n$  é a densidade de portadores e  $q$  o valor das suas cargas.

#### 2.4.2 Efeito Hall Extraordinário

Em materiais ferromagnéticos, devido a influência das interações spin-órbita (espalhamento assimétrico[40] e/ou saltos laterais[41]) no espalhamento dos elétrons de condução, há um componente adicional, chamado efeito Hall extraordinário (EHE) ou anômalo que é pro-

porcional à magnetização do material [40, 42]. A figura 2.10 mostra a geometria utilizada para medir o efeito Hall extraordinário. O efeito Hall de um material ferromagnético depende não apenas da sua estrutura eletrônica, mas também do seu estado magnético. Experimentalmente, a resistividade Hall  $\rho_{xy}$  é a soma de uma componente de efeito Hall ordinário e um componente do efeito Hall extraordinário, sendo o segundo termo não proporcional ao campo magnético externo  $H_{ext}$ , mas sim a magnetização do material ferromagnético. A resistividade Hall  $\rho_{xy}$  é dada por:

$$\rho_{xy} = R_o H + 4\pi R_s M, \quad (2.13)$$

onde  $H$  é o campo aplicado,  $M$  a magnetização macroscópica,  $R_o$  o coeficiente Hall ordinário e  $R_s$  o coeficiente Hall extraordinário.

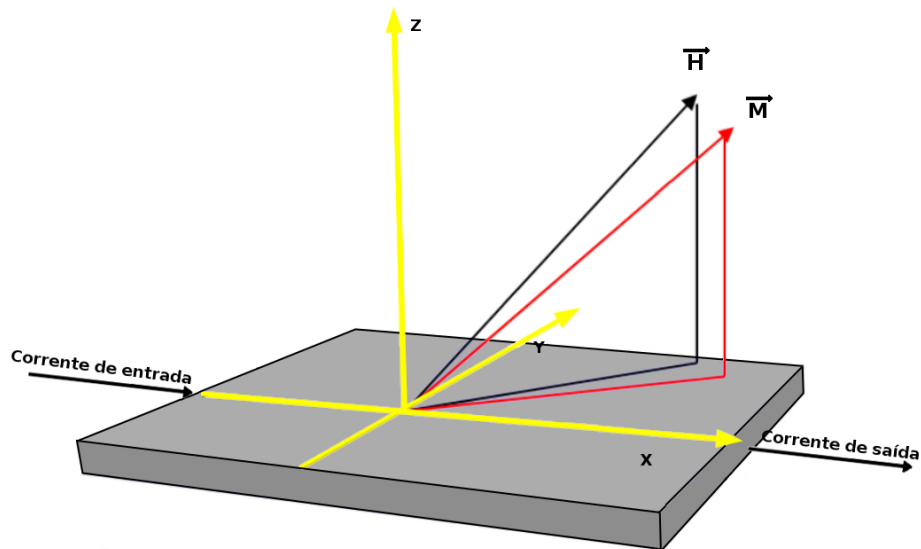


Figura 2.10: Geometria usada para medir efeito Hall extraordinário (EHE), sendo  $\vec{H}$  a direção do campo aplicado e  $\vec{M}$  a magnetização da amostra.

Com o aumento do campo magnético externo, primeiramente  $\rho_{xy}$  varia rapidamente assim cresce proporcional ao campo magnético externo. A variação inicial de  $\rho_{xy}$  é causada pelo alinhamento da magnetização, após este alinhamento da magnetização, a  $\rho_{xy}$  muda proporcionalmente com o campo magnético externo. Visto que o coeficiente Hall extraordinário  $R_s$  é comumente muito maior que o coeficiente Hall ordinário  $R_o$ , a dependência de  $\rho_{xy}$  com o campo magnético externo é similar a curva de magnetização, mas com uma inclinação finita acima da saturação. O coeficiente Hall ordinário  $R_o$  pode ser obtido da inclinação da curva acima do campo de saturação, enquanto que o valor extrapolado de  $\rho_{xy}$  para  $H_{ext} = 0$  fornece o valor de  $4\pi R_s M$ .

## 2.5 Válvula de spin e pseudoválvula de spin

Uma válvula de spin é um dispositivo que consiste de duas camadas ferromagnéticas não acopladas, separadas por uma camada não magnética, onde uma das camadas ferromagnéticas é fixada por um antiferromagneto que serve para elevar sua coercividade magnética e assim comporta-se como uma camada "dura". A resistência elétrica pode variar entre dois valores dependendo do alinhamento relativo da magnetização de cada camada. A mudança de resistência é consequência do efeito magneto resistivo gigante. As camadas magnéticas do dispositivo alinham-se paralela ou antiparalelamente dependendo do campo magnético externo, produzindo dois estados distintos: um estado paralelo, de baixa resistência, e um estado antiparalelo, de alta resistência.

Os dispositivos de PSV são semelhantes as válvulas de spin. Duas camadas ferromagnéticas separadas por uma camada não magnética, mas para este sistema, sem a camada antiferromagnética. O desacoplamento é possível graças as diferentes coercividades das camadas ferromagnéticas, sendo uma camada macia e uma camada dura magneticamente. Isso permite que o campo aplicado inverta a magnetização primeiramente da camada macia e posteriormente da camada dura, proporcionando assim o mesmo efeito antiferromagnético que é necessário para dispositivos GMR. Para que as PSV funcionem, elas geralmente exigem que a espessura da camada espaçadora não magnética seja suficientemente espessa para que o acoplamento de troca seja reduzido ao mínimo. E se torna necessário evitar a interação entre as duas camadas ferromagnéticas para exercer controle completo sobre o dispositivo.

### 2.5.1 Comportamento magnético de pseudoválvulas de spin

Primeiramente levando em conta uma curva de magnetização de uma camada ferromagnética, como o diagrama apresentado na figura 2.11, são apresentadas as mudanças na distribuição da magnetização dos domínios magnéticos representados pelas flechas. Partindo do estado desmagnetizado em D onde a distribuição é isotrópica, as magnetizações que apontam no sentido negativo são invertidas e aumentam a quantidade no sentido positivo à medida que o campo aumenta positivamente, como mostrado pela distribuição em B. Em um campo suficientemente forte, todas as magnetizações são alinhadas quase paralelamente à direção do campo, como mostrado em S. Este é o estado de saturação da amostra. À medida que o campo é reduzido do ponto S, cada magnetização de domínio gira de volta para a direção de menor energia positiva, assim, chegando na magnetização remanente R, ou seja, o material permanece magnetizado sem a presença de campo externo. Quando o campo é então aumentado no sentido negativo, a magnetização mais instável, que é a magnetização na direção positiva, é invertida primeiro. Isso resulta na distribuição mostrada no ponto  $H_c$ , onde a magnetização líquida é zero. A intensidade do campo no ponto  $H_c$  é chamada de força coerciva ou campo

coercivo. O aumento adicional no campo na direção negativa resulta em saturação negativa. É possível observar o processo de magnetização equivalente para a saturação positiva de  $H_c$  para S.

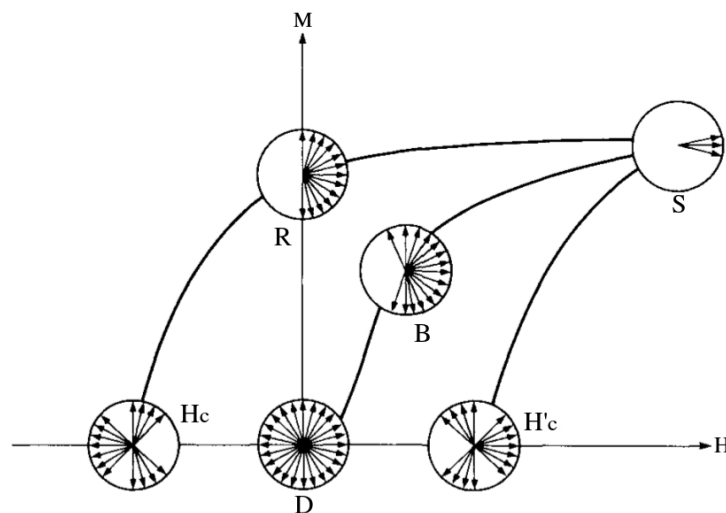


Figura 2.11: Diagrama da distribuição da magnetização em vários pontos da curva de magnetização [43].

Como as PSVs são compostas por duas camadas ferromagnéticas que invertem separadamente, podemos imaginar a curva de histerese como uma mistura de ambas camadas, macia e dura, registrando suas características magnéticas na mesma curva como pode ser observado na figura 2.12. Partindo do campo de saturação positivo ambas camadas estão no mesmo sentido, nesta representação, suas magnetizações apontando para cima. Quando invertido a direção do campo magnético externo a camada macia e a dura vão inverter para campos diferentes, primeiro havendo a inversão da camada macia e posteriormente da camada dura. Gerando assim um degrau na curva, característica de PSVs.

### 2.5.2 Comportamento da magnetorresistência em pseudoválvulas de spin

Magnetorresistência é uma propriedade que certos materiais possuem de alterar seu valor de resistência elétrica sob a aplicação de um campo magnético externo. Na presença de campo externo o arranjo dos spins altera a mobilidade dos elétrons, provocando uma variação na resistência. Já a GMR é observada em estruturas de filmes finos compostos por camadas alternadas de metal ferromagnético e não-magnético, que é originário do espalhamento dependente dos spins dos elétrons à medida que passam pelas camadas magnéticas. Se um spin é paralelo à magnetização das camadas magnéticas, ele experimenta dispersão fraca e, portanto, uma via de baixa resistência, enquanto um elétron com a rotação oposta forma uma via de alta resistência. Se as camadas magnéticas são anti-paralelas com direções de magnetização opostas, cada direção de rotação experimenta forte dispersão na camada magnética cujos mo-

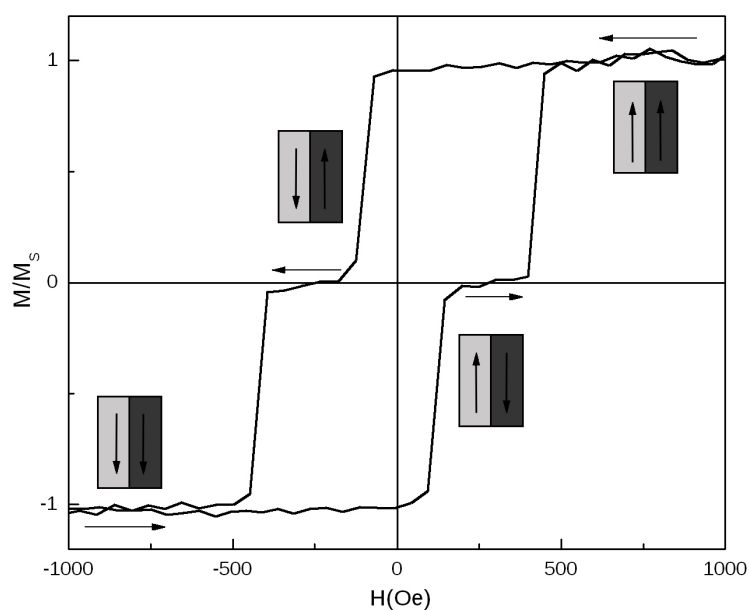


Figura 2.12: Medida de magnetização com a representação da direção da magnetização das camadas de uma PSV.

mentos magnéticos são opostos a ela. Isso resulta em um estado de alta resistência, como pode ser observado na figura 2.13. Podemos definir a magnetorresistência como:

$$MR = \frac{R(H) - R(H = 0)}{R(H = 0)} = \frac{\Delta R}{R} \times 100 \quad (2.14)$$

onde  $R(H)$  é a resistência para um determinado valor de campo  $H$ . Este valor é normalmente expresso em porcentagem.

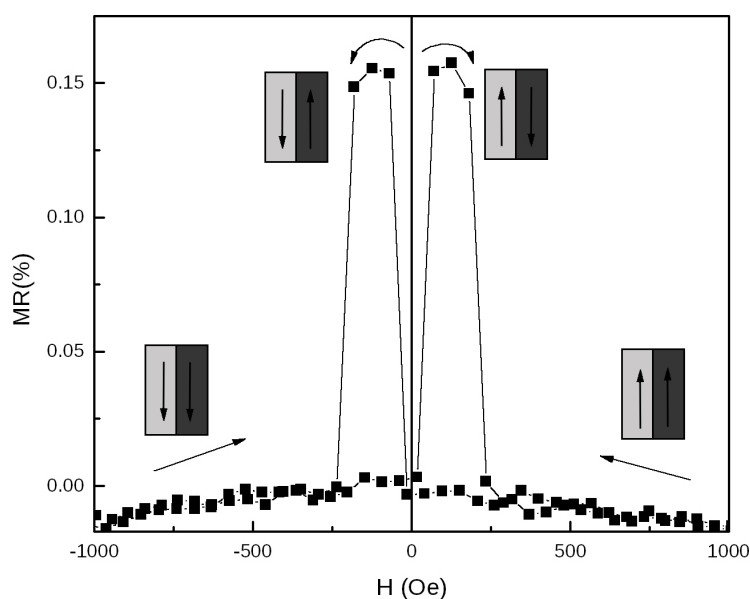


Figura 2.13: Medida de GMR com a representação da direção da magnetização das camadas em uma PSV.



### 3 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Neste capítulo serão apresentados os resultados experimentais obtidos durante o desenvolvimento do trabalho, assim como uma discussão dos mesmos. Todas amostras foram produzidas no Laboratório de Magnetismo e Materiais Magnéticos (LMMM) por meio da técnica de *magnetron sputtering*, sendo o funcionamento desta técnica explicada no apêndice A.1. Inicialmente, serão mostradas as medidas de magnetização que foram realizadas utilizando o magnetômetro de gradiente de campo alternado (AGFM) do LMMM e no apêndice E é detalhado seu funcionamento e o modo que são feitas as medidas. Igualmente, no apêndice F será explicado como foram feitas medidas de transporte de efeito Hall e magnetorresistência.

#### 3.1 Anisotropia magnética perpendicular em multicamadas de Co/Pd sobre vidro

Primeiramente, com o objetivo de se obter filmes finos de [Co/Pd] com PMA, estes foram crescidos com diferentes espessuras de Co e números de camadas, para se escolher o melhor conjunto de parâmetros. Com isso também foi possível fazer um estudo da dependência da espessura do Co com a mudança da direção preferencial da magnetização, conforme os primeiros trabalhos experimentais realizados por Carcia e colaboradores com Co/Pd e Co/Pt [44, 45]. Os filmes foram produzidos pela técnica de desbaste iônico ou *magnetron sputtering*, com pressão de base de  $\sim 7 \times 10^{-7}$  mTorr, fluxo de 32 sccm de Ar,  $\sim 2$  mTorr de pressão durante a deposição e 20 W dc de potência para os materiais utilizados. Foram crescidos filmes com diferentes espessuras de Co e diferentes números de repetições de bicamadas (Co/Pd), para que a espessura total de Co se mantivesse em torno de 80 Å. Todas amostras possuem uma camada base e protetora de 40 Å e 20 Å de Pd, respectivamente, conforme apresentados na tabela 3.1.

Amostra	Estrutura (Å)
Co-Pd-02	Pd(20) / [Co(2)/Pd(20)] <sub>40</sub> / Pd(20)
Co-Pd-03	Pd(20) / [Co(3)/Pd(20)] <sub>27</sub> / Pd(20)
Co-Pd-04	Pd(20) / [Co(4)/Pd(20)] <sub>20</sub> / Pd(20)
Co-Pd-06	Pd(20) / [Co(6)/Pd(20)] <sub>14</sub> / Pd(20)
Co-Pd-08	Pd(20) / [Co(8)/Pd(20)] <sub>10</sub> / Pd(20)
Co-Pd-12	Pd(20) / [Co(12)/Pd(20)] <sub>7</sub> / Pd(20)

Tabela 3.1: Grupo de amostras com diferentes espessuras de cobalto e numero de repetições.

### 3.1.1 Caracterização estrutural e magnética

As medidas de reflectometria (XRR) e difratometria (XRD) de raios x foram realizadas utilizando um difratômetro Bruker D8.

Na figura 3.1 são apresentados os difratogramas de XRD para multicamadas  $[\text{Co}(t)/\text{Pd}(20\text{\AA})]_n$ . O pico mais intenso em  $2\theta = 40,1^\circ$  é referente ao Pd (111) fcc, sendo a espessura do Co ultra fina este pico é praticamente exclusivo do Pd. Conforme há um aumento na espessura do Co, os picos passam a se deslocar para a direita primeiramente em direção ao pico  $2\theta = 40,8^\circ$  associado ao  $\text{CoPd}_2$  (111) fcc até que para  $t=12\text{\AA}$  fica bastante próximo ao pico  $2\theta = 41,7^\circ$  referente ao  $\text{CoPd}$  (111) fcc. Não foram encontrados picos referentes ao cobalto, para tais espessura, pois não houve cristalização.

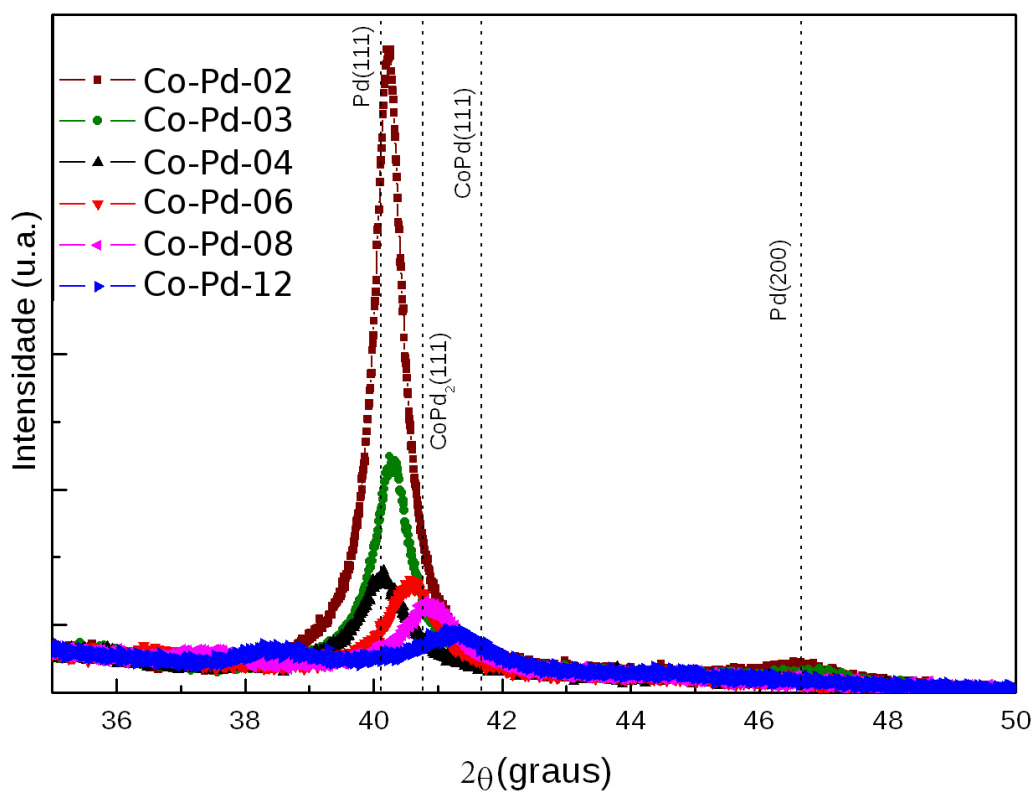


Figura 3.1: Medidas XRD para multicamadas apresentadas na tabela 3.1.

É possível observar nas medidas de XRR na figura 3.2 uma boa qualidade interfacial, pelas repetições regulares das franjas de Kiessing, na qual estas repetições estão relacionadas as bicamadas Co/Pd. Para os filmes com a menor espessura de cobalto não é possível ver as franjas, pois com a diminuição da espessura de cobalto há um aumento no número de repetições, aumentando assim a espessura total do filme como resultado as franjas de Kiessing são suprimidas.

