



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

Propriedades estatísticas do ruído Barkhausen em materiais magnéticos artificialmente estruturados[†]

TESE DE DOUTORADO

Felipe Bohn

Santa Maria, RS, Brasil

2009

[†]Trabalho parcialmente financiado pelo Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq), Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) e pela Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado do Rio Grande do Sul (FAPERGS).

Propriedades estatísticas do ruído Barkhausen em materiais magnéticos artificialmente estruturados

por

Felipe Bohn

Tese apresentada ao Curso de Doutorado em Física do Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Santa Maria (UFSM, RS) como requisito parcial para obtenção do grau de **Doutor em Física**

Orientador: Prof. Dr. Rubem Luis Sommer

Santa Maria, RS, Brasil

2009

©2009

Todos os direitos reservados a Felipe Bohn.

A reprodução de parte ou do todo deste trabalho só poderá ser realizada com autorização por escrito do autor.

Endereço: Laboratório de Magnetismo e Materiais Magnéticos, Departamento de Física, Centro de Ciências Naturais e Exatas, Universidade Federal de Santa Maria, Faixa de Camobi, km 9, Santa Maria, RS, CEP 97105-900.

Telefone: +55(55)3220-8618, +55(55)8114-8403

E-mail: felipebohn@gmail.com

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:

**Propriedades estatísticas do ruído Barkhausen em materiais
magnéticos artificialmente estruturados**

elaborada por

Felipe Bohn

Como requisito parcial para a obtenção do título de

DOUTOR EM FÍSICA

COMISSÃO EXAMINADORA:

Prof. Dr. Rubem Luis Sommer - Orientador, CBPF

Prof. Dr. Paulo Pureur Neto, UFRGS

Prof. Dr. Sergio Luiz Alves de Queiroz, UFRJ

Prof. Dr. Lucio Strazzabosco Dorneles, UFSM

Prof. Dr. Sergio Garcia Magalhães, UFSM

Santa Maria, 13 de março de 2009.

Com muito amor, aos meus pais e a Letícia.

Agradecimentos

Ao final do doutorado, o número de pessoas que passaram, e, de alguma forma, deixaram suas marcas, faria desta seção de agradecimentos uma lista bastante longa. É sempre injusto mencionar, pelo nome, somente alguns, deixando anônimos tantos que muito fizeram para que este trabalho se tornasse uma realidade. Aos últimos, sou especialmente grato pois o desenvolvimento deste exigiu muito. Dentre os primeiros, gostaria de agradecer. . .

Ao prof. Dr. Rubem Luis Sommer, pela orientação, paciência, amizade, discussões e importantíssimos ensinamentos;

Ao profs. Drs. André Gündel, Gianfranco Durin, Luiz F. Schelp, Marcos Carara, Lucio S. Dorneles, Marcio A. Corrêa, Alexandre D. C. Viegas e Aguinaldo M. Severino, pelas várias e frutíferas discussões em inúmeros momentos;

A todos os colegas e, principalmente, amigos do LMMM: João, Matheus, Fábio, Rafael (1 e 2), Thiago, Ricardo, Luciana, Antonio Marcos, Sabrina, Marcelo, Gustavo, Kelly, Claudiosir, Dieivase, Paloma, Vivian, Josué, . . . que, certamente, foram fundamentais, seja no trabalho ou nas risadas, chimarrões, cafés, limpezas, pinturas, festas, almoços na cozinha do CCNE, entre outros. Também não posso esquecer o pessoal da pós pelo futebol, vulgo, quebra-canelas;

Ao pessoal da Pós-graduação: Magalhães, Schelp, entre outros e, em especial, a Saionara;

A CAPES, FAPERGS e CNPq, pelo suporte financeiro;

A Letícia, que, desde que entrou em minha vida, tornou-se fundamental, pois esteve sempre ao meu lado me incentivando e auxiliando em tudo que possível. Um grande muito obrigado para a Le, pois sem ela, o dia-a-dia seria muito chato e, com certeza, o doutorado teria sido muito mais difícil;

E, finalmente, a minha família, especialmente aos meus pais, minha irmã, meus dindos e meus avós que, durante toda minha vida, me incentivaram a buscar todos os meus sonhos e fizeram de tudo para que os mesmos se tornassem realidade. Sem eles, certamente, não teria alcançado nenhum dos meus objetivos. PS: Um agradecimento especial ao meu pai e minha mãe que, devido aos insistentes incentivos ao hábito da leitura, fizeram com que me dedicasse aos estudos . . . esta tese, de certa forma, é de vocês.

“Something you know, you never lose...”

Michael Schumacher

25/11/2007.

Resumo

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

PROPRIEDADES ESTATÍSTICAS DO RUÍDO BARKHAUSEN EM MATERIAIS MAGNÉTICOS ARTIFICIALMENTE ESTRUTURADOS

AUTOR: FELIPE BOHN

ORIENTADOR: RUBEM LUIS SOMMER

Data e Local da Defesa: Santa Maria, 13 de março de 2009

O ruído Barkhausen (BN) corresponde aos pulsos de tensão detectados por uma bobina sensora enrolada em torno de um material ferromagnético, quando submetido a um campo magnético variável. O ruído é produzido por mudanças súbitas da magnetização, principalmente devido ao movimento irregular das paredes de domínio (DWs) em um meio magnético desordenado. Devido ao seu caráter estocástico, grande parte dos estudos visa explicar as propriedades estatísticas do ruído. As funções estatísticas são, em geral, bem descritas por leis de potência com “cutoff”, cujos expoentes e valores de “cutoff” podem ser comparados com valores obtidos teoricamente. Como ponto interessante, as propriedades estatísticas parecem ser independentes dos detalhes microscópicos e macroscópicos, sendo dependentes de apenas algumas propriedades gerais, como a dimensionalidade do sistema e o alcance das interações que governam a dinâmica de DWs. Para materiais “bulk”, há uma interpretação robusta e bem estabelecida para as propriedades estatísticas do ruído, incluindo as distribuições de área e duração dos saltos, área média do salto *vs.* duração e espectro de potência, que estão relacionados com os expoentes τ , α , $1/(\sigma v_z)$ e ϑ , respectivamente. Neste caso, os resultados claramente indicam que amostras “bulk” apresentam um comportamento magnético essencialmente tri-dimensional e que os expoentes podem ser agrupados em duas classes de universalidade distintas, de acordo com o alcance das interações que governam a dinâmica de DWs. Para filmes ferromagnéticos, as propriedades estatísticas não são tão bem estudadas devido a dificuldades teóricas e experimentais e devido ao fato de que a maioria dos resultados experimentais publicados até o momento, obtidos através de técnicas magneto-ópticas, restringem a análise apenas à distribuição de área dos saltos. Em todos os casos, os expoentes obtidos para filmes são menores do que os obtidos para amostras “bulk”, indicando um possível comportamento magnético bi-dimensional. No entanto, devido à insuficiente quantidade de dados experimentais, a influência da espessura do filme e do caráter estrutural sobre os expoentes ainda não foi observada e uma compreensão completa da dinâmica de DWs em filmes ainda não foi obtida.

Neste trabalho, são apresentados resultados experimentais de BN obtidos, através do tradicional método indutivo, em filmes ferromagnéticos policristalinos e amorfos, com espessuras no intervalo de 10 - 1000 nm. Neste caso, as propriedades estatísticas do ruído são investigadas com o objetivo de compreender os efeitos da dimensionalidade do sistema e do alcance das interações sobre os expoentes e sobre a dinâmica de DWs em filmes. Em particular, foi realizada uma vasta e sistemática análise estatística, envolvendo distribuições de amplitude, área e duração dos saltos, área média do salto *vs.* duração, espectro de potência e a forma média do salto Barkhausen, pela primeira vez obtida para filmes.

Os resultados mostram evidências experimentais de um “crossover” dimensional da dinâmica de DWs à medida que a espessura do filmes é reduzida. Também, o efeito do alcance das interações sobre a dinâmica de DWs em filmes é observado, indicando a existência das mesmas duas classes de universalidade observadas para materiais “bulk”. Deste modo, os expoentes medidos fornecem evidências experimentais para a validade de diferentes modelos tri e bi-dimensionais para a dinâmica de DWs.

Palavras-chave: Ruído Barkhausen, propriedades estatísticas, filmes, dinâmica de paredes de domínio.

Abstract

Doctoral Thesis
Programa de Pós-Graduação em Física
Universidade Federal de Santa Maria

BARKHAUSEN NOISE STATISTICAL PROPERTIES IN ARTIFICIALLY STRUCTURED MAGNETIC MATERIALS

AUTHOR: FELIPE BOHN
ADVISOR: RUBEM LUIS SOMMER
Date and Local: Santa Maria, March, 13th, 2009

Barkhausen noise (BN) corresponds to the voltage pulses induced in a sensing coil wound around a ferromagnetic material submitted to a variable magnetic field. It is related to the irregular motion of the domain walls (DWs) in a disordered magnetic material. Due to its stochastic character, most of the studies aim to explain the BN statistical properties. The statistical functions are, in general, well described by a power-law behavior with cutoff, whose exponents and cutoffs can be compared with the predictions obtained with theoretical models. Interestingly, statistical properties seem to be independent of microscopic and macroscopic details but controlled by a few general properties, as the system dimensionality and range of the relevant interactions governing the DWs dynamics. For bulk materials, there is a well established and consistent interpretation for the BN statistical properties, including the distributions of jump sizes and durations, average size *vs.* duration and power spectrum, which are related to the exponents τ , α , $1/(\sigma v_z)$ and ϑ , respectively. In this case, the results clearly indicate that bulk samples present an essentially three-dimensional magnetic behavior and the exponents can be grouped in two distinct universality classes, according the range of interactions governing the DWs dynamics. For ferromagnetic films, the statistical properties are not so well studied due to experimental and theoretical difficulties and most of the experimental results reported so far make use of magneto-optical techniques, which restrict the analysis to the distributions of sizes. In all cases, the reported exponents for films are smaller than that obtained for bulk samples, indicating a possible two-dimensional magnetic behavior. Due to the insufficient amount of experimental data, the structural character and film thickness influence on the exponents was not observed and a complete comprehension of the DWs dynamics in films is still lacking.

In this work, we report BN experimental results obtained with the classical inductive method in polycrystalline and amorphous ferromagnetic films with thickness in the range 10 - 1000 nm. We investigate the BN statistical properties in order to understand the effects of the interplay between the system dimensionality and the range of the relevant interactions governing the DWs and magnetization dynamics. In particular, we perform an extended statistical analysis which

includes the distributions of jump sizes and durations, average size *vs.* duration curve, power spectrum and the average shape of the Barkhausen jump, reported for the first time for films.

The results show evidence of a three to two-dimensional crossover in the DWs dynamics as the film thickness is decreased. Also, the effect of the range of interactions governing the DWs dynamics in this range of thickness is observed, indicating the same two distinct universality classes observed for bulk materials. Through these results, we provide experimental evidence to the validity of different three and two-dimensional theoretical models for DWs dynamics.

Key-words: Barkhausen noise, statistical properties, films, domain wall dynamics.

Sumário

1	Introdução	16
1.1	Motivação, delimitação do problema e objetivos	19
2	Uma breve introdução aos domínios magnéticos, paredes de domínio e processos de magnetização	21
2.1	Energia livre magnética	21
2.1.1	Energia de troca	22
2.1.2	Energia Zeeman	23
2.1.3	Energia magnetostática	23
2.1.4	Energia de anisotropia magnetocristalina	25
2.1.5	Energia magnetoelástica	27
2.2	Domínios magnéticos	29
2.3	Paredes de domínio	31
2.3.1	Paredes de 180° e 90°	31
2.3.2	Paredes de Bloch e Néel	32
2.3.3	Densidade de energia e largura de uma parede de domínio	33
2.3.4	Estruturas complexas de paredes de domínio	35
2.3.5	Paredes de domínios em filmes ferromagnéticos	37
2.4	A curva de histerese e o processo de magnetização	39
3	A dinâmica de paredes de domínio e o efeito Barkhausen	45
3.1	Transições de fase, sistemas complexos, criticalidade e expoentes críticos . . .	45
3.2	“Crackling noise”	47

3.3	O efeito Barkhausen	50
3.4	Ruído Barkhausen e as propriedades estatísticas: Fenomenologia e alguns resultados experimentais em amostras “bulk”	54
3.4.1	Distribuição de amplitude do sinal Barkhausen	55
3.4.2	Distribuição de área e duração dos saltos Barkhausen	56
3.4.3	Área média do salto <i>vs.</i> duração	59
3.4.4	Espectro de potência	60
3.4.5	A forma do salto Barkhausen	61
3.4.6	Taxas de magnetização finitas e o papel da estacionariedade	64
3.5	Resultados experimentais de ruído Barkhausen em filmes ferromagnéticos . . .	66
3.5.1	O primeiro experimento através da técnica magneto-óptica	66
3.5.2	A transição entre classes de universalidade	69
3.5.3	O experimento através da técnica indutiva	73
3.6	Dinâmica de paredes de domínio: modelos teóricos	73
3.6.1	Algumas descrições para o ruído Barkhausen	75
3.6.2	Interface em um meio desordenado e a transição de “depinning”	77
3.6.3	A transição de “depinning” em sistemas magnéticos	79
3.6.4	O modelo ABBM	85
3.6.5	O modelo CZDS - Sistemas $d = 3$ com interações de longo e curto-alcance	87
3.6.6	O modelo Cerruti-Zapperi - Sistemas $d = 2$ com interações de longo-alcance	91
3.6.7	O modelo UMM investigado por de Queiroz - Sistemas $d = 2$ e $d = 3$ com interações de curto-alcance	94
4	Técnicas e procedimentos experimentais	98
4.1	Amostras	98
4.2	Produção dos filmes	100
4.2.1	Produção dos alvos	100

4.2.2	Calibração da taxa de deposição dos alvos e cálculo da espessura dos filmes	102
4.2.3	Sistema de deposição de filmes	105
4.2.4	Deposição dos filmes	107
4.2.5	Campo magnético dos canhões e o sistema de indução de anisotropia em filmes magnéticos	109
4.3	Caracterização estrutural	113
4.4	Caracterização magnética	115
4.4.1	VSM	115
4.4.2	Simulações das curvas de magnetização	117
4.5	Ruído Barkhausen	119
4.5.1	Sistema experimental de aquisição de séries temporais de BN	120
4.5.2	Análise dos dados - Propriedades estatísticas do ruído	123
5	Resultados e discussão	132
5.1	Ruído Barkhausen em aços elétricos de grão não-orientado	132
5.1.1	Detalhamento dos processos de magnetização ao longo da curva de histerese	132
5.1.2	Propriedades estatísticas do ruído Barkhausen em aços elétricos	136
5.2	Caráter estrutural dos filmes - padrões de difração de raios-x	138
5.3	Propriedades magnéticas dos filmes - curvas de magnetização	144
5.3.1	Simulações das curvas de magnetização	154
5.4	Ruído Barkhausen em filmes ferromagnéticos	157
5.4.1	Séries temporais de ruído Barkhausen	157
5.4.2	Distribuições de área e duração dos saltos Barkhausen	162
5.4.3	Área média dos saltos vs. duração e espectro de potência	177
5.4.4	Forma média do salto Barkhausen	189
5.4.5	Distribuições de tempo de espera e de zeros - um caso em estudo	208

5.5	Síntese dos expoentes obtidos experimentalmente	209
5.5.1	Considerações sobre os métodos indutivo e magneto-óptico	212
6	Conclusões e perspectivas	213
	Referências Bibliográficas	217
	Apêndice A – Ruído Barkhausen e magnetostricção em aços elétricos de grão não-orientado	224
A.1	Ruído Barkhausen	224
A.2	Magnetostricção	225
A.2.1	Sistema experimental de medidas de magnetostricção	226
A.2.2	Colagem do “strain gauge”	227
	Apêndice B – Dedução da relação de escala entre as expoentes τ, α e $1/(\sigma v_z)$	229
	Apêndice C – Espectros de difração de raios-x a baixos ângulos dos pós utilizados na produção dos alvos	230
	Apêndice D – Software para cálculo da massa dos pós para produção dos alvos	232
D.1	Cálculo da massa dos elementos que compõem a liga	233
	Apêndice E – Softwares desenvolvidos	235
	Apêndice F – Sinal de voltagem induzido	239
	Apêndice G – PCI-DAS4020/12	240
	Apêndice H – Projeto e construção do solenóide utilizado no sistema experimental para aquisição de ruído Barkhausen	241
	Apêndice I – Frequência de ressonância do conjunto de bobinas sensoras do sistema Barkhausen	243

1 Introdução

A dinâmica de paredes de domínio, ao longo das últimas décadas, tem despertado um enorme interesse, não somente pelo grande potencial tecnológico de sistemas magnéticos e sua aplicação em mídias magnéticas, cabeças de escrita/leitura e, mais recentemente, MRAMs e estruturas similares, mas também pela contribuição que a compreensão dos mecanismos responsáveis pela dinâmica da magnetização pode trazer ao campo da física básica.

Desde que esta tese discute a física do movimento de paredes de domínio em materiais ferromagnéticos, faz-se necessário, primeiramente, definir o chamado ruído Barkhausen. O ruído Barkhausen (BN) corresponde às séries temporais de pulsos de tensão detectadas por uma bobina sensora enrolada em torno de um material ferromagnético, quando submetido a um campo magnético variável [1, 2, 3]. O ruído é produzido por mudanças súbitas da magnetização, principalmente devido ao movimento irregular das paredes de domínio (DWs) em um meio magnético desordenado, um resultado da interação entre as DWs e centros de aprisionamento, tais como defeitos, impurezas, discordâncias e contorno de grãos [2]-[10].

Desde sua descoberta em 1919 [1], o BN tem sido vastamente utilizado como uma importante ferramenta para caracterizar materiais magnéticos macios, compreender o complexo processo de magnetização e, em particular, investigar a dinâmica de DWs. Prova disto é a grande quantidade de trabalhos que podem ser encontrados na literatura. Entretanto, nos últimos anos, o BN tem atraído grande interesse como um exemplo da manifestação do “crackling noise” [11] em sistemas magnéticos. A partir deste ponto de vista, o estudo do ruído torna-se muito importante uma vez que diferentes sistemas, como terremotos, flutuações na bolsa de valores, dinâmica de vórtices em supercondutores, propagação de fluidos em meios porosos, entre outros, apresentam comportamentos similares, onde a dinâmica ocorre através de avalanches [12]. Nestes sistemas com comportamento crítico dinâmico, as propriedades estatísticas parecem ser independentes dos detalhes microscópicos e macroscópicos [11], de modo que apenas algumas propriedades gerais, como a dimensionalidade do sistema e o alcance das interações, são necessárias para descrever sua dinâmica [3].

No particular caso da dinâmica de DWs e do BN, a maioria dos estudos concentra-se em explicar propriedades estatísticas como as distribuições de área e duração dos saltos, que podem ser descritas por leis de potência com expoentes, τ e α , respectivamente. Estas leis de potência, que apresentam “cutoff”, são consideradas como uma impressão do comportamento crítico do processo de magnetização [11].

Para sistemas tri-dimensionais ($d = 3$), vários modelos teóricos foram propostos para explicar o comportamento crítico, a dinâmica de DWs e as propriedades estatísticas do ruído [13]-[29]; para uma revisão geral, sugere-se [3]. Em particular, P. Cizeau, S. Zapperi, G. Durin e H. E. Stanley [28, 29], tendo como base o famoso modelo ABBM, proposto por B. Alessandro, C. Beatrice, G. Bertotti e A. Montorsi [26, 27], desenvolveram um modelo, conhecido como CZDS, para o movimento de uma parede de domínio em um meio desordenado. Neste, considerando, além de interações de curto-alcance, termos de interações de longo-alcance de origem dipolar influenciando a dinâmica de DWs, foram capazes de explicar as mais gerais situações observadas. De qualquer forma, todos os modelos indicam a universalidade dos expoentes e a sua dependência com a dimensionalidade do sistema, embora os expoentes obtidos variem de acordo com a teoria [3].

Experimentalmente, apesar do grande número de trabalhos [13, 14, 24, 27, 30, 31, 32, 33], a universalidade parecia ser difícil de ser confirmada, uma vez que os expoentes obtidos estavam dispersos em um largo intervalo de valores e não mostravam uma boa concordância com os resultados teóricos. Entretanto, baseados no modelo CZDS [28, 29], G. Durin e S. Zapperi [33] mostraram que os expoentes apresentam um notável grau de universalidade e indicaram uma possível ligação entre a microestrutura do material e as propriedades estatísticas do ruído. Para materiais “bulk”, como fitas e lâminas, encontraram que os expoentes das distribuições de área dos saltos podem ser divididos em duas classes de universalidade diferentes, com $\tau = 1.50 \pm 0.05$ e $\tau = 1.27 \pm 0.03$. A primeira classe inclui materiais policristalinos e amorfos parcialmente cristalizados e está associada à dinâmica governada por interações de longo-alcance de origem dipolar. A segunda classe inclui as ligas amorfas sob tensão e está relacionada a interações de curto-alcance, tensão superficial das DWs, associadas ao pequeno alcance do ordenamento local e flutuações de energia nos materiais magnéticos amorfos. Além disto, os expoentes das distribuições de duração dos saltos são $\alpha = 2.0 \pm 0.2$ e $\alpha = 1.5 \pm 0.1$, respectivamente, um comportamento relacionado ao mesmo caráter de longo e curto-alcance das interações predominantes na dinâmica de DWs.

É notável que a grande maioria dos estudos publicados até o momento está relacionada a materiais “bulk”, que apresentam um comportamento magnético essencialmente $d = 3$. Para

sistemas bi-dimensionais ($d = 2$), os resultados são menos claros devido a dificuldades tanto teóricas quanto experimentais [3]. Pelo lado teórico, modelos e simulações indicam que sistemas $d = 2$ e $d = 3$ apresentam expoentes distintos. Neste caso, para o problema com interações de longo-alcance, B. Cerruti e S. Zapperi [34], utilizando um modelo que descreve o movimento de uma parede zig-zag em um material ferromagnético desordenado, obtiveram $\tau \sim 1.34$ e $\alpha \sim 1.55$, para $d = 2$. Para o mesmo caso, A. Vázquez e O. Sotolongo-Costa [35] propuseram uma generalização do modelo CZDS e previram $\tau = 1.33$ e $\alpha = 1.5$, para $d = 2$, e $\tau = 1.5$ e $\alpha = 2.0$, para $d = 3$. Por outro lado, para o problema com interações de curto-alcance, S. L. A de Queiroz [36], utilizando o modelo de interface única UMM, proposto por J. S. Urbach, R. C. Madison e J. T. Markert [24], no qual as interações de longo-alcance de origem dipolar não são consideradas, obteve $\tau = 1.06$, para $d = 2$, e $\tau = 1.275$, para $d = 3$.

Pelo lado experimental, nos últimos anos, alguns grupos apresentaram resultados interessantes obtidos em filmes através das técnicas magneto-óptica e indutiva. E. Puppín *et al.* [37, 38] publicaram o expoente $\tau \sim 1.1$ para filmes cristalinos de Fe, com espessura de 90 nm, e, recentemente, estimaram $\tau \sim 0.8 - 1.2$ para filmes amorfos de $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{22.5}\text{B}_4$, com diferentes espessuras, ambos através de medidas com um elipsômetro magneto-óptico [39]. D.-H. Kim *et al.* [40] apresentaram $\tau \sim 1.33$ para filmes policristalinos de Co, com espessuras variando de 5 a 50 nm, e S.-C. Chin *et al.* [41] encontraram $\tau \sim 1.33$ para filmes de Co e MnAs, com as mesmas espessuras, através de medidas obtidas com magnetômetro microscópio magneto-óptico, onde é possível observar diretamente o movimento das DWs. Seguindo a mesma linha, recentemente, K.-S. Ryu *et al.* [42, 43] mostraram, para filmes de MnAs com 50 nm de espessura, o “crossover” entre classes de universalidade, causado pela competição entre interações de longo e curto-alcance, com τ variando de 1.32 para 1.04, ajustado por um aumento de temperatura de 20°C até 35°C. Por outro lado, utilizando a tradicional técnica indutiva, L. Santi *et al.* [44], obtiveram $\tau \sim 1.25$ e $\alpha \sim 1.6$ para filmes amorfos de $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{22.5-x}\text{B}_x$, com $x = 4$ e 9, em uma ampla faixa de espessura. Sendo assim, é notável que os expoentes experimentais obtidos para filmes, exceto os relatados na referência [44], são sensivelmente menores que os obtidos para amostras “bulk”. Conseqüentemente, estes autores afirmam que os resultados obtidos em filmes correspondem a uma clara impressão de um comportamento magnético $d = 2$. Entretanto, além dos resultados obtidos em [44] indicarem um comportamento diferente do tradicionalmente observado em filmes, um real “crossover” dimensional e a influência da espessura e do caráter estrutural das amostras sobre os expoentes ainda não foram claramente observados [36].

1.1 Motivação, delimitação do problema e objetivos

Atualmente, existe uma interpretação robusta e bem estabelecida da dinâmica de DWs e do BN em materiais ferromagnéticos “bulk”, incluindo, além das distribuições de área e duração, já mencionadas, a curva de área média do salto em função de sua duração, espectro de potência e forma média do salto Barkhausen. Em particular, todos estes resultados, quando comparados com os resultados obtidos através de modelos teóricos, claramente indicam um comportamento magnético $d = 3$. Além disto, mostram a existência de duas classes de universalidade, de acordo com o alcance das interações que governam a dinâmica de DWs, colocando os materiais cristalinos e amorfos em diferentes grupos.

Por outro lado, para o caso de filmes, visto o número de trabalhos que vêm sendo publicados nos últimos anos, está claro que a dinâmica de paredes tem sido assunto de intenso debate na literatura. Entretanto, embora os artigos citados anteriormente sejam de grande relevância, muito pouco ainda é conhecido, de modo que um completo entendimento do comportamento de sistemas $d = 2$ ainda está faltando. Em particular, em sua grande maioria, os resultados experimentais em filmes foram obtidos através da utilização de técnicas magneto-ópticas. Segundo, as amostras investigadas, além de possuírem espessuras de no máximo 50 nm, em geral, apresentam caráter estrutural cristalino. Terceiro, nestes trabalhos realizados em filmes, somente a distribuição de área dos saltos é obtida. Deste modo, estes resultados respondem apenas a algumas questões em aberto sobre a dinâmica de DWs em filmes.

Motivado pelas conclusões obtidas para materiais “bulk” e pelos promissores resultados obtidos para filmes, neste trabalho, tem-se como principal objetivo compreender os efeitos da dimensionalidade do sistema e do alcance das interações sobre a dinâmica de DWs em filmes. Para este fim, o BN em filmes policristalinos e amorfos, com espessuras de 10 a 1000 nm, é estudado, utilizando a tradicional técnica indutiva, geralmente aplicada a sistemas “bulk”.