Na figura 3.3 são mostradas as curvas de histerese de M-H para o conjunto de amostras de  $\text{Pd}(40\text{\AA}) / [\text{Co}(t) / \text{Pd}(20\text{\AA})]_n / \text{Pd}(20\text{\AA})$ , medidas em um AGFM, foram submetidas a um

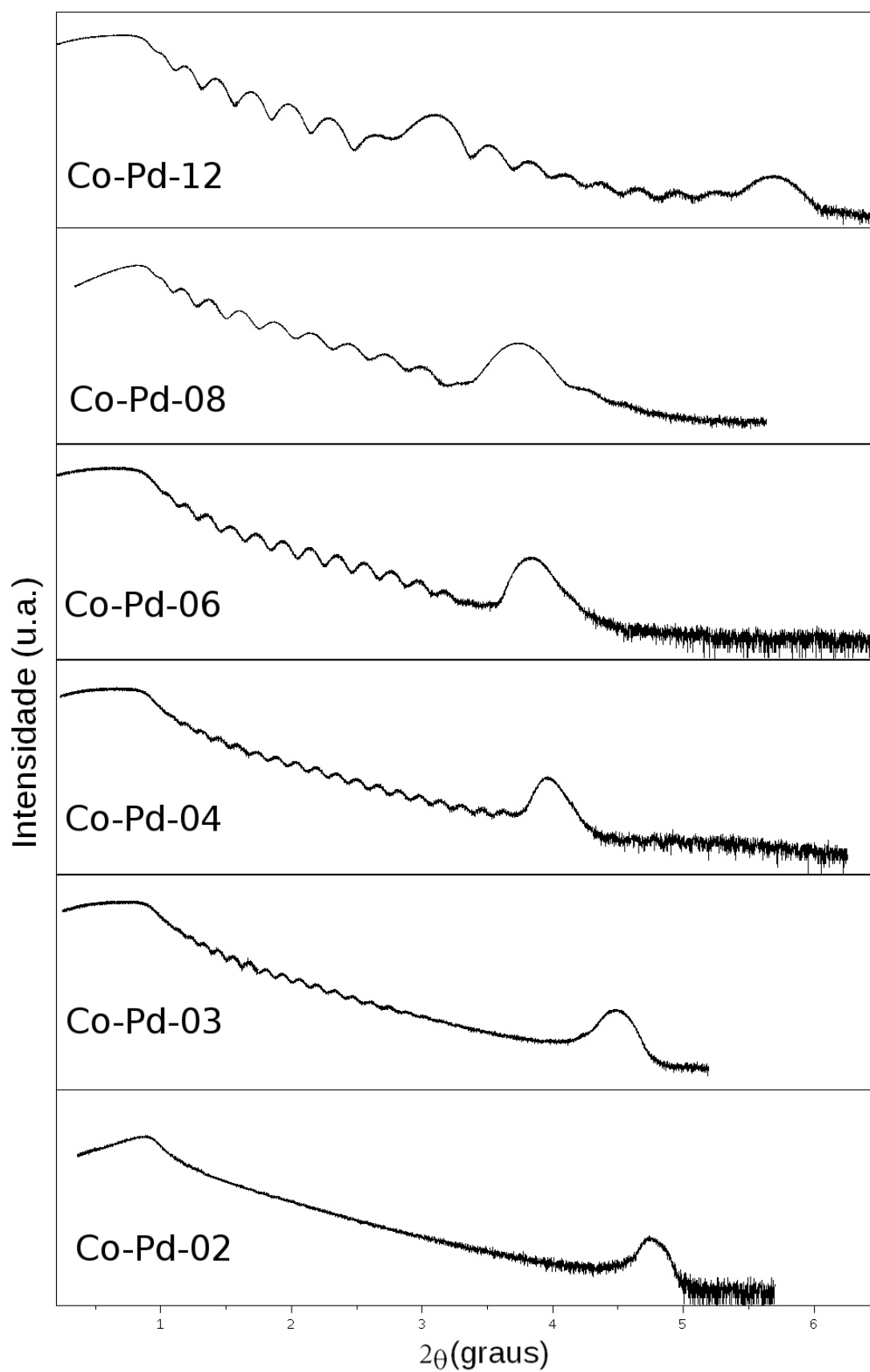


Figura 3.2: Medidas XRR para multicamadas apresentadas na tabela 3.1.

campo magnético externo de  $\pm 3.5$  kOe aplicado perpendicularmente e paralelamente ao plano da amostra.

Pode ser claramente visto que somente para espessuras de Co menores do que  $4\text{\AA}$  (figuras 3.3 (a), (b) e (c)) o eixo de fácil magnetização se encontra perpendicular ao plano da amostra e com o aumento da espessura de cobalto a magnetização passa por um estado de magnetização misto, ou seja, perpendicular e paralelo ao plano, até que se posta completamente no plano para  $\text{Co} = 12\text{\AA}$  (figura 3.3(f)). A reversão magnética nos filmes é caracterizada pela nucleação, propagação e aniquilação dos domínios magnéticos, como indicado na figura 3.3(d).

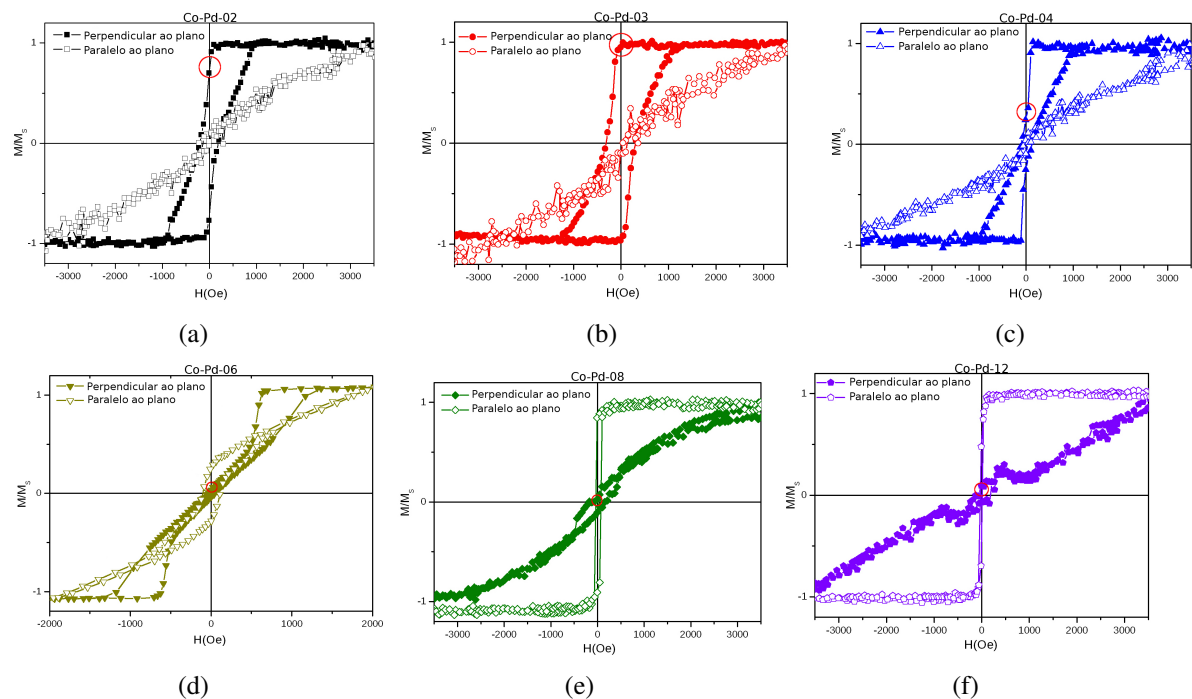


Figura 3.3: Medidas de magnetização, perpendicular e paralelo ao plano, para as amostras apresentadas na tabela 3.1.

As imagens de microscopia de força magnética (MFM) da figuras 3.4, foram obtidas com um SPM (*scanning probe microscopy*) Veeco Digital Instruments Multi Mode em modo de contato intermitente (*tapping mode*) realizadas no *Magnetism and Spin Electronics Group*, Dublin. No apêndice D possui mais informações sobre o funcionamento de um SPM.

Nas figuras 3.4 podemos atentar para as paredes de domínio para os filmes de 4, 6 e  $12\text{\AA}$ . Para pequenas espessuras de cobalto observamos grandes paredes de domínio bem definidas, explicando assim o formato da curva de magnetização com uma maior remanência, quando passamos para maiores espessuras, os domínios se tornam menores, havendo uma rotação destes para o plano, até não sendo mais possível observar paredes de domínio perpendicular ao plano para a amostra com  $\text{Co} = 12\text{\AA}$ , figura 3.4(e), os pontos aparentes são grandes partículas de impurezas que colidiram com a ponteira, logo não são respostas magnéticas.

Todas as imagens de MFM foram feitas com as amostras no estado de remanência,

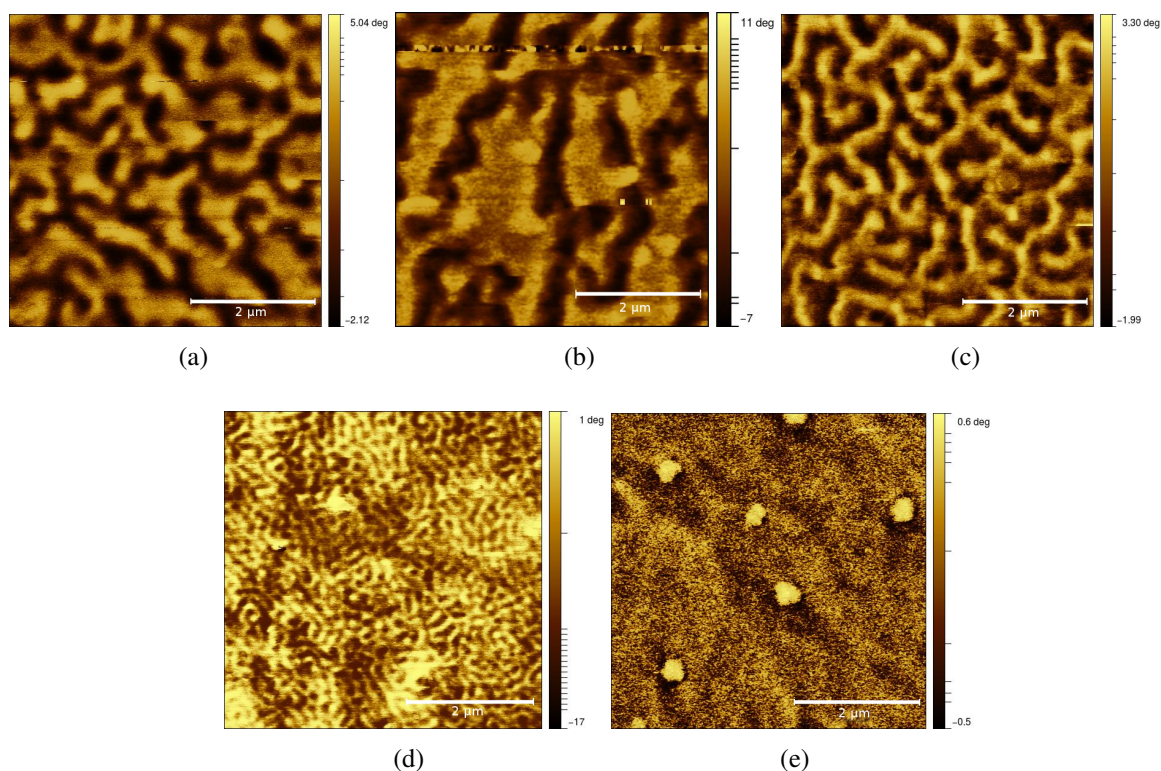


Figura 3.4: Imagens de MFM para multicamadas para as amostras apresentadas na tabela 3.1 (a)  $t = 2\text{Å}$ , (b)  $t = 3\text{Å}$ , (c)  $t = 4\text{Å}$ , (d)  $t = 6\text{Å}$  e (e)  $t = 12\text{Å}$ .

após saturadas, no estado magnético indicado pelos círculos vermelhos nas figuras 3.3. Foram utilizadas ponteiros magnéticas, magnetizadas perpendicularmente, gerando assim imagens magnéticas na direção perpendicular do plano das amostras.

Filmes finos magnéticos com PMA, como por exemplo multicamadas Co/Pt e Co/Pd, geralmente possuem baixa energia magnetostática, ou seja, baixa energia desmagnetizante, formam *stripe domains* (domínios em forma de tira) [46, 47, 48]. A largura desses domínios é determinada pelo equilíbrio entre as energias magnetostáticas e paredes de domínio e varia com a espessura e o número de repetições do filme, conforme pode ser observado nas figuras 3.4, conforme há o aumento na espessura de Co, os *stripe domains* se tornam mais finos e longos, possuindo uma maior densidade para a amostra com  $6\text{Å}$  do que para a com  $3\text{Å}$ , por exemplo.

### 3.2 Anisotropia magnética perpendicular em multicamadas de Co/Pd sobre AAO

Multicamadas de Co/Pd com PMA foram depositadas por sputtering sobre a superfície porosa de membranas de alumina com poros de diferentes diâmetros, como pode ser visto na representação da figura 3.5(a). Os poros das membranas foram obtidos através do processo de anodização dupla, tais membranas foram produzidas no *Laboratório de Magnetismo de*

la Universidad de Santriego de Chile, sendo o processo de produção descrito no apêndice G. O diâmetro dos poros depende do tipo de ácido utilizado, do potencial elétrico aplicado e da temperatura na qual o processo é realizado. A parte inferior das membranas é fechada e após a remoção do Al restante, que não é anodizado, uma superfície formada por nanodomos é atingível. Primeiramente será descrito o crescimento sobre membranas de AAO ordenadas com poros de diâmetros médios de 40, 60 e 75 nm, e posteriormente será analisado sobre poros com grande aberturas (de 50 a 200nm) e domos.

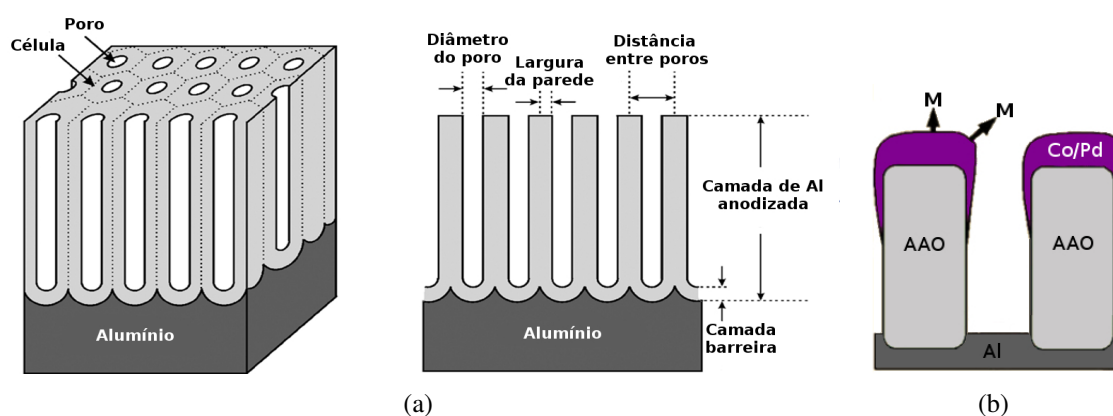


Figura 3.5: Esquema representativo (a) da membrana de AAO utilizada, (b) do crescimento do filme fino de Co/Pd sobre a membrana de AAO e a sua direção da magnetização [17].

### 3.2.1 Anisotropia magnética perpendicular em multicamadas de Co/Pd sobre AAO com poros ordenados

A seguir será apresentada uma sequência de comparações para as amostras produzidas sobre substrato de AAO. A espessura de cobalto para as bicamadas escolhidas foi a que apresentou a melhor PMA, neste caso a espessura de  $3\text{\AA}$  foi mantida fixa para todas as amostras. Na mesma rodada de deposição foi possível crescer filmes simultaneamente em diferentes substratos.

Na figura 3.6 são apresentadas imagens obtidas por microscopia eletrônica de varredura (MEV), realizadas no laboratório de Microscopia Eletrônica, UFSM, para poros de 40 nm de diâmetro, onde pode ser visto que o filme recobre uniformemente a superfície do substrato de AAO sem tapar os poros.

Na figura 3.7 as imagens de MEV são da amostra crescida sobre poros com 60 nm de diâmetro, novamente com diferentes aumentos. O filme apresenta um crescimento uniforme, cobrindo as células e mantendo os poros abertos.

Para o substrato com poro de 75 nm de diâmetro, como visto na figura 3.8, há novamente um bom recobrimento como nas amostras anteriores.

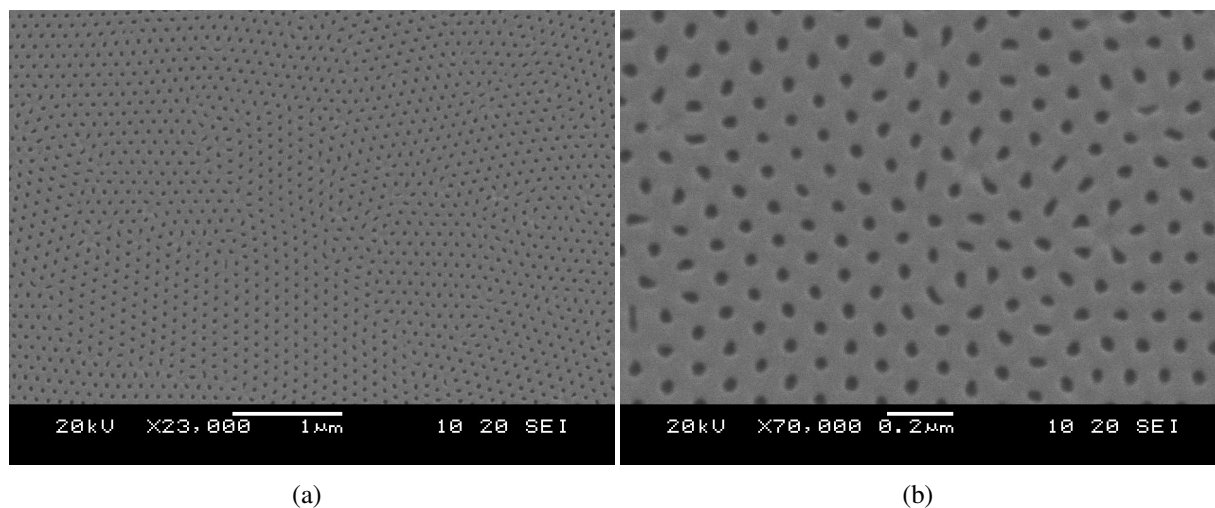


Figura 3.6: Imagens de MEV das multicamadas  $[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Pd}(20\text{\AA})]_{10}$  sobre alumina com poros de 40 nm de diâmetro com ampliação de (a) 23000, (b) 70000 vezes.

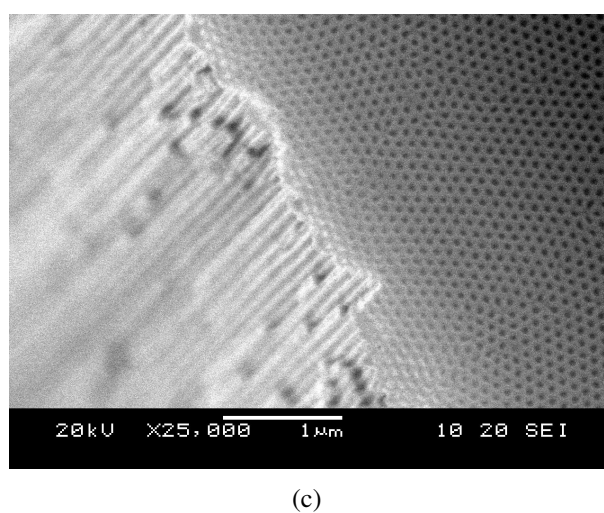
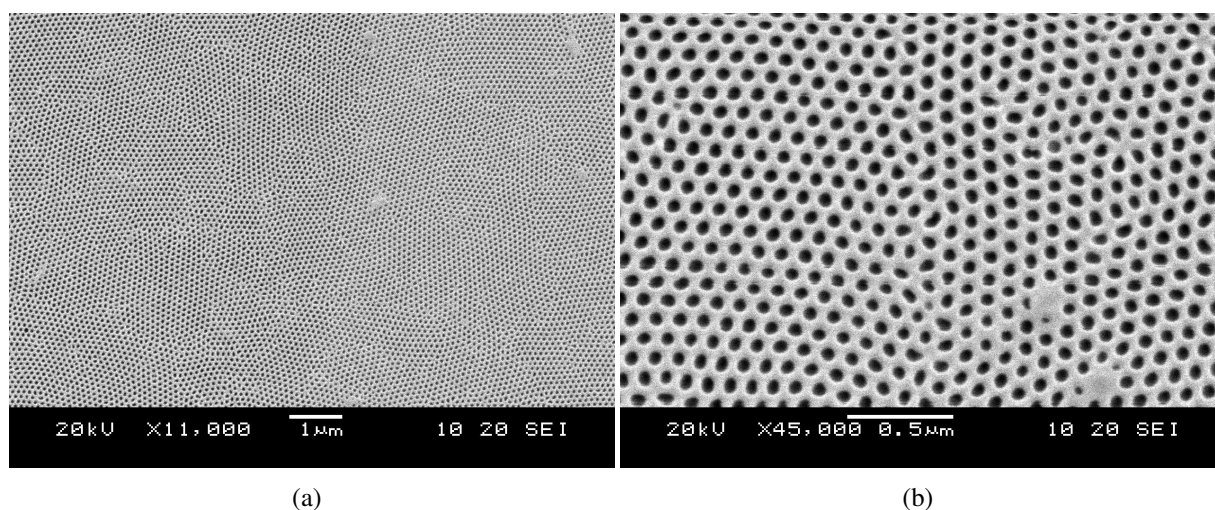


Figura 3.7: Imagens de MEV das multicamadas  $[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Pd}(20\text{\AA})]_{10}$  sobre alumina porosa com poros de 60 nm com ampliação de (a) 11000, (b) 45000, (c) 25000 vezes.

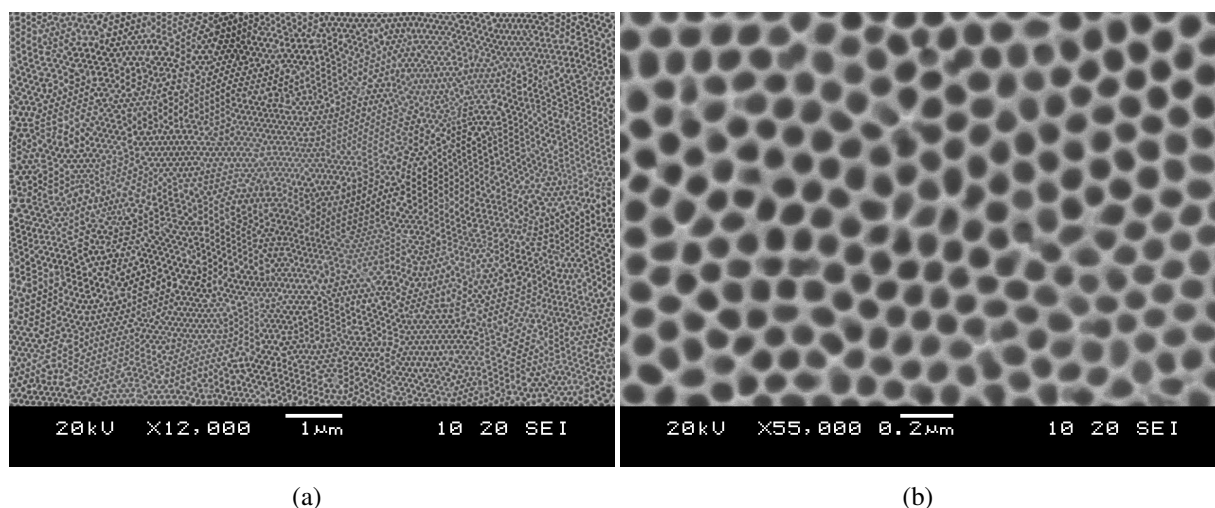


Figura 3.8: Imagens de MEV das multicamadas  $[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Pd}(20\text{\AA})]_{10}$  sobre alumina porosa com poros de 75 nm com ampliação de de (a) 12000, (b) 55000 vezes.