Sendo assim, a partir das medidas de ruído Barkhausen, uma vasta e sistemática análise estatística, envolvendo distribuições de amplitude, área e duração, área média do salto *vs.* duração, espectro de potência e distribuições de tempo de espera e zero, foi realizada e os expoentes medidos foram comparados com resultados teóricos e experimentais encontrados na literatura. Além desta análise padrão, realizada em materiais “bulk”, será obtida a forma média do pulso Barkhausen, nunca obtida a partir de séries temporais medidas em filmes.

Deste modo, além de avançar o conhecimento dos mecanismos que controlam a dinâmica da magnetização e obter uma compreensão mais geral sobre a mesma em filmes, visa-se responder algumas questões em aberto, tais como:

1. Primeiramente, como a grande maioria dos trabalhos vem sendo realizadas utilizando técnicas magneto-ópticas, é possível realizar medidas confiáveis de ruído Barkhausen em filmes utilizando o tradicional método indutivo?
2. Sobre a dimensionalidade do sistema, a dinâmica de paredes de domínio em filmes apresenta caráter $d = 2$ ou $d = 3$?
3. Existe algum efeito da espessura sobre a dimensionalidade do sistema? É possível observar um “crossover” dimensional?
4. Associado ao alcance das interações que governam a dinâmica de paredes de domínio, existem classes de universalidade no caso de filmes?
5. Se existem, estas classes são similares às observadas para materiais “bulk”, ou seja, podem ser relacionadas com o alcance das interações e com o caráter estrutural das amostras?
6. É possível obter uma interpretação robusta e consistente da dinâmica de DWs a partir de uma análise estatística mais ampla do que a tradicionalmente realizada em filmes? Sendo um pouco mais ambicioso, é possível alcançar uma resposta final sobre as propriedades estatísticas do Ruído Barkhausen em filmes ferromagnéticos?

Esta tese está organizada da seguinte forma: No capítulo 2, tem-se uma breve revisão teórica sobre energia livre magnética de uma material ferromagnético, os domínios magnéticos, DWs e o processo de magnetização, ou seja, temas diretamente relacionados à dinâmica de DWs.

No capítulo 3, tem-se uma abordagem dos principais assuntos desta tese: a dinâmica de DWs e o ruído Barkhausen. Neste, os resultados experimentais de BN em materiais “bulk” e filmes são revisados e os modelos e suas considerações sobre os expoentes, a fim de dar suporte à interpretação dos resultados experimentais, são apresentados.

No capítulo 4, são descritos as técnicas utilizadas e o procedimento experimental realizado no trabalho. Assim, abrangem-se temas como a produção dos filmes, medidas de difração de raios-x, magnetização e BN e o método de análise das propriedades estatísticas do ruído.

No capítulo 5, apresentam-se os resultados obtidos e faz-se a discussão dos mesmos. Toda a caracterização estrutural e magnética é analisada para, por fim, dar suporte às considerações necessárias para a interpretação da análise estatística do BN obtido em filmes ferromagnéticos.

Finalmente, no capítulo 6, apresentam-se as conclusões e as propostas para continuação do trabalho.

2 Uma breve introdução aos domínios magnéticos, paredes de domínio e processos de magnetização

Neste capítulo, é apresentada uma breve introdução aos principais temas relacionados à dinâmica de paredes de domínio. Como tópicos relevantes, são revisados os termos de energia livre magnética de um material ferromagnético, os domínios magnéticos, DWs e o processo de magnetização. Para uma revisão mais geral sobre todo o assunto abordado neste capítulo, sugerem-se as referências [2, 3, 4, 5, 45, 46, 47, 48, 49, 50].

2.1 Energia livre magnética

Após importantes trabalhos desenvolvidos por P. Weiss¹ e W. Heisenberg², somente em 1935 a teoria para a origem dos domínios magnéticos, em termos de diferentes termos de energia, foi dada por L. Landau e E. Lifshitz [51].

Neste caso, todas as informações relevantes do sistema devem ser incluídas na energia livre magnética. Sendo assim, para descrever com precisão o processo de magnetização e a dinâmica de DWs, através dos modelos teóricos discutidos na seção 3.6, faz-se necessário analisar, em detalhe, cada uma das interações presentes nos materiais ferromagnéticos.

Tradicionalmente, a energia livre magnética, F , de um material ferromagnético é escrita como a soma de diferentes termos, associados às contribuições devido a interações ferromag-

¹Weiss foi capaz de interpretar aspectos principais do ferromagnetismo por meio de duas hipóteses. Considerando a existência de um campo molecular e a de uma estrutura de domínios, a interação entre os momentos magnéticos em materiais ferromagnéticos e a existência de materiais ferromagnéticos desmagnetizados à temperatura ambiente, respectivamente, foram explicados. Entretanto, Weiss não conseguiu justificar a primeira hipótese por meio de forças atômicas.

²Em 1926, Heisenberg mostrou que a natureza deste campo molecular é de origem quântica e explicou-o em termos da interação de troca.

néticas, Zeeman, magnetostáticas, magnetocristalinas e magnetoelásticas. Logo

$$F = \int_V dV \{f_{ex} + f_z + f_{ms} + f_{mc} + f_{me}\}, \quad (2.1)$$

onde f_{ex} é a densidade de energia de troca, f_z é a densidade de energia Zeeman, f_{ms} é a densidade de energia magnetostática, f_{mc} é a densidade de energia de anisotropia magnetocristalina e f_{me} é a densidade de energia magnetoelástica, tendo cada termo como unidade J/m^3 . Nas sub-seções seguintes, são realizadas a apresentação de cada um dos termos e uma pequena discussão sobre os mesmos.

2.1.1 Energia de troca

A energia de troca ou energia de “exchange” descreve a interação de troca entre os momentos angulares de spin e é o termo mais importante na contribuição energética, sendo responsável pelo ordenamento magnético, ou seja, pelo ferromagnetismo de um material.

O termo de energia de troca corresponde a uma interação de origem quântica, sendo uma consequência do princípio da exclusão de Pauli. Neste caso, considerando dois átomos, localizados nos sítios i e j de uma rede, com momentos angulares de spins \vec{S}_i e \vec{S}_j , medidos em múltiplos de \hbar , a densidade de energia de troca, f_{ex} , pode ser escrita como

$$f_{ex} = - \sum_{i,j} J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j, \quad (2.2)$$

onde J_{ij} é a integral de troca, que indica magnitude da interação de troca entre os momentos i e j . Além disto, o sinal de J_{ij} indica o tipo de ordem magnética presente no material, sendo ordenamento ferro, para $J_{ij} > 0$, e antiferromagnético, para $J_{ij} < 0$. Assim, a energia será mínima quando os momentos magnéticos adjacentes forem paralelos, no caso ferromagnético, e antiparalelo, no caso anti-ferromagnético.

Fazendo a aproximação de que a interação é válida somente para primeiros vizinhos, uma vez que a interação de troca é de curto-alcance, e considerando que o ângulo θ entre momentos angulares de spin vizinhos é pequeno, a equação 2.2 pode ser escrita como

$$f_{ex} = - \sum_{i,j} J_{ij} S^2 \cos \theta_{ij} \cong -JS^2 \sum_{i,j} \theta_{ij}^2 + C, \quad (2.3)$$

onde J é o valor da interação de troca, S é o valor do spin e C é uma constante de integração.

Por outro lado, através da remoção de todos os detalhes de pequenas escalas, a equação 2.3 pode ser aproximada ao limite contínuo, ou seja, neste caso, o conjunto de spins pode ser

substituído pela variável contínua magnetização \vec{M} . Deste modo, a densidade de energia de troca pode ser escrita como

$$f_{ex} = A \sum_{i=1}^3 (\nabla M_i)^2, \quad (2.4)$$

onde A , em J/m, é a constante de troca. Tem-se que $A \propto JS^2/a$, onde J é a integral de troca, S é o valor do spin e a é o parâmetro de rede. Observam-se valores típicos de A da ordem de 10^{-11} J/m.

2.1.2 Energia Zeeman

Devido à aplicação de um campo magnético, para minimizar a energia livre magnética, ocorrem modificações na estrutura de domínios. Associada à interação do campo magnético externo, \vec{H}_{ext} , com a magnetização do material, \vec{M} , define-se o termo de energia Zeeman. A densidade de energia Zeeman, f_z , é dada por

$$f_z = -\mu_o \vec{H}_{ext} \cdot \vec{M}, \quad (2.5)$$

sendo que se observam que os valores típicos de f_z da ordem de $1 - 10^8$ J/m³. Entretanto, é importante citar que a forma da curva de magnetização de um material, ou seja, o modo no qual um material ferromagnético se comporta sobre a influência de um campo magnético é intensamente afetado pela anisotropia magnética. Isto significa que as propriedades magnéticas podem ser dependentes da direção em que o campo magnético está sendo aplicado em relação à amostra. Existem vários tipos de anisotropia magnética, dentre os quais, podem ser destacadas as anisotropias associadas a efeitos de forma, magnetocristalinos e magnetoelásticos.

2.1.3 Energia magnetostática

A origem da anisotropia de forma reside na energia magnetostática. A principal contribuição da energia magnetostática vem da descontinuidade da componente normal da magnetização, através dos contornos da amostra, que gera um campo magnético efetivo, chamado de campo desmagnetizante, \vec{H}_d , com sentido contrário ao da magnetização. Pode-se dizer que o campo desmagnetizante é gerado por uma densidade de cargas magnéticas [52] no próprio material.

Os pólos livres ou cargas magnéticas estão associados ao divergente da magnetização $\nabla \cdot \vec{M}$, ou seja, às descontinuidades da componente normal da magnetização. Neste caso, para uma superfície separando duas regiões de magnetizações \vec{M}_1 e \vec{M}_2 , a densidade superficial de carga magnética é $\sigma = \hat{n} \cdot (\vec{M}_1 - \vec{M}_2)$, onde \hat{n} é o vetor normal à superfície. É importante notar que

as cargas magnéticas não são cargas físicas, mas consistem de uma ferramenta conveniente para determinar o valor do campo desmagnetizante e da energia magnetostática dos corpos magnetizados.

A figura 2.1, além de indicar o sentido da magnetização e do campo desmagnetizante, apresenta tal situação, na qual os momentos magnéticos, representados por pequenos ímãs, no interior da amostra, têm o pólo norte compensado por um pólo sul do momento seguinte e, nas extremidades, não, de modo que os pólos livres são induzidos. Sendo assim, este termo de energia surge a partir da relação entre a magnetização do material e o campo desmagnetizante.

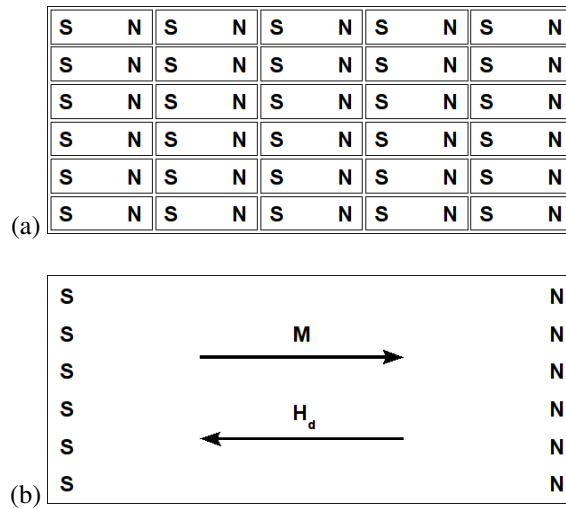


Figura 2.1: Origem do campo desmagnetizante. (a) No interior da amostra, pólos magnéticos são compensados pelos pólos do momento magnético adjacente. (b) Nas bordas do material, onde os pólos não são compensados, há o surgimento das cargas magnéticas. As setas indicam o sentido de \vec{M} , que está orientada na direção do \vec{H}_{ext} , não indicado, e do \vec{H}_d .

Para uma estrutura de domínio qualquer, embora uma expressão geral para o campo desmagnetizante não esteja disponível, é possível considerar, como primeira aproximação, que sua intensidade seja proporcional à magnetização \vec{M} , logo

$$\vec{H}_d = -N_d \vec{M}, \quad (2.6)$$

onde N_d é o fator de desmagnetização, que no SI varia de 0 a 1 e no cgs, de 0 a 4π , e depende da geometria da estrutura de domínios e a forma da amostra. A partir de cálculos micromagnéticos, foi mostrado que a consideração de um campo desmagnetizante uniforme é correta somente no caso de geometrias elipsoidais, embora seja uma boa aproximação também para a maioria dos demais casos.

Considerando uma amostra com geometria bem definida e magnetização uniforme, como o elipsóide de revolução uniformemente magnetizado, onde o campo magnético é constante ao

longo da amostra, pode-se dizer que o campo efetivo, no interior da amostra, é igual a

$$\vec{H}_{eff} = \vec{H}_{ext} + \vec{H}_d. \quad (2.7)$$

Portanto, exceto para geometrias especiais, como toróides onde o campo desmagnetizante pode ser evitado, o valor de campo efetivo no material será menor do que o campo externo aplicado.

Utilizando as mesmas considerações citadas, uma forma geral para a densidade de energia magnetostática, f_{ms} , pode ser escrita como

$$f_{ms} = -\frac{1}{2}\mu_o\vec{H}_d \cdot \vec{M}. \quad (2.8)$$

Deste modo, substituindo a equação 2.6 em 2.8, a densidade de energia magnetostática, associada à magnetização da amostra e o seu próprio campo desmagnetizante, pode ser, simplesmente, escrita como

$$f_{ms} = \frac{1}{2}\mu_o N_d \vec{M} \cdot \vec{M} = \frac{1}{2}\mu_o N_d M^2. \quad (2.9)$$

Este termo de energia, embora não descreva nenhum mecanismo físico novo, é o principal responsável pelo aparecimento da estrutura de domínios nos materiais ferromagnéticos.

2.1.4 Energia de anisotropia magnetocristalina

Em um cristal magnético, a disposição dos momentos magnéticos reflete a simetria da rede. As interações entre os momentos magnéticos e dos momentos com a rede são afetadas pela simetria do cristal, originando contribuições anisotrópicas para a energia.

Neste sentido, é observado que a magnetização nos materiais ferromagnéticos, geralmente, está orientada em direções preferenciais, que podem corresponder aos eixos cristalográficos do material. Sendo assim, o termo de energia que relaciona as direções preferenciais de alinhamento da magnetização com os eixos cristalográficos da estrutura cristalina é a energia de anisotropia magnetocristalina. Sua origem física é a mesma da magnetostricção, ou seja, o acoplamento spin-órbita, que, neste caso, atua como um impedimento para a livre rotação do momento magnético local.

A energia de anisotropia magnetocristalina atua de tal maneira que a magnetização tende a se direcionar ao longo de certos eixos cristalográficos, que são chamados de direções de fácil magnetização, enquanto que as direções que são mais difíceis de serem magnetizadas são chamadas de direções duras. Experimentalmente, uma considerável quantidade de energia é necessária para magnetizar o cristal em uma direção dura. Deste modo, tomando como referência

a energia para magnetizar ao longo de um eixo de fácil magnetização, o excesso de energia necessária para magnetizar ao longo de uma direção de difícil magnetização corresponde à energia de anisotropia magnetocristalina.

A predição quantitativa de valores das constantes de anisotropia é bastante difícil. Deste modo, a anisotropia magnetocristalina é geralmente descrita não por valores teóricos, mas por valores medidos obtidos através de experimentos. Entretanto, como exemplo, para o caso de uma amostra com estrutura cristalina cúbica, logo anisotropia cúbica, a densidade de energia de anisotropia magnetocristalina, f_{mc} , pode ser escrita como

$$f_{mc} = K_1 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) + K_2 (\alpha_1^2 \alpha_1^2 \alpha_1^2) + \dots, \quad (2.10)$$

onde K_1 e K_2 são constantes de anisotropia de primeira e segunda ordem, respectivamente, e α_i ($i = 1, 2, 3$) são os cossenos diretores da magnetização de um domínio em relação aos eixos cristalinos. Nesse caso, as magnitudes relativas, bem como os sinais de K_1 e K_2 , determinam as direções de fácil magnetização. Em geral os termos de maior ordem são desprezados devido a sua pequena contribuição.

Como exemplos principais de materiais que apresentam estrutura cristalina cúbica, tem-se o Fe ($K_1, K_2 > 0$) e o Ni ($K_1 < 0, K_2 > 0$). O Co ($K_{u1}, K_{u2} > 0$), por outro lado, tem uma estrutura cristalina hcp e, por este motivo, apresenta anisotropia uniaxial, de modo que a densidade de energia de anisotropia magnetocristalina pode ser escrita, simplesmente, como

$$f_{mc} = K_{u1} \text{sen}^2 \theta + K_{u2} \text{sen}^4 \theta. \quad (2.11)$$

A figura 2.2 mostra as curvas de magnetização para monocristais de Fe, Ni e Co medidas em diferentes direções cristalográficas, onde pode-se claramente observar a anisotropia de origem magnetocristalina. A tabela 2.1 mostra as constantes de anisotropia magnetocristalina típicas para os principais elementos ferromagnéticos.

Tabela 2.1: Constantes de anisotropia magnetocristalina para o Fe, Ni e Co.

Elemento	Estrutura	K_1 (10^3 J/m ³)	K_2 (10^3 J/m ³)
Fe	b.c.c.	48	5
Ni	f.c.c.	-4.5	2.3
Co	hexagonal	410	100

Contrariamente aos materiais cristalinos, onde existe uma ordem cristalina de longo alcance, nos materiais amorfos, a anisotropia magnetocristalina existe apenas em uma escala local, associada ao campo cristalino produzido pelos átomos próximos. Devido à natureza amorfa,

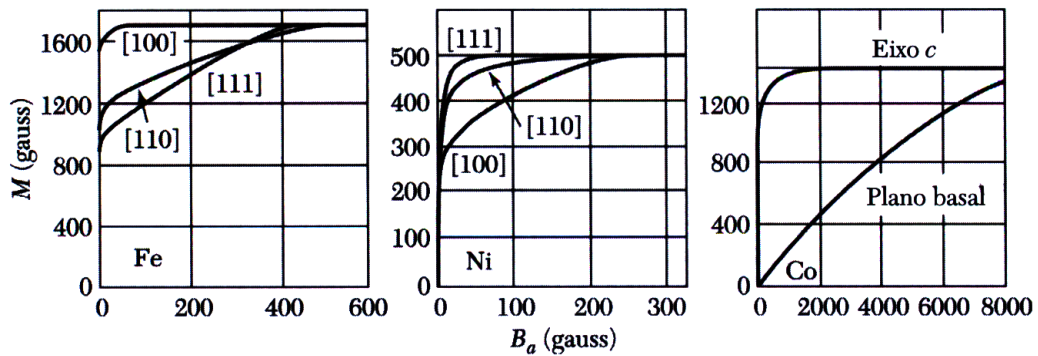


Figura 2.2: Curvas de magnetização para monocristais de Fe, Ni e Co, medidas em diferentes direções cristalográficas. Retirada da referência [49].

esses eixos estão orientados aleatoriamente, de modo que o valor médio da anisotropia seja nulo quando for tomada uma média sobre toda a amostra. O resultado é a ausência de qualquer anisotropia macroscópica de origem magnetocristalina. Assim, nos materiais amorfos, em geral, as anisotropias observadas possuem outra origem como, por exemplo, origem magnetoelástica.

2.1.5 Energia magnetoelástica

A energia magnetoelástica está diretamente associada à magnetostricção. A magnetostricção tem origem no acoplamento spin-órbita dos átomos e corresponde ao fenômeno da variação das dimensões de um material ferromagnético, quando submetido a um campo magnético externo [53, 54].

A grandeza que quantifica a magnetostricção é o alongamento λ , que é a razão entre a variação do comprimento Δl e o comprimento inicial l da amostra [53, 54], ou seja, $\lambda = \Delta l/l$, e apresenta valores que podem ser positivos, negativos e, em alguns materiais, muito próximos de zero.

Detalhes da curva de magnetostricção podem ser associados a mudanças peculiares da estrutura de domínios. Em particular, o movimento de DWs de 180° não produz qualquer mudança dimensional magnetostrictiva, entretanto, o movimento de DWs de 90° , rotação da magnetização, nucleação e aniquilação de domínios sempre produzem mudanças dimensionais [5].

Inversamente à magnetostricção, quando uma tensão mecânica externa é aplicada a um material ferromagnético, a estrutura de domínios pode, em princípio, ser modificada e conseqüentemente, alterar as direções de fácil magnetização.

Sendo assim, a energia magnetoelástica, f_{me} , descreve esta interação da magnetização do

material com a deformação da rede. Para um material com estrutura cristalina cúbica, a densidade de energia magnetoelástica, definida como zero para uma rede não alongada, pode ser escrita como

$$f_{me} = -\frac{3}{2}\lambda_{100}\sigma \left(\alpha_1^2 \delta_1^2 + \alpha_2^2 \delta_2^2 + \alpha_3^2 \delta_3^2 - \frac{1}{3} \right) - 3\lambda_{111}\sigma (\alpha_1 \alpha_2 \delta_1 \delta_2 + \alpha_2 \alpha_3 \delta_2 \delta_3 + \alpha_3 \alpha_1 \delta_3 \delta_1), \quad (2.12)$$

onde σ é o módulo da tensão, α_i são os cossenos diretores da magnetização, δ_i são os cossenos diretores da tensão e λ_{100} e λ_{111} são os valores de saturação da magnetostricção, quando o cristal é magnetizado nas direções [100] e [111], respectivamente. No caso da magnetostricção ser isotrópica, $\lambda_{100} = \lambda_{111} = \lambda_s$, onde λ_s é o valor da constante de magnetostricção no estado saturado, a densidade de energia magnetoelástica pode ser escrita como

$$f_{me} = -\frac{3}{2}\lambda_s\sigma \cos^2 \theta, \quad (2.13)$$

onde, para a tensão σ , os valores típicos são da ordem de MPa e θ é o ângulo entre a magnetização e a direção da tensão. A tabela 2.2 mostra os valores da magnetostricção de saturação para o Fe e Ni.

Tabela 2.2: Magnetostricção de saturação para o Fe e Ni.

Elemento	λ_{100}	λ_{111}
Fe	$19.5 \cdot 10^{-6}$	$-18 \cdot 10^{-6}$
Ni	$-46 \cdot 10^{-6}$	$-25 \cdot 10^{-6}$

É importante notar que a energia magnetoelástica é dependente do produto dos termos λ e σ . Devido à dependência de f_{me} sobre o alongamento da rede, uma forte interação existe entre a orientação dos domínios e a tensão residual ou a tensão mecânica aplicada. Neste caso, a ambos podem induzir eixos de fácil magnetização ao longo de uma determinada direção, de acordo com o produto $\lambda\sigma$. Se $\lambda\sigma > 0$, um eixo de fácil magnetização é induzido na mesma direção que a tensão é aplicada, caso contrário, $\lambda\sigma < 0$, o eixo de fácil magnetização é induzido em uma direção perpendicular à direção da tensão.

No caso de filmes, a quantificação da energia magnetoelástica é bastante difícil devido à aderência do filme ao substrato, que impede a livre variação das dimensões do filme quando submetido a um campo magnético. Sendo assim, uma importante fonte de anisotropia é a existência de defeitos e impurezas que geram tensões internas residuais, as quais, associadas à magnetostricção da amostra, resultam em anisotropias magnetoelásticas ao longo do material.

2.2 Domínios magnéticos

Devido à interação de troca, os materiais ferromagnéticos caracterizam-se por exibirem uma ordem de longo-alcance dos momentos magnéticos, ou seja, uma magnetização espontânea mesmo na ausência de campo magnético aplicado. Além, apresentam magnetização de saturação M_s dependente da temperatura. A figura 2.3 mostra a curva M_s vs. T para o Fe, Ni e Co, os principais exemplos de elementos ferromagnéticos, e define a chamada temperatura de Curie, T_c , que é uma constante de cada material, e determina o valor de temperatura na qual a magnetização de saturação se torna igual a zero, ou seja, na qual o material se torna paramagnético.

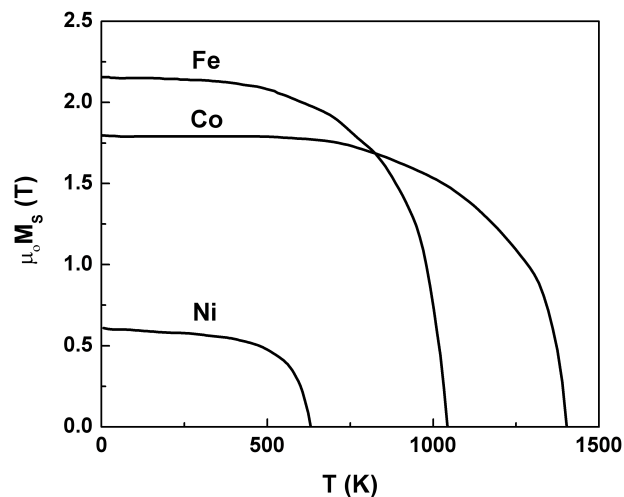


Figura 2.3: Magnetização de saturação em função da temperatura para o Fe, Co e Ni. As temperatura de Curie é 1043 K, 1388 K e 627 K, respectivamente. Outro conhecido elemento ferromagnético é o Gd, que apresenta T_c igual a 292 K [49].

Entretanto, mesmo em temperaturas abaixo de T_c , embora os momentos magnéticos estejam essencialmente alinhados quando considerados em escala microscópica, é possível encontrar materiais ferromagnéticos fracamente magnetizados ou até completamente desmagnetizados. P. Weiss explicou este fenômeno considerando que, como resultado da minimização da energia livre magnética, os materiais ferromagnéticos apresentam uma distribuição da magnetização, ou seja, o material é dividido em pequenas regiões, chamadas de domínios magnéticos, onde a magnetização é igual à magnetização de saturação M_s . No estado desmagnetizado, os domínios estão orientados de tal maneira que o material, como um todo, tem magnetização nula.

Como exemplo, a figura 2.4 mostra duas estruturas de domínios nas quais a magnetização resultante é igual a zero. A distribuição da magnetização, chamada de estrutura de domínios

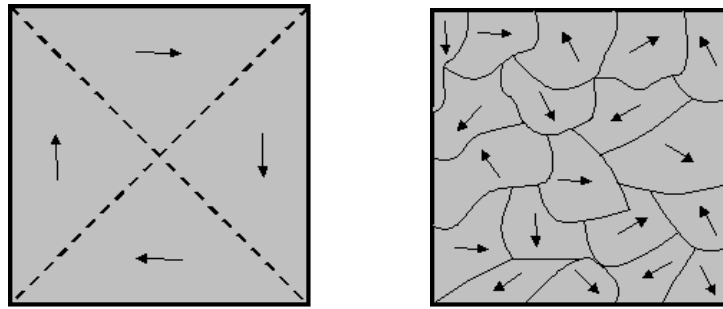


Figura 2.4: Exemplos de estrutura de domínios que resultam em magnetização total igual a zero. Retiradas da referência [7].

magnéticos, é diferente para cada amostra e depende da forma da amostra, temperatura, estrutura cristalográfica e valor do campo no qual a amostra está submetida.

A estrutura de domínios magnéticos resulta do balanço dos diferentes termos de energia que compõem a energia livre magnética, entretanto, a energia magnetostática é a principal responsável pelo surgimento das estruturas de domínios nos materiais ferromagnéticos [7]. A figura 2.5 apresenta uma representação dos mecanismos responsáveis pela formação dos domínios. Na parte (a) da figura, tem-se uma amostra espontaneamente magnetizada em uma única direção, ou seja, formando um monodomínio. Deste modo, pólos magnéticos são formados na superfície da amostra, principalmente nas extremidades do cristal, originando um campo desmagnetizante intenso. Como resultado, tem-se um alto valor da energia magnetostática, dado por $\frac{1}{2}\mu_0 N_d M_s^2$. Porém, parte (b), com a divisão do cristal em dois domínios magnetizados em direções opostas, a energia magnetostática é reduzida à metade. Continuando esta divisão, parte (c), logo, com N domínios, a energia magnetostática reduzirá a aproximadamente $1/N$ da energia magnetostática da configuração inicial dada em (a). Isto ocorre devido à redução espacial do campo magnético. O processo de divisão é esperado até que a energia necessária para estabelecer uma parede adicional, separando dois domínios de magnetização oposta, seja maior do que a redução da energia magnetostática associada com mais uma divisão. Além disto, é possível estabelecer arranjos de domínios tal como em (d) e (e), chamados de domínios de fechamento, onde a energia magnetostática é zero.

Embora a formação de uma determinada estrutura de domínios seja sempre o resultado da minimização da energia, a diversidade dos domínios observados nos materiais ferromagnéticos é enorme. Como exemplos, além dos “stripe domains” e dos domínios de fechamento observados, respectivamente, na parte (c) e (e) da figura 2.5, podem ser citados os domínios em forma de moldura de quadro, os “lancet domains”, “fir tree pattern” e “branched domains”. Para uma revisão completa sobre a formação dos domínios e estruturas de domínios observados em materiais “bulk” e filmes, sugere-se a referência [45]. Em princípio, os termos de energia

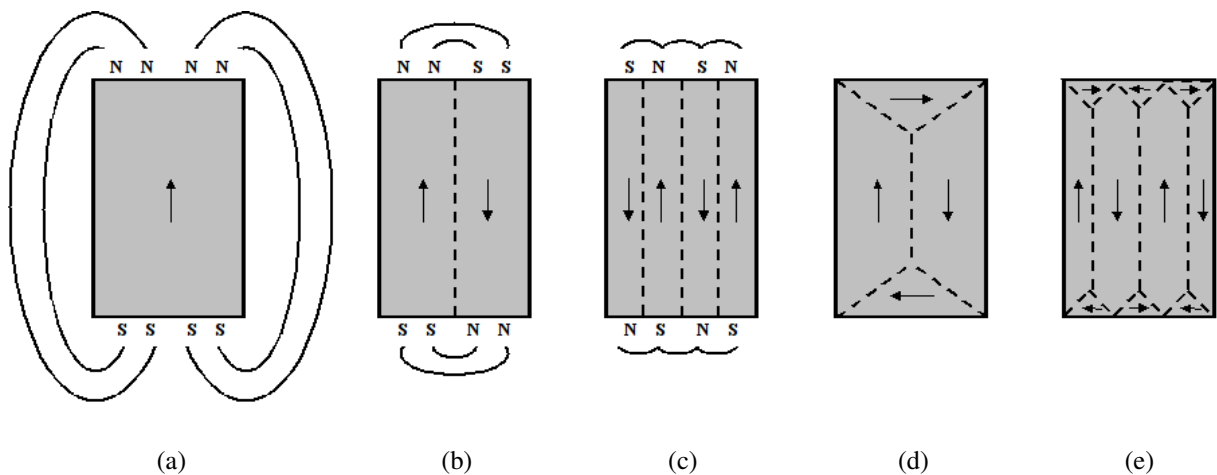


Figura 2.5: Origem dos domínios magnéticos. (a) Amostra espontaneamente magnetizada, monodomínio; (b) e (c) formação dos domínios magnetizados em direções opostas; (d) e (e) exemplos de estrutura de domínios de fechamento. Retirada da referência [7].

discutidos nas seções anteriores deveriam ser capazes de explicar qualquer estrutura observada. Entretanto, na prática, devido à complexidade dos materiais, associada à desordem estrutural, a abordagem matemática se torna bastante difícil. Deste modo, o ponto fundamental da teoria de domínios corresponde às paredes de domínio, que podem ser descritas de forma simples e elegante e correspondem à chave para compreender as mudanças da magnetização induzidas pelo campo magnético externo.

2.3 Paredes de domínio

As paredes de domínio correspondem às zonas de transição entre domínios magnéticos. Nas paredes, a magnetização afasta-se da orientação da magnetização do domínio e, gradualmente, aproxima-se da orientação do domínio adjacente.

2.3.1 Paredes de 180° e 90°

Como descrição geral, convencionou-se as que as paredes podem ser classificadas quanto ao ângulo entre os vetores magnetização dos domínios no qual a parede separa. Tradicionalmente, são descritas como DWs de 180° , onde os domínios adjacentes têm a direção da magnetização em sentidos opostos, e DWs de 90° , onde os domínios adjacentes são ortogonais, como mostrado na figura 2.6.

Em materiais com anisotropia cúbica, quando as direções $[100]$ correspondem aos eixos de fácil magnetização, $K_1 > 0$, as paredes de 90° são possíveis. No caso da estrutura de domínios

de fechamento observada no Fe, como apresentada na figura 2.7, existem paredes de 180° separando domínios com magnetização nas direções $[100]$ e $[\bar{1}00]$, e de 90° , quando estão separando domínios com magnetização nas direções $[100]$ e $[010]$. Entretanto, quando as direções $[111]$ correspondem aos eixos de fácil magnetização, como no caso no Ni, as DWs podem ser de 180° , 109° e 71° . Para estas situações intermediárias, têm-se as chamadas paredes de não- 180° .

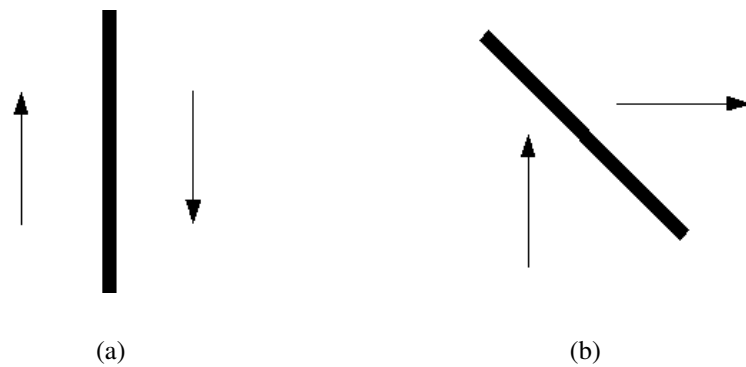


Figura 2.6: Classificação das paredes de domínio quanto ao ângulo entre a orientação da magnetização dos domínios adjacentes. (a) Paredes de domínio de 180° e (b) paredes de 90° .

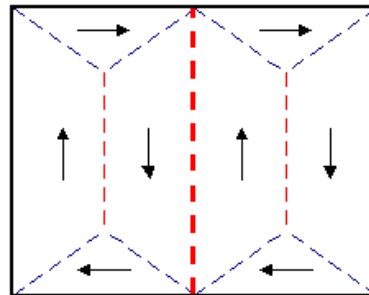


Figura 2.7: Estrutura de domínios de fechamento, na qual pode-se observar paredes de domínio de 180° (—) e 90° (—).

2.3.2 Paredes de Bloch e Néel

Além de serem classificadas quanto ao ângulo entre os vetores magnetização dos domínios, as estruturas de paredes de domínio básicas podem ser classificadas quanto à direção de rotação da magnetização da parede, podendo ser chamadas de paredes de Bloch e Néel. A parede de Bloch [4, 5, 55] corresponde às paredes em que a rotação dos momentos magnéticos ocorre saindo fora do plano dos domínios adjacentes. Por outro lado, as paredes de Néel [56] são aquelas em que a rotação dos momentos magnéticos ocorre no mesmo plano dos domínios. As figuras 2.8 e 2.9 mostram a distribuição dos momentos magnéticos no interior da parede para as duas estruturas.

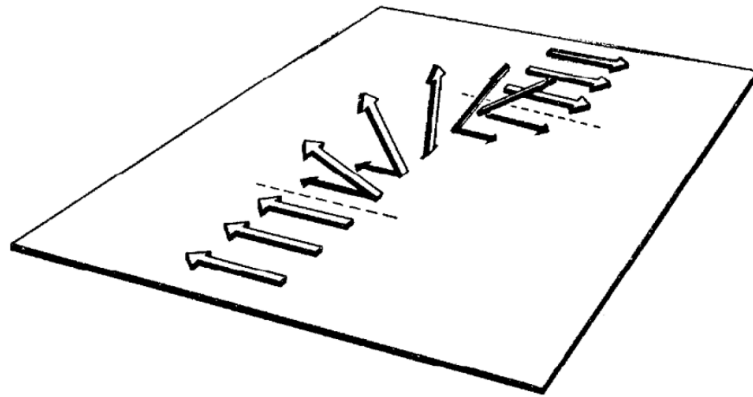


Figura 2.8: Estrutura interna da parede de Bloch. A mudança de orientação ocorre através da rotação da magnetização, saindo fora do plano formado pelos domínios adjacentes. Retirada da referência [57].

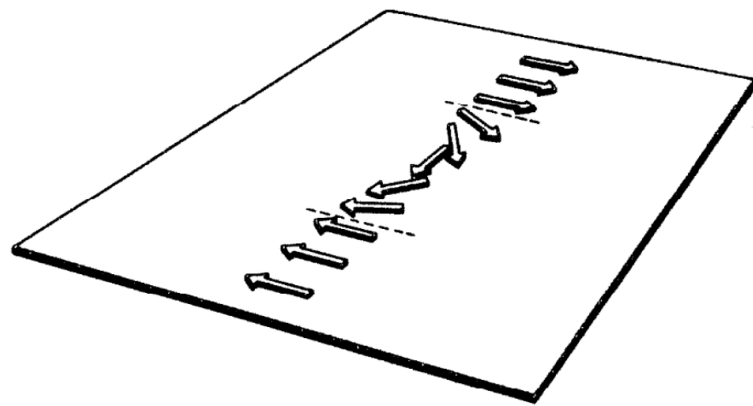


Figura 2.9: Estrutura interna da parede de Néel. A mudança da magnetização ocorre no plano formado pelos domínios adjacentes. Retirada da referência [57].

2.3.3 Densidade de energia e largura de uma parede de domínio

A figura 2.10 mostra um diagrama esquemático de um material ferromagnético com anisotropia uniaxial contendo uma parede de Bloch de 180° . A idéia essencial de uma parede de domínio é que toda a mudança da magnetização entre domínios magnetizados em diferentes direções não ocorre em apenas um passo descontínuo sobre um único plano atômico, figura 2.10 (a). Pelo contrário, os momentos magnéticos atômicos fazem uma transição gradual, sobre muitos planos atômicos, a partir da orientação de um domínio para a de outro, figura 2.10 (b). Assim, pode-se dizer que a parede tem uma largura finita, δ_w , ou seja, possui uma estrutura interna.

A razão para a natureza gradual da orientação da magnetização em uma parede de domínio reside na energia associada à parede de domínio. A densidade de energia da parede de domínio pode ser escrita como a soma da densidade de energia de troca e da densidade de energia de

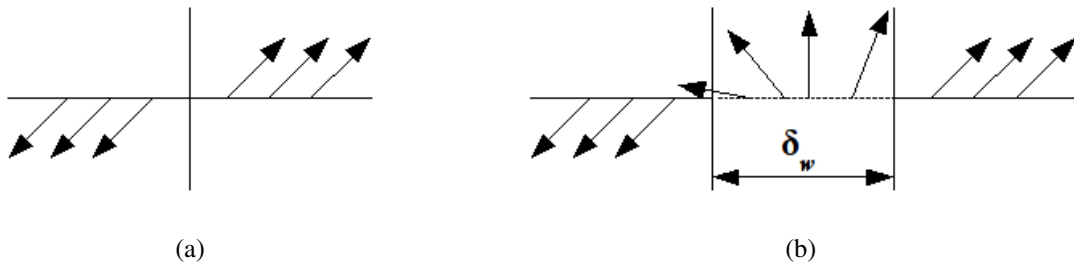


Figura 2.10: Diagrama esquemático de um material ferromagnético contendo uma parede de domínios de 180°. (a) Estrutura hipotética de uma parede na qual os momentos magnéticos são revertidos de direção sobre uma distância atômica; (b) Estrutura da parede, com largura δ_w , na qual a reversão ocorre sobre N distâncias atômicas.

anisotropia efetiva, f_k , logo

$$f_w = f_{ex} + f_k. \quad (2.14)$$

Neste caso, o termo de troca expressa a interação entre os momentos magnéticos no interior da parede e tende a mantê-los paralelos uns com os outros. Por outro lado, o termo de energia de anisotropia descreve a anisotropia magnética efetiva do sistema, de modo que a constante de anisotropia pode ter contribuições de origem nas energias magnetocristalina, magnetostática e magnetoelástica. Sendo assim, em termos das constantes de troca e de anisotropia efetiva do material ferromagnético, a densidade de energia da parede pode ser expressa como

$$f_w = 4\sqrt{AK}, \quad (2.15)$$

sendo que valores típicos para a densidade de energia da parede de domínio para o Fe, Ni e Co, respectivamente, são da ordem de 3, 1 e 8 mJ/m² [46].

Através da análise da equação 2.14, tem-se que paredes largas possuem uma pequena densidade de energia de troca, uma vez que o ângulo entre os momentos é menor, entretanto, altos valores de energia de anisotropia, pois no interior da parede a magnetização está perpendicular ao eixo de anisotropia. Por outro lado, paredes muito finas, onde ocorrem mudanças abruptas na direção da magnetização, apresentam baixa densidade de energia de anisotropia e alta densidade de energia de troca. Ou seja, enquanto que a energia de troca atua no sentido de deixar a largura da parede a maior possível, a energia de anisotropia magnetocristalina atua de modo a deixar a largura da parede a menor possível.

De fato, a espessura efetiva da parede é determinada pela minimização do termo de energia da parede de domínio. Em particular, este valor de mínimo é obtido quando a densidade de energia de troca e de anisotropia apresentam valores semelhantes. Dentre as várias definições para a largura da parede, destaca-se a expressão clássica, dada por B. A. Lilley [58], que depende

da constante de troca A e da constante de anisotropia K , dada por

$$\delta_w = \pi \sqrt{\frac{A}{K}}. \quad (2.16)$$

Como valores aproximados da espessura da parede de Bloch, tem-se 40, 100 e 15 nm, para o Fe, Ni e Co, respectivamente [5].

Embora as expressões 2.15 e 2.16, para densidade de energia e largura da parede, respectivamente, sejam mais conhecidas, elas não podem ser empregadas na descrição de uma parede de Néel. De forma distinta, para uma parede de Néel, o termo de densidade de energia magnetostática deve ser incluído na equação 2.14, de modo que a densidade de energia da parede de domínio pode ser escrita como [45]

$$f_N = f_{ex} + f_k + f_{ms}. \quad (2.17)$$

No caso de filmes finos, é possível obter expressões dependentes da espessura do filme. No limite em que a espessura do filme, t , é muito menor que a largura da parede de Néel δ_N , ou seja, $t/\delta_N \ll 1$, a densidade de energia e a largura da parede e a largura da parede de domínio podem ser escritas, respectivamente, como [45]

$$f_N \approx \pi t M_s^2 \quad (2.18)$$

e

$$\delta_N \approx \pi \sqrt{\frac{2A}{K}}. \quad (2.19)$$

2.3.4 Estruturas complexas de paredes de domínio

A análise do problema da parede de Bloch é um exemplo do rigor e simplicidade que são necessários para tratar a teoria de domínios. Entretanto, considerações utilizadas, como a existência de apenas dois domínios e a inexistência de energia magnetostática, são inadequadas para a análise das paredes no caso de filmes.

Neste caso, quando consideradas paredes próximas à superfície do material ou no caso de filmes, as paredes de 90° e de Néel surgem a partir da necessidade reduzir as discontinuidades da componente normal da magnetização nas bordas do material e, deste modo, reduzir a densidade energia magnetostática. Em particular, quando os campos magnetostáticos influenciam na formação da estrutura, duas situações principais de paredes de domínio complexas podem ser citadas: paredes do tipo “cross-tie” e paredes zig-zag.

As paredes “cross-tie” correspondem a um interessante exemplo de como a energia magnetostática pode influenciar a natureza de uma parede de domínio. De forma geral, as paredes de 180° estão orientadas paralelamente aos domínios magnéticos e, deste modo, não induzem a formação de cargas magnéticas no interior do material, como mostrado na figura 2.11 (a). Por outro lado, as paredes de Néel, intrinsecamente, apresentam cargas magnéticas internas devido à sua estrutura, figura 2.11 (b). Neste caso, a grande energia magnetostática associada com estas cargas magnéticas na parede de Néel pode ser reduzida se o sentido da polarização da parede se alternar. Deste modo, surgem as paredes “cross-tie” [59, 60, 61]. A figura 2.12 mostra a estrutura de uma parede de domínio do tipo “cross-tie”, onde devido às cargas magnéticas existentes nas paredes de Néel, uma estrutura mais complexa pode ser formada. Como resultado, além da inversão do sentido da polarização, há paredes formando pontas nestas regiões, de modo que as linhas de campos desmagnetizantes locais ou “stray fields” tenham fluxo fechado.

Chama-se a atenção que este campo desmagnetizante local ou “stray fields”, assim como o campo desmagnetizante (seção 2.1.3) é originado a partir de cargas magnéticas ou pólos livres associados às descontinuidades da componente normal da magnetização. Entretanto, neste caso, a descontinuidade ocorre sobre a parede de domínio. Em particular, este corresponde ao principal mecanismo responsável pelas interações de longo-alcance de origem dipolar existentes nos

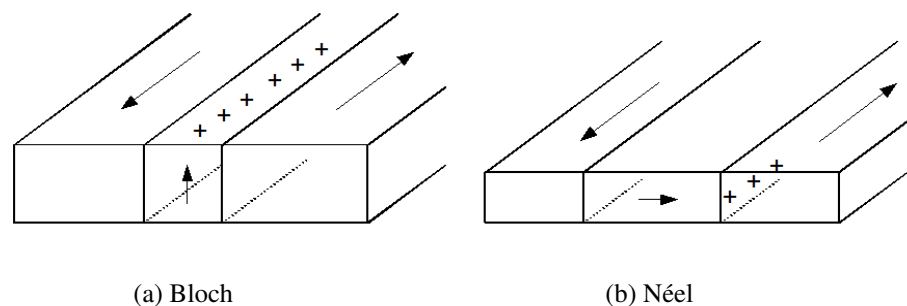


Figura 2.11: Comparação da parede de Bloch, com cargas magnéticas na superfície da amostra, e parede de Néel, com cargas magnéticas no interior da amostra.

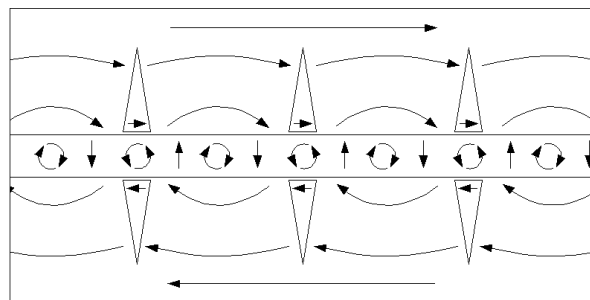


Figura 2.12: Paredes de domínio do tipo “cross-tie”. As setas indicam a direção dos campos desmagnetizantes locais.

materiais de caráter estrutural cristalino, como será abordado nos capítulos seguintes.

Um outro tipo de estrutura de paredes de domínio é a chamada zig-zag. De forma geral, os materiais apresentam uma estrutura de domínios e paredes que possui a menor energia magnetostática possível. Porém este representa um caso em que esta regra não é observada. Nas paredes zig-zag, devido a descontinuidades da componente normal da magnetização sobre a parede de domínio, esta estrutura apresenta cargas magnéticas que são associadas ao “stray field” e, por este motivo, é geralmente chamada de parede de domínio zig-zag carregadas. A figura 2.13 mostra um exemplo típico de parede zig-zag e indica a orientação dos momentos magnéticos próximos a parede. Observa-se que o ângulo entre as paredes é uma característica do filme, mas o período ou comprimento da parede pode mudar, sendo dependente de vários fatores. Embora apresentem uma forma zig-zag, esta estrutura pode ser formada por paredes de Bloch, Néel e “cross-tie”, dependendo da espessura de filme.

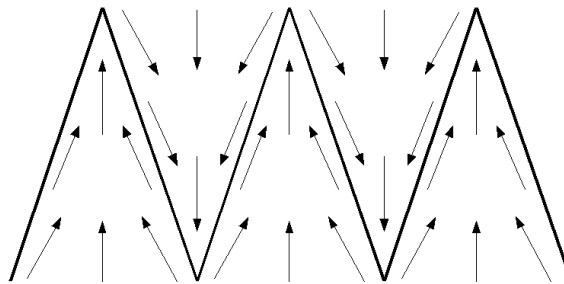


Figura 2.13: Estrutura das paredes zig-zag carregadas e orientação da magnetização próximo à parede.

2.3.5 Paredes de domínios em filmes ferromagnéticos

L. Néel [62] foi o primeiro a considerar que a tradicional parede de Bloch não seria observada em filmes ferromagnéticos, caso a espessura do filmes se tornasse comparável com a largura da parede. Neste caso, devido às dimensões, os efeitos da energia magnetostática sobre as DWs são mais relevantes do que em materiais “bulk”.

A figura 2.14 apresenta a largura da parede para diferentes estruturas de paredes de domínio em função da espessura do filme. Neste caso, tem-se que a largura da parede de Bloch diminui com a redução da espessura a fim de reduzir a energia magnetostática associada com as cargas magnéticas nas superfícies da parede. Entretanto, no caso da parede de Néel, a largura aumenta com a diminuição da espessura com o objetivo de minimizar a energia magnetostática nas faces da parede. Em espessuras muito pequenas, a energia magnetostática não é significativa e a largura não aumenta mais. Por outro lado, ela apresenta um valor mínimo limite à medida que a espessura aumenta.

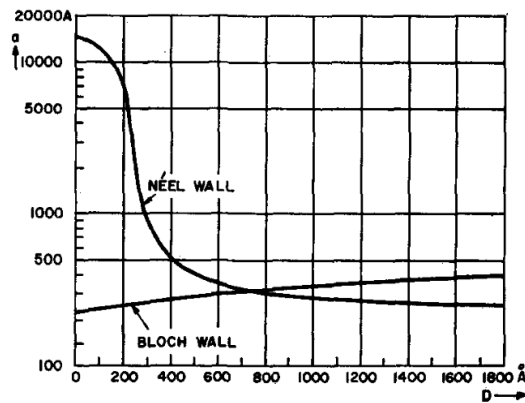


Figura 2.14: Largura da parede de Bloch e parede de Néel em função da espessura do filme ($A = 10^{-6}$ ergs/cm, $M_s = 800$ G e $K = 1000$ ergs/cm³). Retirada da referência [61].

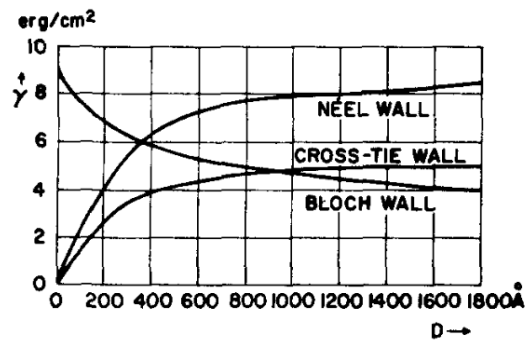


Figura 2.15: Energia por unidade de área de uma parede de Bloch, Néel e "cross-tie" em função da espessura do filme ($A = 10^{-6}$ ergs/cm, $M_s = 800$ G e $K = 1000$ ergs/cm³). Retirada da referência [61].

A densidade de energia da DW determina o tipo de estrutura da parede para cada espessura. A figura 2.15 mostra a densidade de energia da parede de domínio para diferentes estruturas em função da espessura do filme. A partir desta, observa-se que a densidade da energia da DW de Bloch aumenta com a redução da espessura do filme, como resultado do aumento da energia magnetostática devido ao surgimento de cargas magnéticas superficiais acima e abaixo da parede. De forma contrária, a densidade de energia da parede de Néel diminui com a redução da espessura, uma vez que é proporcional a área das superfícies carregadas no interior do filme.

Sendo assim, é esperado observar uma transição do tipo de parede de domínio, ocorrendo no intervalo de espessura de 20 a 100 nm. Neste intervalo, a espessura do filme é da mesma ordem de magnitude da largura da parede de domínio, como pode ser observado na figura 2.14, de modo que a espessura do filme passa a ter papel fundamental na estrutura magnética, devido ao aumento da importância do "stray field" na direção normal ao plano do filme.

Sendo assim, embora seja conhecido que a topologia dos domínios magnéticos é complexa e rica e que existam vários tipos de paredes de domínio, é possível fazer uma simples aproximação

mação para a estrutura magnética em filmes. Para filmes mais espessos, as paredes de domínio geralmente são do tipo Bloch. Entretanto, com a diminuição da espessura, as paredes de Néel podem ser observadas. É possível verificar na figura que, em um dado intervalo de espessura, a densidade de energia da parede do tipo “cross-tie” é a menor, quando comparada com as obtidas para Bloch ou Néel. De fato, neste intervalo, este tipo de estrutura constitui-se de uma transição entre as paredes de Bloch, filmes mais espessos, e as paredes de Néel, filmes mais finos. Entretanto, como este tipo de parede corresponde apenas a uma evolução da estrutura das paredes de Néel, convencionou-se simplesmente uma transição Bloch-Néel.