As medidas demagnetizaçã foram feitas em um AGFM, todas perpendicular ao plano, como apresentado na figura 3.9.

A figura 3.9(a) mostra as curvas de magnetização medidas nas multicamadas do filme contínuo e dos poros com diferentes diâmetros, como mostrados nas figuras 3.6, 3.7 e 3.8. O filme contínuo apresenta PMA, com alta remanência e coercividade de aproximadamente 144 Oe. No filme crescido sobre AAO com poros de 40 nm a coercividade aumenta para  $\sim 476$  Oe quando comparado como filme contínuo, e a remanência permanece alta como no filme fino. Um pequeno aumento na coercividade é observado no filme sobre poros de 60 nm, e uma boa PMA permanece. O mesmo não é observado para os poros de 75 nm, apesar do aumento da coercividade, maior do que outras amostras, esta amostra apresenta uma degradação da PMA, com uma redução na remanência.

Há um aumento no  $H_c$ , com o aumento do diâmetro dos poros, de 140 Oe para 722 Oe. Com o aumento dos poros, diminui a superfície onde o filme fino pode crescer, havendo mais deposição nas bordas [49], onde a magnetização não é perpendicular ao plano, como pode ser visto na esquematização da figura 3.5(b).

Uma investigação foi feita entre razão da coercividade da amostra medidas para diferentes ângulos, pela coercividade quando medida perpendicularmente ao plano, chamada de zero grau. Esta razão é apresentada na figura 3.9(c). O comportamento do filme fino, em que com o aumento do ângulo há um aumento na razão, é condizente com a nucleação e propagação das paredes de domínio. Para os poros com diâmetros de 40 e 60 nm, a coercividade só aumenta após 45 graus, mostrando que os poros são efetivos na fixação da propagação das paredes de domínio nesses sistemas. Nos poros com 75 nm de diâmetro, a coercividade diminui à medida que o ângulo se aproxima do plano, mostrando uma tendência a uma anisotropia mista (entre plano e perpendicular ao plano).

A fim de estudar a influência dos poros sobre o efeito de confinamento das estruturas



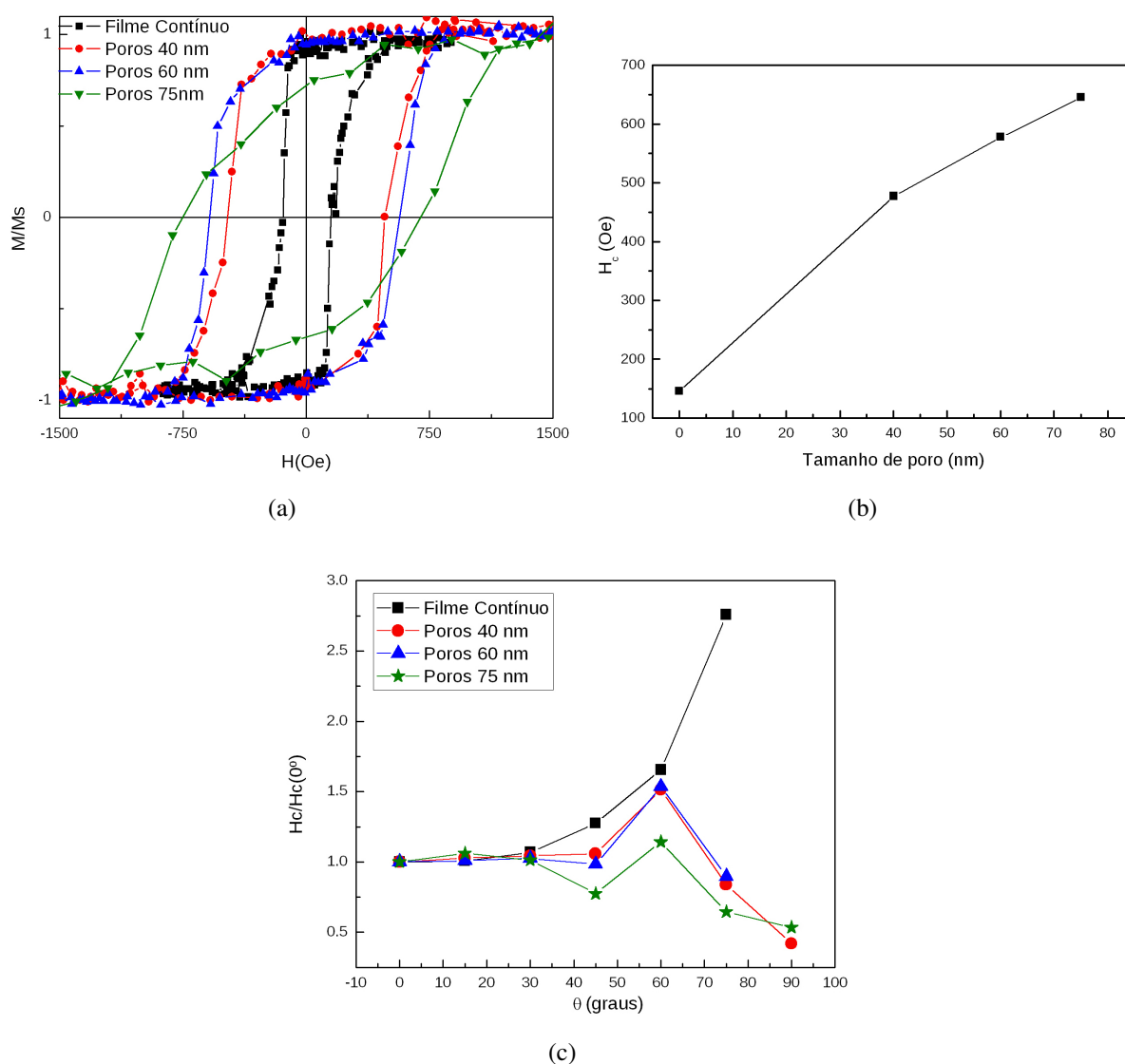


Figura 3.9: (a) Curvas de magnetização perpendicular ao plano para multicamadas de  $[\text{Co}(3\text{\AA})/\text{Pd}(20\text{\AA})]_{10}$  para diferentes tamanhos de poros do substrato de AAO, (b) variação de  $H_c$  em função do tamanho e distribuição dos poros, (c) variação angular da coercividade para as amostras estudadas.

de domínios magnéticos e dos processos de reversão da magnetização, além da magnetometria por AGFM e imagens por meio de MEV, foi realizada nessas amostras imagens magnéticas de MFM, como pode ser observado na figura 3.10. Através das imagens, é possível observar a influência do tamanho dos poros sobre os *stripe domains* que são, em geral, menores nos poros do que no filme contínuo, como pode ser visualizado nos círculos das figuras 3.10(a) e 3.10(b). As amostras com poros apresentam maiores campos coercivos e remanência, indicando uma maior aprisionamento das paredes de domínio induzidas pelos poros, ou seja, há "endurecimento" dos processos de reversão da magnetização. Diferentemente do que ocorre nos filmes contínuos, nos filmes crescidos sobre membranas, *stripe domains* não se propagam por longos caminhos, para este caso, pois os poros fornecem centros de fixação adicionais e alteram o espaço disponível para a formação dos domínios.

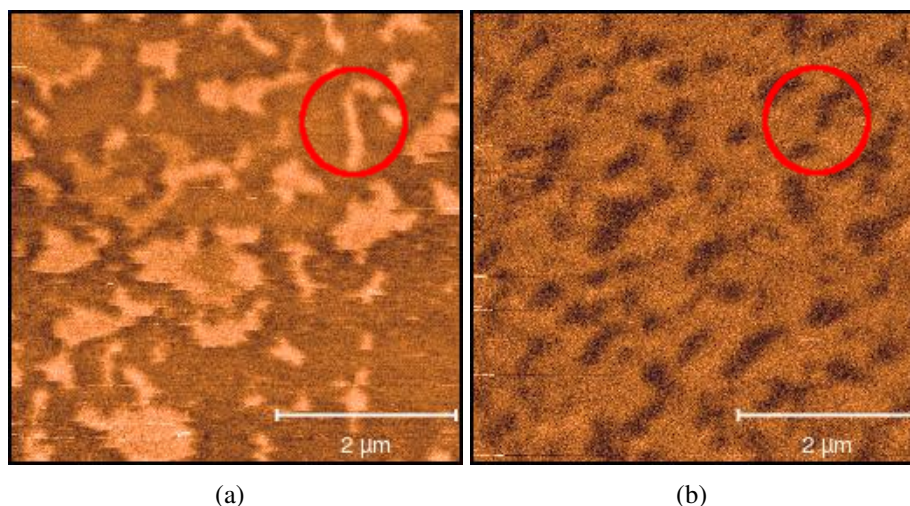


Figura 3.10: Imagens de MFM para filmes finos sobre (a) vidro (b) poros de AAO.

### 3.2.2 Anisotropia magnética perpendicular em multicamadas de Co/Pd sobre AAO com poros e domos de tamanhos diversos

Para membranas de AAO obtidas com *hard anodization* (HA), ou seja, através de um ataque mais agressivo durante a anodização, resultando domos e poros com tamanhos variados e grandes aberturas com alguns com mais de 200 nm como pode ser visto na figura 3.11.

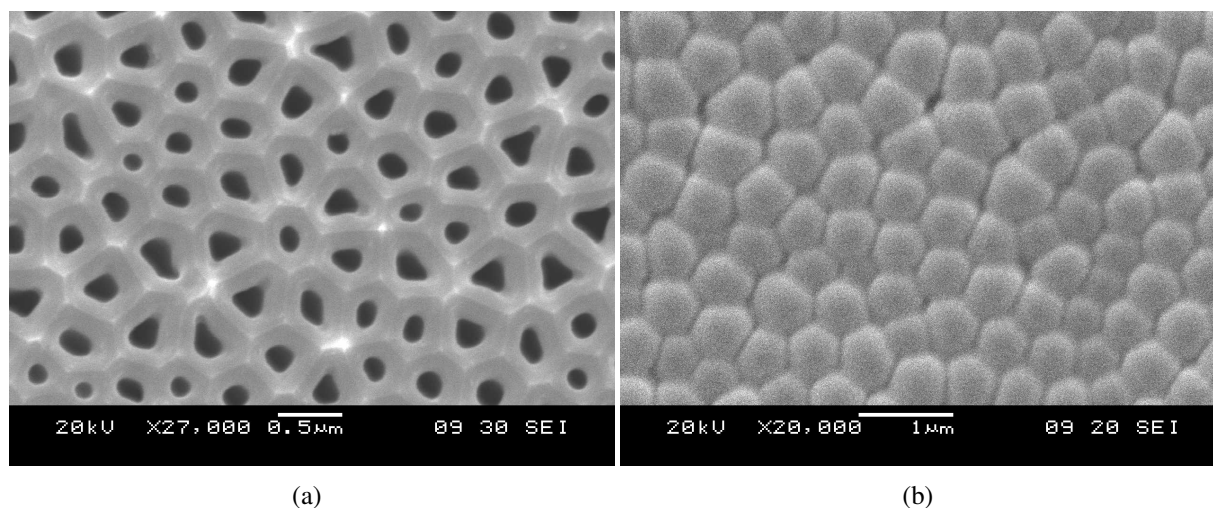


Figura 3.11: Imagens de MEV para filmes finos sobre (a) poros (b) domos de AAO.

Pode-se observar, que o filme fino cresce de forma diferente entre os poros desordenados e as membranas ordenadas, para este substrato não existe uma superfície plana entre os poros, e sim um formato de cunha. Isto, somado ao tamanho dos poros, modifica a curva de magnetização como pode ser observado na figura 3.12 as curvas de magnetização para os poros e domos.

Para o conjunto de membranas obtidas com HA é possível observar que a coercividade é menor do que no substrato ordenado de 40 nm, e a remanência também é reduzida devido

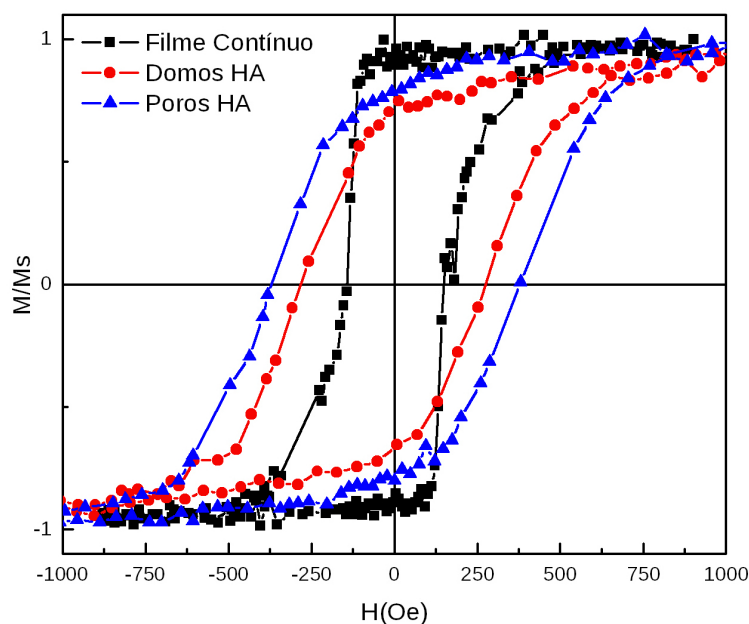


Figura 3.12: Curvas de magnetização perpendicular ao plano para filme contínuo, poros e domos com diferentes tamanhos.

aos efeitos de inclinação, pois há uma maior deposição nas bordas e cunhas, levando a uma maior distribuição da magnetização em diversas direções.

Para avaliar como as diferentes morfologias das membranas porosas afetam as propriedades de magnetotransporte, em especial o EHE, foram utilizadas durante o crescimento das amostras por *sputtering* máscaras para as medidas elétricas. A figura 3.13 mostra a resistência Hall versus o campo aplicado para o grupo de amostras selecionadas; o filme contínuo, membrana com poros de 40 nm e os poros e domos obtidos pelo processo HA.

Como visto na equação 2.13 do EHE, o primeiro termo está relacionado ao efeito Hall ordinário causado pela força de Lorentz. O segundo termo está relacionado à magnetização que é relacionado ao EHE. O EHE é geralmente muito maior do que o efeito Hall ordinário; especialmente em amostras com PMA. Portanto, a resistividade Hall versus campo se assemelham a curva de magnetização. Comparando a figura 3.13 e a figura 3.12, é possível observar que as curvas  $R_H(H)$  e  $M(H)$  são semelhantes, com coercividades muito semelhantes. A resistividade Hall extraordinária da membrana com poros de 40 nm aumenta um pouco em relação ao filme contínuo, mostrando uma grande coercividade e boa PMA, como evidenciado pelo grande valor da remanência  $R_H$ . Vale a pena notar o grande aumento de EHE, de uma ordem de grandeza, nos filmes depositados nas membranas HA. O mesmo aumento de EHE foi observado anteriormente em domos magnéticos com diâmetros diferentes, que pode ser atribuído ao aumento da resistividade da amostra devido a um irregular crescimento do filme na superfície, sendo diferentes nos vales quando comparado com os domos. A resistividade Hall nos poros HA é ainda maior e, como pode ser visto na imagem de MEV (figura 3.11(b)), os caminhos disponíveis para a corrente elétrica a fluir nesta amostra são muito complexos, incluindo cunhas em

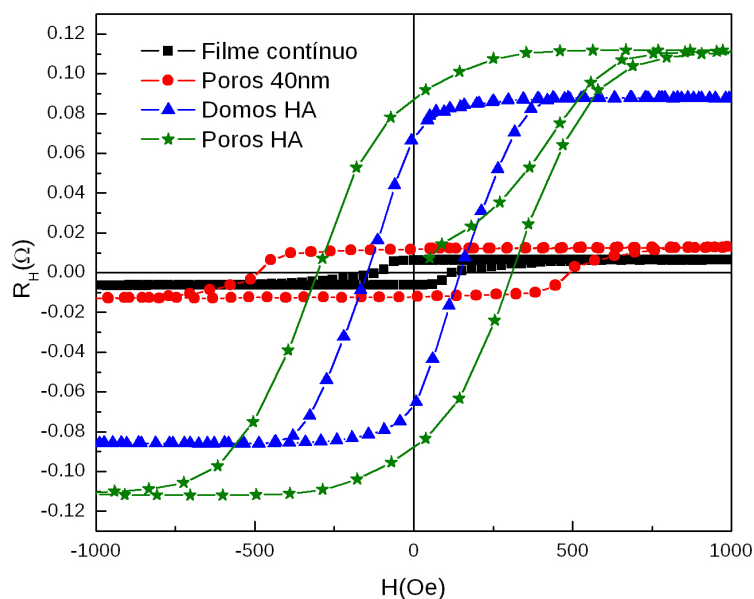


Figura 3.13: Curvas de EHE perpendiculares ao plano para filme contínuo, poros e domos com diferentes tamanhos.

torno dos poros, sendo assim esta morfologia complexa dá origem ao aumento na resistência Hall.

Para membranas de AAO produzidas com HA é mais perceptível o aprisionamento dos *stripe domains* quando comparado com o filme fino, como pode ser observado pelos círculos brancos na figura 3.14, ambos medidos na remanência.

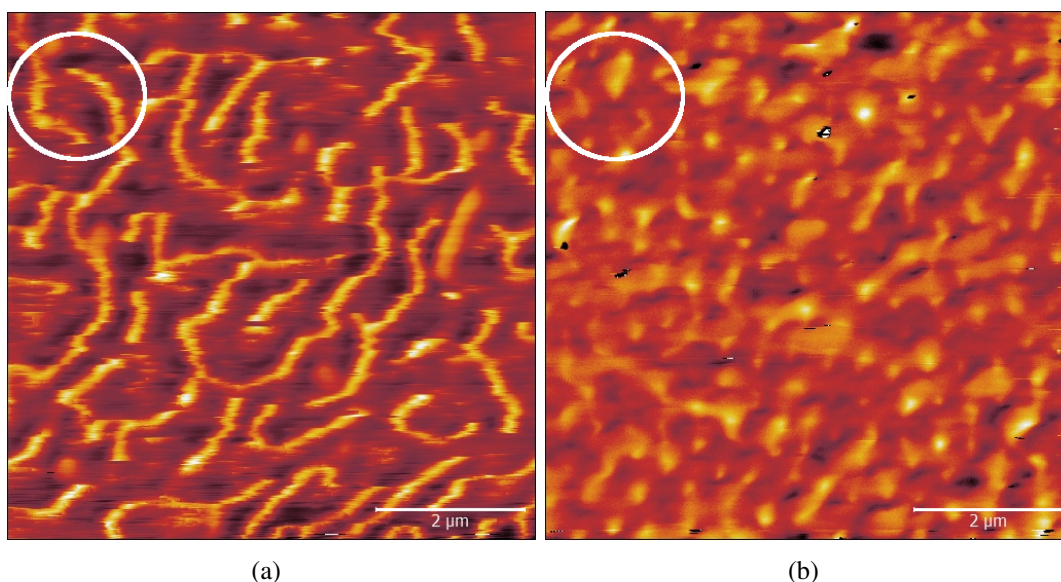


Figura 3.14: Imagens de MFM para filmes finos sobre (a) vidro (b) poros de AAO.

Após estas análises, é possível observar que a utilização de membranas de AAO executam o trabalho de aprisionamento dos *stripe domains*, não permitindo que eles se espalhem por grandes distâncias quando comparado com os filmes contínuos.

### 3.3 Anisotropia magnética perpendicular em pseudoválvulas de spin

No capítulo anterior foi abordada a produção de bicamadas de Co/Pd sobre vidro e AAO para a otimização da PMA. Observou-se que para amostras com espessura de 3Å de cobalto é possível obter valores altos de magnetização remanescente e uma boa retangularidade. Dando continuidade ao trabalho, foram produzidas PSV com as bicamadas Co/Pd e espaçadores de cobre e paládio. Considerando que a PMA em sistemas de multicamadas Co/Pd é dependente da anisotropia interfacial induzida por stress e da anisotropia magnetocristalina, é possível variar a anisotropia de bicamadas Co/Pd através do controle de um grande número de parâmetros, como a quantidade de bicamadas, espessura da camada *buffer*, espessura do espaçador [28, 50, 51, 52] e espessura da camada de cobalto antes do espaçador. O grande interesse em sistemas de PSV vem da possibilidade de se obter alta GMR, que pode chegar a 200% em temperatura ambiente através da manipulação cuidadosa dos parâmetros anteriormente citados. Em baixas temperaturas e aplicando-se altos campos magnéticos, é possível observar magnetorresistência colossal (CMR) com valores médios de 10<sup>6</sup>% [53].

Para a obtenção de grandes valores de GMR é preciso a fabricação de sistemas de grande complexidade. Por outro lado o desenvolvimento e o estudo de sistemas mais simples gera interesse pela redução de custos em aplicações mais complexas. O EHE possui um potencial para aplicações em sensores e dispositivos de memória e lógica [54]. Uma interessante abordagem foi teorizada por S. L. Zhang et al. [11] em 2013, onde foi demonstrado um conceito de dispositivo baseado no *extraordinary Hall balance* (EHB) através do qual é possível obter razões de 31.400%, muitas ordens de grandezas do que obtido por medidas de MR. Em 2015 J. Y. Zhang et al. publicaram um trabalho onde foram obtidas experimentalmente razões de resistência Hall (HRR) de 69.900% [55]. Sendo assim, além de medidas de transporte de GMR foram realizadas medidas de efeito Hall. A HRR é definida analogamente a razão da MR em sistemas com GMR:

$$HRR\% = \frac{|R_H^P| - |R_H^{AP}|}{|R_H^{AP}|} \times 100\%, \quad (3.1)$$

onde  $R_H^P$  e  $R_H^{AP}$  são as resistências Hall nos estados paralelo e anti-paralelo respectivamente.