A figura 2.16 mostra uma seqüência de imagens de paredes de domínio de filmes de Permalloy com diferentes valores de espessura e corrobora a transição do tipo de parede de domínio indicada pelo gráfico da energia da parede de domínio em função da espessura do filme. Embora seja possível a formação de diversas topologias de domínios magnéticos, neste caso, a estrutura é bastante simples. Para filmes mais espessos, figura 2.16 (f), as paredes de domínio são do tradicional tipo Bloch. Com a diminuição da espessura, para valores intermediários, entre 20 e 100 nm, figura 2.16 (b) - (e), ocorre a transição entre as geometrias de paredes de domínio de Bloch para Néel e, neste caso, pode ser observada a presença de uma estrutura de domínios do tipo “cross-tie”. Entretanto, para as amostras mais finas, figura 2.16 (a), as paredes de Néel se tornam mais estáveis e podem ser observadas.

2.4 A curva de histerese e o processo de magnetização

A histerese é uma das principais características dos materiais magnéticos. A curva de magnetização ou curva de histerese pode apresentar uma grande variedade de formas, sendo uma consequência direta da diversidade de estruturas de domínios magnéticos. A histerese resulta da média de contribuições que vem de diferentes partes da estrutura de domínios e que são devido a distintos mecanismos. Neste processo de média, muitos detalhes são perdidos e apenas alguns aspectos dominantes são relevantes na descrição.

Os processos de magnetização referem-se a maneira pela qual um material ferromagnético, que exibe ordem magnética e encontra-se aparentemente desmagnetizado em ausência de campo externo, é levado ao estado saturado através da aplicação de um campo magnético de magnitude adequada. Embora a magnetização \vec{M} e o campo magnético \vec{H}_{ext} sejam grandezas vetoriais, quando consideradas no caso em que ambas apresentam uma direção fixa, podem ser tratadas como quantidades escalares. Em geral, observa-se uma clara dependência não-linear da magnetização com o campo magnético, fato que se reflete na curva de magnetização, $M \times H_{ext}$,

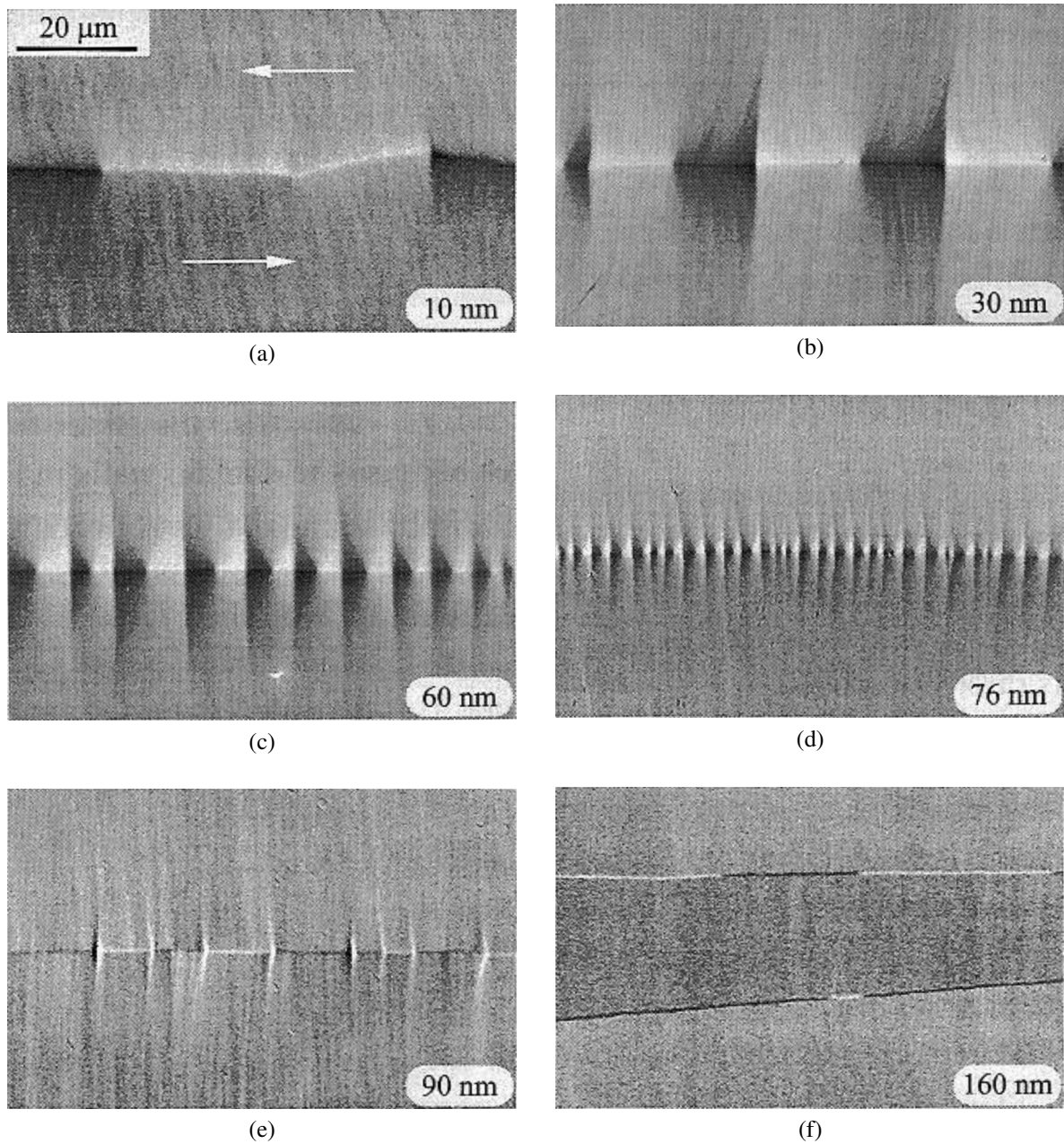


Figura 2.16: Imagens de paredes de domínio para filmes de Permalloy com diferentes valores de espessura. (a) Amostra com espessura de 10 nm, com parede de Néel. (b), (c), (d) e (e) Amostras com espessuras de 30, 60, 76 e 90 nm, respectivamente, com paredes do tipo “cross-tie”. (f) Amostra com espessura de 160 nm, na qual já existem paredes de Bloch. Retiradas da referência [45].

através da histerese magnética. Esta última corresponde à principal evidência de que os processos de magnetização nos materiais ferromagnéticos estão longe do equilíbrio [63].

Em princípio, todas as características da curva de magnetização podem ser explicadas em termos da estrutura de domínios resultante da minimização da energia livre magnética do material. Tradicionalmente, o processo de magnetização é analisado através de modificações na estrutura de domínios, originadas basicamente por dois mecanismos: movimento de DWs e rotação da magnetização.

A figura 2.17 mostra uma curva de magnetização típica de um material ferromagnético, juntamente com uma possível configuração para a estrutura de domínio para cada um dos pontos assinalados na curva e, de forma simplificada, com os processos de magnetização que ocorrem ao longo da curva de magnetização. Assim, considerando, inicialmente, uma amostra de um material ferromagnético com magnetização total igual a zero, parte (a) da figura, caracterizando uma estrutura de domínios de fechamento, quando submetida a um campo magnético externo crescente, inicialmente, haverá o aumento dos domínios orientados favoravelmente à direção do campo e uma conseqüente diminuição dos domínios orientados de forma contrária ao campo, parte (b). Como conseqüência, é observado um aumento da magnetização, quando medida na direção do campo. Este processo de modificação dos domínios é chamado de movimento de paredes de domínio. O movimento ocorre à medida que o campo magnético é aumentado até quando houver apenas domínios orientados ao longo dos eixos de fácil magnetização, parte (c), que são determinados principalmente pela forma da amostra (seção 2.1.3), cristalografia (seção 2.1.4) e tensões internas ou externas (seção 2.1.5). A partir deste ponto, para campos magnéticos mais intensos, o processo de magnetização ocorrerá predominantemente através da rotação da magnetização, parte (d), que corresponde à reorientação dos domínios para a direção do campo, até o material atingir o estado saturado, parte (e), onde a magnetização está alinhada na direção do campo magnético e um aumento deste não produz qualquer variação significativa da magnetização. A partir do estado saturado, ao ser diminuído o valor do campo magnético aplicado, a magnetização retorna ao valor de remanência M_r . Invertendo o sentido do campo e aumentando sua intensidade, a magnetização continua a diminuir de valor a partir de $+M_r$, passando por zero em um campo chamado de campo coercivo $-H_c$, e, finalmente, atingindo o seu valor de saturação na direção oposta à original para campos suficientemente altos. Diminuindo-se a intensidade do campo a zero a partir deste ponto, a magnetização atinge a remanência negativa. Aumentando-se o campo no sentido positivo a magnetização passa por zero, em $+H_c$, e atinge o valor de saturação na direção de saturação original, fechando o ciclo completo de histerese. Aplicações cíclicas de campo magnético farão com que o material responda da mesma forma de modo que os ciclos posteriores serão superpostos ao descrito.

Sendo assim, a partir da curva de magnetização, podem ser destacadas duas regiões principais, nas quais diferentes mecanismos de magnetização são responsáveis pelo processo de magnetização. Na região (I), formada pelas partes (a) e (b) assinaladas na curva de magnetização, onde observa-se uma inclinação aproximadamente constante da curva, ocorrem predominantemente movimentos reversíveis e irreversíveis das DWs. Nesta região, como energia é perdida quando a DW salta abruptamente de um mínimo de energia local para o próximo, salto Barkhausen, o movimento de paredes é irreversível e, portanto, dissipativo. Na região (II), for-

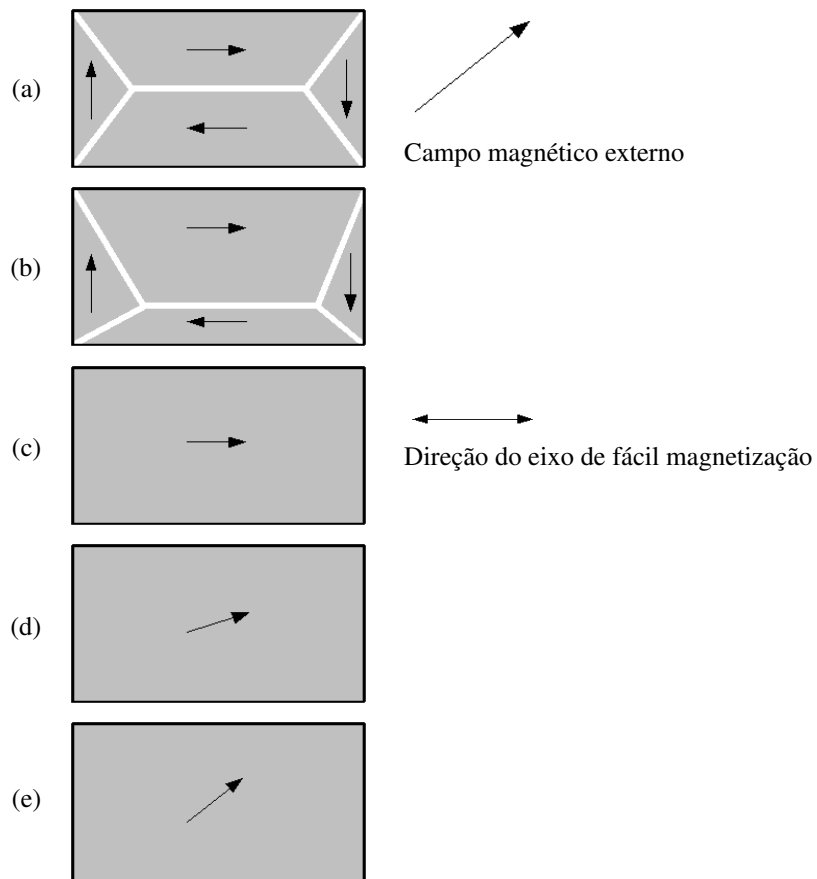
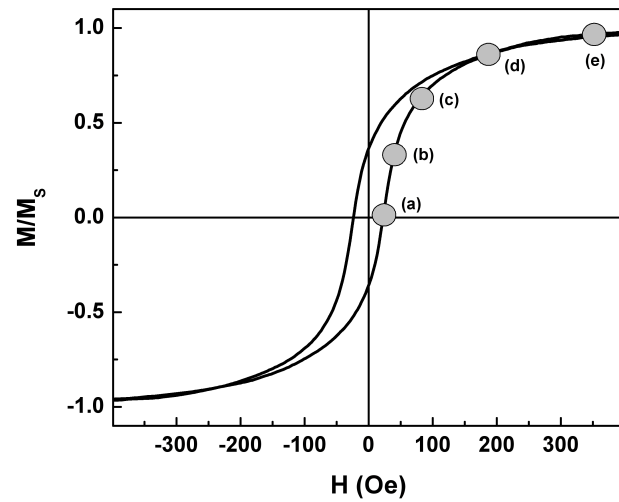


Figura 2.17: Curva de magnetização típica de um material ferromagnético. Abaixo, tem-se uma possível estrutura de domínios para cada um dos cinco pontos assinalados na curva de magnetização: (a) Amostra desmagnetizada; (b) Com o aumento do campo magnético externo, há o aumento, através do movimento de paredes de domínio, dos domínios orientados favoravelmente ao campo; (c) A magnetização está orientada ao longo dos eixos de fácil magnetização. A partir deste ponto, com o aumento do campo, o processo de magnetização ocorre principalmente através da rotação da magnetização, parte (d), até atingir o valor de saturação, parte (e), onde a magnetização está alinhada paralelamente à direção do campo magnético externo. Tem-se que, embora a direção do campo magnético seja constante, ele tem seu valor aumentado, à partir de zero, em (a), até atingir seu valor máximo, em (e).

mada pelas partes (c) (d) e (e) assinaladas na curva de magnetização, a rotação da magnetização torna-se o principal mecanismo de magnetização. Nesta região, geralmente, não há histerese, uma vez que a rotação é um mecanismo reversível e não-dissipativo.

A partir da curva de magnetização, podem ser retirados parâmetros e características importantes do material tais como:

- Magnetização de saturação (M_s): é a magnetização que não se altera para aumentos posteriores do campo externo. Isto ocorre porque os momentos magnéticos já se encontram alinhados na direção do campo magnético;
- Magnetização remanente (M_r): corresponde ao valor assumido pela magnetização quando, após atingida a saturação, o campo é reduzido a zero;
- Campo coercivo (H_c): corresponde ao campo necessário para trazer a magnetização, a partir do valor da magnetização remanente, para zero. Além disto, é o campo que deve ser aplicado para reverter o sentido de magnetização da amostra.

Formalmente, a dinâmica da magnetização é descrita pela equação do movimento de Landau-Lifshitz-Gilbert [51]:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = \gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} - \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \quad (2.20)$$

onde \vec{M} é o vetor magnetização, t é o tempo, γ é a razão giromagnética, M_s é a magnetização de saturação, α é o parâmetro de amortecimento de Gilbert e H_{eff} é o campo magnético efetivo. Este último carrega informação sobre todas as interações e termos da energia atuantes no sistema magnético e pode ser calculado através da derivada variacional da energia livre magnética em relação ao tempo, $\vec{H}_{eff} = -\frac{\delta F}{\delta \vec{M}}$.

Fisicamente, o processo de magnetização pode ser completamente compreendido através da energia livre magnética. Para cada valor de campo magnético, as DWs se ajustam em posições de mínima energia, ou seja, a estrutura de domínio se modifica de forma a minimizar a energia livre do sistema. Deste modo, através do conhecimento dos termos que compõem a energia livre magnética e da utilização da equação 2.20, seria possível pensar que os problemas relacionados à dinâmica da magnetização estão completamente resolvidos. Entretanto, toda a dificuldade na compreensão do processo de magnetização e da dinâmica de DWs tem como origem a complexidade da energia livre magnética. A existência de desordem em materiais ferromagnéticos reais, como a presença de grãos em policristais, discordâncias, deformações da rede, flutuações na composição, inclusões, precipitados, separação de fases, rugosidade da superfície em filmes, variações aleatórias na forma de partículas do material, entre outros, faz com que o panorama

de energia no qual o sistema evolui exiba uma estrutura extremamente complicada, com um enorme número de mínimos locais e pontos de sela, resultando em uma dinâmica de DWs que tenha um caráter estocástico, o que torna sua análise bastante complicada [2]. Por este motivo, o capítulo seguinte é inteiramente dedicado à dinâmica de DWs e, em particular, ao BN.

3 A dinâmica de paredes de domínio e o efeito Barkhausen

Este capítulo tem como temas principais a dinâmica de DWs e o BN. Neste, além de introduzir os principais resultados experimentais encontrados na literatura, são descritos os principais métodos e modelos teóricos utilizados na análise estatística do ruído, que dão suporte a toda a interpretação dos dados obtidos nos filmes ferromagnéticos.

3.1 Transições de fase, sistemas complexos, criticalidade e expoentes críticos

Leis de potência e expoentes críticos podem ser encontrados tanto na abordagem de transições de fase termodinâmicas quanto na análise estatística de sistemas complexos. Deste modo, com o objetivo de evitar ambigüidades, uma vez que uma gama de expoentes será considerada, torna-se necessário um pequeno esclarecimento sobre o significado dos expoentes abordados neste trabalho e sua diferença com relação aos determinados nas transições de fase termodinâmicas.

Existe, na natureza, uma grande variedade de sistemas que apresentam alguma transição de fase. Muitas destas transições, como, por exemplo, as de segunda ordem, são caracterizadas pela existência de um ponto crítico, que é um ponto no diagrama de fases onde há singularidades de grandezas termodinâmicas, como o calor específico e compressibilidade, no caso de um fluido, ou a suscetibilidade magnética, no caso de um material magnético [64, 65].

Na criticalidade, ou seja, em situações em que o sistema se encontra muito próximo de um ponto crítico, o sistema apresenta um comportamento crítico, caracterizado por mudanças abruptas em suas propriedades físicas. Mais precisamente, são observadas grandes flutuações e, como citado, um comportamento singular de diversas grandezas termodinâmicas. Em particular, estas singularidades tomam a forma de leis de potência e podem ser bem representadas por expoentes críticos, os quais modelam o comportamento das grandezas termodinâmicas sin-

gulares em torno do ponto crítico [64, 65].

No âmbito das transições de fase, muitos sistemas aparentemente distintos apresentam grandes semelhanças. Exemplo disto é o fato da universalidade dos expoentes críticos, que mostra que o comportamento de grandezas análogas, porém pertencentes a sistemas diferentes, como a susceptibilidade magnética, para um sistema magnético, e a compressibilidade, para o caso de um fluido, é caracterizado pelos mesmos expoentes críticos.

De fato, experiências mostram que os expoentes críticos assumem valores universais, que dependem de apenas algumas características do sistema. Nesta caso, o valor dos expoentes não depende dos detalhes microscópicos do sistema e é determinado por pouquíssimos parâmetros, como a dimensionalidade do sistema e o alcance das interações microscópicas¹ [65, 66].

Sendo assim, os aspectos fundamentais, e mais surpreendentes dos fenômenos críticos, são a universalidade dos expoentes ou a existência de classes de universalidade (tipos de criticalidade caracterizados por distintos conjuntos de expoentes) e a invariância de escala ou ausência de uma escala característica (flutuações são observadas em diferentes escalas de tamanho) [66]. Em particular, o conceito de universalidade indica que a compreensão de um sistema pertencente a determinada classe de fenômenos acarreta na compreensão de todos os demais dessa mesma classe. Por outro lado, as leis de escala revelam toda ordem e simplicidade por trás da complexidade, e também significam que nenhuma diferença qualitativa existe entre pequenas e grandes flutuações.

Entretanto, foi somente a partir das décadas de 60 e 70 que avanços fundamentais, como o desenvolvimento de técnicas necessárias para a realização de experiências nas vizinhanças de pontos críticos, permitiram a compreensão das transições de fase e fenômenos críticos. Em particular, as idéias de universalidade dos expoentes e invariância de escala foram incorporadas e justificadas pela teoria de grupo de renormalização, que foi capaz de descrever diversos fenômenos críticos e calcular diferentes expoentes críticos [65].

A universalidade do comportamento crítico motivou a busca dos aspectos importantes das interações microscópicas na determinação dos expoentes críticos e das funções de escala. Em particular, esta universalidade implica na existência de mecanismos profundos, geralmente simples, responsáveis pelo comportamento dos sistemas próximos a pontos críticos [66].

Por outro lado, nas últimas décadas, parte da comunidade passou a se interessar pela dinâmica de sistemas ditos complexos. Estes sistemas, cujas partes interagem de forma não-linear, apresentam uma resposta extremamente irregular quando submetidos a condições externas que

¹Além da dimensionalidade do sistema e o alcance das interações microscópicas, a simetria do parâmetro de ordem influencia no valor dos expoentes. Entretanto, ao longo deste texto, este parâmetro não será abordado.

variam com o tempo de forma lenta e suave. Entretanto, como uma das características mais marcantes de tais sistemas, suas propriedades estatísticas apresentam comportamento de escala, no qual uma série de expoentes pode ser definida.

Sendo assim, devido ao conceito de universalidade e ao comportamento de escala introduzidos no contexto de transições de fase, é possível fazer uma analogia entre transições de fase e as propriedades estatísticas de sistemas complexos. Como ponto notável, é interessante que diferentes sistemas complexos parecem ser descritos dentro do mesmo contexto, apontando para uma universalidade que vai muito além da termodinâmica e da mecânica estatística. Deste modo, o conceito de criticalidade passou a figurar em várias disciplinas, como a física, geofísica, biologia, economia, entre outros.

Em síntese, é usual fazer alguma ligação entre as distribuições de leis de potência, observadas nas propriedades estatísticas de sistemas complexos, como o ruído Barkhausen, e fenômenos críticos. Entretanto, é importante enfatizar que, neste caso, os expoentes obtidos nas leis de potência não estão diretamente relacionados à transição de fase tradicionalmente estudada em termodinâmica e mecânica estatística. Como será discutido, a criticalidade em sistemas magnéticos dinâmicos é geralmente associada a uma transição de “depinning” de uma parede de domínio em um meio desordenado, de modo que os expoentes previstos para a transição de “depinning”, através das funções estatísticas, caracterizam o sistema e são relacionadas a propriedades gerais do sistema, como sua dimensionalidade e alcance das interações que governam sua dinâmica. Deste modo, embora aparentemente randômico, o ruído contém informações fundamentais sobre as propriedades do sistema que o gerou.

3.2 “Crackling noise”

Ao longo da última década, uma nova gama de fenômenos começou a despertar o interesse de grupos de pesquisadores de diferentes áreas. Com o advento de ferramentas utilizadas na compreensão de transições de fase de segunda ordem, desenvolvidas nos anos 60 e 70, e modelos estocásticos para turbulência, anos 70, e para sistemas desordenados, anos 80, nos anos 90, tornou-se possível o início do entendimento do chamado “crackling noise” [11, 67, 68].

Uma grande diversidade de sistemas exibem “crackling noise”. A Terra, como exemplo mais conhecido, responde através de violentos e intermitentes terremotos quando duas placas tectônicas interagem entre si [69, 70, 71]. Um pedaço de papel, como papéis de bala, emite ruídos intermitentes quando são vagarosamente amassados [72, 73]. A bolsa de valores apresenta flutuações no mercado de ações ao longo do dia, mês e ano [74, 75]. Como outros exemplos,

podem ser destacados a dinâmica de vórtices em supercondutores [76, 77, 78], dinâmica de superfluidos [79, 80], o processo de microfaturas [81]-[86], fluidos em meios porosos e outros problemas envolvendo frentes de propagação [87]-[92], a emissão acústica durante a transição de fase em martensitas [93, 94], deformação plástica em microcristais [95], resposta irregular de meios granulares [96, 97], polarização dielétrica em materiais ferroelétricos [98], erupções solares [99], extinções biológicas [100, 101, 102] e o processo de inflar os pulmões [103].

Em particular, o ruído Barkhausen corresponde à impressão do “crackling noise” em sistemas magnéticos. Neste contexto, quando um material magnético é submetido a um campo magnético externo suavemente variado no tempo, observa-se que sua magnetização é mudada em passos na forma de avalanches, ou seja, através de uma série de saltos súbitos [11].

De forma geral, o “crackling noise” surge quando um sistema dirigido responde a condições externas que estão mudando através de eventos discretos e impulsivos que variam em um grande intervalo de escala [11]. O termo “crackling noise” [11, 12, 67, 68] refere-se ao sinal irregular que um sistema produz como resposta a uma força externa variada no tempo de forma lenta e suave. Devido à presença de desordem no sistema, o sinal é extremamente irregular, apesar da regularidade da força aplicada. Tipicamente, ele é caracterizado por avalanches abruptas com grande variedade de tamanhos, ou seja, por uma seqüência de pulsos de tamanhos e durações muito diferentes, separados por intervalos de inatividade. Este fato é atribuído à auto-similaridade, onde as leis de evolução parecem ser as mesmas em diferentes escalas. Como exemplo, a figura 3.1 (a) apresenta uma série temporal da energia emitida por terremotos ao longo do ano de 1995, onde pode-se claramente identificar as características típicas do “crackling noise”.

Do ponto de vista teórico, o “crackling noise” é uma medida indireta da complexidade do sistema e, por este motivo, é esperado que o ruído apresente alguma informação sobre o processo físico que o gerou. Através das propriedades estatísticas do ruído é possível obter informações fundamentais sobre a dinâmica do sistema. Apesar da grande diferença existente entre os exemplos citados de sistemas que exibem “crackling noise”, surpreendentemente, as propriedades estatísticas do ruído são similares.