Entre os resultados vale ressaltar que foram obtidos valores de  $H_c$  menores do que normalmente é reportado [28], valores importantes para aplicações onde a magnetização é revertida por corrente. Outro ponto de interesse foi o surgimento de picos anômalos em algumas histereses de EHE, já relatados como influência da MR [56] durante as inversões das camadas magnéticas dura e macia. Estes picos anômalos motivam uma certa atenção pela pouca investigação e pela possibilidade de se obter mais estados estáveis na histerese de EHE gerando interesses de aplicações.

### 3.3.1 Pseudoválvula de spin com separador de paládio

Com a finalidade de entender a contribuição física do acoplamento interfacial em PSV com espaçador de paládio foram realizadas medidas de magnetização e medidas de transporte de MR e EHE, todas em temperatura ambiente e perpendicular ao plano. As estruturas das PSVs que foram utilizadas nesta seção estão apresentadas na tabela 3.2.

Amostra	Estrutura (Å)
PSV-Pd03	Vidro / Pd(40) / [Co(3)/Pd(15)] <sub>4</sub> / Co(3) / Pd(100) / [Co(3)/Pd(15)] <sub>5</sub>
PSV-Pd06	Vidro / Pd(40) / [Co(3)/Pd(15)] <sub>4</sub> / Co(6) / Pd(100) / [Co(3)/Pd(15)] <sub>5</sub>
PSV-Pd09	Vidro / Pd(40) / [Co(3)/Pd(15)] <sub>4</sub> / Co(9) / Pd(100) / [Co(3)/Pd(15)] <sub>5</sub>

Tabela 3.2: PSV com espaçador de paládio e espessura de cobalto variando em 3, 6 e 9 Å.

O paládio, possui um curto comprimento de difusão de spin [57] desta forma, apresentou uma baixa GMR. Por outro lado, foi possível observar o desacoplamento entre as camadas macia e dura tanto nas medidas magnéticas quanto nas medidas de EHE. Na figura 3.15 são apresentadas as curvas de magnetização e EHE do presente arranjo. Pode-se observar na figura 3.15(a) o desacoplamento entre a camada macia e dura para as três amostras, e a dependência da coercividade em função da espessura do cobalto havendo um aumento no  $H_c$  entre as amostras PSV-Pd03 e PSV-Pd06 de cobalto e um decréscimo para PSV-Pd09, pois para camadas mais espessas do que 4 Å a magnetização tende a sair da posição perpendicular e ir para a direção do plano do filme como visto com os resultados da seção 3.1.

Para as amostras PSV-Pd03 e PSV-Pd06 a inversão da magnetização da camada macia ocorre para o mesmo campo e possuem o mesmo  $H_c$  de 90 Oe, por outro lado, quando há inversão da camada dura, a coercividade aumenta de 352 para 470 Oe. A diferença entre as curvas na medida de EHE se dá nos valores da resistividade Hall. Ambas as curvas possuem uma inversão abrupta na resistividade da camada macia e dura para o mesmo valor de campo. Os valores de GMR obtidos foram muito baixos e não foram levados em conta, por outro lado, levando em conta o efeito de EHB foi possível encontrar valores de HRR em torno de 115% e 51% para as amostras PSV-Pd03 e PSV-Pd06, respectivamente. Cálculo feito entre a saturação e o estado em que as camadas macia e dura estão anti-paralelas, conforme indicado na seta na figura 3.15(b).

Se considerarmos que o valor de GMR é de aproximadamente zero, a utilização do EHB é uma ferramenta que pode ser usada em outros sistemas de PSV com baixa GMR, gerando assim interesses no desenvolvimento de PSV com espaçador de paládio.

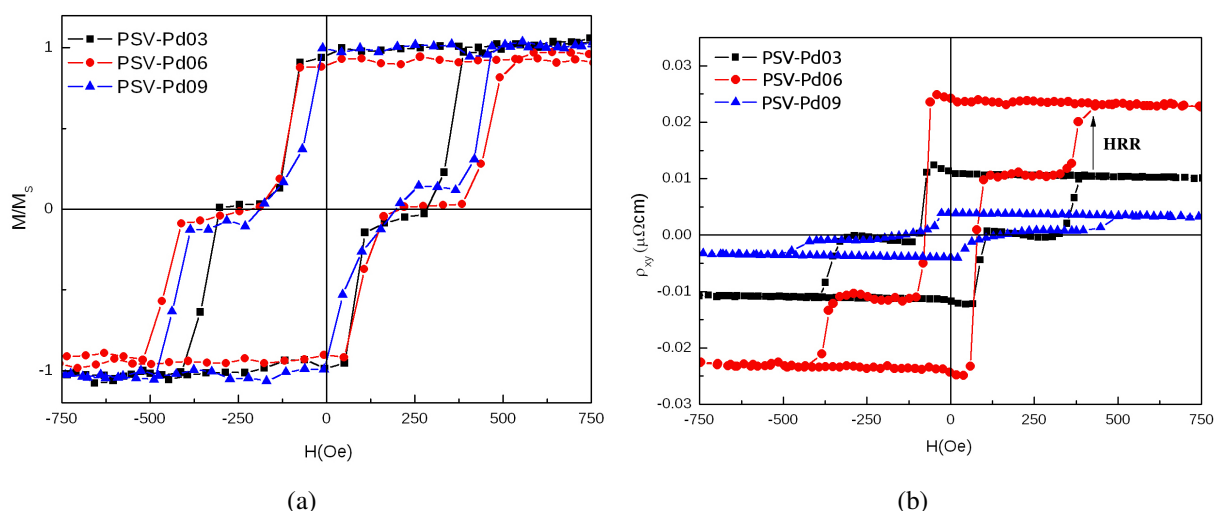


Figura 3.15: Medidas das PSV presentes na tabela 3.2, perpendicular ao plano, de (a) magnetização, (b) efeito hall.

### 3.3.2 Pseudoválvula de spin com separador de cobre

Dando prosseguimento ao estudo do comportamento das propriedades físicas do acoplamento interfacial em PSVs foi utilizado espaçador de cobre, elemento sobre o qual vários estudos do comportamento da GMR em PSVs foram publicados [51, 28, 58, 50, 59] foram publicados. Com o propósito de controlar a PMA, parâmetros como espessura do cobre e do cobalto e número de repetições da bicamada Co/Pd foram variados. Foram realizadas medidas de magnetização e medidas de transporte de MR e EHE todas em temperatura ambiente e com o campo magnético externo aplicado perpendicular ao plano.

Na tabela 3.3 estão apresentadas as estruturas das PSVs com as espessuras de cobalto usadas neste primeiro estudo. Foi mantida fixa a espessura de cobre e o número de repetições das bicamadas Co/Pd.

Amostra	Estrutura (Å)
PSV-Co03	Vidro / Pd(40) / [Co(3)/Pd(15)] <sub>4</sub> / Co(3) / Cu(100) / Pd(15) / [Co(3)/Pd(15)] <sub>5</sub>
PSV-Co09	Vidro / Pd(40) / [Co(3)/Pd(15)] <sub>4</sub> / Co(9) / Cu(100) / Pd(15) / [Co(3)/Pd(15)] <sub>5</sub>

Tabela 3.3: PSV com espaçador de cobre e espessura de cobalto variando.

Analisando a figura 3.16(a) percebe-se um comportamento idêntico da histerese magnética das PSVs com espaçador de cobre com ao das PSVs anteriores com espaçador de paládio(figura 3.15(a)). Ou seja, primeiro ocorre a inversão da camada macia de um modo mais suave e posteriormente de forma um pouco mais abrupta da camada dura. A diferença entre os sistemas com espaçador de paládio e cobre ocorre nas medidas de transporte. Na medida de EHE mostrada na figura 3.16(b) é possível observar mudanças na resistividade Hall para as camadas macia e dura, sendo que há uma queda maior e mais abrupta para a camada macia. Ambas amostras invertem em um mesmo campo, mas a PSV-Co09 possui duas fases na inver-

são da camada macia, provavelmente devido a uma primeira inversão das bicamadas Co/Pd, que possuem uma forte PMA, e posteriormente a camada de 9Å. Na sequência, para sistemas com espaçador de cobre, a análise do EHB para as amostras PSV-Co03 e PSV-Co09 foram realizadas, e obtidos valores de 0,89 % e 0,6%, respectivamente.

As curvas de GMR, (figura 3.18(c)), do mesmo modo como observado em curvas em sistemas de PSVs, possuem uma continuidade nos picos. Estes condizem com os campos em que ocorrem as reversões na medida de EHE. Os valores de GMR obtidos não foram altos em um primeiro momento, pouco mais de 0,06% para ambas as amostras. Vale a pena destacar que para a medida de GMR também é possível observar uma região com uma transição suave e posteriormente uma transição abrupta, como visto na medida de EHE (figura 3.16(b)).

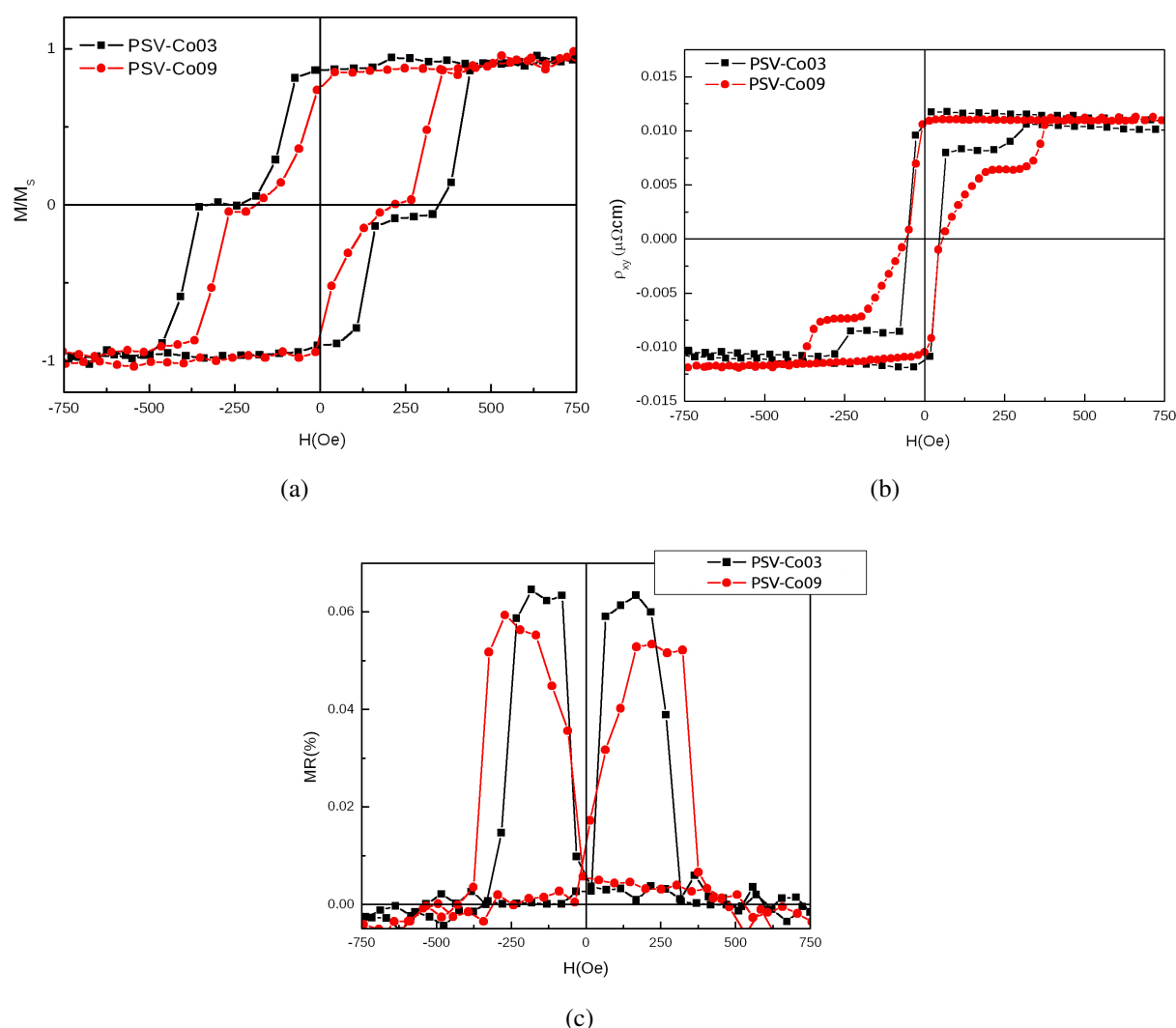


Figura 3.16: Medidas das PSV presentes na tabela 3.3 de (a) magnetização, (b) efeito hall e (c) magnetorresistência

Seguindo com o estudo da dependência do cobre no sistema de PSVs, foi variada a espessura do espaçador de cobre mantendo fixos os demais parâmetros, como espessura do cobalto antes do espaçador e número de bicamadas de Co/Pd. O conjunto de amostras e suas



estruturas estão apresentadas na tabela 3.4.

Amostra	Estrutura (Å)
PSV-Cu50	Pd(40) / [Co(3)/Pd(15)] <sub>4</sub> / Co(6) / Cu(50) / Pd(15) / [Co(3)/Pd(15)] <sub>5</sub>
PSV-Cu150	Pd(40) / [Co(3)/Pd(15)] <sub>4</sub> / Co(6) / Cu(150) / Pd(15) / [Co(3)/Pd(15)] <sub>5</sub>
PSV-Cu200	Pd(40) / [Co(3)/Pd(15)] <sub>4</sub> / Co(6) / Cu(200) / Pd(15) / [Co(3)/Pd(15)] <sub>5</sub>
PSV-Cu300	Pd(40) / [Co(3)/Pd(15)] <sub>4</sub> / Co(6) / Cu(300) / Pd(15) / [Co(3)/Pd(15)] <sub>5</sub>

Tabela 3.4: PSV com espaçador de cobre variando e espessura de cobalto fixa.

Na figura 3.17(a) são apresentadas as histereses magnéticas onde é possível perceber que a variação da espessura do espaçador de cobre influencia a coercividade. Para a amostra PSV-Cu300 houve um aumento considerável na coercividade, tanto na inversão da camada macia quanto da camada dura de 330 e 1115 Oe, respectivamente. Quanto a remanência, verificou-se uma pequena diminuição quando comparada com as demais e também houve uma degradação na retangularidade desta. Quando analisadas, as amostras PSV-Cu50, PSV-Cu150 e PSV-Cu200 apresentam comportamentos bastante similares, com uma mesma remanência, uma boa retangularidade e uma mesma coercividade para a inversão da camada macia. A principal diferença das histereses fica por conta da coercividade relacionada a camada dura, que apresenta diferentes valores, para as amostras PSV-Cu50, PSV-Cu150 e PSV-Cu200. Esta diferença de coercividade entre as quatro amostras indica uma independência da camada macia para o espaçador, diferentemente da camada dura.

Quando analisadas as medidas de EHE, exibidas na figura 3.17(b), o que mais chama atenção em é a grande diferença do valor da resistividade Hall da PSV-Cu50 para as demais. Também é perceptível a ausência do degrau relativo a diferença de coercividade entre as camadas macia e dura. Para as amostras PSV-Cu200 e PSV-Cu300 houve uma grande diminuição da resistividade Hall e um aumento significativo no campo de inversão da segunda amostra. Esta diferença de comportamento se repete quando analisamos as medidas de GMR deste conjunto de amostras, como pode ser observado na figura 3.17(c). Para a amostra PSV-Cu300 não foram encontrados valores de GMR e os valores encontrados para PSV-Cu200 e PSV-Cu150 são próximos dos valores encontrados para as amostras PSV-Co03 e PSV-Co09, ou seja, entre 0,04 até 0,06%. Por outro lado, a amostra PSV-Cu50 apresentou um salto na GMR para 0,16%, comprovando a dependência da espessura de cobre na obtenção de GMR. O motivo deste comportamento pode ser que o espaçador de cobre não cause somente desvios na corrente, mas também espalhamento dos elétrons de condução enquanto eles atravessam o espaçador [60].

Outro ponto de interesse no estudo do comportamento das PSVs foi a resposta quando ocorre uma diminuição das bicamadas de Co/Pd antes e depois do espaçador. As estruturas das amostras podem ser vistas na tabela 3.5.

Na figura 3.18 são apresentadas as curvas de magnetização das amostras PSV-n03 e PSV-n04, onde é possível observar que a diminuição do número de camadas não afetou a boa

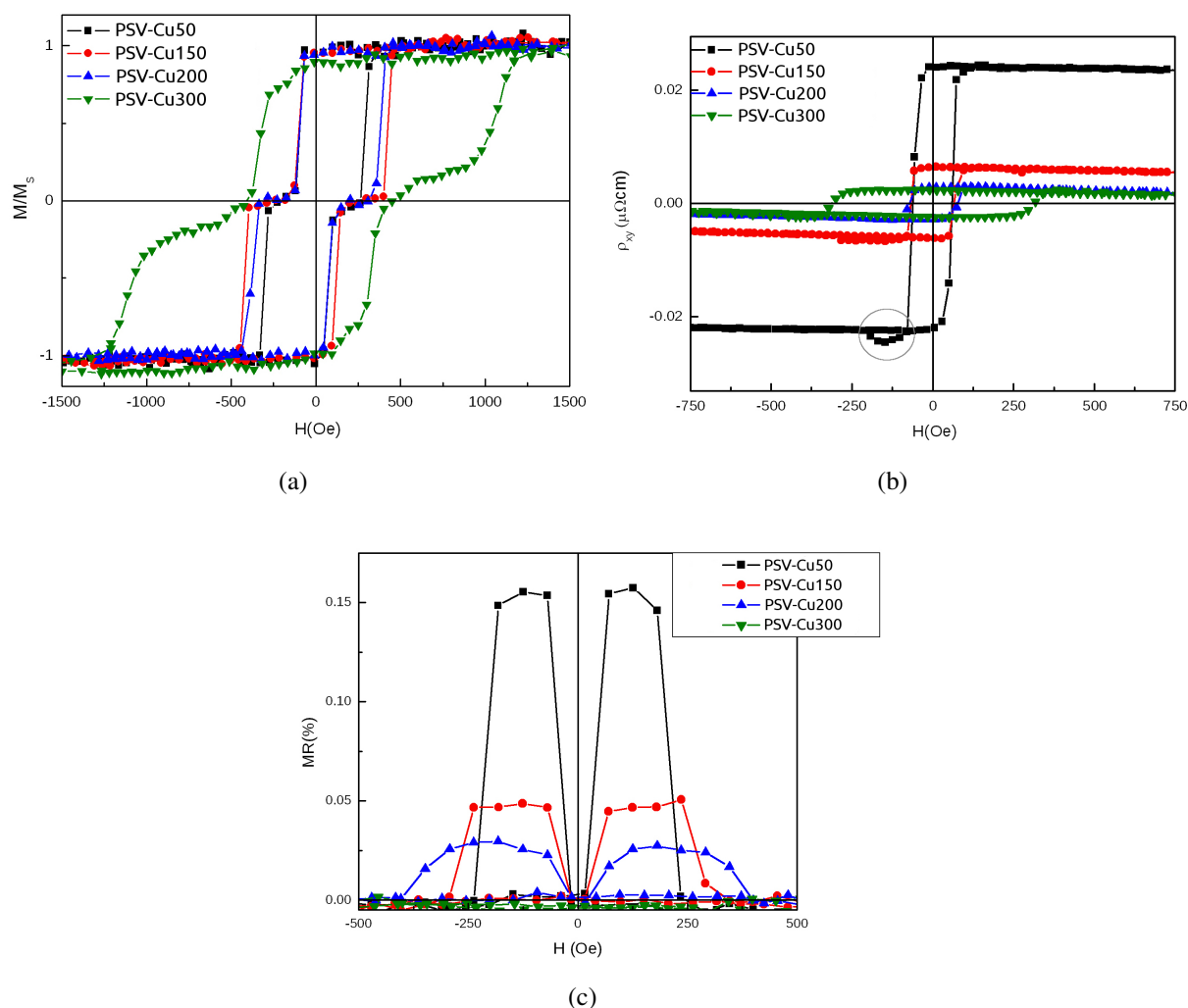


Figura 3.17: Medidas das PSV presentes na tabela 3.4 de (a) magnetização, (b) efeito hall e (c) magnetorresistência

retangularidade das histereses. Logo, não afetou a direção perpendicular da magnetização. Para ambas é visível a rotação primeiro da camada macia e posteriormente da camada dura, sendo que ambas curvas apresentam diferentes remanência e coercividade, tanto para a camada macia quanto para a dura. Do mesmo modo que ocorreu um aumento da GMR influenciado pela diminuição da espessura do espaçador de cobre, houve um aumento na GMR dependente do número de bicamadas Co/Pd, como pode ser observado na figura 3.18(c). Por outro lado, a diminuição do valor de GMR está relacionada à diminuição do caráter metálico das amostras, já que a espessura do espaçador de cobre foi mantida constante.

Junto com o aumento na GMR ocorrido para amostra PSV-Cu50, foi possível observar o aparecimento de um pequeno pico anômalo na curva de EHE, marcado com um círculo na figura 3.17(a). Para as medições de EHE nas amostras PSV-n03 e PSV-n04, tal pico anômalo se faz presente com maior intensidade, como pode ser observado nas curvas de EHE da figura 3.18(b). Esta anomalia no pico do EHE se deve a uma contribuição da GMR no  $\rho_{xy}$ , como pode ser melhor percebido na figura 3.19, onde os picos referentes a GMR coincidem com os picos

Amostra	Estrutura (Å)
PSV-n03	Pd(40) / [Co(3)/Pd(15)] <sub>2</sub> / Co(6) / Cu(100) / Pd(15) / [Co(3)/Pd(15)] <sub>3</sub>
PSV-n04	Pd(40) / [Co(3)/Pd(15)] <sub>3</sub> / Co(6) / Cu(100) / Pd(15) / [Co(3)/Pd(15)] <sub>4</sub>

Tabela 3.5: PSV com cobalto e cobre fixos.