Uma vez que os eventos estão distribuídos em um largo intervalo de magnitude e durações, as distribuições de probabilidade de magnitude e duração, geralmente, decaem como uma lei de potência [104], respectivamente, $P(s) \sim s^{-\tau}$ e $P(T) \sim T^{-\alpha}$. Neste caso, através do conceito de escala, é possível relacionar quantidades, associadas à dinâmica do sistema, a expoentes, neste caso, como τ e α . O valor dos expoentes indica quais são os fatores essenciais que influenciam na dinâmica do sistema. Continuando o exemplo, a figura 3.1 (b) mostra a distribuição do

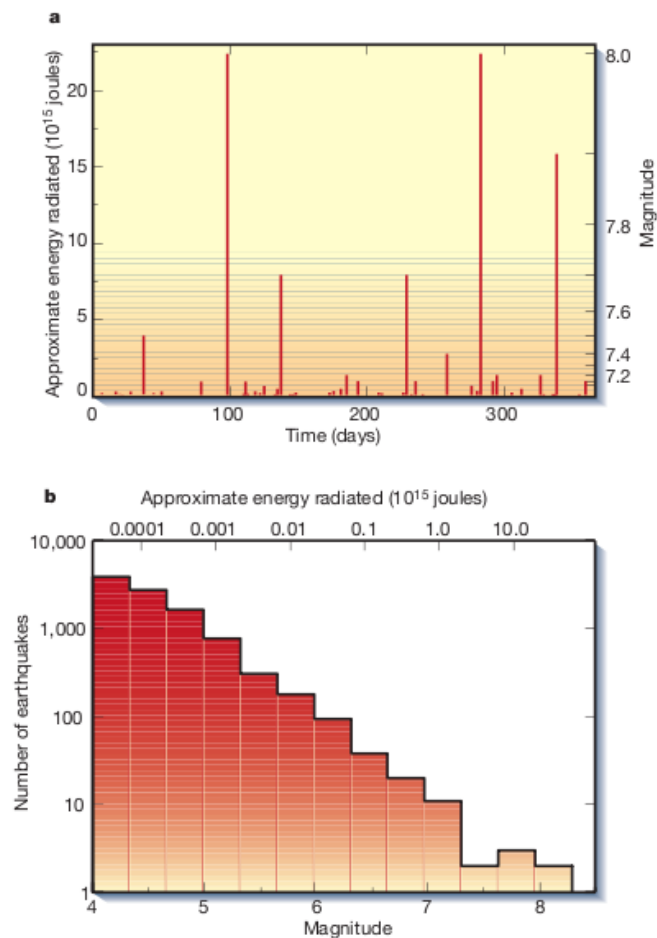


Figura 3.1: A Terra exhibe “crackling noise”. (a) Registro temporal da energia emitida por terremotos durante o ano de 1995. A Terra responde a pequenas tensões impostas pelos continentes através de uma série de terremotos, ou seja, eventos impulsivos separados no espaço e tempo. Esta série temporal corresponde ao “crackling noise”. (b) Distribuição do número de terremotos em função das suas magnitudes ou, similarmente, energia emitida. Observa-se que terremotos ocorrem em todas as escalas de magnitude, entretanto, pequenos eventos são mais comuns, enquanto eventos grandes são raros. Deste modo, tem-se uma lei de potência. Retirada da referência [11].

número de terremotos em função das suas magnitudes ou, similarmente, da energia emitida obtida a partir da parte (a). Deste modo, quando plotado em uma escala log-log, a lei de potência é uma linha reta, como observado.

Para uma determinada situação que exhiba “crackling noise”, uma característica notável é que os resultados parecem ser independentes dos detalhes microscópicos e macroscópicos do sistema. Deste modo, simplificada, apenas algumas características, como a dimensionalidade do sistema e o alcance das interações que governam a dinâmica, são necessários para descrever o comportamento do sistema. O fato de que diferentes sistemas e famílias de materiais apresentam o mesmo expoente é chamado de universalidade. Sendo assim, sistemas que apresentam o mesmo comportamento dinâmico, ou seja, o mesmo expoente, são incluído na mesma classe de universalidade. Por outro lado, sistemas fundamentalmente distintos, que res-

pondem de formas diferentes a forças externas, não apresentam expoentes similares e, assim, não estão na mesma classe de universalidade.

O fato de que vários sistemas distintos comportarem-se de maneira notavelmente similar e poderem ser discutidos através do mesmo contexto sugere que alguns princípios básicos gerais possam existir na física por trás do fenômeno. Se este é o caso, então o entendimento, em detalhe, de um destes sistemas pode fornecer informações sobre os outros e, conseqüentemente, devido à multidisciplinaridade do tema, propiciar avanços em outros campos de pesquisa. Por este motivo, o ruído Barkhausen, sendo uma técnica não-destrutiva de análise em sistemas magnéticos, corresponde a uma interessante ferramenta para o estudo do “crackling noise” e a compreensão de suas propriedades estatísticas torna-se um importante passo na direção do entendimento da dinâmica microscópica característica de sistemas que exibem “crackling noise”.

3.3 O efeito Barkhausen

O ruído Barkhausen foi pela primeira vez observado por Heinrich Barkhausen [1], em 1919. Como primeira descrição para o fenômeno, Barkhausen escreveu em seu artigo seminal: “o Ferro produz um ruído quando magnetizado: à medida que a força magnetomotiva é variada suavemente, [...] são gerados pulsos de indução irregulares em uma bobina sensora, enrolada em torno da amostra, que podem ser ouvidos como um ruído em um telefone” [1]. O primeiro experimento consistiu em detectar as variações da magnetização, através de uma bobina sensora, em uma amostra submetida a um campo magnético variável lenta e suavemente, como mostra a figura 3.2, parte superior. Quando a magnetização muda, as variações do fluxo induzem uma tensão na bobina, que indiretamente mede as mudanças na magnetização da amostra e, eventualmente, pode ser observada como um ruído real através de um osciloscópio [104], como mostra a parte inferior da figura 3.2. É possível notar grande similaridade entre o sinal Barkhausen, observado nesta figura, e o registro temporal da energia emitida por terremotos, mostrado na figura 3.1.

Inicialmente, H. Barkhausen concluiu que a seqüência de pulsos era gerada por uma correspondente seqüência de reversões súbitas e completas de domínios magnéticos por inteiro, ou ímãs moleculares, na linguagem de Barkhausen em seu artigo. Já neste época, este experimento foi tomado como a primeira evidência indireta da existência dos domínios magnéticos, cuja existência foi postulada, em 1907, por P. Weiss [105]. Embora F. Bitter [106, 107], em 1931, tenha experimentalmente observado os domínios magnéticos, foi somente em 1938, quase 20 anos depois, que W. C. Elmore [108] realizou o experimento que, utilizando um cristal de Co-

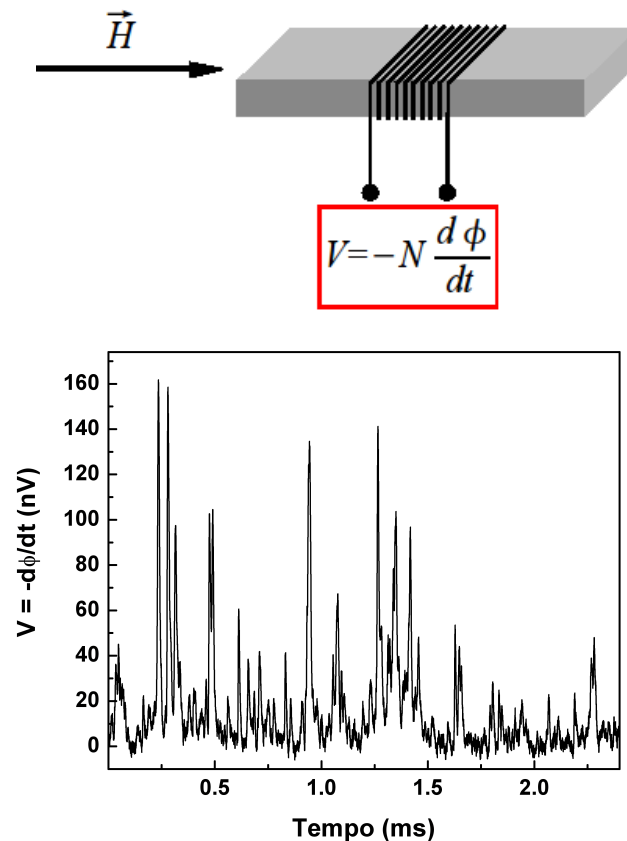


Figura 3.2: Sistemas magnéticos exibem “crackling noise”. Na parte superior, representação esquemática do método utilizado na detecção do ruído Barkhausen através da técnica indutiva tradicional. Neste caso, uma bobina sensora é enrolada em um material ferromagnético que, por sua vez, é submetido a um campo magnético variável. Com isto, de acordo com a Lei de Faraday-Lenz, uma tensão ou força eletromotriz é induzida na bobina sensora. Na parte inferior, sinal de tensão típico induzido na bobina sensora, que corresponde ao ruído Barkhausen.

balto sob a ação de um campo magnético externo, pela primeira vez, o movimento das DWs foi diretamente visualizado. Curiosamente, Elmore não reconheceu o movimento de DWs como a fonte do ruído detectado por Barkhausen. Entretanto, 10 anos depois, em 1949, após um experimento, utilizando um cristal de FeSi, realizado por H. J. Williams e W. Shockley [6], é que esta relação foi evidenciada. Além disto, no mesmo ano, C. Kittel [7] explicou com sucesso a origem do BN, relacionando, de forma geral, o ruído às flutuações irregulares das paredes, em vez de inversões súbitas dos domínios.

De forma mais precisa, o ruído Barkhausen corresponde às séries temporais de pulsos de tensão detectadas por uma bobina sensora enrolada em torno de um material ferromagnético, quando submetido a um campo magnético variável [1, 2, 3]. O ruído, dado pela Lei de Faraday-Lenz $V = -Nd\phi/dt$, onde N é o número de espiras da bobina e $d\phi/dt$ é a taxa de variação do fluxo magnético, é produzido por mudanças súbitas e irreversíveis da magnetização, chamadas de saltos Barkhausen, principalmente devido ao movimento irregular das paredes de domínio

em um meio magnético desordenado, um resultado da interação entre as DWs e centros de aprisionamento (“pinning centers”), tais como defeitos, impurezas, discordâncias, contorno de grãos, tensões localizadas, flutuações na composição, entre outros [2]-[10].

Fisicamente, o que ocorre, para a geração do BN, é o aprisionamento e, subsequente, desaprisionamento das DWs nos centros de aprisionamento. Devido à presença de desordem, à medida que o campo magnético é aumentado, ocorre a passagem súbita de uma estrutura de domínios magnéticos para uma nova, relativo aos saltos das DWs ou, em termos microscópicos, a avalanches dos momentos magnéticos.

Em termos da energia livre magnética, cada estrutura de domínios corresponde a um estado no qual o sistema está em um mínimo local de energia. Como a magnetização é acoplada ao campo magnético externo através do termo de energia Zeeman, que altera continuamente o balanço de energia à medida que o campo magnético é variado no tempo, a estabilidade de uma dada configuração de domínios é, cedo ou tarde, destruída pela variação do campo. Neste caso, um mínimo local é transformado em um ponto de sela, de modo que a estrutura de domínios se torna instável e espontaneamente evolui para uma nova configuração. Este rearranjo pode ser localizado no espaço, com um pequeno segmento da parede saltando para uma nova posição estável, ou pode envolver a estrutura de domínio como um todo, em partes consideráveis do material, ocorrendo quando novos domínios são nucleados.

Neste contexto, se a magnetização é variada abruptamente, a curva de magnetização também deve ser descontínua. A figura 3.3 apresenta uma curva de magnetização de um material ferromagnético e, em detalhe, as variações abruptas da magnetização. Sendo assim, a partir da derivada da magnetização em relação ao tempo, é possível obter um sinal ou, mais especificamente, uma série temporal correspondente ou proporcional ao BN detectado por uma bobina sensora. Entretanto, o BN é imediatamente evidente quando observado a detalhada estrutura do sinal de tensão induzido em uma bobina sensora. Quando o campo magnético é variado no tempo, a tensão induzida aparece como observado na figura, onde há uma seqüência aleatória de picos, chamados saltos Barkhausen. Neste caso, o caráter estocástico do sinal reflete o complexo comportamento da estrutura de domínios e da desordem. A menos de fatores de escala, a tensão induzida fornece o comportamento temporal de dM/dt , sendo que a integração deste sinal fornece a curva de magnetização. O caráter intermitente do ruído resulta na refinada estrutura da curva, sendo que as porções aproximadamente horizontais correspondem aos intervalos de campo onde a estrutura de domínios é modificada suavemente, enquanto que as partes verticais representam os pontos onde a estrutura de domínios torna-se instável e rapidamente salta para um novo estado.

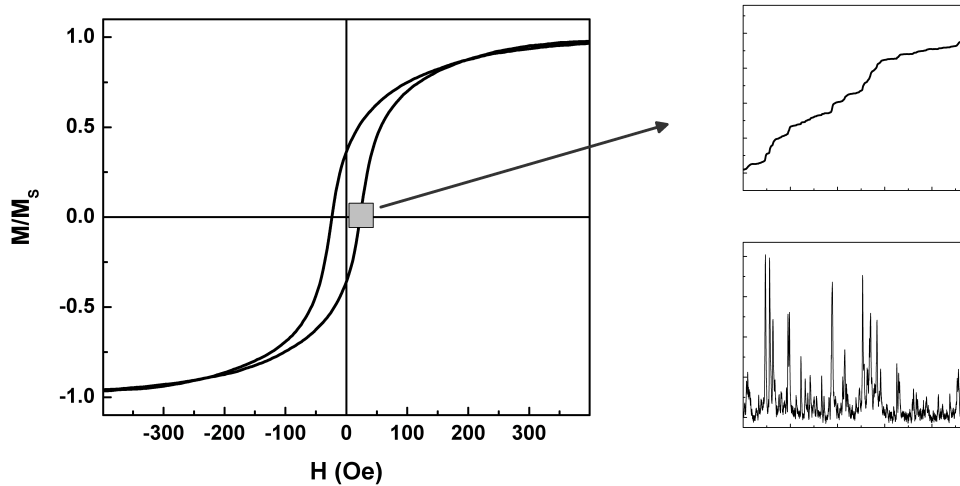


Figura 3.3: Curva de magnetização típica de um material ferromagnético. A curva não é suave como parece, pelo contrário, as variações da magnetização ocorrem abruptamente. Em detalhe, parte superior à direita, a refinada estrutura em forma de degraus ou saltos da curva de magnetização. A parte inferior à direita corresponde à derivada temporal da curva de magnetização, dM/dt , plotada em função do tempo, proporcional ao sinal Barkhausen detectado pela bobina sensora.

Devido ao seu caráter não-destrutivo, as pesquisas sobre BN, inicialmente, foram motivadas por aplicações do ruído para testar materiais. Em particular, como o ruído é sensível a mudanças na microestrutura, sua análise pode ser usada para detectar imperfeições e avaliar ou mapear distribuições locais de tensões residuais.

Desde sua descoberta, o BN tem sido vastamente utilizado como uma importante ferramenta para caracterizar materiais magnéticos macios, compreender o complexo processo de magnetização e, em particular, investigar a dinâmica de DWs. Entretanto, o principal obstáculo para o seu estudo e a correta interpretação dos resultados sempre foi representado pela complexidade da fenomenologia do efeito Barkhausen e o intrínseco caráter estocástico do sinal. Prova disto é que, embora seja grande a quantidade de trabalhos que podem ser encontrados na literatura, o número de resultados confiáveis é pequeno e restringem-se, com algumas exceções, aos apresentados nas últimas duas décadas [3]. Como principais razões para divergências entre os resultados experimentais e teóricos, podem ser citados o caráter fenomenológico dos modelos, a falta de padrões para os sistemas experimentais e para a aquisição das séries temporais de BN.

Neste sentido, em particular, G. Bertotti *et al.* [8] observaram que as propriedades estatísticas do ruído tipicamente variam ao longo da curva de magnetização. Apenas considerando a região onde o movimento de DWs é dominante ou o único processo de magnetização, como em torno do campo coercivo, é possível obter um sinal estacionário e corretamente realizar a análise estatística do ruído. Esta observação conduziu a uma nova série de experimentos detalhados,

que foram bem descritos por um novo modelo, conhecido como ABBM [26, 27]. Mesmo que o modelo ainda seja fenomenológico, teve o mérito de descrever as propriedades estatísticas do ruído com base em apenas algumas considerações verificadas experimentalmente e de ser tratável analiticamente.

Esta nova determinação das propriedades do ruído colocou em evidência uma série de características interessantes. Particularmente, o BN é auto-similar e mostra invariância de escala e leis de potência. Em outras palavras, tem características típicas de um fenômeno crítico. Recentemente, o BN tem atraído grande interesse como um exemplo da manifestação do “crackling noise” [11] em sistemas magnéticos. A partir deste ponto, onde diferentes sistemas apresentam um comportamento crítico dinâmico com propriedades estatísticas características e similares, um importante passo foi dado, uma vez que este contexto impulsionou a realização de diversos experimentos, sendo que muitos resultados experimentais foram apresentados e uma série de modelos foram desenvolvidos com o objetivo de descrever as propriedades estatísticas do ruído.

3.4 Ruído Barkhausen e as propriedades estatísticas: Fenomenologia e alguns resultados experimentais em amostras “bulk”

Resultados experimentais de BN podem ser obtidos através de duas técnicas distintas: técnica indutiva e técnica baseada em métodos magneto-ópticos. Como citado anteriormente, as primeiras medidas, realizadas por H. Barkhausen, foram obtidas através do tradicional método indutivo. Medidas neste padrão são realizadas até hoje, principalmente em materiais “bulk”.

Embora este trabalho tenha como principal objetivo estudar a dinâmica de DWs em filmes, devido à relevância, tanto histórica quanto científica, faz-se necessário, primeiramente, descrever a fenomenologia das propriedades estatísticas do ruído e, conseqüentemente, os principais e mais conhecidos resultados experimentais em amostras “bulk”, encontrados na literatura.

A presença de características estocásticas no BN reflete a necessidade do uso de métodos estatísticos para tratar questões sobre a dinâmica de DWs. Quando consideradas as propriedades estatísticas do BN, geralmente, são obtidas as distribuições de amplitude, área e duração dos saltos Barkhausen, área média do salto em função da sua duração, espectro de potência e, recentemente considerada, a forma média do salto Barkhausen.

3.4.1 Distribuição de amplitude do sinal Barkhausen

Considerando uma série temporal tal como a mostrada na figura 3.2 (página 51), devido ao caráter estocástico, é possível observar pulsos de sinal com distintas amplitudes V . A distribuição de amplitude V do sinal Barkhausen, que se constitui da contagem do número de pontos para cada valor de amplitude V dividido pelo número total de pontos, tipicamente, apresenta um comportamento de lei de potência que pode ser ajustado por

$$P(V) = V^{-(1-c)} \exp(-V/V_o), \quad (3.1)$$

onde c é um valor proporcional à taxa de aplicação do campo magnético externo, dH_{ext}/dt , e V_o é um valor característico de “cutoff”.

Como exemplo, a figura 3.4, retirada do seminal artigo de G. Bertotti *et al.* [26, 27] que introduziu dos conceitos utilizados para a descrição estatística do BN, mostra distribuições de amplitude do ruído obtidas para diferentes dH_{ext}/dt e ajustadas com a equação 3.1. Para altas taxas, e conseqüentemente, altos valores de dM/dt e c , a distribuição tende a apresentar um comportamento Gaussiano. Neste caso, as DWs se movem com velocidade $v \propto \langle d\phi/dt \rangle$, com pequenas flutuações em torno deste valor médio. Entretanto, com a diminuição de dM/dt e c , a distribuição perde o caráter Gaussiano e tende a divergir para pequenos valores de amplitude, comportamento que corresponde a existência de saltos e avalanches separadas por intervalos de tempo finitos, ou seja, o movimento das DWs torna-se intermitente como uma conseqüência da interação das DWs com os centros de aprisionamento. Como detalhadamente descrito

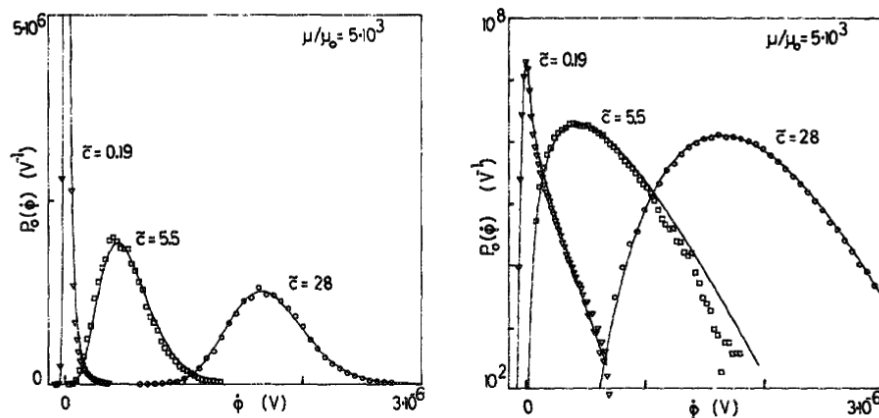


Figura 3.4: Na esquerda, distribuição de amplitude $P_o(\phi)$, medido para diferentes taxas de aplicação do campo magnético externo, obtidas para uma permeabilidade μ constante. Os dados experimentais (pontos) obtidos para amostras de FeSi são ajustados (linhas sólidas) utilizando os valores de \tilde{c} , mostrados na figura, através da equação 3.1. Na direita: O mesmo gráfico, porém na escala monolog, para melhor visualização dos detalhes do comportamento da distribuição para valores altos. Na notação deste trabalho, $P_o(\phi)$, ϕ e \tilde{c} correspondem, respectivamente, a $P(V)$, à variação do fluxo magnético $d\phi/dt$ e a um valor proporcional a c . Retirada da referência [27].

neste artigo, $\tilde{c} = 1$ define o limite entre dois regimes dinâmicos completamente diferentes, o movimento contínuo das DWs ($\tilde{c} > 1$) e o movimento intermitente ($\tilde{c} < 1$).

Para investigar as propriedades estatísticas do BN, é necessário fixar onde começa e onde termina o salto Barkhausen. Tradicionalmente, esta tarefa é realizada através da introdução de um valor de referência, v_r , também chamado de coeficiente de resolução [26, 27, 109, 110, 111], que, além de definir limites temporais de um salto, evita a presença de ruído de fundo (“background noise”) na análise. A determinação de v_r pode variar, entretanto, os resultados, em geral, parecem não ser sensíveis às mudanças no seu valor [111], dentro de um razoável intervalo de valores. Como regra geral, assume-se v_r entre 5 e 15 % de V_o . Neste caso, a distribuição de amplitude $P(V)$, como será discutido na seção 4.5.2, corresponde a uma ferramenta muito útil para determinar v_r .

3.4.2 Distribuição de área e duração dos saltos Barkhausen

No caso do BN, as propriedades estatísticas mais estudadas nas últimas duas décadas estão relacionadas à área e à duração dos saltos Barkhausen. O salto Barkhausen é definido através da utilização de um valor de referência v_r , sendo que sua duração (T) é definida como o intervalo de tempo entre dois pontos sucessivos que cruzam v_r . A área (s) do salto é definida com a área sobre o sinal entre os dois pontos sucessivos. A figura 3.5 mostra uma série temporal, juntamente com o valor de referência v_r , escolhido acima do ruído de fundo, onde é possível distinguir o mínimo sinal Barkhausen do ruído espúrio e definir o tempo de duração (T) do salto Barkhausen e a área (s) do salto.

As distribuições de área e duração dos saltos apresentam um comportamento de lei de potência, limitadas por um valor de “cutoff”, onde a distribuição desvia do comportamento de lei de potência. Neste caso, a distribuição de área dos saltos Barkhausen pode ser ajustada por

$$P(s) \sim s^{-\tau} f(s/s_o), \quad (3.2)$$

onde τ é o expoente da distribuição de área, f é uma função de “cutoff” e s_o é o valor de “cutoff” para o comportamento de lei de potência.

Da mesma forma, a distribuição de duração dos saltos Barkhausen pode ser ajustada por

$$P(T) \sim T^{-\alpha} g(T/T_o), \quad (3.3)$$

onde α é o expoente da distribuição de duração, g é uma função de “cutoff” e T_o é o valor de “cutoff”. Em geral, as funções de “cutoff” são funções exponenciais de $(s/s_o)^m$ e $(T/T_o)^n$,

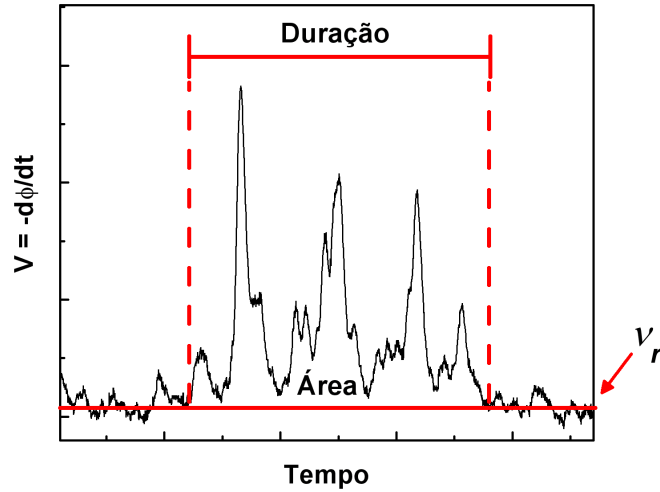


Figura 3.5: Série temporal de BN com valor de referência, definindo o salto Barkhausen, área e duração.

onde m e n são valores positivos.

Dentro do contexto das teorias utilizadas para descrever a dinâmica de DWs, os expoentes devem apresentar caráter universal. Neste caso, o valor de expoente não é dependente da amostra utilizada em particular [26, 27, 111]. Experimentalmente, apesar do grande número de trabalhos [13, 14, 24, 30, 31, 32], a universalidade dos expoentes parecia ser difícil de ser confirmada, uma vez que os expoentes obtidos estavam dispersos em um largo intervalo de valores e não mostravam uma boa concordância com os resultados teóricos.

Entretanto, baseados no modelo CZDS [28, 29], seção 3.6.5, G. Durin e S. Zapperi [33] mostraram que, em condições experimentais bem definidas, como no limite de frequência zero para o campo magnético aplicado, os expoentes apresentam um notável grau de universalidade e indicaram uma ligação entre a microestrutura do material e as propriedades estatísticas do ruído. Mais precisamente, indicaram que os expoentes podem ser agrupados em dois conjuntos de valores, associados a distintos tipos de comportamento, identificando duas classes de universalidade diferentes. Neste caso, estas estão diretamente relacionadas ao tipo de interação, com caráter de longo ou curto-alcance, que predomina no sistema e governa a dinâmica de DWs.

Para materiais “bulk”, como fitas e lâminas, os expoentes das distribuições de área dos saltos podem ser divididos em duas classes de universalidade diferentes, com $\tau = 1.50 \pm 0.05$ e $\tau = 1.27 \pm 0.03$. A primeira classe inclui materiais policristalinos e amorfos parcialmente cristalizados e está associada à dinâmica governada por interações de longo-alcance de origem dipolar. A segunda classe inclui as ligas amorfas sob tensão e está relacionada a interações

de curto-alcance, tensão superficial das DWs, associadas ao pequeno alcance do ordenamento local e flutuações de energia nos materiais magnéticos amorfos. Além disto, os expoentes das distribuições de duração dos saltos são $\alpha = 2.0 \pm 0.2$ e $\alpha = 1.5 \pm 0.1$, respectivamente, um comportamento relacionado ao mesmo caráter de longo e curto-alcance das interações predominantes na dinâmica de DWs. A figura 3.6 mostra distribuições de área e duração dos saltos Barkhausen medidos em diferentes materiais, corroborando as duas classes de universalidade.