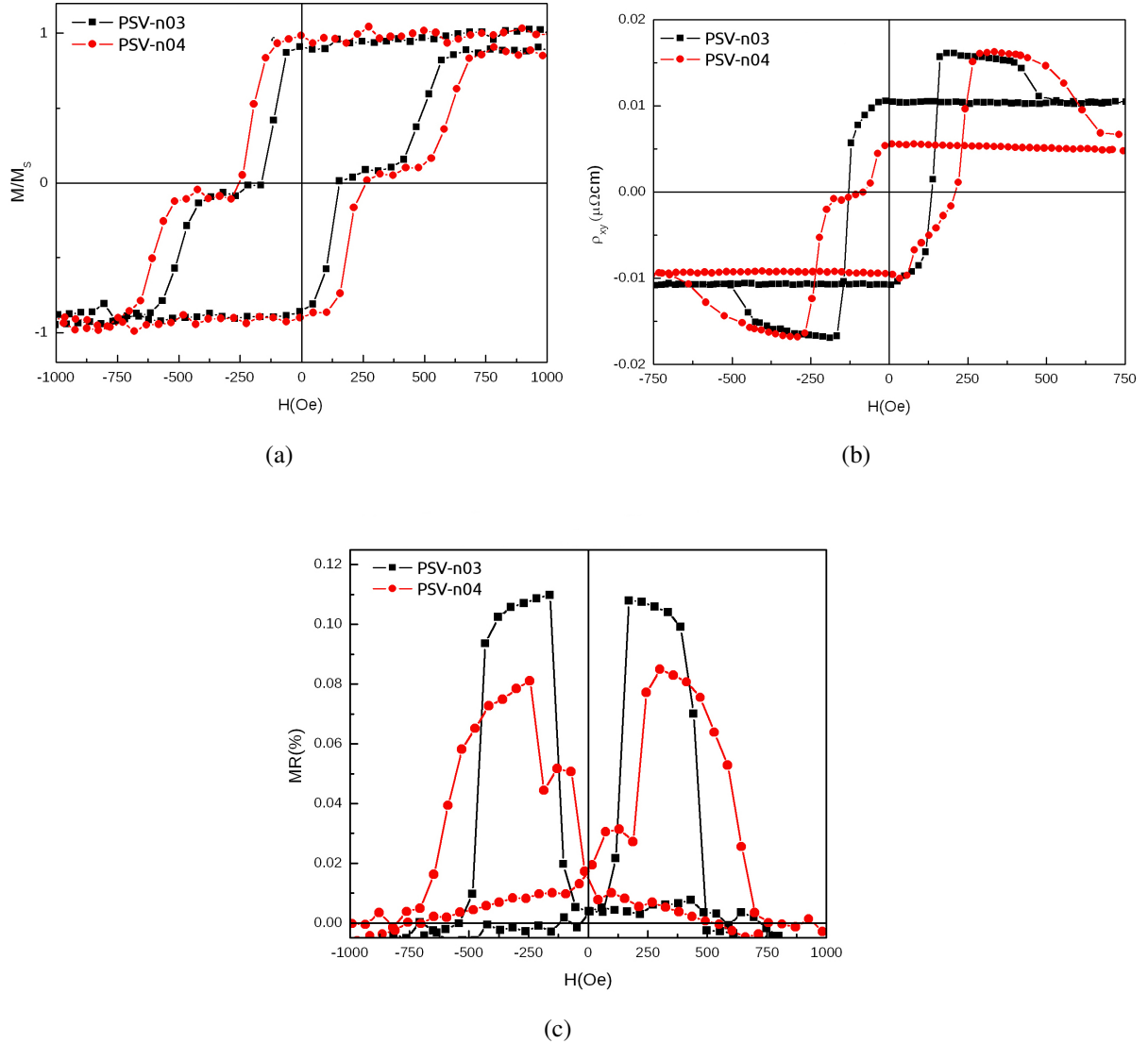


Figura 3.18: Medidas das PSV presentes na tabela 3.5 de (a) magnetização, (b) efeito hall e (c) magnetorresistência

anômalos do EHE. Da equação 2.13, a dependência de  $\rho_{xy}$  para filmes finos ferromagnéticos ordinários é similar a  $M$ , assumindo que  $R_s$  é independente do campo magnético desde que a dependência da resistividade elétrica,  $\rho$ , não seja significativa. Para medidas de GMR em sistemas de SVs, uma vez que  $\rho$  é altamente dependente do campo magnético, a dependência de  $R_s$  para com o campo deve ser levada em conta. A componente do efeito Hall extraordinário está relacionada aos mecanismos de espalhamento assimétrico e saltos laterais [40, 41, 61], onde a contribuição do espalhamento assimétrico é proporcional à  $\rho$  e ambos mecanismos

(espalhamento assimétrico e saltos laterais) contribuem com o termo  $\rho^2$  que são descritos como:

$$R_S = a\rho + b\rho^2. \quad (3.2)$$

Levando em conta a dependência de  $\rho$  pelo campo, a competição entre o incremento de  $M(H)$  e o decremento de  $R_S(H)$  com  $H$  em determinados intervalos de campo aplicado foi considerada no estudo como uma contribuição do pico anômalo nas medidas de EHE. Há estudos onde a anisotropia está no plano da amostra e possui grandes razões de GMR, que foram encontradas anomalias nas medidas de EHE [62, 63]. Aplicando o mesmo conceito do EHB e utilizando a equação 3.1, entre o pico e o valor da saturação Hall, foram obtidos valores de 55% para a amostra PSV-n03 e 132% para amostra PSV-n04.

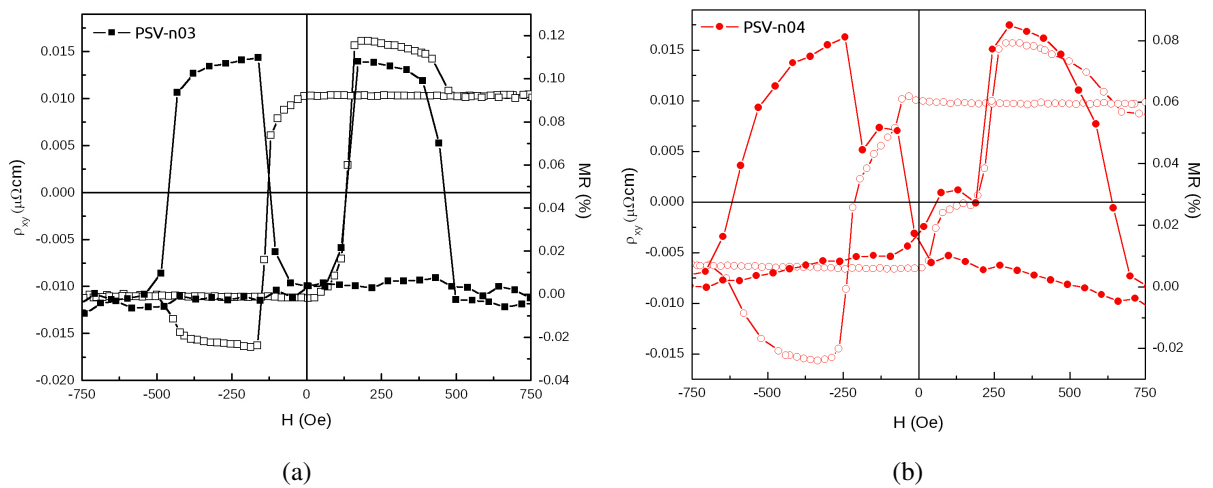


Figura 3.19: (Medidas de efeito Hall e MR sobrepostas para multicamadas para PSVs presentes na tabela 3.5.

Em um trabalho realizado por A. Segal et. al [64] foi proposto o estudo de um conceito de armazenamento magnético onde cada célula de multi-bit magnético é composta por vários pontos ferromagnéticos multiníveis com anisotropia magnética perpendicular. Sendo utilizado o EHE para ler os dados. Sendo que a efetividade do sistema é a possibilidade da criação de células de quatro, oito e dezesseis estados. Mas para tal, é utilizado um sistema composto por dois filmes magnéticos com uma certa esquematização e a necessidade da utilização de cálculos complexos para se obter as curvas que serão utilizadas para ler os bits. Diferentemente, neste trabalho os quatro estados magnéticos foram obtidos somente com medidas de EHE, como observado na figura 3.20. Os caminhos estão indicados pelas setas, sendo que o caminho 1 parte da saturação positivo até o pico negativo e volta até a saturação positiva. O caminho 2 parte da saturação positiva até a saturação negativa. O caminho 3 parte da saturação negativa até o pico positivo e volta à saturação negativa. E o caminho 4 parte da saturação negativa e vai até a saturação positiva. Com isso foi possível a obtenção de 4 estados estáveis em campo zero.

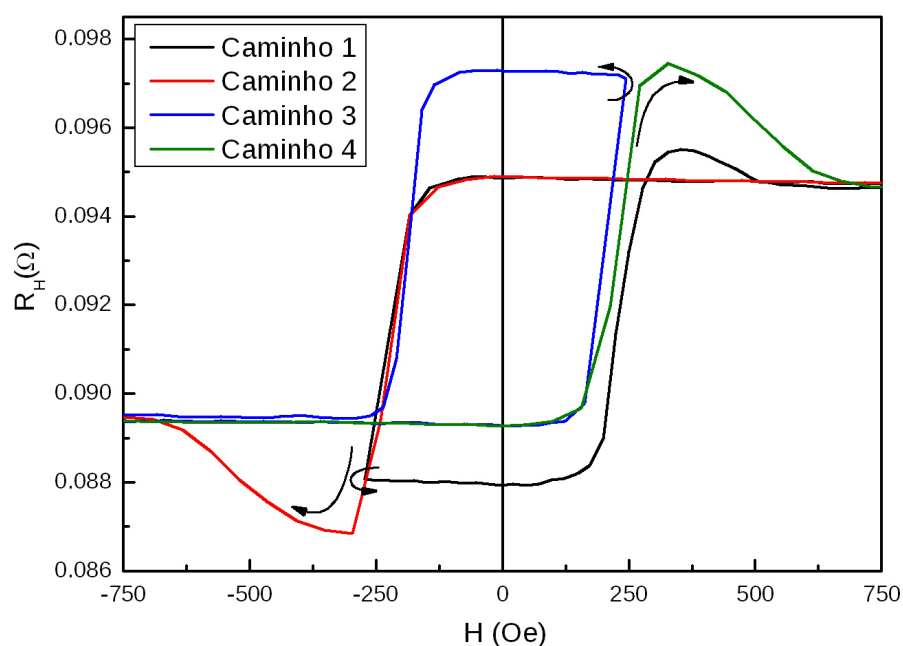


Figura 3.20: Curva de EHE com quatro estados magnéticos em campo zero.

### 3.4 Pseudoválvulas de spin sobre substrato nanoestruturado de AAO

Os substratos nanoestruturados possuem a característica de bloquear a propagação de paredes de domínio. E esta particularidade gerou interesse neste trabalho, com a utilização de substratos de AAO, devido ao seu baixo custo e integração com dispositivos já existentes no mercado.

Foram comparadas PSVs sobre diferentes substratos: vidro e AAO. No caso do AAO foram utilizados poros e domos, onde as estruturas estão descritas na tabela 3.6. As amostras foram produzidas na mesma rodada, facilitando deste modo a comparação, sendo a única diferença o substrato.

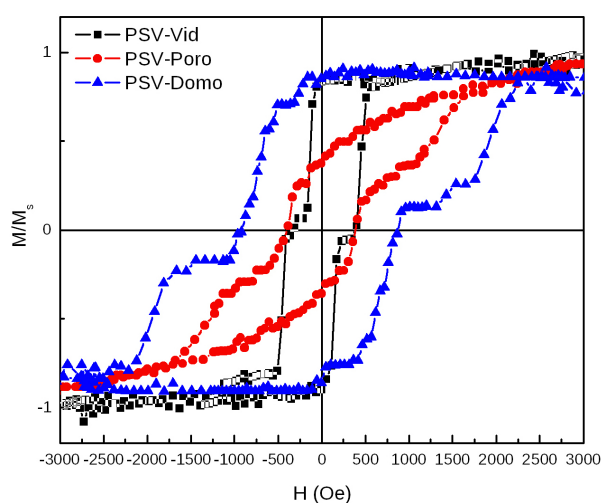
Amostra	Estrutura (Å)
PSV-Vid	Vidro / Pd(40) / [Co(3)/Pd(15)] <sub>4</sub> / Co(6) / Cu(150) / Pd(15) / [Co(3)/Pd(15)] <sub>5</sub>
PSV-Poro	AAO / Pd(40) / [Co(3)/Pd(15)] <sub>4</sub> / Co(6) / Cu(150) / Pd(15) / [Co(3)/Pd(15)] <sub>5</sub>
PSV-Domo	AAO / Pd(40) / [Co(3)/Pd(15)] <sub>4</sub> / Co(6) / Cu(150) / Pd(15) / [Co(3)/Pd(15)] <sub>5</sub>

Tabela 3.6: PSVs crescidas sobre vidro e AAO.

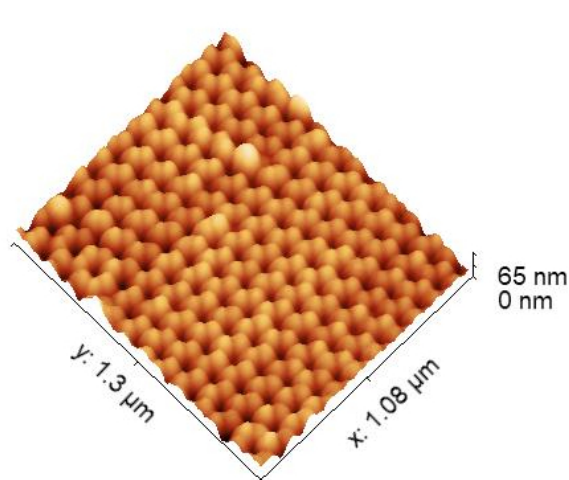
Com o objetivo de estudar a influência dos poros e domos no confinamento e na inversão da magnetização, medidas de magnetização e medidas de transporte foram realizadas. Na figura 3.21(a) são apresentadas as curvas de magnetização das amostras da tabela 3.6. A amostra PSV-Vid foi crescida sobre vidro e apresenta características semelhantes as PSVs anteriores, apresenta uma boa retangularidade, e diferentes  $H_c$  referentes às rotações da camada macia e da camada dura. A amostra PSV-Poro foi crescida sobre os poros de AAO com diâmetros de 50 nm, sendo perceptível que houve um forte degradação na magnetização, onde a

remanência é menor quando comparada com as demais e as inversões das camada macia e dura ocorrem em uma faixa de campo, e não de uma forma abrupta. Na figura 3.21(b) é apresentada a imagem de AFM do sistema depositado sobre os poros, e é perceptível que a degradação na magnetização está ligada à superfície altamente rugosa, com até 65 nm de altura das paredes entre os poros, sendo que no perímetro dos poros a magnetização não se apresenta em uma direção perpendicular ao plano da amostra, como já mostrado na figura 3.5(b).

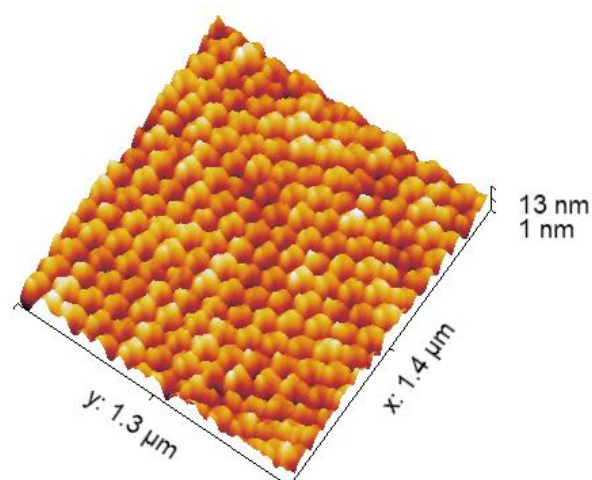
Por outro lado, a amostra PSV-Domo depositada sobre AAO com domos de 100 nm de diâmetro apresentou grandes campos coercivos para as camadas macia e dura com um bom desacoplamento e uma boa remanência similar a amostra PSV-Vid. Deste modo, a utilização de domos mostrou grande efetividade no aprisionamento das paredes de domínio pelo aumento significativo da coercividade e mantendo a retangularidade da histerese. A altura dos domos é de até 13 nm, como pode ser observado na imagem 3.21(c).



(a)



(b)



(c)

Figura 3.21: (a) Medidas de magnetização e imagens de AFM para (b) poros e (c) domos (tabela 3.6).

Na figura 3.22(a) são apresentadas as curvas de EHE para as amostras PSV-Vid e PSV-Domo. Para a amostra PSV-Vid um comportamento similar, sem a presença de desacoplamento na medida Hall e um formato retangular, foi observado. Para a amostra PSV-Domo novamente observamos a presença de picos anômalos, interferência da magnetorresistência, como discutido anteriormente na seção 3.3.2. A grande coercividade vista na magnetização se repete na medida Hall com a inversão das camadas macias e duras começando em 620 Oe e terminando em 2300 Oe. Novamente foi possível utilizar a equação 3.1, devido aos grandes valores dos picos anômalos na resistência Hall, e foi obtido valor de 200% para a medida de EHB. Da mesma forma que descrito para as amostras PSV-n03 e PSV-04 existe a possibilidade da utilização da PSV-Domo como armazenamento magnético composto por multiníveis ferromagnéticos. Os valores obtidos de MR não foram tão altos quanto os obtidos para as amostras PSV-n03 e PSV-04, como pode ser observado na figura 3.22(b), mas abre espaço para futuros estudos para otimização, sendo possível a obtenção de um dispositivo com PSV com uma alta MR e um alto EHB.

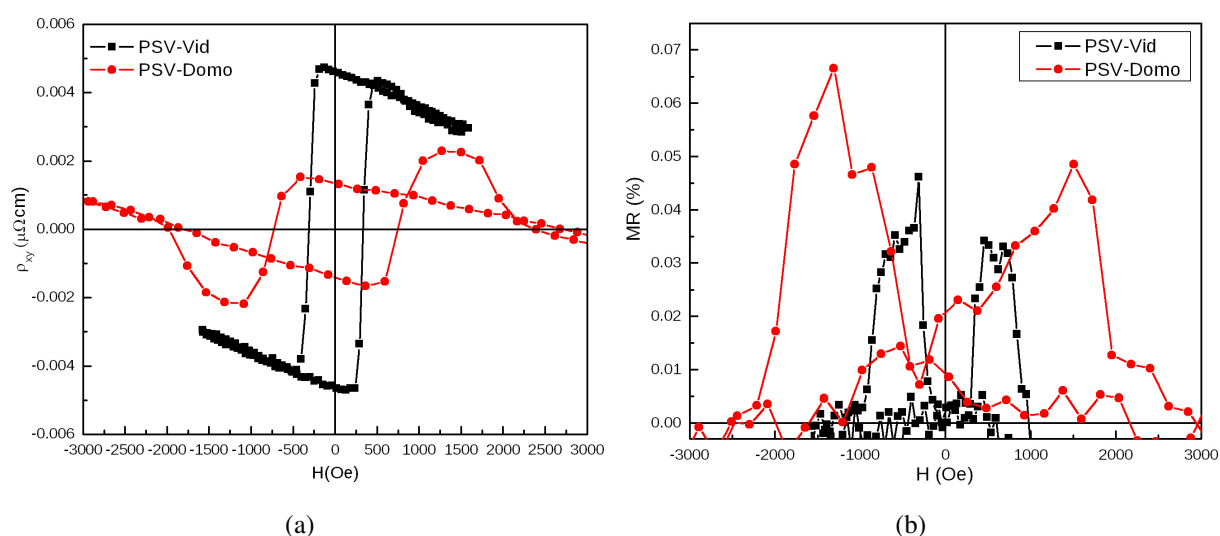


Figura 3.22: (a) efeito Hall extraordinário (b) magnetorresistência para PSVs crescidas sobre vidro e AAO (tabela 3.6).

Visando a otimização dos sistemas de PSVs, foi utilizado um substrato de AAO em que os poros foram obtidos pelo desgaste dos domos, desta forma foi obtido uma superfície menos rugosa. Em seguida foi crescida uma PSV sobre este com a seguinte configuração: Pd(15Å) / [Co(3Å)/Pd(15Å)]<sub>2</sub> / Co(6Å) / Cu(50Å) / Pd(15Å) / [Co(3Å)/Pd(15Å)]<sub>7</sub>. Tal configuração foi escolhida levando em conta os resultados anteriores, como maior MR para espaçador de 50 Å de Cu e menor número de repetições das bicamadas de Co/Pd. como pode ser observado na imagem de AFM 3.23 a superfície é menos rugosa quando comparada com a imagem da figura 3.21(b) com paredes entre poros com 5 nm.

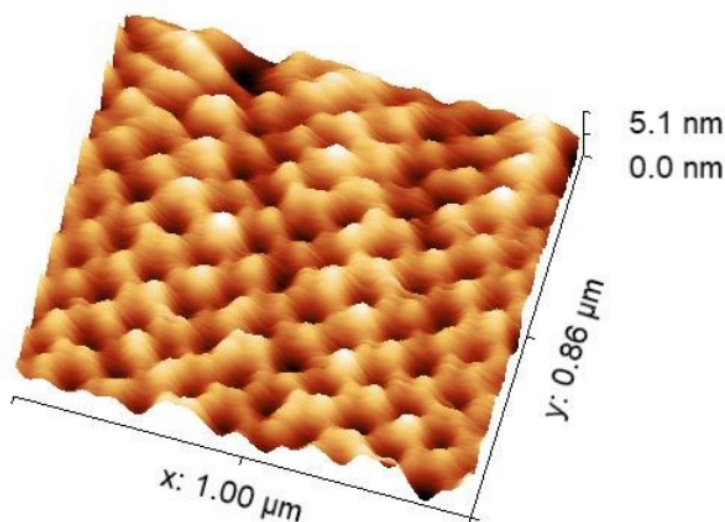


Figura 3.23: Imagem de AFM de uma PSV sobre substrato de AAO constituído de poros de 40 nm obtidos através do desgaste de domos.

Quando analisadas as medidas de transporte é perceptível a melhora na resposta para este sistema, como pode ser observado na figura 3.24. Novamente foram obtidos os picos anômalos na medida de EHE, com valores de resistência Hall maiores do que encontrado para a PSV contínua. O valor de MR também teve um aumento significativo, obtendo valores de 0.20%.



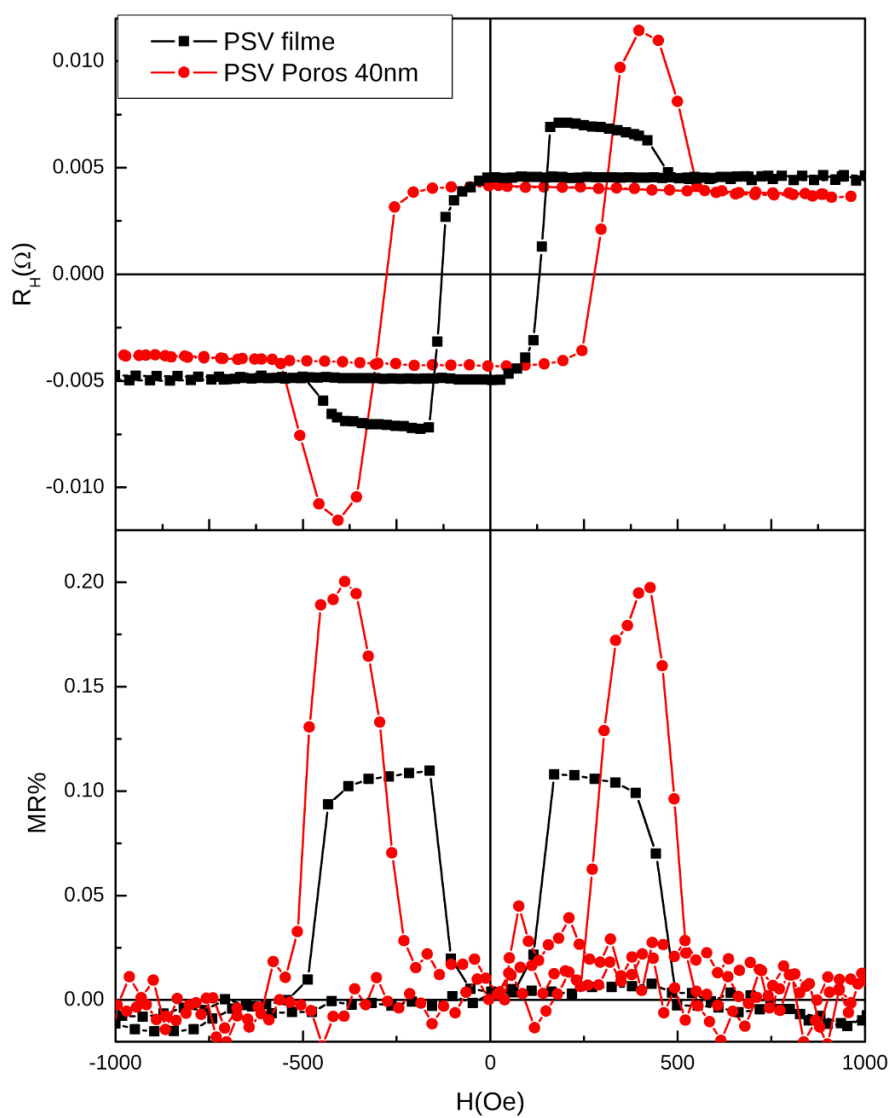


Figura 3.24: (a) efeito Hall extraordinário e (b) magnetorresistência para PSVs crescidas sobre vidro e AAO sobre substrato de AAO constituído de poros de 40 nm obtidos através do desgaste de domos.

## 4 CONCLUSÕES

Bicamadas constituídas de filmes finos de Co/Pd foram crescidas sobre vidro com diferentes configurações, caracterizações estruturais e magnética foram realizadas. Foi analisado um intervalo de espessuras de cobalto entre 2 e 12 Å, e foi escolhida a espessura de 3Å pois foi a que melhor apresentou PMA, sendo confirmado por medidas de MFM, visto que apresentam grandes domínios magnéticos na forma de *stripe domains*, sendo a espessura em que é encontrada melhor remanência e coercividade. Através das medidas de XRD e XRR foi possível analisar a qualidade estrutural das amostras, sendo pela posição e intensidade do pico referente ao Pd e Co+Pd, e pela qualidade observada por XRR, com franjas bem definidas.

Na segunda parte deste estudo foi substituído o substrato de vidro por AAO e suas propriedades magnéticas e características estruturais foram estudadas. Desta vez através da utilização de um MEV. Dentre as membranas de AAO utilizadas, as de 40 e 60 nm de abertura de poros foram as que obtiveram as melhores respostas, pois quando comparadas com a amostra crescida sobre vidro, foi mantida a remanência, houve um aumento considerável na coercividade e comprovação do aprisionamento dos *stripe domains* quando feitas comparações dos  $H_c$  para diferentes ângulos em relação a direção de magnetização perpendicular a superfície da amostra, sendo para estes diâmetros de poros os que mais mantiveram a coercividade para altos ângulos. Imagens obtidas por meio de MEV comprovaram a boa qualidade dos filmes, tendo um bom recobrimento, constante e sem imperfeições, além da boa qualidade dos substratos de AAO, que possuem uma boa regularidade e constância nos diâmetros dos poros. Quando utilizadas as membranas de AAO com grandes aberturas e uma grande aleatoriedade nos diâmetros dos poros e domos, houve uma degradação nas propriedades magnéticas com a diminuição da remanência e coercividade. Isto é devido a uma maior deposição nas bordas onde a direção da magnetização não é perpendicular ao plano da amostra. Também, como resultado desta aleatoriedade de tamanhos e complexidade de caminhos, houve um aumento da resistência Hall.

A partir dos resultados obtidos das bicamadas apresentadas, sistemas de PSVs foram crescidos sobre vidro e AAO, onde medidas de magnetização e de transporte foram realizadas. Dois materiais não magnéticos foram utilizados como espaçadores: cobre e paládio. Para as PSVs com espaçador de paládio foi obtido o desacoplamento entre as camadas macia e dura a qual ficou visível na histerese magnética. Apesar de não ter sido possível encontrar valores consideráveis de GMR, foi utilizado o Hall balance onde foram encontrados valores de HRR de 115 % e 51 %. Quando utilizado espaçador de cobre, ficaram claras tanto a influência da espessura deste e da camada de cobalto anterior ao espaçador quanto o número de repetições de bicamadas de Co/Pd. Foram obtidas diferentes respostas magnéticas com um claro desacoplamento entre camadas macia e dura, principal característica de sistemas de PSV, e baixos campos coercivos. Para amostras com 50Å de espessura de cobre houve um aumento

da GMR da mesma forma quando uma diminuição do número de bicamadas de Co/Pd de cinco para três; com a diminuição da espessura de cobre houve uma diminuição de desvios na corrente e menor espalhamento dos elétrons de condução enquanto atravessam o espaçador e a diminuição do caráter metálico da amostra.

Uma peculiaridade nas medidas do efeito Hall extraordinário foi abordada neste trabalho com a possibilidade de aplicações tecnológicas em sistemas de gravação magnética. Tal peculiaridade foi o aparecimento da interferência da magnetorresistência nas medidas de EHE. Picos anômalos encontrados tiveram a sua razão calculada de modo semelhante ao que se usa para calcular a GMR, e foram encontrados valores com ordens de grandeza maiores do que os encontrado na GMR. Outra utilização deste pico anômalo está na perspectiva de utilização em um conceito de armazenamento magnético, onde cada célula é um multi-bit magnético composta por pontos multiníveis, sendo a principal diferença e vantagem das amostras deste trabalho não necessitando a utilização de diferentes filmes em forma de matrizes e a não utilização de cálculos complexos, sendo a resposta obtida diretamente da medida de EHE.

Utilizando membranas de AAO para o crescimento de PSVs o grande êxito foi na ótima resposta magnética e de transporte quando utilizada a face de domos. Encontrou-se uma ótima resposta magnética sem haver degradação no formato da histerese, mantendo a remanência idêntica a da PSV sobre vidro e o aumento na coercividade decorrente do aprisionamento dos domínios magnéticos devido ao caráter inconstante ou defeituoso da superfície. Desta forma, sistemas de PSV sobre membranas de AAO são candidatos para aplicações tecnológicas. Somado a este fato, mesmo com a baixa resposta de GMR, o sistema de PSV sobre AAO apresentou picos anômalos referentes a GMR, sendo obtidos valores maiores que 200%.

Finalmente, quando utilizado membranas de AAO obtidas pelo desgaste dos domos a resposta nas medidas de transporte obtiveram uma significativa melhora. Além de uma boa resposta de EHE, foi obtido o maior valor para MR dos sistemas estudados neste trabalho, de 0,2 %.

#### **4.1 Perspectivas**

Alguns pontos deste trabalho ficaram em aberto e com a possibilidade de uma maior investigação para o melhor entendimento de alguns fenômenos envolvendo tanto o efeito Hall quanto a magnetorresistência. Tendo os seguintes itens como principais objetivos:

- Continuação da investigação das propriedades magnéticas dos sistemas abordados, principalmente por meio de imagens de MFM, medidas à baixas temperaturas e por meio de medidas de curvas reversas de primeira ordem (FORC).
- Otimização dos sistemas de PSV com a utilização de diferentes espaçadores, como materiais isolantes para a obtenção de maiores valores de GMR.

- Crescimento de mais amostras sobre substratos de AAO, para que um maior número de parâmetros possa ser alterado, permitindo que estudos mais aprofundados possam ser feitos sobre as características magnéticas e de transportes destes sistemas.
- Avaliação detalhada do comportamento dos picos anômalos, otimização destes e a possibilidade de aplicação real em tecnologias de armazenamento.

## Apêndice A – Magnetron Sputtering

Filmes finos foram produzidos pela técnica de *magnetron sputtering* utilizando o equipamento disponível no LMMM. *Sputtering*, ou desbaste iônico, consiste em ionizar um gás inerte, criando plasma, e acelerá-lo em direção a um alvo do material que se deseja crescer. Este material arrancado acaba por se depositar em todas as superfícies ao seu redor, incluindo as paredes da câmara e no substrato de interesse. A denominação *magnetron* se deve a uma composição de ímãs no canhão sob o alvo. Os ímãs criam um campo magnético com um formato que tende a aprisionar os elétrons secundários, assim aumentando a taxa de ionização do gás e consequentemente a taxa de *sputtering*.

O alvo é conectado ao terminal negativo de uma fonte DC ou RF. O substrato é fixo em um porta-substratos que é aterrado eletricamente junto com o resto da câmara, gerando assim uma diferença de potencial. Após a evacuação da câmara, gás inerte, neste caso argônio, que é o meio onde a descarga ocorre e mantém o plasma ligado. O argônio ionizado cria uma corrente iônica que flui no sentido do alvo para o substrato. Ao se chocar com o alvo, os íons de Ar arrancam átomos do alvo que se depositam sobre o substrato, assim um filme do material arrancado é crescido sobre o substrato.

O LMMM conta com um equipamento de *sputtering* para deposição de filmes finos que utiliza o sistema de vácuo Balzers BAK 600. Como esquematizado na figura A.1. Este equipamento é composto por:

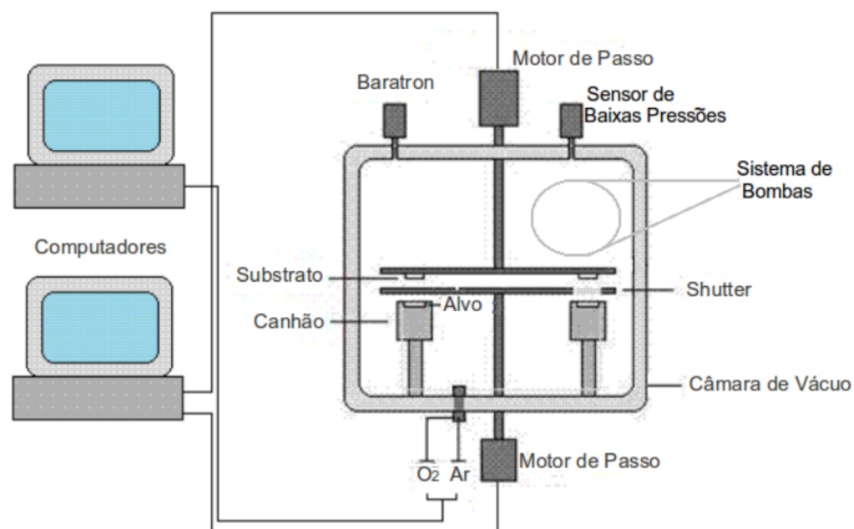


Figura A.1: Esquema representativo da câmara de deposição do LMMM.

- Uma bomba mecânica e uma difusora que em conjunto podem levar o sistema à pressão de base de  $8 \times 10^{-7}$  Torr;

- Sensores de pressão do tipo *pirani* e *pennings* para medidas de pressão em várias partes do sistema de bombas;
- Manômetro capacitivo de alta resolução Baratron MKS (0 a 100mTorr), para medidas de pressão durante a deposição;
- Circuitos de água para refrigeração da difusora e para resfriamento e aquecimento da câmara;
- Pistões pneumáticos Festo, alimentados por um compressor, responsáveis pela abertura e fechamento de registros de água, bem como no-break da válvula da difusora;
- Quatro canhões para alvos com diâmetro de 5,2cm, sendo dois da AJA e dois fabricados pela oficina mecânica do instituto de física da UFRGS, todos possuem conjunto de ímãs para a deposição por *magnetron sputtering*, e permitem arranjos compensados e não compensados de campo magnético;
- Quatro fontes de alimentação para os canhões, duas DC Advance Energy MDX500 e duas AC, uma RF5S RFPP e a outra AJA 600, com seus casadores de impedância e respectivos controladores;
- Controladores de fluxo de massa MKS 1179A, operando em faixas de 0 a 200 sccm ou de 0 a 20 sccm, utilizados para o controle da entrada de argônio, oxigênio ou nitrogênio;
- Porta substratos em forma de "cruz", disco ou retângulo vazado, para diferentes tipos de deposições, sendo estes controlados por motores de passo, permitindo uma deposição em movimento sobre os canhões;
- "Shutter", sendo este um disco de alumínio com abertura circular que permite ou não a exposição do substrato ao plasma;
- Aquecedor composto por lâmpadas halógenas conectada a um controlador de temperatura;
- Motores de passo SLO SYN Warner Electric, um com resolução de 40.000 passos / volta acoplado ao porta substrato e outro com 10.000 passos / volta conectado ao shutter;
- Computador responsável por controlar os motores de passo.

As propriedades estruturais e magnéticas de um filme fino são definidas pelas condições durante a deposição. Existem vários fatores que podem influenciar o crescimento e modificar o resultado final do filme. Mesmo que muitos pontos deste processo possam ser explicados adequadamente, não existe uma teoria única que explique todos os mecanismos de crescimento de filmes finos. O aperfeiçoamento dos parâmetros de deposição é obtida por

considerações empíricas e experimentais. Pois existe uma grande quantidade de parâmetros complexos envolvidos e temos dificuldade em medir e monitorar o crescimento de um filme *in situ*.

## Apêndice B – Caracterização estrutural por meio de difração de raios x

### B.1 Difração de raios x (XRD)

O equipamento utilizado para as medidas de raios X presente no LMMM é mostrado na imagem B.1. Ele é um difratômetro Brüker D8 Advance com goniômetro na geometria Bragg-Brentano ( $\theta$ -  $2\theta$ ), fonte de raios X com alvo de cobre e detector LinxEye semiconductor de tiras de silício. É possível selecionar apenas o comprimento de onda característico  $K_{\alpha}$  do cobre para isso são utilizado filtro de níquel que absorve outras emissões características do cobre. O feixe de raios X é também colimado por "slits" que são colocados na saída do tubo e entrada do detector. O porta amostras é mantido fixo enquanto o tubo e detector se movem utilizando motores de passo de modo que o ângulo entre eles é sempre  $2\theta$ . Sempre que o ângulo medido corresponde a condição de interferência construtiva para raios refletidos referentes à família de planos (hkl) do cristal, ou seja, para um determinado  $d$  e para o  $\lambda$  utilizado, temos um aumento da intensidade de radiação detectada, desta forma surge um pico de Bragg no difratograma.

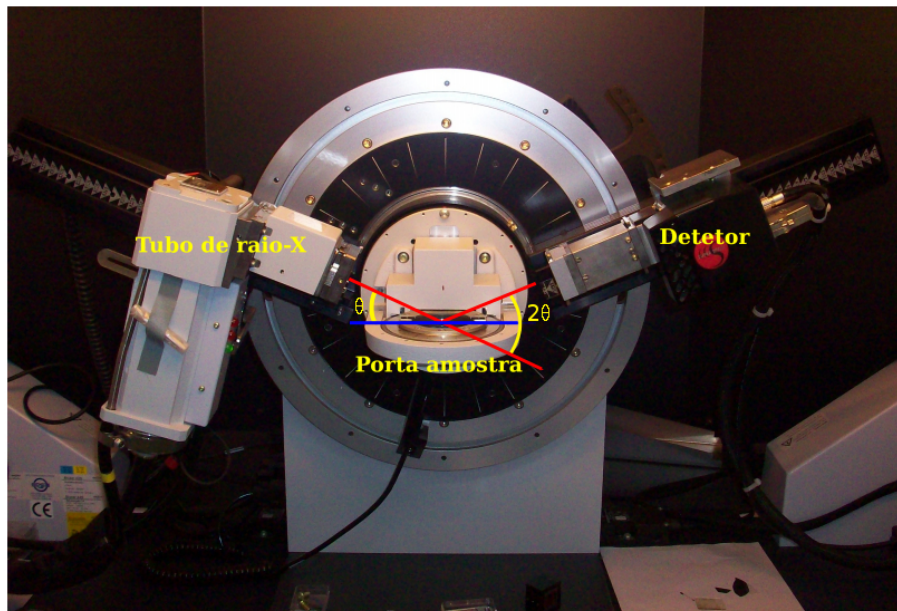


Figura B.1: Foto do equipamento de raios x Brüker D8-Advance presente no LMMM.

A formulação de Bragg para a difração de radiação por um cristal, se considera que este seja formado por planos atômicos paralelos entre si e que sejam separados por uma distância  $d$  constante. Deste modo, para que um feixe seja refletido intensamente pelo cristal é preciso que um plano cristalino reflita parcialmente e especularmente a radiação incidente e que os raios refletidos por planos sucessivos interfiram construtivamente. Sendo assim, a condição



para que ocorra esta interferência construtiva é dada pela Lei de Bragg:

$$2d\sin\theta = n\lambda \quad (\text{B.1})$$

onde  $\theta$  é o ângulo de incidência do feixe,  $\lambda$  é o comprimento de onda da radiação e  $n$  é um inteiro. Desta forma temos que, para que tenha interferência construtiva entre raios refletidos por dois planos sucessivos, a diferença de caminho ótico percorrido entre os raios ( $2d\sin\theta$ ) tem de ser igual à um número inteiro de comprimentos de onda. Esta lei é consequência direta da periodicidade da rede cristalina e impõe uma correspondência estrita entre  $\theta$  e  $\lambda$ .

Considerando que a amostra seja um pó muito fino de pequenos cristais, cujos eixos cristalinos de cada grão são orientados aleatoriamente, a figura de difração produzida é aquela que se obteria combinando todas as difrações possíveis para todas as orientações possíveis de um monocristal. Sendo que cada partícula do pó é um pequeno cristal orientado aleatoriamente com relação à direção do feixe incidente, cada família de planos (hkl) irá produzir um pico de difração. Assim, pela análise das posições angulares dos picos, é possível calcular os parâmetros de rede da célula unitária da estrutura cristalina. No entanto, a interpretação completa de um difratograma de pó depende também da análise da forma e intensidade dos picos difratados.

Dentre os fatores que determinam as amplitudes dos picos de Bragg estão o fator de forma atômico e o fator de estrutura geométrico. O primeiro é dado por um número que depende da densidade eletrônica dos átomos que constituem o cristal e de como tais elétrons são distribuídos no espaço. Resumidamente, o fator de forma atômico descreve a eficiência do espalhamento dos raios x por um dado átomo numa certa direção e para uma determinada radiação, ele depende do comprimento de onda da radiação incidente, do número atômico do átomo presente no cristal e do ângulo de espalhamento. Por sua vez, o fator de estrutura geométrico está relacionado ao espalhamento coerente por todos os átomos da estrutura, considerando os vários tipos de átomos existentes no cristal e também as posições que estes ocupam na célula unitária. Deste modo, conhecendo o padrão de difração de pó para uma determinada fase cristalina é possível identificá-la em amostras desconhecidas e, examinando a intensidade relativa dos picos de difração em comparação com a ficha cristalográfica padrão, é possível perceber se existe alguma direção preferencial de crescimento em um policristal.

O difratograma de um material amorfo (sem organização estrutural de longo alcance), como não há planos atômicos paralelos e separados por uma distância constante, não deve apresentar picos de Bragg. A figura de difração de um cristal perfeito, caso o equipamento de medição permitisse, os picos deveriam possuir a largura de uma função delta e a amplitude relacionada aos fatores discutidos acima. Assim, pode-se relacionar a largura de um pico de difração ao comprimento de alcance da ordem cristalina de um material, que é chamado de tamanho de grão cristalino ( $L$ ), e pode ser estimado, em Ângstroms, pela fórmula de Debye-

Scherrer:

$$L = \frac{0,9\lambda}{\beta \cos(\theta)} \quad (\text{B.2})$$

onde  $\beta$  é a largura à meia altura do pico de Bragg e  $\theta$  sua posição angular. Deste modo, um material amorfo possui tamanho de grão cristalino muito pequeno e um cristal perfeito possui tamanho de grão infinito.