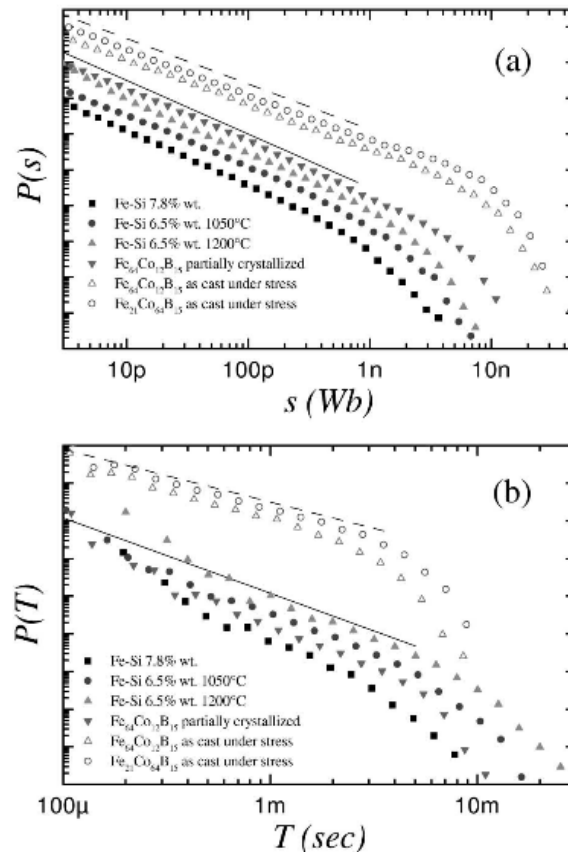


Figura 3.6: Parte superior, distribuições de área dos saltos Barkhausen obtidas para diferentes materiais. A linha sólida tem inclinação $\tau = 1.5$, enquanto a linha tracejada tem $\tau = 1.27$, correspondendo às duas classes de universalidade. Parte inferior, gráfico similar para as distribuições de duração. A linha sólida tem inclinação $\alpha = 2$, enquanto que a tracejada, $\alpha = 1.5$. Retirada da referência [33].

O “cutoff” nas distribuições de área e duração

O “cutoff” nas distribuições de área e duração é considerado como um efeito do tamanho finito do sistema. Em simulações, está relacionado ao tamanho finito da rede [24, 31] ou à proximidade do sistema ao ponto crítico [21]. Experimentalmente, está relacionado ao campo desmagnetizante, que por sua vez depende da geometria da amostra [31, 33]. Experimentos realizados utilizando fitas repetidamente cortadas ao longo da mesma direção, com o objetivo

de modificar o efeito do campo desmagnetizante, enquanto que a tensão interna e desordem são mantidos constantes, confirmam que s_o e T_o variam com o comprimento da amostra. Neste caso, para amostras policristalinas, os valores do “cutoff” para, respectivamente, a distribuição de área e duração dos saltos Barkhausen apresentam comportamento de escala $s_o \sim k^{0.57}$ e $T_o \sim k^{0.30}$, onde k é um fator desmagnetizante efetivo, que é uma medida do campo desmagnetizante. Da mesma forma, para amostras amorfas, $s_o \sim k^{0.79}$ e $T_o \sim k^{0.46}$ [33].

3.4.3 Área média do salto vs. duração

Além das distribuições, é possível investigar a correlação entre a área e a duração dos saltos. Desde que avalanches com mesma duração podem apresentar diferentes áreas, esta característica pode ser quantificada relacionando a área média dos saltos, $\langle s(T) \rangle$, e sua duração T . Esta função apresenta um comportamento de lei de potência, que pode ser ajustada por

$$\langle s(T) \rangle \sim T^{1/(\sigma v z)}, \quad (3.4)$$

onde $1/(\sigma v z)$ é o expoente obtido pelo ajuste. Neste caso, σ , expoente para área característica da avalanche, v , expoente do comprimento de correlação, e z , expoente dinâmico, definidos em [20], que, quando combinados, formam o expoente para a relação da área média do salto para uma dada duração.

A consistência dos expoentes τ , α e $1/(\sigma v z)$ pode ser verificada através de uma simples relação de escala [29, 112]. Utilizando as leis de potência $P(s) \sim s^{-\tau}$, $P(T) \sim T^{-\alpha}$ e $\langle s(T) \rangle \sim T^{1/(\sigma v z)}$, facilmente pode-se obter²

$$\alpha = \frac{1}{\sigma v z}(\tau - 1) + 1. \quad (3.5)$$

Deste modo, é possível chegar a diferentes valores quando consideradas as duas classes de universalidade observadas para as distribuições de área e duração. Para materiais policristalinos, usando $\tau = 1.5$ e $\alpha = 2$, obtém-se $1/(\sigma v z) = 2$. Por outro lado, para materiais amorfos, com $\tau = 1.27$ e $\alpha = 1.5$, obtém-se $1/(\sigma v z) = 1.85$. De fato, estes valores apresentam uma boa concordância com os resultados obtidos experimentalmente, para ambas classes de universalidade, onde, usualmente, são obtidos valores de $1/(\sigma v z) \sim 2$ e $1/(\sigma v z) \sim 1.77$. Como exemplo, a figura 3.7 mostra uma curva da área média em função da duração para uma amostra policristalina, onde pode-se observar o comportamento de lei de potência para um largo intervalo de durações.

²Apêndice B: Dedução da relação de escala entre as expoentes τ , α e $1/(\sigma v z)$.

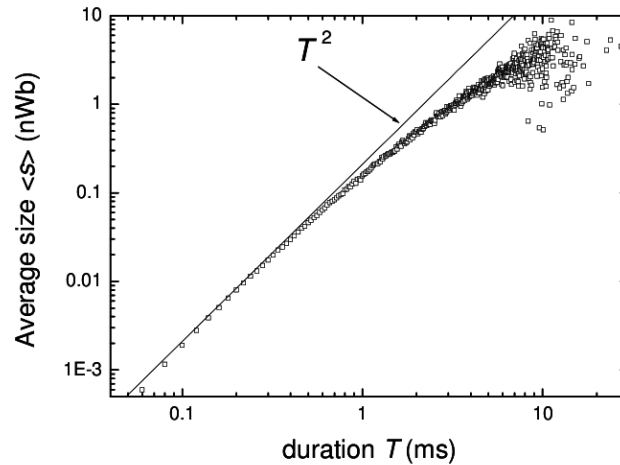


Figura 3.7: Área média do salto em função da duração (Average size vs. duration) para uma amostra de FeSi 7.8%. A linha sólida indica o ajuste, com $1/(\sigma v z) = 2$. Retirada da referência [3].

3.4.4 Espectro de potência

Até as décadas de 70 e 80, a grande maioria de artigos publicados sobre BN estava relacionado as suas propriedades espectrais. Como principal objetivo, buscava-se a redução do ruído e perdas em aplicações que envolvessem materiais magnéticos [3]. As primeiras tentativas de descrever a forma do espectro como uma superposição de eventos elementares independentes [113, 114] não representaram qualquer evolução no sentido de compreender o processo de magnetização. Somente com o modelo ABBM [27] é que uma descrição mais consistente foi obtida, relacionando o espectro de potência com o movimento de DWs. Trabalhos mais recentes tentaram relacionar o expoente do espectro de potência a expoentes das distribuições de área através de relações de escala [20, 30]. Entretanto, os resultados não foram satisfatórios.

Uma das razões para a dificuldade na compreensão do espectro de potência decorre da complexidade na sua forma. Tipicamente, o espectro é caracterizado por apresentar comportamento distinto para diferentes intervalos de frequência. Em particular, o espectro para baixas frequências reflete a correlação entre as avalanches, enquanto que, em altas frequências, reflete a dinâmica dentro das avalanches [115]. Para baixos valores de frequência, o espectro apresenta um máximo, sendo que a posição do pico depende da taxa de magnetização e, conseqüentemente, de c . Em frequências abaixo do máximo, o espectro apresenta um comportamento que pode ser ajustado por uma função f^ψ , com $\psi \sim 0.5 - 1$. Como característica notável do espectro de potência, e mais estudada na literatura, para altos valores de frequência, acima do máximo, a curva apresenta um comportamento típico de lei de potência, que pode ser ajustada por

$$S(f) \sim 1/f^\vartheta, \quad (3.6)$$

onde ϑ é o expoente definido no espectro de potência.

A derivação do expoente pode auxiliar na compreensão da dinâmica do sistema. Neste sentido, um passo importante foi dado por M. C. Kuntz e J. P. Sethna [115], que, a partir de relações de escala, mostraram que $\vartheta = 1/(\sigma v z)$, ou seja, que o expoente do espectro de potência é o mesmo expoente obtido na curva da área média do salto *vs.* duração. De fato, para materiais policristalinos e amorfos parcialmente cristalizados, vários trabalhos experimentais indicam $\vartheta \sim 2$ [26, 27, 116], enquanto que, para materiais amorfos, $\vartheta \sim 1.77$ [116]. Como exemplo, a figura 3.8 mostra espectros de potência obtidos para materiais policristalinos e amorfos.

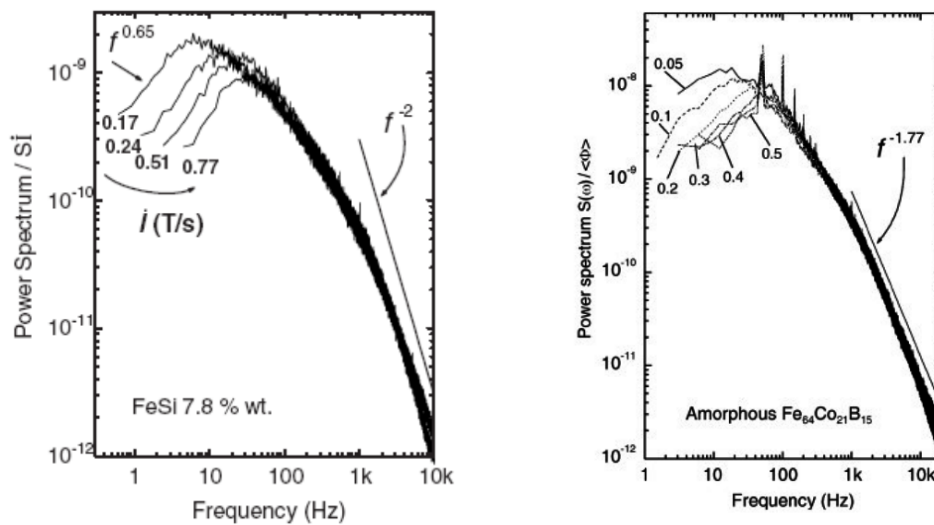


Figura 3.8: Espectro de potência para, na esquerda, materiais policristalinos, neste caso lâminas de FeSi 7.8%, com linha sólida correspondendo a uma lei de potência com expoente $\vartheta = 2$, e, na direita, amorfos, fitas de $Fe_{64}Co_{21}B_{15}$, com linha sólida correspondendo a uma lei de potência com expoente $\vartheta = 1.77$. Nos dois casos, tem-se o espectro normalizado, dividido pela taxa de magnetização, para vários valores de taxa de magnetização, indicadas pelos números no gráfico. Retiradas da referência [3].

O mesmo comportamento do espectro de potência é observado em vários materiais ferromagnéticos [8, 26, 27, 117, 118]. Assim, da mesma forma que para as distribuições de área e duração, o expoente da área média do salto *vs.* duração e o do espectro de potência, para altas frequências, também indicam a existência das duas classes de universalidade [33], de acordo com o caráter de longo ou curto-alcance da interação que predomina no sistema e governa a dinâmica de DWs, corroborando a teoria de DWs proposta em [28, 29].

3.4.5 A forma do salto Barkhausen

Apesar da forma de um pulso Barkhausen ser irregular, em analogia com flutuações em fenômenos críticos, é esperado que saltos de diferentes durações e áreas possam ser reescalados sobre uma função universal, cuja forma depende apenas de algumas características dos proces-

sos físicos que induzem o ruído. Em outras palavras, quando considerada a média dos saltos com mesma duração T ou área s , para cada duração/área, pode ser obtida a forma média dos saltos. Em analogia ao convencional “crackling noise”, que apresenta características de auto-similaridade, é razoável esperar que a média dos pulsos seja similar para diferentes valores de T/s e reescale através de alguma potência de sua duração/área e, portanto, colapse sobre alguma função de escala universal. Esta quantidade, recentemente proposta por J. P. Sethna *et al.* [115], corresponde a uma ferramenta mais refinada [11, 32], quando comparada com os expoentes, para a compreensão da dinâmica de DWs.

O simples resultado $\vartheta = 1/(\sigma v z)$ [115] é baseado na existência de algumas relações de escala relacionadas à forma da avalanche. Considerando que $V \sim s/T$, a primeira relação indica que a forma média do salto deve escalar como

$$\langle V(t, T) \rangle = T^{1/(\sigma v z) - 1} f_{shape}(t/T), \quad (3.7)$$

onde V é o sinal Barkhausen, t é o tempo, T é a duração do salto e $f_{shape}(t/T)$ é uma função de escala universal.

Um resultado similar pode ser obtido quando considerada a média dos saltos com mesma área s , sendo que $s = \int_0^T V dt$. Assim, a segunda relação de escala indica que a forma média deve escalar como

$$\langle V(S, s) \rangle = s^{1 - \sigma v z} g_{shape}(S/s), \quad (3.8)$$

onde S é a variável de área, s é a área do salto e $g_{shape}(S/s)$ é uma função de escala universal.

Uma terceira relação de escala está associada às flutuações da área dos saltos e considera a probabilidade $P(V|s)$, ou seja, relacionada à ocorrência de um sinal V em uma avalanche de área s . Neste caso, a probabilidade escala como

$$P(V|s) = V^{-1} f_{voltage}(Vs^{\sigma v z - 1}), \quad (3.9)$$

onde $f_{voltage}(Vs^{\sigma v z - 1})$ é uma outra função de escala.

Como exemplo, a figura 3.9 mostra curvas da forma média do salto para diferentes áreas e durações, obtidas experimentalmente, em materiais policristalinos e amorfos. Neste caso, para cada tipo de material, nos quais foram usados os respectivos valores do expoente $1/(\sigma v z)$, citados na seção anterior, quando comparados com os dados obtidos teoricamente pelo modelo ABBM [3], os resultados indicam interessantes características.

Primeiramente, a forma das funções universais de escala ainda não é ainda um consenso para pesquisadores da área. Neste caso, enquanto que a forma do salto quando plotada para

diferentes áreas indica um semi-círculo como função, para o caso de durações, funções como seno e parábola podem ser consideradas.

Segundo, para ambas, as curvas obtidas para os materiais amorfos escalam muito bem, exceto para pequenos valores de área, ao contrário dos materiais policristalinos, nos quais o uso do expoente $1/(\sigma v_z) = 2$ está claramente incorreto. De fato, como observado pela figura 3.7, é possível observar uma pequena modificação do expoente, ou seja, da inclinação da curva, de ~ 2 para ~ 1.75 [3], para altos valores de T . No caso dos materiais policristalinos, diferentemente dos materiais amorfos, as curvas de área média *vs.* duração e o espectro de potência apresentam problemas na obtenção do expoente uma vez que a região onde o comportamento de lei de potência é observado, em geral, é menor.

Uma outra característica notável é que as previsões teóricas indicam que as formas dos pulsos são descritas por funções universais de escala simétricas. Entretanto, experimentalmente, como pode ser observado mais claramente nas curvas para diferentes valores de duração, a forma dos pulsos é assimétrica com respeito ao ponto central, implicando que o salto começa rapidamente e decai de forma mais lenta. Por sinal, este corresponde ao comportamento oposto ao padrão de inércia. Tal assimetria, recentemente, foi associada a uma massa efetiva da parede negativa, um resultado da existência de correntes de Foucault nos materiais ferromagnéticos

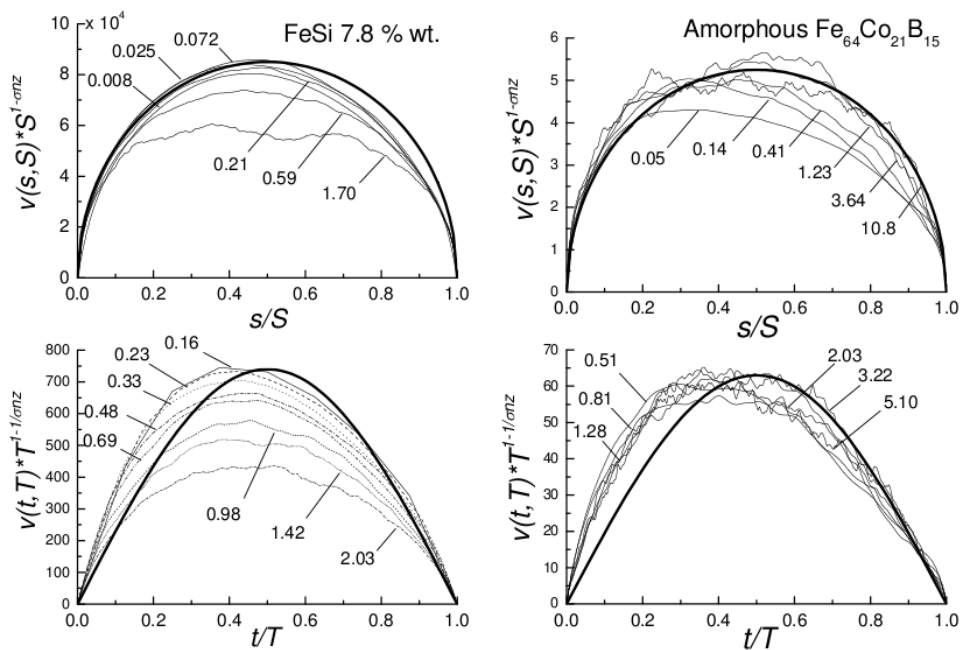


Figura 3.9: Forma média do pulso para, na esquerda, materiais policristalinos, neste caso lâminas de FeSi 7.8%, reescalados com $1/(\sigma v_z) = 2$, e, na direita, amostras amorfas, $1/(\sigma v_z) = 1.77$. Parte superior, a forma média do pulso para diferentes áreas, expressas em nWb, e, parte inferior, para diferentes durações do salto, em ms, sendo que, para as mesmas, as linhas sólidas, obtidas teoricamente, correspondem a um semi-círculo e um arco-senoidal, respectivamente. Retirada da referência [3].

condutores [119]. Neste caso, as correntes de Foucault, em resposta ao movimento de DWs, não são instantâneas e atuam como um efeito anti-inercial à dinâmica, causando o retardo da parede.

3.4.6 Taxas de magnetização finitas e o papel da estacionariedade

A maior parte da análise estatística do BN é realizada através de expoentes obtidos a partir de leis de potência. Neste caso, estes são utilizados, quando comparados a resultados obtidos teoricamente, como uma ferramenta para identificar quais são os mecanismo relevantes que governam a dinâmica do sistema. Entretanto, como citado na seção 3.4.2, muitos dos trabalhos experimentais encontrados na literatura mostram discrepância em relação aos teóricos, de modo que a universalidade dos expoentes parecia ser difícil de ser confirmada e sua compreensão física, muito difícil.

De fato, diversos resultados experimentais não podem ser incluído nas duas classes de universalidade sugeridas em [33], que refletem as interações magnéticas dominantes no sistema. Em alguns casos, até mesmo a existência de uma terceira classe de universalidade foi considerada afim de explicar alguns dos resultados. Em particular, dois fatores são os responsáveis pela discordância dos resultados observados: a dependência dos expoentes críticos com a taxa de aplicação do campo magnético externo e o fato de os dados serem obtidos em torno do campo coercivo ou ao longo de toda a curva de histerese [3].

No primeiro caso, a transição entre os dois regimes dinâmicos, de movimento contínuo e movimento intermitente, com a mudança de c , observada através das distribuições de amplitude [26, 27], também é refletida nos nos expoentes τ e α .

Neste sentido, através da utilização de diferentes taxas de aplicação do campo magnético, alguns trabalhos experimentais evidenciaram a variação dos expoentes obtidos em materiais policristalinos [28, 29, 110, 111, 120]. Com o aumento de dH_{ext}/dt , e conseqüente aumento de dM/dt e c , eventos maiores ocorrem com mais frequência, acarretando a redução dos expoentes. Dentro do erro experimental, os expoentes mostram uma dependência linear com a taxa, com $\tau = 3/2 - c/2$ e $\alpha = 2 - c$. Conseqüentemente, no limite quase-estático, $c \rightarrow 0$, no qual o campo magnético é aumentado muito lentamente, os expoentes obtidos são os previstos, $\tau = 1.5$ e $\alpha = 2$ [29]. No caso de materiais amorfos, nenhuma dependência similar é observada. Assim, os expoentes mantém os valores obtidos para o limite quase-estático, $\tau = 1.27$ e $\alpha = 1.5$, independente da taxa de aplicação do campo magnético [29].

Como já citado, o valor de c é proporcional a dH_{ext}/dt , assim relacionado a dM/dt . Entre-

tanto, além de dM/dt , deve-se incluir a relação de c com a permeabilidade aparente μ . De forma mais geral, toda a dependência da dinâmica da magnetização com dM/dt e μ está incluída no valor de c . Assim, uma situação similar do comportamento das DWs, e conseqüentemente do sinal Barkhausen, observada com o aumento de dM/dt com μ fixo (ver página 56) também pode ser obtida com a redução de μ com dM/dt constante [27]. Entretanto, um estudo mais detalhado sobre a variação dos expoentes em função da segunda situação nunca foi realizada.

Um outro ponto importante no estudo das propriedades estatísticas é a condição de estacionariedade do sinal, ou seja, a dependência temporal das propriedades estatísticas. Esta torna-se uma questão importante pois a não-estacionariedade do sinal pode modificar a escala das distribuições. Na condição de um sinal não-estacionário, as propriedades estatísticas do sinal variam à medida que a amplitude característica dos eventos é mudada com o tempo. Deste modo, nesta situação, a distribuição é integrada sobre diferentes valores do parâmetro de controle, acarretando em expoentes efetivos maiores [121].

A estacionariedade do sinal está relacionada às propriedades do material e ao sistema experimental utilizado. Relacionado à condição experimental, uma vez que o campo desmagnetizante não é constante ao longo da amostra, exceto em amostras elipsoidais, é necessário detectar o sinal onde o campo é aproximadamente constante. Assim, geralmente, é utilizada uma bobina sensora com uma largura limitada, a menor possível, e posicionada no centro da amostra.

Associado ao material, em particular, considerações cuidadosas deveriam ser dadas ao fato de que o BN é um processo não-estacionário, associado com diferentes condições dinâmicas, ou seja, diferentes valores de μ e $d\phi/dt$, e diferentes processo de magnetização, quando diferentes pontos da curva de magnetização são considerados. É conhecido que modificações da estrutura magnética podem ser originadas por rotação da magnetização, movimento de paredes e nucleação e aniquilação de domínios magnéticos [10]. Entretanto, o BN pode ser relacionado somente aos três últimos mecanismos, sendo que o movimentos de parede pode ocorrer devido à nucleação, no ramo ascendente, ou aniquilação, no ramo descendente, de domínios magnéticos, em regiões de alta indução [8, 9, 10].

Experimentalmente, o problema da estacionariedade é contornado através da investigação do BN adquirido apenas em um intervalo de magnetização limitado, em torno do campo coercivo [8], onde o principal mecanismo de magnetização é o movimento de DWs. Na prática, a condição de estacionariedade é garantida quando o BN é adquirido na região que a curva de magnetização tem uma permeabilidade média constante.

Resultados experimentais apresentados nos últimos anos, obtidos a partir de séries temporais de ruído Barkhausen em fitas amorfas, de fato, indicam que alguns expoentes obtidos em

condições estacionárias e não-estacionárias são distintos. Neste caso, distribuições de área e duração, área média *vs.* duração e espectro de potência foram obtidas através de sinais medidos em torno do campo coercivo e ao longo de toda a curva de histerese. Para um sinal não-estacionário, $\tau = 1.70 \pm 0.05$ e $\alpha = 2.1 \pm 0.1$. Entretanto, para um sinal estacionário, $\tau = 1.38 \pm 0.04$ e $\alpha = 1.65 \pm 0.08$, valores muito próximos dos obtidos a classe de universalidade onde os materiais amorfos podem ser incluídos, $\tau = 1.27$ e $\alpha = 1.50$ [121]. Por outro lado, o expoente $1/(\sigma v_z)$ não é afetado pela não-estacionariedade. Relacionado tanto à área média *vs.* duração do salto, quanto ao espectro de potência em altas frequências, em ambas situações, $1/(\sigma v_z) = 1.77$, valor similar ao obtido para materiais amorfos [121].

3.5 Resultados experimentais de ruído Barkhausen em filmes ferromagnéticos

Até a última década, a grande maioria dos estudos do BN eram realizados em amostras “bulk”, utilizando-se um sistema experimental baseada no mesmo princípio utilizado no trabalho original de H. Barkhausen. No entanto, a técnica indutiva torna-se bastante difícil, quando empregada em medidas envolvendo filmes, principalmente devido à baixa intensidade do sinal.

Como segunda técnica, medidas de BN podem ser obtidas através do uso de métodos magneto-ópticos. Neste caso, a investigação é principalmente realizada em filmes. Nos últimos anos, devido a modernos equipamentos eletrônicos que permitem a aquisição de dados em grande quantidade e alta qualidade, tornou-se possível a investigação das propriedades estatísticas. De fato, recentemente, diversos resultados experimentais de BN em filmes, obtidos através de ambas técnicas, vêm sendo publicados.

3.5.1 O primeiro experimento através da técnica magneto-óptica

O primeiro trabalho experimental realizado em filmes, baseado no método magneto-óptico, foi publicado por E. Puppín [37, 122], em 2000. Neste, o autor utilizou um elipsômetro para medidas magneto-ópticas por efeito Kerr (MOKE), que permite variar a área de incidência do feixe de laser sobre a amostra, de 20 a 700 μm . A figura 3.10, parte superior, mostra uma representação esquemática do sistema ótico utilizado neste trabalho. A partir de curvas de magnetização, obtidas com vários “spots” de laser, e os correspondentes saltos Barkhausen, associados a mudanças abruptas da magnetização, apenas as distribuições de área dos saltos foram obtidas. A figura 3.10, parte inferior, mostra uma série com quatro curvas de magnetização adquiridas sucessivamente, onde é definido o salto e é possível observar os saltos da magnetização em po-

sições de campo randômicas quando considerados diferentes ciclos. Além disto, a figura mostra as distribuições de área dos saltos, reescaladas, obtidas para diferentes “spots”, juntamente com uma linha sólida indicando a lei de potência. Em seu primeiro trabalho, E. Puppín estimou o expoente $\tau = 1.1 \pm 0.05$ [37] para filmes de Fe, crescidos epitaxialmente por evaporação sobre substratos de MgO (001), com espessura de 90 nm.