## B.2 Refletividade de raios x (XRR)

O difratograma de raios x obtido pela geometria de Bragg-Brentano é geralmente dividido em duas regiões, baixos ângulos ( $2\theta < 10^\circ$ ) e altos ângulos ( $2\theta > 10^\circ$ ). Para ângulos de incidência de alguns graus existe a influência do índice de refração e abaixo de um ângulo crítico  $\theta_c$  ocorre reflexão externa total. O índice de refração na sua forma complexa é,

$$n = 1 - \delta - i\beta \quad (\text{B.3})$$

onde

$$\delta = \frac{r_e}{2\pi} \lambda^2 N_0 \rho \frac{\sum X_i (Z_i + f'_i)}{\sum X_i M_i} \quad (\text{B.4})$$

e

$$\beta = \frac{r_e}{2\pi} \lambda^2 N_0 \rho \frac{\sum X_i f''_i}{\sum X_i M_i} \quad (\text{B.5})$$

Nas equações  $r_e$  é o raio do elétron,  $N$  é a constante de avogadro,  $\rho$  é a densidade do material,  $Z_i$ ,  $M_i$  e  $X_i$  são o número atômico, peso e raio respectivamente, e  $f'$  e  $f''$  são a parte real e imaginária da correção da dispersão anômala do fator de espalhamento atômico.

Para multicamadas o parâmetro  $\delta$  possui o mesmo valor para as diferentes camadas do mesmo material. Já o parâmetro  $\beta$  possui o mesmo valor, para diferentes materiais, fixado através de cálculos com materiais *bulk*. Devido ao fato de  $\beta$  ser uma ou duas ordens de grandeza menor do que  $\delta$ , seus efeitos são muito pequenos em  *fittings*.

Reflexão parcial dos raios x ocorre na superfície da amostra para ângulos de incidência acima de  $\theta_c$ , onde a intensidade cai rapidamente com o ângulo  $\theta$ . Na verdade, reflexão total ou parcial ocorre na interface de quaisquer dois materiais que tenham diferentes índices de refração. O índice de refração varia proporcionalmente com a densidade do material e, através da equação B.4 nota-se que é possível determinar a densidade do material através do ângulo crítico  $\theta_c$  pela equação

$$\theta_c \approx (2\delta)^{\frac{1}{2}}. \quad (\text{B.6})$$

Para a determinação da espessura de um filme fino a análise pode ser realizada diretamente pela extensão da formulação de Laue do problema da difração em um cristal para a região de baixos ângulos de incidência. Equivalente à formulação de Bragg, a descrição de Max Von Laue mostra que a condição de interferência construtiva é satisfeita quando a variação do vetor de onda da radiação incidente for igual a um vetor da rede recíproca de um cristal, ou seja,

$$\vec{k} - \vec{k}' = \vec{Q}. \quad (\text{B.7})$$

Na região de baixos ângulos, a interferência construtiva ocorre entre feixes refletidos nas superfícies e interfaces das camadas de filmes finos, portanto convém chamar  $\vec{Q}$  apenas de vetor de espalhamento. Isolando  $\vec{k}'$  e elevando os membros da equação B.7 ao quadrado, obtemos

$$\vec{k}'^2 = (\vec{k} - \vec{Q})^2 = k^2 - 2\vec{k} \cdot \vec{Q} + Q^2. \quad (\text{B.8})$$

Como o espalhamento é elástico temos que  $k'^2 = k^2$  e assim

$$2\vec{k} \cdot \vec{Q} = Q^2 \quad (\text{B.9})$$

que significa que o plano bissetriz a um certo vetor  $\vec{Q}$  é um plano da família de planos responsáveis pela difração na formulação de Bragg. Mostra-se isto facilmente observando que  $\vec{k}$  e  $\vec{k}'$  fazem o mesmo ângulo  $\theta$  com relação ao plano perpendicular a  $\vec{Q}$ . Desta forma, como o ângulo entre os vetores de onda e de espalhamento é  $\theta + 90^\circ$ , podemos escrever

$$\vec{k} \cdot \vec{Q} = kQ \text{sen} \theta \quad (\text{B.10})$$

assim das equações B.9 e B.10 chegamos

$$kQ \text{sen} \theta = \frac{Q^2}{2} \rightarrow Q = 2k \text{sen} \theta \rightarrow Q = \frac{4\pi \text{sen} \theta}{\lambda} \quad (\text{B.11})$$

onde usamos  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ . Como a relação B.12 é equivalente à Lei de Bragg ( $2d \text{sen} \theta = n\lambda$ ), deduzimos também que

$$Q = \left( \frac{2\pi}{d} n \right) \quad (\text{B.12})$$

ou seja, a partir do coeficiente angular da curva de  $Q$  vs.  $n$  é possível obter o espaçamento interplanar. Então, para determinar a espessura plota-se a refletância pelo módulo do vetor de espalhamento. Em seguida, atribui-se um índice  $n$  a cada franja de Kiessig presente na figura

de difração e toma-se os valores de  $Q$  para o máximo de cada franja (interferência construtiva), podendo-se plotar  $Q$  vs.  $n$  e então determinar a espessura  $d$  do filme.

## **Apêndice C – Microscópio eletrônico de varredura (MEV)**

O microscópio eletrônico de varredura (*Scanning electron microscope* - SEM) é uma ferramenta que utiliza os comprimentos de onda extremamente pequenos dos elétrons acelerados para se observar características até a escala nanométrica. Quando um feixe de elétrons acelerado atinge uma amostra, são gerados vários sinais, incluindo elétrons secundários, elétrons retro-espalhados, elétrons transmitidos, raios-X, elétrons Auger e catoda-luminescência. Esses sinais permitem obter informações como topografia, morfologia, composição e cristalografia do material em estudo. Neste trabalho, um Jeol JSM-6360 foi usado para se obter imagens dos filmes finos através da detecção de elétrons secundários.

## Apêndice D – Microscopia de varredura por sonda (SPM)

*Scanning Probe Microscopy* (SPM) é o nome genérico que é dado para várias técnicas de imageamento, que utilizam as interações entre uma ponteira nanométrica e uma superfície, para visualizar propriedades físicas em nanoescala. A microscopia de força atômica (*atomic force microscopy*, AFM) foi desenvolvida para observar a morfologia de uma superfície. Esta técnica permite a obtenção de imagens topográficas em dimensões da ordem de nm. Consiste em um cantiléver com uma ponteira muito fina (a sonda, com raio de curvatura da ordem de nm) que é usada para varrer a superfície da amostra. Quando a sonda aproxima-se da superfície, forças entre a ponteira e os átomos superficiais provocam uma deflexão do cantiléver de acordo com a lei de Hooke. O AFM foi realizado usando o modo de contato intermitente. Neste modo, um piezo excita o cantiléver fazendo com que a ponta oscile. A ponta se desvia devido a forças van der Waals entre ele e a superfície. Já a deflexão ou vibração do cantiléver, devido à interação da ponteira com a amostra, é lida por meio de um laser incidindo em sua superfície superior e refletido na direção de um fotodetector, assim fornecendo informações de altura vertical da amostra, como pode ser visto na figura D.1.

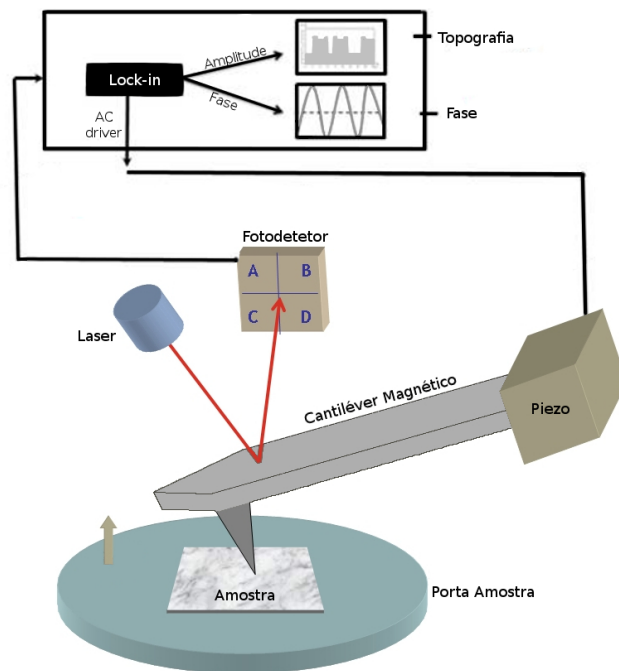


Figura D.1: Imagem representativa do sistema de funcionamento SPM. Adaptada de [65]

O MFM, por outro lado, foi usado neste projeto para estudar os domínios magnéticos dos filmes finos. Conforme mostrado na Figura D.2, a ponta primeiro analisa a superfície da amostra no modo de contato intermitente para obter as informações topográficas. Usando o modo de elevação, a ponta é erguida para uma "altura de elevação" especificada acima da

superfície da amostra. A informação da topografia da superfície permite que a ponta mantenha uma altura constante acima da superfície e a influência das forças magnéticas seja detectada. É então detectada a diferença na frequência no cantiléver que é proporcional ao gradiente vertical das forças magnéticas na ponta, o que dá a informação magnética da superfície da amostra nesse ponto [66]. A altura de elevação precisa ser cuidadosamente selecionada para obter a melhor imagem. Se a altura é muito grande, a informação magnética é perdida à medida que a intensidade do campo diminui com o quadrado da distância. Por outro lado, uma altura de elevação muito pequena pode levar a uma interação excessiva entre a ponta e a amostra causando sinais de interferência ou fazendo com que a ponta quebre.

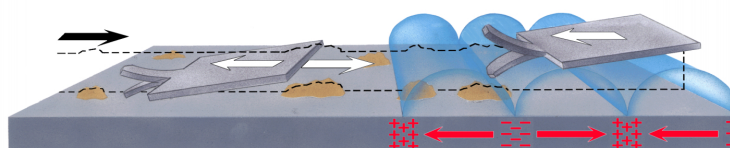


Figura D.2: Sequencia de medida do MFM. Adaptada de [66]

Para as medidas de AFM e MFM foram utilizadas ponteiros de Si recobertas por material magnético CoCr da Bruker. Uma vez que a coercividade dos materiais estudados é grande o bastante, o momento magnético das ponteiros não foram suficientemente grande para reverter a magnetização da amostra em estudo.

## Apêndice E – AGFM

O primeiro magnetômetro de gradiente de campo alternado (alternating gradient field magnetometer, AGFM) foi desenvolvido por Zijlstra [67], em 1970, que detectava a amplitude de vibração de uma amostra por meio um microscópio óptico. Em 1972 Reeves passou a utilizar um sensor piezoelétrico para detectar a vibração da amplitude, mas o sensor piezo não fazia parte da haste de vibração [68]. Somente em 1988 Flanders incorporou o sensor piezoelétrico na haste de medida. O AGFM do LMMM, utilizado para as medidas de magnetizações, apresentadas neste trabalho, foi montado como base no artigo de Flanders [69]. Na figura E.1, podemos observar um esquema do sistema de medidas descrito no artigo de Flanders.

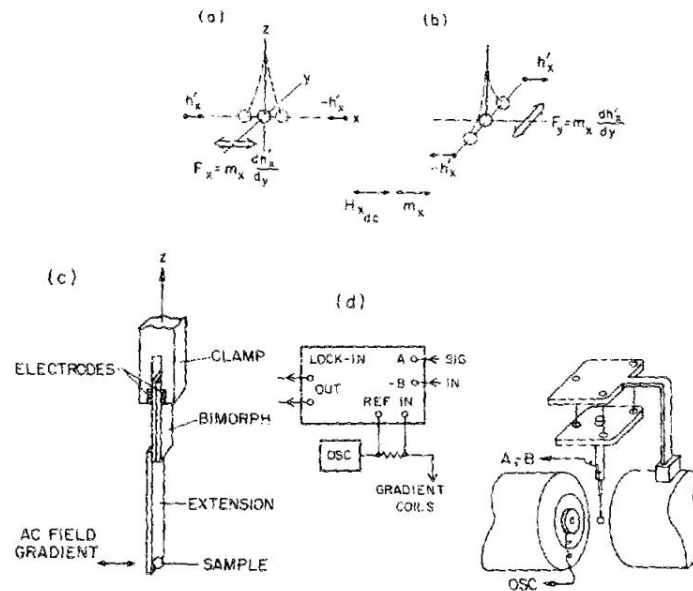


Figura E.1: Configuração dos campos de magnetização e de gradiente (a,b); piezoelétrico, haste e amostra (c); visão geral do sistema (d), figura retirada do artigo [69]

A amostra é fixa em uma haste de vidro e exposta a uma campo magnéticos alternado (AC), sendo este produzido por um par de bobinas. Tanto a amostra quanto as bobinas ficam imersas em um campo magnético constante (DC), homogêneo no centro do eletroímã. Assim o material magnético é submetido a uma força magnética alternada  $\vec{F}_m$ , que proporcional ao momento magnético  $\vec{m}$  da amostra e ao gradiente de campo  $\nabla\vec{H}$  dada por:

$$\vec{F}_m = \vec{m} \cdot \nabla\vec{H}. \quad (\text{E.1})$$

Como na configuração utilizada a força está na mesma direção do campo magnético aplicado, podemos considerar apenas a componente da força na direção x, assim temos:

$$F_{mx} = m_x \frac{d}{dx} H'_x \quad (\text{E.2})$$



Se mantido o gradiente de campo constante na região da amostra, a força será função apenas do momento magnético. A amplitude de oscilação do conjunto haste e amostra é proporcional à esta força produzida sobre a amostra. A parte de cima da haste de vidro é presa à parte inferior de um cristal piezoelétrico e a extremidade superior do piezoelétrico é presa firmemente a um grampo rígido. Dessa forma, a força do gradiente de campo na amostra magnetizada produz uma tensão mecânica no cristal que, quando deformado, faz surgir uma diferença de potencial entre seus dois eletrodos cuja amplitude é proporcional à tensão mecânica. Em resumo, a amplitude do sinal elétrico gerado nos eletrodos do piezoelétrico é proporcional à força magnética atuando na amostra, ou seja, ao seu momento magnético.

Este sinal é detectado em sincronia com a frequência do gradiente de campo. Para otimizar a razão sinal-ruído de uma medida, a frequência de medida é a mesma da ressonância mecânica do sistema formado pela amostra, haste de vidro e piezoelétrico. Assim, primeiramente costuma-se medir uma curva do sinal elétrico pela frequência do gradiente com o objetivo de encontrar a frequência de ressonância do sistema, então posteriormente se realiza a varredura do sinal elétrico pelo campo magnético DC aplicado pelo eletroímã, de modo a obter-se uma curva de histerese magnética.

O diagrama do magnetômetro AGFM utilizado no LMMM aparece na figura E.2. O sinal elétrico proveniente de uma fita piezoelétrica é lido nas entradas A B do amplificador lock-in, o gradiente de campo alternado é aplicado por um par de bobinas de gradiente cuja frequência e amplitude é controlado pelo sinal de saída do lock-in, e o campo magnético é lido por um gaussímetro e aplicado por um eletroímã alimentado por uma fonte de corrente controlado por uma saída auxiliar do lock-in. A amplitude do campo alternado é da ordem de 0,5 Oe/rms. Toda a rotina de uma medida é controlada pelo computador através de um software desenvolvido em plataforma LabVIEW.

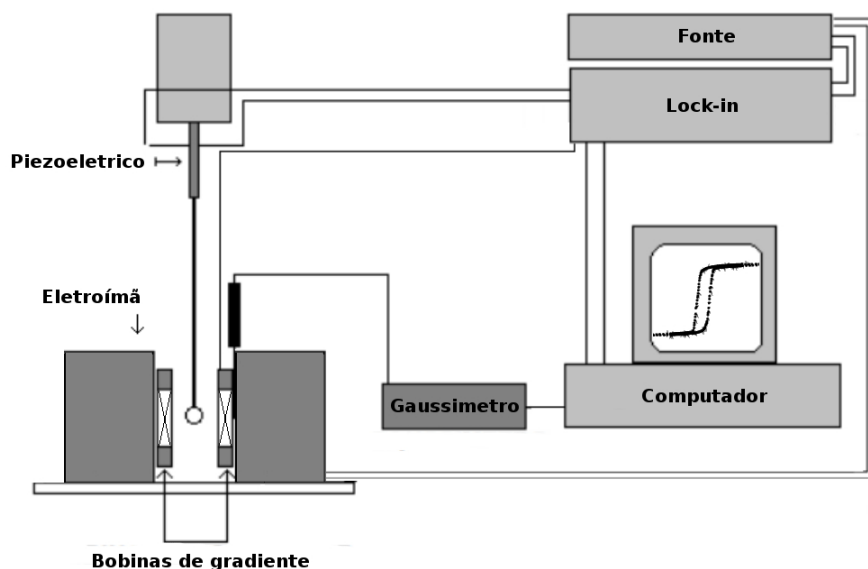


Figura E.2: Diagrama representando o equipamento disponível no LMMM.

## Apêndice F – Medidas de transporte

As medidas de transporte foram realizadas no LMMM, onde foram realizadas medidas de efeito Hall e magnetorresistência. Para as medidas, os filmes foram produzidos com uma máscara vazada em formato de cruz, configuração essa ideal para medidas de transporte. Para ambas as medidas, foi utilizado o esquema padrão de medidas quatro pontas, onde a corrente ( $I(A)$ ) é aplicada através de dois eletrodos e a diferença de potencial ( $V(V_H)$ ) medida através de outros dois eletrodos, como mostrado na figura F.1.

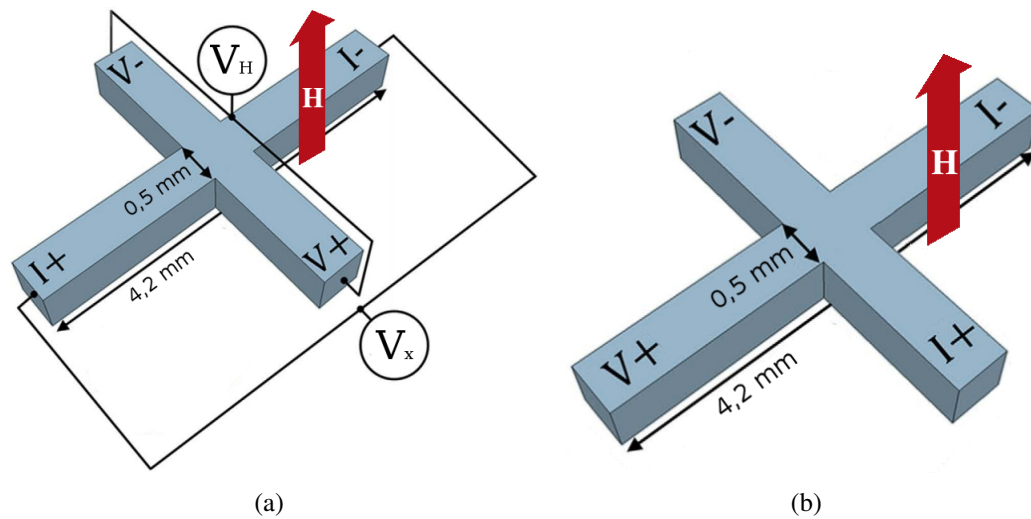


Figura F.1: Esquema representando os contatos de medidas (a) efeito Hall, (b) magnetorresistência.

Na medida de efeito Hall (figura F.1(a)), a corrente é aplicada entre as duas pontas opostas da cruz, e a diferença de potencial é lida nas outras duas pontas, ou seja, a corrente e a tensão estão perpendiculares uma a outra. Diferentemente, para a medida de MR (figura F.1(b)), a corrente e a tensão ficam paralela uma a outra.

A amostra é fixada no porta amostras em contato com quatro pinos condutores retrateis, e então colocada entre os polos de um eletroímã que é capaz de alcançar campo magnético de 1T, sendo possível aplicar campo paralelo e perpendicular ao plano da amostra. A corrente é aplicada por uma fonte *Xtralien X100* e a tensão medida por um multímetro *Agilent 34401A*, o campo magnético medido por um gaussímetro *LakeShore 455* e todo sistema é comandado por um computador com uma rotina feita em *LabVIEW*.

## **Apêndice G – AAO**

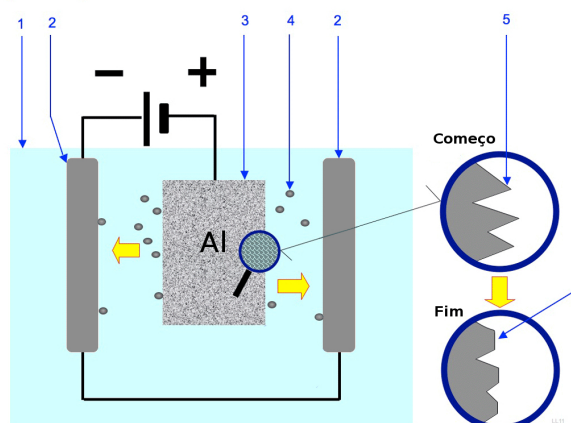
Neste capítulo, será discutido o processo de fabricação das membranas de alumina porosas, realizadas na Universidade de Santiago do Chile. Foi realizado um processo eletrolítico de anodização de alumínio (99,999%), uma vez que, por meio do controle preciso dos parâmetros de anodização, foi possível fabricar as membranas de AAO, obtendo poros de diâmetro e espessuras determinadas e constantes.

### **G.1 Fabricação da alumina porosa**

#### **G.1.1 Limpeza da superfície**

Foram utilizados pedaços de 20x20 mm de alumínio. Primeiramente foram limpos em um banho numa mistura de etanol-acetona assistida por ultra-som. Esta primeira limpeza é feita para remover gorduras, poeiras e impurezas superficiais. Para alcançar um bom processo de anodização do Al, um segundo tratamento superficial é realizado na amostra, que consiste em um polimento eletroquímico ou eletropolimento. Com esta segunda limpeza, procura-se reduzir micro-rugas e gerar uma superfície tão suave quanto possível, porque o método de anodização é muito sensível as imperfeições.