Em um trabalho posterior, para a mesma amostra de Fe, utilizando um “spot” de 20 μm , $\tau = 1.14$ [38] foi medido. Entretanto, neste caso, o valor do expoente foi dado através de uma média de expoentes estimados em distribuições obtidas de curvas de magnetização medidas em diferentes regiões da amostra. É notável que os expoentes obtidos em ambos trabalhos são menores do que os obtidos para amostras policristalinas “bulk” e, por este motivo, o autor indica que a dinâmica de DWs em filmes é $d = 2$. Porém, este fato não é comprovado no artigo devido à falta de resultados teóricos disponíveis na época.

Recentemente, em 2007, utilizando o mesmo sistema de medidas magneto-ópticas de efeito Kerr, E. Puppín *et al.* [39] investigaram as propriedades estatísticas em filmes amorfs, com composição $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{22.5}\text{B}_4$, depositados por “magnetron sputtering” sobre substratos de vidro, com espessuras entre 25 e 1000 nm. Para as amostras mais finas, 50, 100 e 500 nm de espessura, o expoente obtido foi $\tau = 0.8$, enquanto que para a amostra mais espessa, com 1000 nm de espessura, $\tau = 1.2$. Neste, o autor indica que o aumento em τ observado pode estar diretamente relacionado a um “crossover” dimensional do caráter da estrutura de domínio, passando de $d = 2$ para $d = 3$. Entretanto, nenhuma discussão relacionada a expoentes obtidos através de modelos teóricos, embora já presentes na literatura, foi realizada.

Como característica destes experimentos, deve-se destacar que ambos foram realizados em baixas taxas de aplicação de campo magnético, com 1 Hz, no caso do Fe, e 0.1 Hz, dos filmes amorfs. Além disto, embora diferentes tamanhos de “spot” sejam utilizados, como consequência do equipamento, assim como no método indutivo, as medidas de magnetização total correspondem a uma média espacial, de modo que o método não pode revelar detalhes da configuração de domínios durante o salto Barkhausen. Neste, os saltos estão associados a mudanças abruptas da magnetização que ocorrem dentro da área iluminada pelo feixe de laser. Assim, não é possível distinguir entre os saltos, que ocorrem totalmente dentro da região abrangida pelo laser, e os outros, de modo que, em princípio, é difícil confirmar se os expoentes são corretamente determinados [3]. De fato, os expoentes obtidos através desta técnica são distintos dos valores obtidos teoricamente pelos modelos, discutidos na seção 3.6, fato que dificulta sua interpretação física.

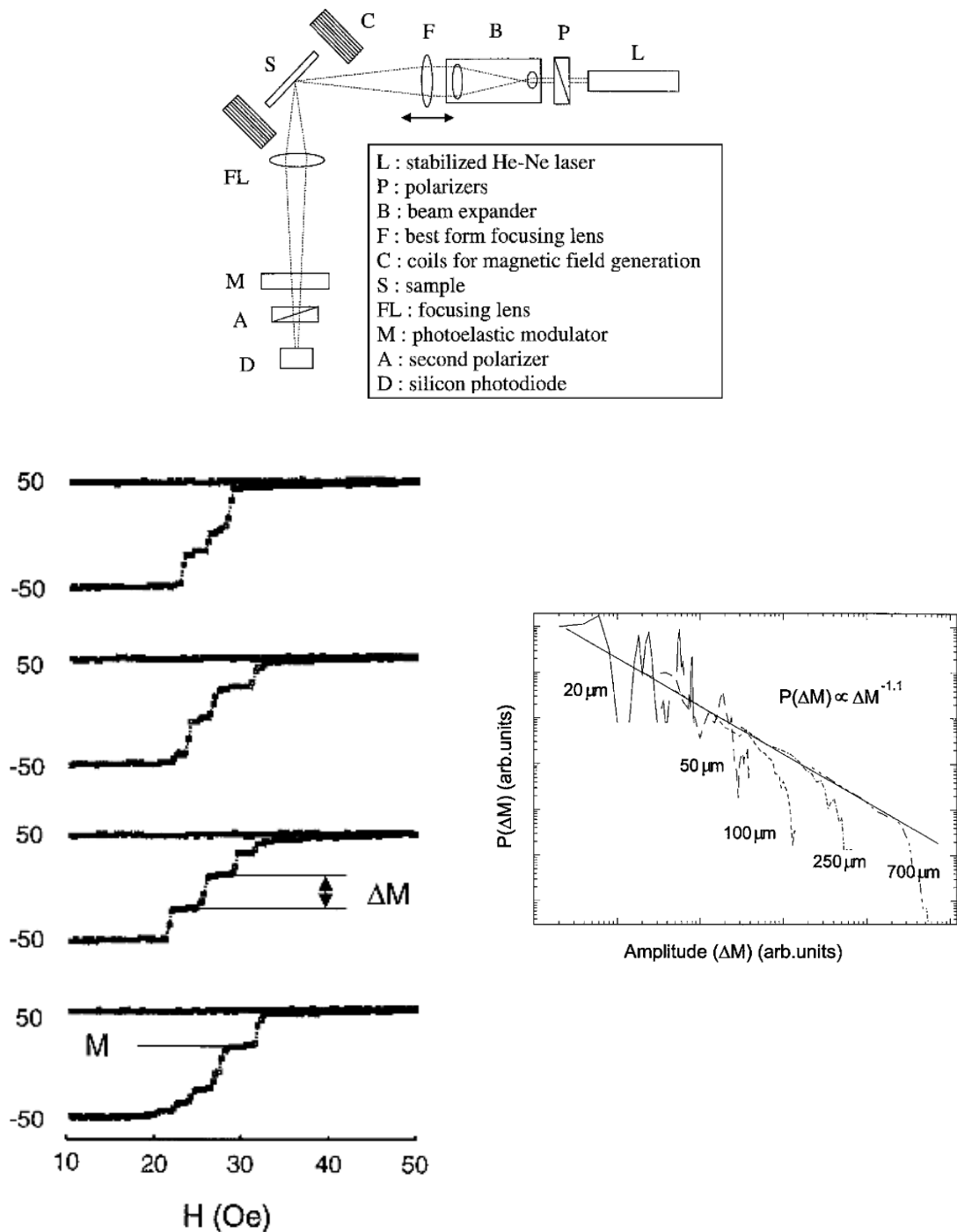


Figura 3.10: Na parte superior, uma representação esquemática do sistema óptico, com laser He-Ne (L), polarizadores (P), expansor de feixe (B), lentes de focalização (F), bobinas de campo (C), amostra (S), lentes de focalização (FL), modulador fotoelástico (M), segundo polarizador (A) e fotodiodo (D). Na parte inferior, esquerda, uma série com quatro curvas de magnetização em filmes de Fe adquiridas sucessivamente, com frequência de 1 Hz. Na direita, distribuições de área dos saltos reescaladas juntamente com uma lei de potência com expoente $\tau = 1.1$. As diferentes curvas correspondem a diferentes tamanhos de “spot”, indicados na figura. Na notação deste trabalho, ΔM e $P(\Delta M)$ correspondem, respectivamente, a s e $P(s)$. Retiradas da referência [37].

3.5.2 A transição entre classes de universalidade

Seguindo a mesma linha dos experimentos baseados no método magneto-óptico, em 2003, o primeiro de uma série de trabalhos, realizados por um grupo de pesquisadores coreanos, em filmes cristalinos, foi publicado. Em todos os trabalhos, os autores utilizaram um magnetômetro microscópio magneto-óptico (MOMM), no qual é possível visualizar diretamente o movimento das DWs [123]. A figura 3.11, parte superior, mostra uma representação esquemática do sistema experimental utilizado nos trabalhos, que consiste de um magnetômetro e de um microscópio óptico polarizado, acoplado a um sistema de processamento de vídeo capaz de adquirir imagens de domínios a uma taxa de 30 quadros por segundo em tempo real.

Neste caso, os saltos Barkhausen são diretamente visualizados e caracterizados a partir de imagens de domínio resolvidas no tempo. A figura 3.11, parte central, mostra uma série de seis padrões, onde é possível observar a evolução dos domínios, os saltos Barkhausen e as respectivas curvas de reversão da magnetização obtidas a partir dos padrões de domínios. A partir das curvas de magnetização e os correspondentes salto Barkhausen, as distribuições de área dos saltos foram obtidas. A figura 3.11, parte inferior, mostra as distribuições de área obtidas, com várias magnificações, para filmes de Co com diferentes espessuras.

No primeiro trabalho apresentado pelo grupo, D. -H. Kim *et al.* [40] apresentaram $\tau \sim 1.33$ para filmes policristalinos de Co, depositados por “magnetron sputtering” sobre substratos de vidro, com espessuras variando de 5 a 50 nm. Os autores chamam a atenção de que os filmes podem ser incluídos na mesma classe de universalidade, uma vez que o expoente é o mesmo para todas as amostras, independentemente da espessura do filme. Neste caso, devido ao caráter policristalino das amostras, o valor obtido experimentalmente é consistente com os valores previstos para sistemas $d = 2$ pela versão generalizada do modelo CZDS, proposta por A. Vásquez e O. Sotolongo-Costa [35], seção 3.6.6. Além da distribuição de área, é indicado que a distribuição de tempo de espera, $P(T_d)$, tempo entre dois saltos Barkhausen sucessivos, também apresenta uma lei de potência para todas as amostras. Entretanto, um valor para o expoente não foi especificado.

Como uma continuação do trabalho iniciado pelo grupo, em 2007, utilizando o mesmo magnetômetro microscópio magneto-óptico, S. -C. Shin *et al.* [41] encontraram $\tau \sim 1.33$ para filmes policristalinos de Co, depositados por “magnetron sputtering” sobre substratos de vidro, e filmes de MnAs, crescidos epitaxialmente sobre substratos de GaAs pela técnica de MBE, com as mesmas espessuras, entre 5 e 50 nm. Como, neste intervalo, a espessura é menor do que a largura típica da parede de domínio do Co, os autores indicam que o sistema apresenta um comportamento $d = 2$, o que é também confirmado pelo valor do expoente.

Entretanto, o trabalho mais interessante veio a ser publicado por K. -S. Ryu *et al.* [42, 43], em 2007. Neste, os autores mostraram que o comportamento de escala das distribuições de área dos saltos Barkhausen pode ser experimentalmente ajustado pela variação da temperatura. Para tanto, um filme fino de MnAs, depositado sobre substratos de GaAs(001), similar aos utilizados no trabalho descrito no parágrafo anterior, com espessura de 50 nm, foi utilizado no estudo. Este material apresenta uma variação sistemática do padrão de evolução dos domínios com o aumento da temperatura, que é acompanhada pela diminuição da magnetização de saturação, uma vez que a temperatura de Curie é $T_c \sim 40^\circ\text{C}$. Da mesma forma que procedido anteriormente, a partir das curvas de magnetização e dos correspondentes salto Barkhausen, as distribuições de área dos saltos foram obtidas para diferentes temperaturas.

A figura 3.12 mostra uma representação do padrão de evolução dos domínios para várias temperaturas, no intervalo de 20°C a 35°C e as respectivas distribuições de área, obtidas para diferentes tamanhos de “spot”. De acordo com o expoente τ das distribuições de área, é observado a variação sistemática do valor de τ , de 1.32 para 1.04, ajustado por um aumento de temperatura de 20°C até 35°C . Neste caso, uma vez que o sistema apresenta um comportamento magnético $d = 2$, como citado anteriormente, a mudança dos expoentes está relacionada ao “crossover” entre classes de universalidade, quando a contribuição relativa das interações de longo-alcance de origem dipolar e as de curto-alcance relacionadas a tensão superficial da parede de domínio é alterada pela temperatura. Esta mudança, além de ser observada através da modificação da estrutura de domínio, redução do ângulo das paredes zig-zag e conseqüente diminuição da contribuição da interação dipolar com o aumento da temperatura, de fato, é confirmada quando comparados os expoentes obtidos experimentalmente com os obtidos valores previstos teoricamente para sistemas $d = 2$, $\tau = 1.33$ para sistemas com interações de longo-alcance [35, 34] e $\tau = 1$, com interações de curto-alcance [36, 89, 124].

Como principal característica dos experimentos realizados por este grupo, as avalanches são induzidas por campos magnéticos fixos com intensidade de 99% do campo coercivo. Neste caso, embora diferentes tamanhos de “spot” possam ser utilizados, com resolução espacial máxima de $0.4 \mu\text{m}$ com magnificação de 1000, devido à câmera de vídeo, tem-se medidas da magnetização local da amostra. Porém, assim como no caso dos experimentos realizados por E. Puppín, para obtenção da análise estatística, os autores não consideram somente os saltos que ocorrem totalmente dentro da imagem. Em princípio, somente este caso deveria ser considerado, porém, esta se torna uma tarefa bastante difícil devido ao limitado número de tais saltos [3].

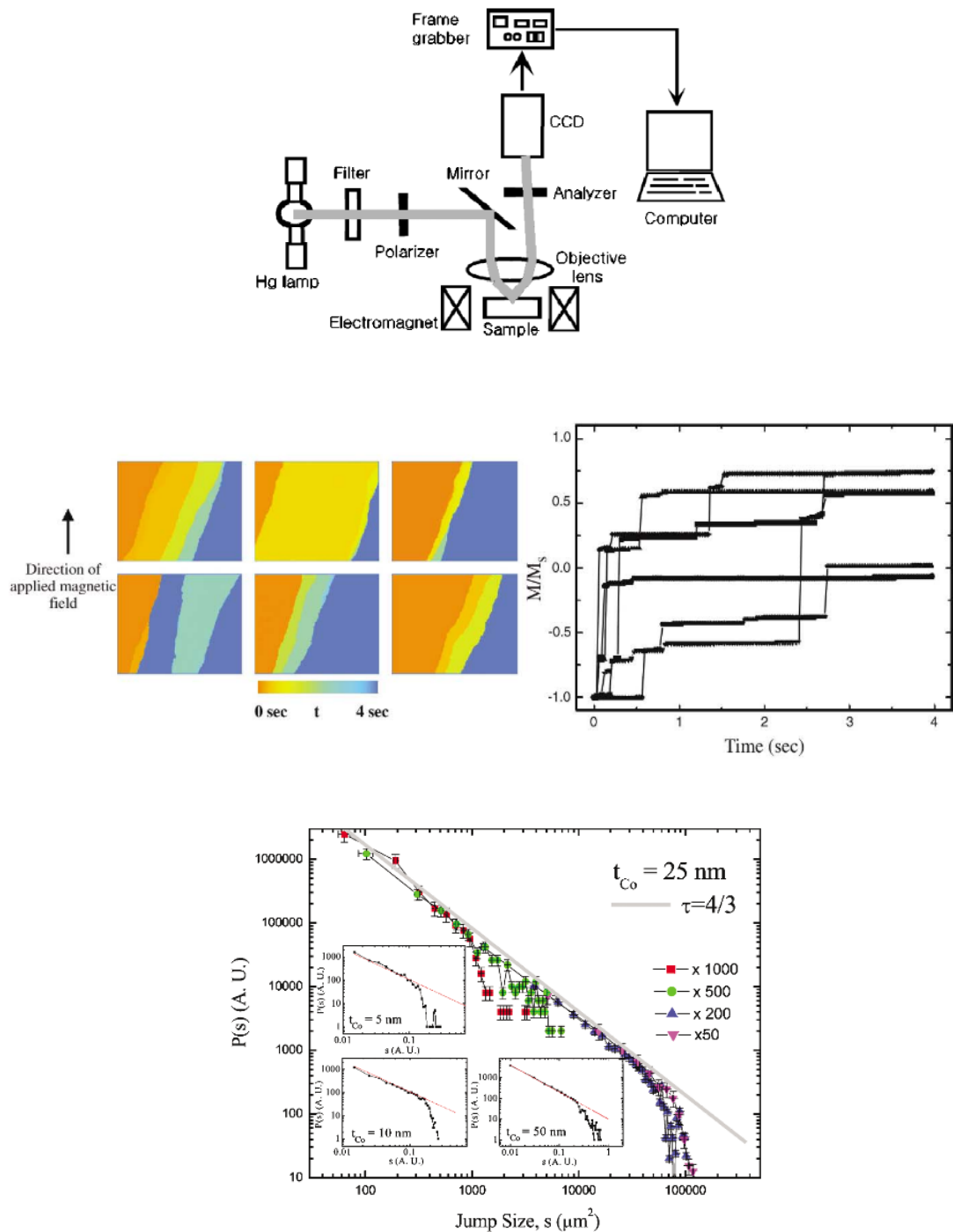


Figura 3.11: Na parte superior, uma representação esquemática do magnetômetro microscópio magneto-óptico, com lâmpada de Hg (Hg lamp), filtro (filter), polarizador (polarizer), espelhos de focalização (mirror), lentes objetivas (objective lens), bobina de campo (electromagnet), amostra (sample), analisador (analyser), câmera (CCD), sistema de processamento de vídeo (frame grabber) e computador (computer). No centro, esquerda, uma série de seis padrões de evolução dos domínios mostrando as avalanches da estrutura de domínio, capturadas sucessivamente com a mesma área de $400 \times 320 \mu\text{m}^2$, de um filme de Co com espessura de 25 nm. O código de cores representa o tempo de 0 a 4 s, quando a reversão da magnetização ocorre. A amostra foi inicialmente saturada e um campo magnético constante foi aplicado na direção oposta, como indicado pela linha sólida. Na direita, curva de reversão da magnetização obtidas a partir dos padrões de domínios. Na parte inferior, distribuição de área dos saltos Barkhausen em amostras de Co com espessura de 25 nm. Distribuições de amostras de 5, 10 e 50 nm são mostradas nos “insets”. O ajuste com $\tau = 1.33$ é mostrado em cada gráfico. Retirada da referência [40].

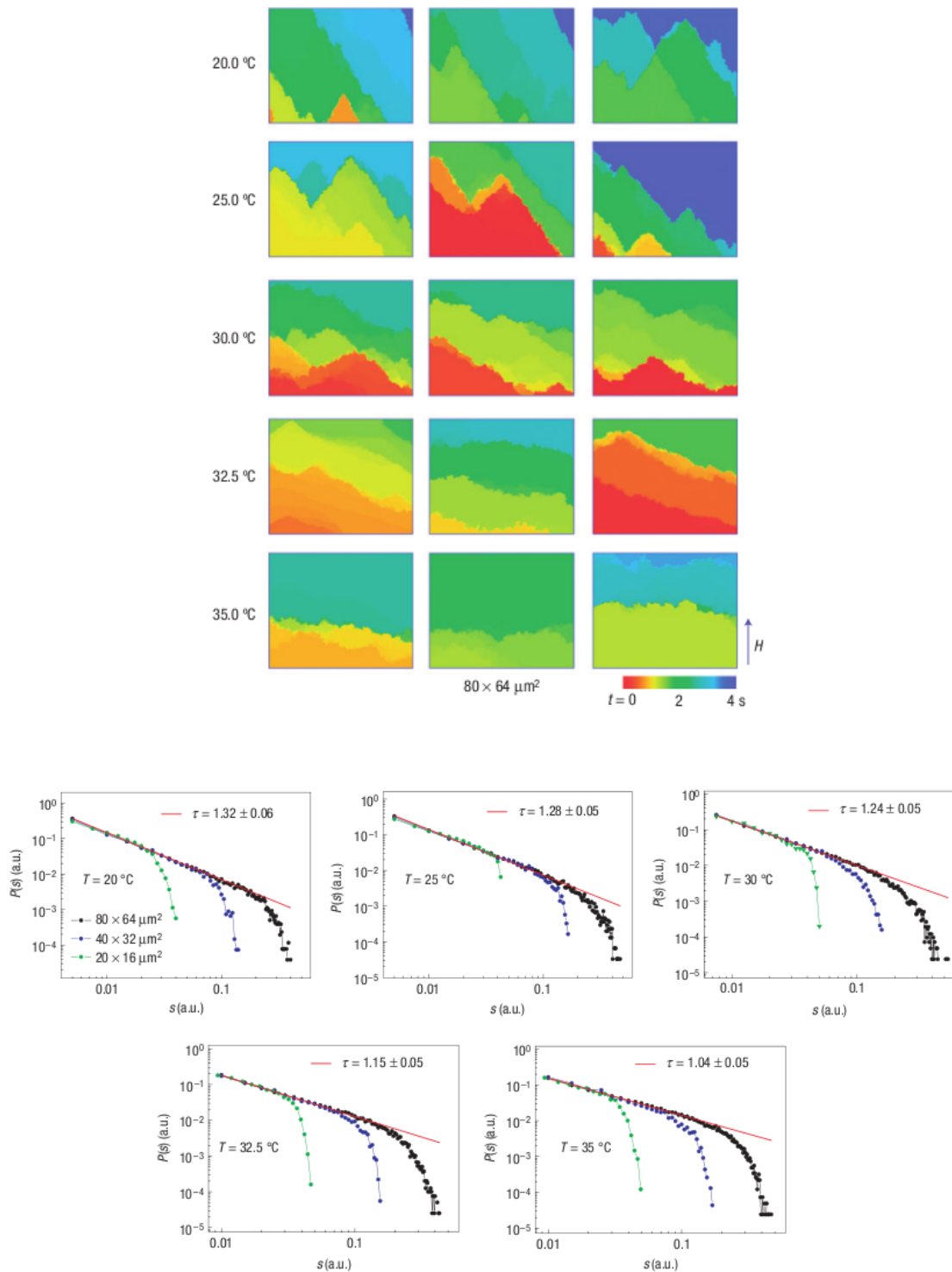


Figura 3.12: Na parte superior, representação do padrão de evolução dos domínios para várias temperaturas, no intervalo de 20°C a 35°C. Na parte inferior, distribuição de área das avalanches Barkhausen para várias temperaturas, no intervalo de 20°C a 35°C, e diferentes tamanhos de “spots”, identificados na legenda. Retirada da referência [42].

3.5.3 O experimento através da técnica indutiva

De forma contrária à maioria dos resultados obtidos em filmes, realizados por técnicas magneto-ópticas, uma investigação das propriedades estatísticas do BN em filmes, utilizando a tradicional técnica indutiva, foi publicada por L. Santi *et al.* [44], em 2006. Neste, a partir das distribuições de área e duração dos saltos, os autores estimaram $\tau = 1.25 \pm 0.05$ e $\alpha = 1.6 \pm 0.05$ para filmes amorfos, com composição $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{22.5-x}\text{B}_x$, sendo $x = 4$ e 9 , depositados sobre substratos de vidro por “magnetron sputtering”, com espessuras entre 20 e 5000 nm. A figura 3.13 mostra exemplos de séries temporais de BN obtidas através do método indutivo para filmes com diferentes espessuras, juntamente com as distribuições de área e duração dos saltos. O valor dos expoentes τ e α não apresenta modificações consideráveis, sendo insensível à espessura, à mudança no comportamento magnético, relacionada à modificação de uma anisotropia no plano para uma fora do plano, e à grande modificação da estrutura de domínios, que são observados com o aumento da espessura. Entretanto o fato mais interessante é que, em discordância com todos os resultados obtidos através de técnicas magneto-ópticas, os valores dos dois expoentes são maiores do que os observados para filmes. Além disto, são similares aos observados em materiais amorfos “bulk”, assim corroborando o modelo CZDS proposto para sistemas $d = 3$ com predominância de interações de curto-alcance.

Em virtude desta situação, o BN em filmes finos representa uma fronteira neste campo de investigações. Devido às dificuldades experimentais, o número de dados experimentais ainda é insuficiente para a formação de um quadro geral da dinâmica de DWs. Como apresentado, em todos os trabalhos realizados através da técnica magneto-óptica, outros expoentes, além de τ , não são considerados. Além disto, devido a diferentes características estruturais das amostras ou condições experimentais, os expoentes apresentam-se em um grande intervalo de valores. Por este motivo, uma investigação sistemática, envolvendo vários expoentes, abrangendo um grande intervalo de espessura dos filmes e com diferentes características estruturais, é crucial para estender a compreensão sobre este fenômeno.

3.6 Dinâmica de paredes de domínio: modelos teóricos

Diferentemente de muito ramos da pesquisa, onde os resultados experimentais vêm confirmar considerações teóricas, no caso do BN, primeiramente, uma grande quantidade de experimentos foram realizados. Assim, somente nas últimas décadas, modelos teóricos consistentes foram desenvolvidos e, conseqüentemente, se tornaram fundamentais na compreensão a dinâmica de DWs.