Para realizar este processo, utilizou-se uma fonte de alimentação programável a partir da qual o polo positivo (+) foi conectado à amostra, que atua como um ânodo, esta localizada no centro de duas placas de alumínio, conectadas ao polo negativo (-) da fonte de energia, atuando como um cátodo. Esta montagem está imersa no recipiente que contém o eletrólito, como mostrado na figura G.1. Quando a fonte de alimentação é ligada e a corrente flui, e o eletrólito atua como um condutor para permitir que os íons metálicos sejam removidos da amostra. O campo elétrico que é gerado entre a célula de alumínio e a amostra não é homogêneo devido à superfície rugosa que apresenta, por isso que o campo elétrico na superfície não é homogêneo e está concentrado nas áreas mais altas, desta forma se reduz a altura da irregularidade e um ataque homogêneo começa na superfície da amostra de Al. Para permitir a distribuição homogênea dos íons e manter uma temperatura e pH constantes ao longo do processo, é usado um agitador magnético. O processo de eletropolimento produz um aumento na temperatura do eletrólito, portanto, este parâmetro deve ser controlado, submergindo o sistema em um banho frio de hélio, mantendo a temperatura em torno de 6°C.



1. Eletrólito
2. Cátodo
3. Amostra a ser tratada (Ânodo)
4. Partículas se movendo da amostra para o cátodo
5. Superfície antes de polir
6. Superfície depois de polida

Figura G.1: Esquema de limpeza por eletropolimento feito na USACH.

### G.1.2 Método de anodização

Em 1995 Masuda e Fakuda, que propuseram um método de processo de anodização dupla que permite obter um filme de alumina porosa com alta ordem na rede de poros e com uma distribuição homogênea do diâmetro destes. Este processo duplo consiste em uma primeira anodização de curta duração (na figura G.2) b), depois a remoção da alumina formada c) para terminar com uma segunda anodização d), onde a duração dependerá da espessura da alumina que é necessária.

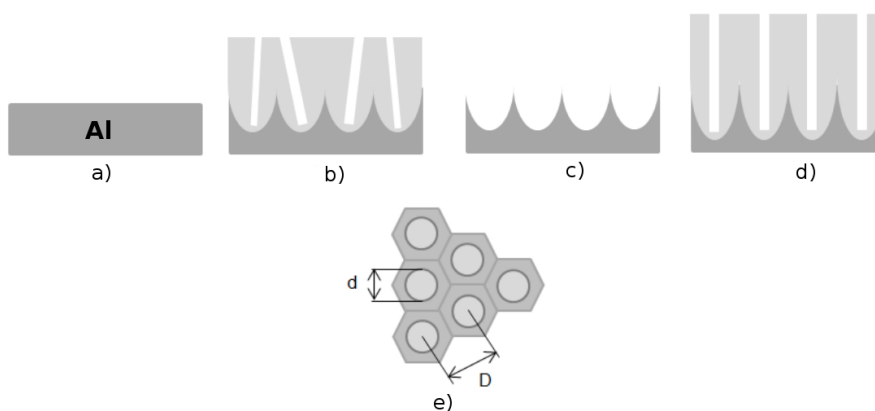


Figura G.2: Processo de anodização dupla a) peça de alumínio eletropolida; b) alumina na primeira anodização; c) remoção de  $Al_2O_3$ ; d) alumina na segunda anodização; e) vista superior da membrana de alumina porosa onde  $d$  é o diâmetro dos poros e  $D$  é a distância entre os poros.

A auto-organização que é apresentada implica que o tamanho dos poros é homogêneo, bem como a separação entre eles. Os poros são criados pela tensão gerada na interface alumínio-alumina, uma vez que se move devido à anodização.

### G.1.3 Parâmetros de anodização

Para se controlar as características como diâmetro dos poros e/ou a espessura das AAO, se deve controlar os seguintes parâmetros:

- Concentração e tipo do eletrólito: Para a escolha do eletrólito, a morfologia que se deseja obter na membrana deve ser levada em consideração. O ácido utilizado neste trabalho foi ácido sulfúrico ( $H_2SO_4$ ). Os parâmetros foram tabulados para sua utilização, de acordo com as características morfológicas requeridas nas membranas.
- Temperatura do processo: É importante considerar este parâmetro, uma vez que este tipo de ácido tem uma maior reação à temperatura ambiente causando uma porosidade acentuada [70], conseqüentemente a temperatura para o processo de anodização deve ser executada sob a atmosfera controlada para assegurar a dissolução parcial e não completa do filme de alumina que está sendo gerado, isso também servirá para evitar o aquecimento local que poderia ser gerado devido à aplicação da tensão, fazendo com que o campo elétrico aplicado não seja homogêneo na superfície para anodizar. Finalmente a uma temperatura mais baixa, a formação de alumina é mais lenta e produz menos imperfeições.
- Potencial: Este parâmetro controla as características geométricas das membranas porosas, como a espessura da camada de barreira que é determinada pela tensão aplicada, bem como a separação entre os poros,
- Tempo de anodização: Este parâmetro permite determinar o comprimento ou a espessura dos poros, ou seja, a espessura da AAO. O tempo dependerá do eletrólito utilizado.

#### Primeira anodização:

A Figura G.3 mostra o esquema do sistema de anodização, que é composto por uma célula de Teflon, uma vez que é um material inerte, tem alta resistência ao ataque químico por ácidos, como o ácido sulfúrico e suas propriedades não são afetadas em uma ampla gama de temperaturas, ou seja, é um bom condutor térmico. Entre o fundo desta e a base de cobre, encontra-se o pedaço de alumínio eletropolido, que atuará como um ânodo e será conectado ao polo positivo da fonte de energia, enquanto o eletrodo metálico inerte é o cátodo, neste caso, usamos um fio de platina. Todo esse sistema está imerso no eletrólito dentro da célula Teflon.

#### Remoção do $Al_2O_3$ :

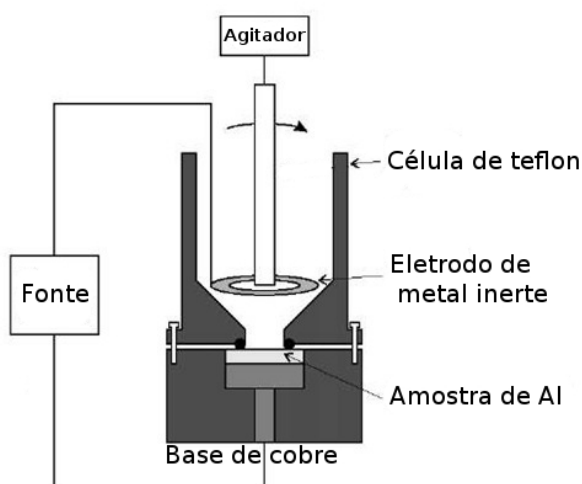


Figura G.3: Esquema do sistema de anodização do alumínio.

Após a primeira anodização, poros muito desorganizados e diâmetros não homogêneos são gerados, devido as correntes geradas no começo serem aleatórias, e apresentarem concentrações locais, portanto a primeira camada de alumina não apresenta geometria homogênea. Para eliminar esta camada, é feito um ataque químico seletivo, atacando apenas a alumina e não o alumínio. O tempo necessário para atacar o óxido é semelhante ao tempo da primeira anodização a uma temperatura acima da temperatura ambiente. A razão pela qual a temperatura é usada acima do ambiente, é acelerar o processo de remoção. Uma vez que o óxido é removido, a superfície do alumínio é marcada com uma estrutura na forma de vales hexagonalmente ordenados, onde cada vale (ver figura G.2c e G.2d) servirá como um molde para o crescimento dos poros que serão gerados na segunda anodização.

#### Segunda anodização:

Para esta segunda anodização, são mantidas as mesmas condições do primeiro processo, uma vez que dependerá a espessura da membrana desejada.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. *Phys. Rev. B*, 39:4828–4830, 1989.
- [2] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas. Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices. *Phys. Rev. Lett.*, 61:2472–2475, 1988.
- [3] Y. Hsu, S. Jeong, D. Laughlin, and D. Lambeth. The effects of Ag underlayer and Pt intermediate layers on the microstructure and magnetic properties of epitaxial FePt thin films. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 260:282–294, 03 2003.
- [4] R. L. Stamps. et al. The 2014 magnetism roadmap. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 47(33):333001, 2014.
- [5] S. A. Wolf. et al. Spintronics: A spin-based electronics vision for the future. *Science*, 294:1488–1495, 2001.
- [6] C. Chappert, A. Fert, and F.N. Van Dau. The emergence of spin electronics in data storage. *Nature materials*, 6:813–823, 2007.
- [7] B. Dieny and I.L. Prejbeanu. *Magnetic Random-Access Memory*. John Wiley Sons, Inc., 2017.
- [8] A. van den Brink, G. Vermijs, A. Solignac, J. Koo, J. T. Kohlhepp, H. J. M. Swagten, and B. Koopmans. Field-free magnetization reversal by spin-hall effect and exchange bias. *Nature Communications*, 7(10854), 2016.
- [9] M. Mouchel, A. Bocheux, C. Ducruet, Ph. Sabon, I.-L. Prejbeanu, Y. Conraux, J. Alvarez-Hérault, K. Mackay, and C. Baraduc. Noise study of magnetic field sensors based on magnetic tunnel junctions. *Journal of Physics: Conference Series*, 903(1):012008, 2017.
- [10] M. M. Maqableh, Xiaobo Huang, S. Y. Sung, K. S. M. Reddy, Gregory Norby, R. H. Victora, and B. J.H. Stadler. Low-resistivity 10 nm diameter magnetic sensors. *Nano Letters*, 12(8):4102–4109, 2012.
- [11] S.L. Zhang, Y. Liu, L. J. Collins-McIntyre, T. Hesjedal, J. Y. Zhang, S. G. Wang, and G. H. Yu. Extraordinary hall balance. *Scientific Reports*, 3:2087, 2013.
- [12] T. R. Albrecht et al. Bit-patterned magnetic recording: Theory, media fabrication, and recording performance. *IEEE Transactions on Magnetics*, 51(5):1–42, 2015.
- [13] R. Sbiaa, H. Meng, and S. N. Piramanayagam. Materials with perpendicular magnetic anisotropy for magnetic random access memory. *Physica status solidi (RRL) – Rapid Research Letters*, 5(12):413–419, 2011.

- [14] S. N. Piramanayagam. Perpendicular recording media for hard disk drives. *Journal of Applied Physics*, 102(1):011301, 2007.
- [15] N. Amos, J. Butler, B. Lee, M. H. Shachar, B. Hu, Y. Tian, J. Hong, D. Garcia, R. M. Ikkawi, R. C. Haddon, D. Litvinov, and S. Khizroev. Multilevel-3d bit patterned magnetic media with 8 signal levels per nanocolumn. *PLOS One*, 7(7):1–8, 2012.
- [16] J.S. Wi, K. Lim, T. Wan Kim, S. J. Choi, K. H. Shin, and K. B. Kim. Fabrication of multilayered Co/Pd nano-dot array with an areal density of 1 tera-dot/in<sup>2</sup>. *J. Magn. Mater.*, 322(17):2585–2588, 2010.
- [17] M. T. Rahman, N. N. Shams, Y. C. Wu, C. H. Lai, and D. Suess. Magnetic multilayers on porous anodized alumina for percolated perpendicular media. *Applied Physics Letters*, 91(13):132505, 2007.
- [18] M. T. Rahman, N. N. Shams, and C. H. Lai. Co/Pt perpendicular antidot arrays with engineered feature size and magnetic properties fabricated on anodic aluminum oxide templates. *Phys. rev. B*, 81:014418, 2010.
- [19] C. Bran, P. Gawronski, I. Lucas, R. P. del Real, P. Strichovanec, A. Asenjo, M. Vazquez, and O. Chubykalo-Fesenko. Magnetic hardening and domain structure in co/pt antidots with perpendicular anisotropy. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 50(6):065003, 2017.
- [20] L. Piraux, V. A. Antohe, F. A. Araujo, S. K. Srivastava, M. Hehn, D. Lacour, S. Mangin, and T. Hauet. Periodic arrays of magnetic nanostructures by depositing Co/Pt multilayers on the barrier layer of ordered anodic alumina templates. *Appl. phys. lett.*, 101:013110, 2012.
- [21] T. Hauet, L. Piraux, S. K. Srivastava, V. A. Antohe, D. Lacour, M. Hehn, F. Montaigne, J. Schwenk, M. A. Marioni, H. J. Hug, O. Hovorka, A. Berger, S. Mangin, and F. Abreu Araujo. Reversal mechanism, switching field distribution, and dipolar frustrations in Co/Pt bit pattern media based on auto-assembled anodic alumina hexagonal nanobump arrays. *Phys. Rev. B*, 89:174421, 2014.
- [22] S. Michea, S. Oyarzún, S. Vidal, and J. C. Denardin. Enhanced hall effect in co/pd multilayered nanodomes with perpendicular anisotropy. *AIP Advances*, 7(5):056310, 2017.
- [23] Yeyu Fang, R. K. Dumas, T. N. Anh Nguyen, S. M. Mohseni, S. Chung, C. W. Miller, and Johan Åkerman. A nonvolatile spintronic memory element with a continuum of resistance states. *Advanced Functional Materials*, 23(15):1919–1922, 2013.
- [24] N. Thiyagarajah, H. W. Joo, and S. Bae. High magnetic and thermal stability of nanopatterned [Co/Pd] based pseudo spin-valves with perpendicular anisotropy for 1 gb magnetic random access memory applications. *Applied Physics Letters*, 95(23):232513, 2009.
- [25] T. Tahmasebi, S. N. Piramanayagam, R. Sbiaa, and T. C. Chong. Influence of spin polarizer on the magnetoresistance, switching property, and interlayer interactions in Co/Pd single spin valves. *IEEE Transactions on Magnetism*, 48(11):3434–3437, 2012.



- [26] T. Tahmasebi, S.N. Piramanayagam, R. Sbiaa, R. Law, and T. Chong. Effect of different seed layers on magnetic and transport properties of perpendicular anisotropic spin valves. *IEEE Transactions on Magnetics*, 46:1933 – 1936, 07 2010.
- [27] N. Thiyagarajah and S. Bae. Effects of engineered Cu spacer on the interlayer coupling and giant magnetoresistance behavior in Pd/[Pd/Co]<sub>2</sub>/Cu/[Co/Pd]<sub>4</sub> pseudo-spin-valves with perpendicular anisotropy. *Journal of Applied Physics*, 104(11):113906, 2008.
- [28] N. Thiyagarajah, L. Lin, and S. Bae. Effects of NiFe/Co insertion at the [Pd/Co] and Cu interface on the magnetic and GMR properties in perpendicularly magnetized [Pd/Co]/Cu/[Co/Pd] pseudo spin-valves. *IEEE trans. on mag.*, 46:968 – 973, 2010.
- [29] M. Getzlaff. *Fundamentals of Magnetism*. Springer, Berlin, 2008.
- [30] B. D. Cullity. *Introduction to magnetic materials*. Addison-Wesley, University of Notre Dame, 1996.
- [31] J.M.D. Coey. *Magnetism and Magnetic Materials*. Cambridge University Press, Trinity College, Dublin, 2009.
- [32] J. Jeong and S. Shin. Magnetoelastic properties of Co/Pd nanomultilayer films. *Phys. Stat. Sol.*, 241(7):1706 – 1709, 2004.
- [33] Y. Gondo and Y. Suezawa. Magnetoresistance and magnetic properties of ferromagnetic multilayers. *Thin Solid Films*, 281:496–498, 1996.
- [34] L. Neel. *Compte Rendus*, 255:1676, 1962.
- [35] J. Moritz, F. Garcia, J. C. Toussaint, B. Dieny, and J. P. Nozières. Orange peel coupling in multilayers with perpendicular magnetic anisotropy: Application to (Co/Pt)-based exchange-biased spin-valves. *Europhys. Lett.*, 65:123–129, 2004.
- [36] P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M. B. Brodsky, and H. Sowers. Layered magnetic structures: Evidence for antiferromagnetic coupling of Fe layers across Cr interlayers. *Phys. Rev. Lett.*, 57:2442–2445, 1986.
- [37] S. S. P. Parkin, N. More, and K. P. Roche. Oscillations in exchange coupling and magnetoresistance in metallic superlattice structures: Co/Ru, Co/Cr, and Fe/Cr. *Phys. Rev. Lett.*, 64:2304–2307, 1990.
- [38] E. H. Hall. *Philos. Mag.*, 19:301, 1880.
- [39] A. Kundt. *Ann. Phys. Chem.*, 49:257, 1893.
- [40] R. Karplus and J. M. Luttinger. Hall effect in ferromagnetics. *Phys. Rev.*, 95:1154–1160, 1954.
- [41] L. Berger. Side-jump mechanism for the hall effect of ferromagnets. *Phys. Rev. B*, 2:4559–4566, 1970.
- [42] E. M. Pugh. Hall effect and the magnetic properties of some ferromagnetic materials. *Phys. Rev.*, 36:1503–1511, 1930.

- [43] S. Chikazumi. *Physics of Ferromagnetism*. Oxford University Press, New York, 1997.
- [44] P. F. Carcia, A. D. Meinhaldt, and A. Suna. Perpendicular magnetic anisotropy in Pd/Co thin film layered structures. *J. Appl. Lett.*, 47:178–180, 1985.
- [45] P. F. Carcia. Perpendicular magnetic anisotropy in Pd/Co and Pt/Co thinfilm layered structures. *J. Appl. Phys.*, 63:10, 1988.
- [46] C Kittel. Theory of the structure of ferromagnetic domains in films and small particles. *Phys. Rev.*, 70:965–971, Dec 1946.
- [47] C Kittel. Physical theory of ferromagnetic domains. *Rev. Mod. Phys.*, 21:541–583, 1949.
- [48] D. J. Craik and R. S. Tebble. Magnetic domains. *Reports on Progress in Physics*, 24:116, 1961.
- [49] YC. Hsieh and M. Mansuripur. Coercivity of magnetic domain wall motion near the edge of a terrace. *Journal of Applied Physics*, 78(1):380–386, 1995.
- [50] S. Liu, G. Yu, M. Yang, H. Ju, B. Li, and X. Chen. Co/Pt multilayer-based pseudo spin valves with perpendicular magnetic anisotropy. *Rare met.*, 33:646 – 651, 2014.
- [51] N. Thiyagarajah, S. Bae, H. W. Joo, Y. C. Han, and J. Kin. Effects of perpendicular anisotropy on the interlayer coupling in perpendicularly magnetized [Pd/Co]/Cu/[Co/Pd] spin valves. *Appl. phys. lett.*, 92:062504, 2008.
- [52] P. Matthes, S. S. P. K. Arekapudi, F. Timmermann, and M. Albrecht. Magnetotransport properties of perpendicular [Pt/Co]/Cu/[Co/Pt] pseudo-spin-valves. *IEEE Transactions on Magnetics*, 51(1), 2015.
- [53] A. P. Ramirez. Colossal magnetoresistance. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 9(39):8171, 1997.
- [54] J. Moritza, B Rodmacq, S. Auffret, and B. Dieny. Extraordinary hall effect in thin magnetic films and its potential for sensors, memories and magnetic logic applications. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 41(13), 2008.
- [55] J. Y. Zhang, G. Yang, S. G. Wang, J. L. Liu, R. M. Wang, and E. Amsellem. Tuning giant anomalous hall resistance ratio in perpendicular hall balance. *Appl. phys. lett.*, 106:152401, 2015.
- [56] J. Chen, N. Thiyagarajah, K. Rode, T. V. Ashworth, and J. M. D. Coey. Magnetization switching and hall effect in Co/Pd-based pseudospin-valves with perpendicular anisotropy. *IEEE trans. on mag.*, 50:4400604, 2014.
- [57] Justin M. Shaw, Hans T. Nembach, and T. J. Silva. Determination of spin pumping as a source of linewidth in sputtered Co<sub>90</sub>Fe<sub>10</sub>/Pd multilayers by use of broadband ferromagnetic resonance spectroscopy. *Phys. Rev. B*, 85:054412, 2012.
- [58] N. Thiyagarajah, K. Lee, and S. Bae. Spin transfer switching characteristics in a [Pd/Co]<sub>m</sub>/Cu/[Co/Pd]<sub>n</sub> pseudo spin-valve nanopillar with perpendicular anisotropy. *J. appl. phys.*, 111:07C910, 2012.

- [59] Wang J-Q, L. M. Malkinski, Y. Hao, C.A. Ross, J. A. Wiemann, and C. J. O'Connor. Fabrication of pseudo-spin-valves and 100 nm sized periodic elements for magnetic memory application. *Materials Science and Engineering: B*, 76:1 – 5, 2000.
- [60] B. Dieny. Giant magnetoresistance in spin-valve multilayers. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 136(3):335 – 359, 1994.
- [61] A. Gerber, A. Milner, A. Finkler, M. Karpovski, L. Goldsmith, J. Tuaille-Combes, O. Boisson, P. Mélinon, and A. Perez. Correlation between the extraordinary hall effect and resistivity. *Phys. Rev. B*, 69:224403, 2004.
- [62] S. N. Song, C. Sellers, and J. B. Ketterson. Anomalous hall effect in (110)Fe/(110)Cr multilayers. *Applied Physics Letters*, 59(4):479–481, 1991.
- [63] H. Sato, Y. Kobayashi, Y. Aoki, Y. Saito, and K. Inomata. Oscillations in the hall resistivity in Co(Fe)/Cu multilayers. *Phys. Rev. B*, 52:R9823–R9826, 1995.
- [64] A. Segal, M. Karpovski, and A. Gerber. Sixteen-state magnetic memory based on the extraordinary hall effect. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 324(8):1557 – 1560, 2012.
- [65] Yashvant. Opensource handbook of nanoscience and nanotechnology, 2013. <https://en.wikibooks.org/wiki/Nanotechnology/AFM>.
- [66] Veeco Instruments Inc. *Digital Instruments Dimension 3100 SPM Manual*. 2014.
- [67] H. Zijlstra. A vibrating reed magnetometer for microscopic particles. *Review of Scientific Instruments*, 41(8):1241–1243, 1970.
- [68] R Reeves. An alternating force magnetometer. *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, 5(6):547, 1972.
- [69] P. J. Flanders. An alternating gradient magnetometer. *Journal of Applied Physics*, 63(8):3940–3945, 1988.
- [70] R. Lizarbe. *Teoría y práctica de la lucha contra la corrosión*. Consejo Superior de Investigaciones Científicas, Madrid, 1984.