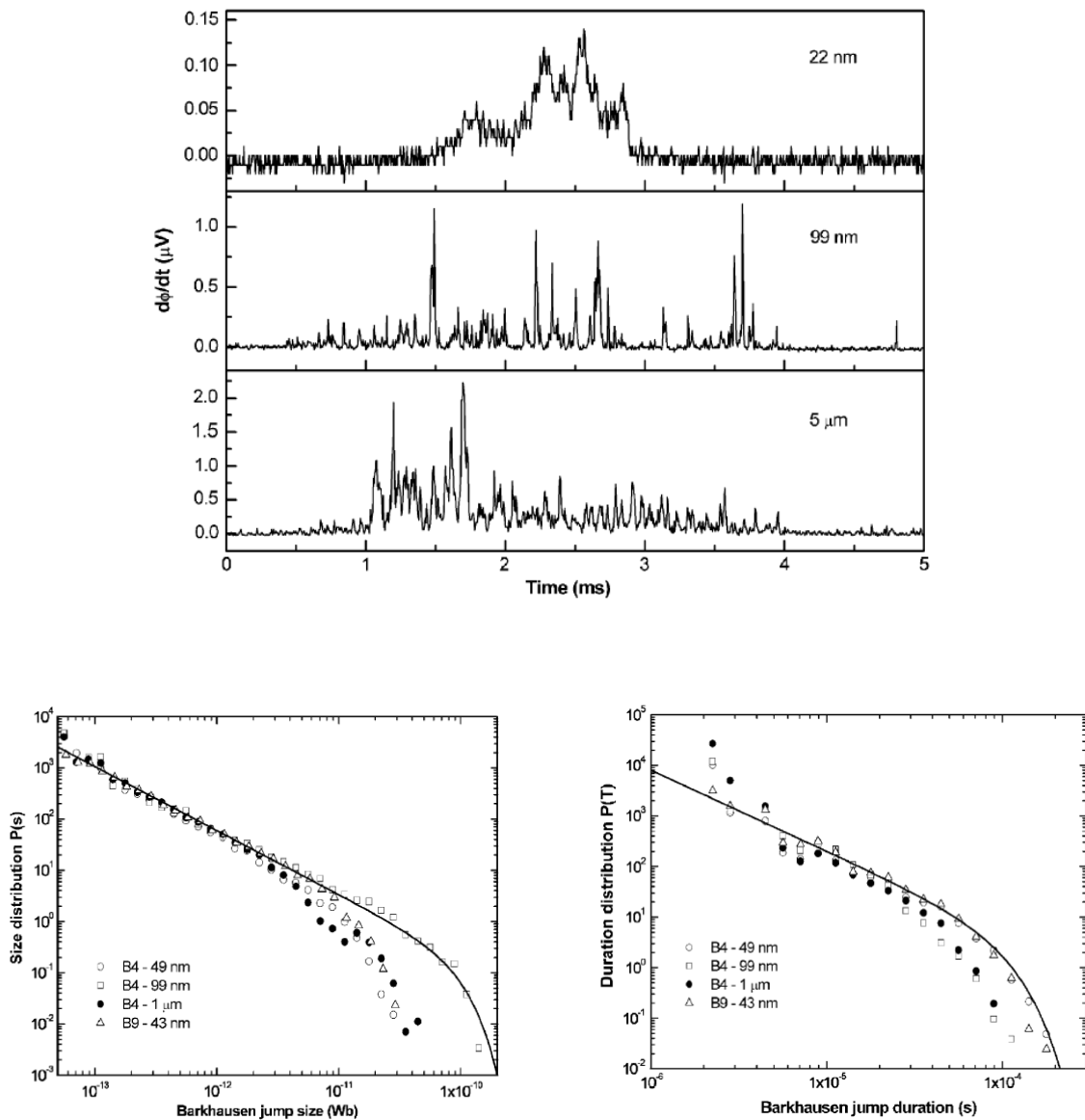


Figura 3.13: Na parte superior, séries temporais de ruído Barkhausen em função da espessura dos filmes, para composição B4. Na parte inferior, distribuições de área e duração dos saltos Barkhausen obtidas para diferentes espessuras em amostras de Finemet B4 e B9. Os ajustes de lei de potência com “cutoff” foram realizados, respectivamente, com $\tau = 1.25$ e $\alpha = 1.6$. Retirada da referência [44].

No caso do BN, os modelos devem explicar as propriedades estatísticas, como, por exemplo, as distribuições de área e duração, a curva da área média do salto vs. duração, o espectro de potência e a forma média do salto. Mas, em particular, uma vez que as propriedades estatísticas apresentam comportamento de lei de potência, os modelos devem ser capazes de estimar os expoentes de escala e relacioná-los a algumas propriedades gerais do sistema, como a dimensionalidade e o alcance das interações predominantes no mesmo, e a algumas propriedades dos materiais em estudo.

De fato, os estudos teóricos recentes deixaram a descrição puramente fenomenológica, onde o ruído é considerado como uma superposição de eventos elementares, sem nenhuma conexão

com a dinâmica microscópica, e passaram para uma descrição mais física e detalhada, que leva em conta a dimensionalidade e as interações relevantes que governam a dinâmica de DWs. Deve-se destacar que vários modelos teóricos foram propostos para descrever o comportamento crítico, a dinâmica de DWs e as propriedades estatísticas do ruído [13]-[29]. Como exemplo, a interpretação dos resultados experimentais foi realizada através de modelos em termos de criticalidade auto-organizada [13], equações micromagnéticas [15, 16, 17], dinâmica de spins [18]-[22] e dinâmica de paredes de domínio [26, 27, 28, 29, 34, 36], de modo que este ainda é um assunto de intenso debate na literatura. Entretanto, nem todos os modelos são capazes de descrever os resultados corretamente e relacioná-los à dinâmica de paredes. Por este motivo, é necessário deixar claro quais são as considerações utilizadas por cada um dos modelos e, além disto, compreender suas vantagens e limitações na interpretação dos resultados experimentais. Na seção seguinte, são discutidas algumas tentativas de entender as propriedades estatísticas do ruído.

3.6.1 Algumas descrições para o ruído Barkhausen

Com a introdução dos conceitos de criticalidade auto-organizada (SOC), por P. Bak *et al.* [125, 126], a partir de 1987, uma série de trabalhos sobre “crackling noise” foi inspirada. Em particular, uma interessante investigação foi realizada, por P. J. Cote e L. V. Meisel [13], através da aplicação dos conceitos de SOC ao BN. Neste, o estudo é diretamente realizado através das possíveis impressões da SOC no BN e em suas propriedades estatísticas. Como principais pontos, os autores inferem a falta de escalas de tempo e comprimento característicos a uma criticalidade induzida pelo próprio sistema. Como consequência, indicam que a estrutura fractal do BN e as leis de potência nas propriedades estatísticas [127], bem como as modificações nas distribuições devido a efeitos de tamanhos finitos [128], estão diretamente associadas à SOC. Entretanto, este trabalho, além de apresentar uma análise estatística muito limitada, não é capaz de indicar um comportamento geral para este tipo de dinâmica. De fato, pouco tempo depois aos artigos de P. Bak *et al.*, K. P. O’Brian e M. B. Weissman [14] salientaram que as leis de potência nas distribuições e o comportamento $1/f$ do espectro de potência não são necessariamente evidências de SOC, de modo que não refletem uma genuína auto-organização observada em processos cooperativos.

Uma outra abordagem propõe a descrição de um material ferromagnético baseado na utilização de equações micromagnéticas e na minimização da energia livre do sistema. Neste sentido, através da simulação do modelo, via um algoritmo de Monte Carlo, as propriedades dinâmicas e do BN podem ser investigadas [15, 16, 17]. Entretanto, embora o modelo descreva

todas as interações físicas relevantes e trate muito bem de alguns aspectos do sistema, como rotação de spins, nucleação e anisotropias randômicas, ele completamente negligencia aspectos como a dimensionalidade, uma vez que o modelo é uni-dimensional, o alcance das interações, pois apenas interações entre primeiros vizinhos estão presentes, e efeitos desmagnetizantes. Assim, embora este tipo de modelo possa ser utilizado na descrição de sistemas com dimensões reduzidas, como nanofios, a descrição do comportamento coletivo torna-se bastante difícil, de modo que não é possível reproduzir quantitativamente as propriedades estatísticas do BN.

Uma terceira abordagem trata a dinâmica de DWs através de uma análise microscópica e descreve o sistema magnético através de spins interagentes. Devido ao conceito de universalidade, é esperado que as propriedades estatísticas sejam independentes dos detalhes microscópicos do sistema. Isto permite que seja possível a obtenção das propriedades microscópicas sem a análise das complicadas equações micromagnéticas, que são muito difíceis de serem tratadas analiticamente. Neste sentido, de um modo completamente diferente, J. P. Sethna *et al.* [18]-[22] indicaram que o comportamento de lei de potência reflete a proximidade do sistema a um ponto crítico de segunda ordem no contexto do “Random Field Ising Model”. Neste, através de regras bastante simplificadas, a descrição da dinâmica é realizada através de spins interagentes que, na presença de um campo magnético externo, sofrem rotação, a fim de se alinharem com a magnetização local, e, eventualmente, causam uma avalanche dos spins vizinhos. Além do campo magnético, os spins estão acoplados a um campo local randômico, extraído de uma distribuição Gaussiana com variância R , que simula a presença de desordem. Neste caso, a criticalidade do sistema é induzida pela própria desordem do sistema. O modelo prediz que, para o valor crítico de desordem $R = R_c$, em $d = 3$, os expoentes das distribuições de área e duração são, respectivamente, $\tau \sim 1.6$ e $\alpha \sim 2.05$. Entretanto, embora os resultados obtidos sejam de certa forma razoáveis, quando comparados com os dados experimentais, o modelo apresenta algumas deficiências. Como principal problema, negligencia interações dipolares e efeitos desmagnetizantes, que têm um papel crucial na formação dos domínios, de modo que sua aplicação na maioria das situações experimentais parece questionável [29]. Além disto, o comportamento de escala é apenas previsto quando o sistema apresenta uma desordem crítica, entretanto, em geral, não há motivo para haver esta condição em experimentos.

Todos estes modelos indicam a universalidade dos expoentes e a sua dependência com a dimensionalidade do sistema, embora os expoentes obtidos variem de acordo com a teoria [3]. De forma geral, os modelos citados apresentam como principais problemas a dificuldade de abordagem dos efeitos desmagnetizantes e das interações de longo-alcance de origem dipolar. Sendo assim, como uma última linha de abordagem, destacam-se os modelos onde a dinâmica é tratada em termos mesoscópicos, focada no movimento de uma parede de domínio e sua

interação com a desordem presente no meio. Uma vez que o principal processo de magnetização responsável pelo surgimento do BN é o movimento de DWs, esta descrição pode, em princípio explicar as propriedades estatísticas do ruído.

Nesta tese, com o objetivo de compreender o comportamento observado nos experimentos, são considerados modelos típicos de parede de domínio que, assim como o ABBM, focam o problema através do movimento de DWs, das suas interações com a desordem presente no sistema e da dimensionalidade do mesmo. Em particular, são empregados os modelos propostos por CZDS [28, 29], B. Cerruti e S. Zapperi [34], A. Vázquez e O. Sotolongo-Costa [35] e S. L. A. de Queiroz [36]. Sendo assim, nas próximas seções, cada um dos modelos será apresentado e discutido, a fim de formar um quadro teórico geral e interpretar as propriedades estatísticas obtidas a partir do ruído medido em filmes.

3.6.2 Interface em um meio desordenado e a transição de “depinning”

Com o objetivo de compreender a dinâmica de paredes de domínio em um panorama mais geral, uma maneira de análise do BN, em um nível mesoscópico, é descrevendo o sistema magnético como uma interface elástica em um meio desordenado e relacionando a criticalidade, observada em experimentos, à transição conhecida como transição de “depinning” da interface [12, 129].

Mais precisamente a transição de “depinning” corresponde à transição entre um estado em que a interface está aprisionada em um centro de aprisionamento ou centro de “pinning” para o estado em que a interface está em movimento ou desaprisionada.

O problema da transição de “depinning” foi e continua sendo muito estudado na física estatística, uma vez que é observado em diferentes sistemas. Como principal motivação, tem-se que fenômenos aparentemente diferentes, como a dinâmica de vórtices em supercondutores [76, 77, 78], dinâmica de superfluidos [79, 80], o processo de microfraturas [81]-[86], fluidos em meios porosos e outros problemas envolvendo frentes de propagação [87]-[92], podem ser discutidos através do mesmo contexto, sendo descritos pelas mesmas leis, que podem ser estudadas usando um conjunto similar de métodos numéricos e analíticos. Neste caso, todos os sistemas apresentam essencialmente a mesma física: há uma interface elástica³, que se propaga em um material desordenado. Neste caso, as impurezas atuam como centros de aprisionamento que dificultam o movimento da interface.

³Neste caso, elástica significa que não quebra e tenta se manter com forma suave, de modo que as irregularidades não apresentam saliências ou pontas.

Dentro deste contexto, os expoentes que estão relacionados à dinâmica do sistema são obtidos através da solução de uma equação de movimento para a interface, que leva em consideração os termos das interações relevantes. No caso mais geral, a dinâmica do sistema pode ser descrita por uma equação de movimento dada por [12]

$$\Gamma \frac{\partial h(\vec{r}, t)}{\partial t} = F(t) + v \nabla^2 h(\vec{r}, t) + \eta(h(\vec{r}, t), \vec{r}), \quad (3.10)$$

onde h define a posição da interface em função de uma coordenada dimensional e do tempo, Γ é o coeficiente de amortecimento, F é uma força uniforme e dependente do tempo, $\nabla^2 h$ é o termo elástico, cujo coeficiente v é a tensão superficial, e $\eta(h(\vec{r}, t), \vec{r})$ é o termo de ruído, que simula a presença da desordem no sistema.

Neste caso, o termo do lado esquerdo da equação representa a evolução da posição da interface em função do tempo, enquanto que, do lado direito da equação, primeiro termo corresponde a uma força de condução aplicada sobre o sistema.

O segundo termo do lado direito descreve a relaxação da interface causada pela tensão superficial v . Ou seja, o termo $v(\nabla h)^2$ tende a distribuir as irregularidades, deixando a interface com forma suave, sem saliências ou pontas.

Por fim, se o termo $\eta(h, \vec{r})$ fosse independente do tempo, a evolução da interface seria determinística. Entretanto, devido à dependência de η com h , que por sua vez depende de t , a evolução da interface não é determinística, de modo que esta é uma equação estocástica. Sistemas descritos pela equação 3.10 exibem uma transição de fase de segunda ordem, chamada de transição de “depinning”, onde o parâmetro de ordem é a velocidade da interface e o de controle, a força aplicada. A figura 3.14 mostra um esquema do comportamento da velocidade com a força para uma transição de “depinning”. Neste caso, é possível observar três regimes distintos [6, 12]:

- Fase aprisionada: Para pequenos valores de força, $F < F_c$, a interface tende a se mover na direção de F e, eventualmente, fica aprisionada pelo campo de “pinning”, resultando em uma velocidade igual a zero.
- Regime de alta velocidade: Se $F \gg F_c$, a interface sente uma flutuação, mas a velocidade aumenta linearmente com F .
- Movimento crítico: Em um valor limite F_c , a força supera o efeito do “pinning”, de modo que, para $F > F_c$, a interface se move com velocidade finita. No limite de F_c , o movimento não é uniforme. Combinados os efeitos do campo magnético externo e do campo de “pinning”, a interface salta e eventualmente é parada em uma outra região com centros

de aprisionamento mais intensos. Neste limite, o sistema apresenta um comportamento crítico e a interface se move com flutuações distribuídas em uma lei de potência.

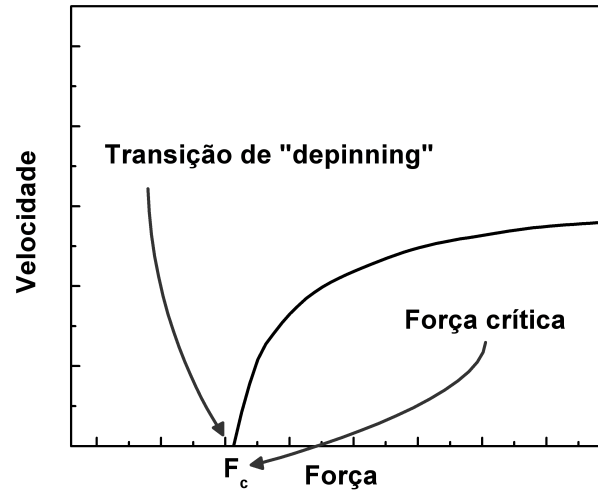


Figura 3.14: Comportamento da velocidade de uma interface como parâmetro de ordem para uma transição de “depinning”.

Todos os termos que compõem a equação 3.10 serão explicados nas seções seguintes. Entretanto, é importante ressaltar que, para a obtenção da equação 3.10, a função h , que descreve a posição da interface, deve obedecer a uma série de simetrias necessárias: invariância sob translações no tempo, invariância sob translações na direção de propagação, invariância sob translações na direção perpendicular à propagação, rotação e simetria de inversão sob a direção de propagação e simetria de reflexão sob a média de h . Devido ao fato de h satisfazer todas estas condições, termos de derivadas de diferentes ordens, em relação a \vec{r} e t , que violam estas condições, não aparecem na equação. Entretanto, em vários sistemas, a simetria de reflexão sobre a média de h (simetria up-down) pode ser quebrada, por algum mecanismo de propagação lateral, de modo que termos não lineares, como $(\nabla h)^2$, podem ser incluídos na equação 3.10. Para uma revisão detalhada sobre o assunto, sugere-se [12].

Deve ser enfatizado que diferentes classes de universalidade, ou seja, distintos conjuntos de expoentes associados a diferentes dinâmicas, estão relacionadas à presença de diferentes termos não-lineares na equação que descreve a dinâmica de um dado sistema.

3.6.3 A transição de “depinning” em sistemas magnéticos

Dentro do mesmo contexto, na linguagem do fenômeno estudado neste trabalho, considera-se uma parede de domínio, descrita por $h(x,t)$, que separa dois domínios com magnetização

oposta, em um material magnético com defeitos, conduzida por um campo magnético externo \vec{H}_{ext} , que tem associado a ele uma força de condução, \vec{F} , atuando na parede. A figura 3.15 mostra a situação geral para um sistema magnético. Quando o campo externo é aplicado, ocorre, por movimento de parede de domínio, o aumento do domínio com a magnetização orientada favoravelmente à direção do campo. Entretanto, enquanto o campo magnético aplicado atua no sentido de induzir o movimento da parede, a velocidade e a dinâmica da parede é afetada pela desordem do meio, que dificulta sua propagação. Em suma, se o efeito da desordem se sobrepõe ao do campo magnético, a parede fica aprisionada. Ao contrário, se o efeito do campo magnético se sobrepõe ao da desordem, a parede não fica aprisionada. Esta transição da primeira para a segunda situação, quando o campo magnético aplicado supera um valor crítico limite, é chamada de transição de “depinning”.

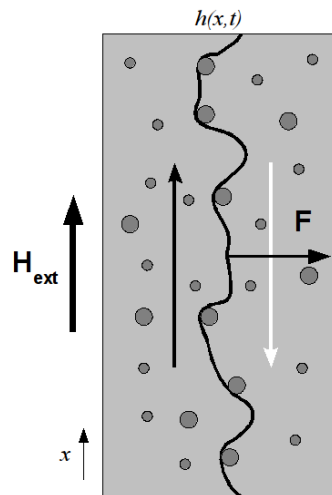


Figura 3.15: Parede de domínio em um meio desordenado. Os círculos distribuídos de forma aleatória correspondem aos centros de aprisionamento. Neste caso, a posição da parede é dada por $h(x,t)$. Na presença de um campo magnético externo, o sistema tende a aumentar o tamanho dos domínios magnetizados na direção do campo externo, mudando a posição da parede através da atuação de força efetiva perpendicular à parede.

Diferentemente de outros casos onde uma interface elástica é conduzida através de um meio desordenado, os sistemas magnéticos geralmente não apresentam uma verdadeira transição de “depinning”, como prevista pela equação 3.10. Isto ocorre devido à presença de outras importantes interações peculiares ao caso magnético, que modificam o comportamento da interface de um modo essencial [104]. Além dos termos tradicionais, devido às interações ferromagnéticas Zeeman, magnetocristalinas e magnetoelásticas, descritos na seção 2.1, devem ser incluídos os termos de energia associado às interações magnetostáticas, dipolares, tensão superficial da parede e desordem. A figura 3.16 mostra as diferentes contribuições para os termos de energia que devem ser considerados na equação para a dinâmica de paredes de domínio.

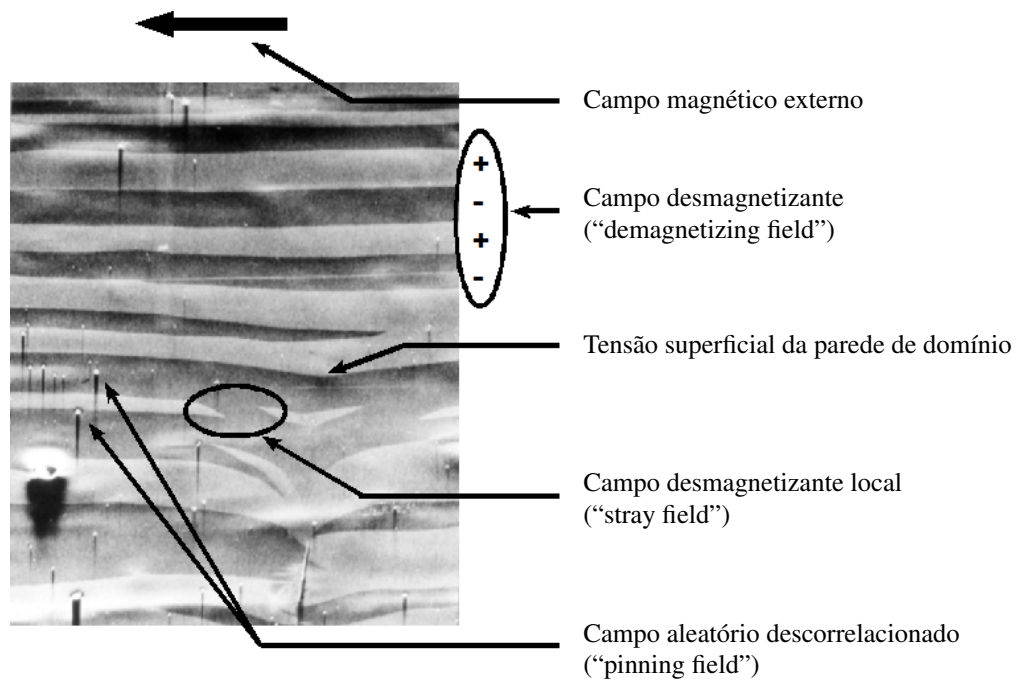


Figura 3.16: Origem física dos termos de energia relevantes considerados na equação da dinâmica de paredes de domínio. A imagem da estrutura de domínios, gentilmente cedida pelo Prof. Dr. Gianfranco Durin, é de uma fita amorfa sob tensão externa aplicada.

Interações magnetostáticas e a criticalidade do sistema

Um importante passo para adaptar, para o BN, a teoria geral de uma interface elástica em um meio desordenado, levando em consideração a natureza magnética das interações, foi dado por J. S. Urbach, R. C. Madison e J. T. Markert [24] e O. Narayan [25], que modificaram a equação 3.10 introduzindo o efeito do campo desmagnetizante. Este é assumido, como no ABBM, ter a forma $-km$, uniforme e proporcional à magnetização m , onde o fator de desmagnetização k leva em consideração a geometria da amostra⁴.

A adição do campo desmagnetizante à equação de movimento tem um efeito crucial sobre a dinâmica, uma vez que ele fornece a força restauradora necessária para manter a interface sempre na criticalidade. Sem este termo, o sistema estaria em um estado crítico somente no valor limite do campo magnético aplicado e experimentaria uma verdadeira transição de “depinning”, enquanto que, em experimentos de BN, a criticalidade é observada em uma vasta faixa de valores de campo, em torno do campo coercivo. Este intervalo de valores corresponde à região linear da curva de histerese, que é precisamente onde o processo de magnetização é dominado pelo movimento de DWs [104]. Em qualquer outra geometria, onde $k \neq 0$, a equação de movimento para uma interface deve ser modificada com respeito a equação 3.10, pela substituição

⁴Na notação do texto, o fator de desmagnetização é N_d e a magnetização, \vec{M} .

da força aplicada $F(t)$, não apenas pelo campo aplicado $H(t)$, mas por um campo efetivo

$$H_{eff}(t) = H_{ext}(t) - km(t). \quad (3.11)$$

O campo desmagnetizante produz um mecanismo de “feedback” que garante a presença da criticalidade sem qualquer ajuste de campo magnético externo. O mecanismo é o seguinte: a interface fica aprisionada até o valor de campo tal que o campo efetivo está abaixo do valor crítico H_c . À medida que o campo efetivo excede o valor crítico para a transição de “depinning”, a interface começa a se mover em uma série de saltos descontínuos. O deslocamento da interface, entretanto, causa um aumento da magnetização e, portanto, do campo desmagnetizante, que, em algum ponto, faz com que o campo efetivo fique abaixo do valor limite, fazendo com que a avalanche acabe [104].

O trabalho de J. S. Urbach *et al.* [24] representa um passo fundamental para a descrição realística de uma interface magnética elástica, desde que a introdução do campo desmagnetizante muda drasticamente o comportamento do modelo, de um que mostra a criticalidade em um limite de “pinning”, para um com um intervalo finito de valores de campo aplicado [104].

Interações dipolares

As interações dipolares são tratadas através da introdução da densidade de cargas magnéticas, que estão associadas às descontinuidades da componente normal da magnetização através de uma interface. As cargas magnéticas são induzidas nos contornos da amostra e, como consequência, há a indução do campo desmagnetizante, que se opõe ao campo magnético externo, resultando no termo de energia magnetostático, discutido na seção anterior.

Um efeito similar, ao descrito no parágrafo anterior, ocorre no interior da amostra. Neste caso, as descontinuidades da componente normal da magnetização através das DWs induzem a formação das cargas magnéticas. Em particular, isto ocorre quando houver uma curvatura local da parede, ou seja, onde a parede não é paralela à magnetização. Assim, da mesma forma, há a indução de um campo efetivo ou campo desmagnetizante local, chamado de “stray field”⁵.

A figura 3.17 apresenta a representação das situações nas quais as cargas magnéticas podem ser associadas. Além disto, a figura 3.18 mostra situações reais onde a curvatura da parede origina descontinuidades da componente normal da magnetização.

No artigo de J. S. Urbach *et al.* [24], a equação utilizada para descrever a dinâmica de uma

⁵Esta notação é apenas convencional, uma vez que o “stray field” apresenta as mesmas características do campo desmagnetizante.

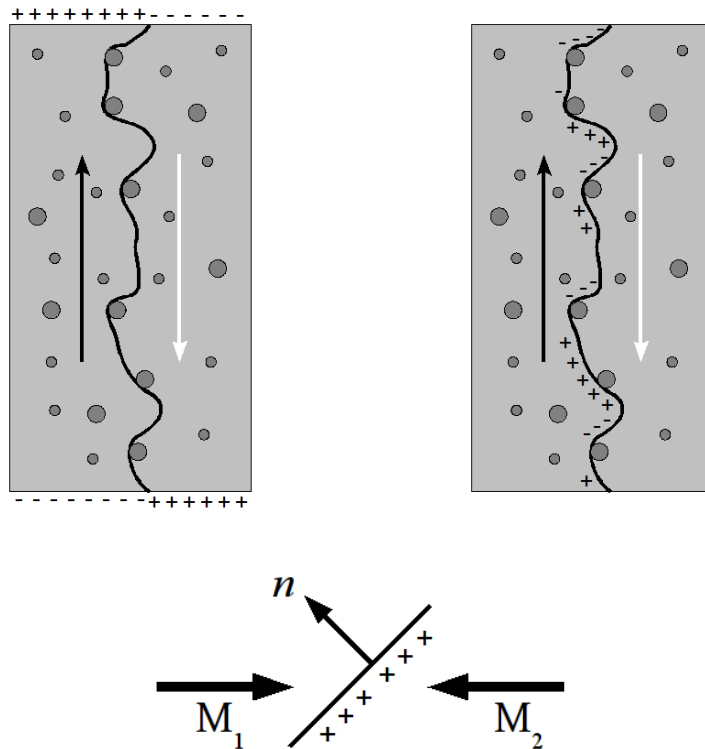


Figura 3.17: Acima, na esquerda, cargas magnéticas nas bordas do material e, na direita, cargas magnéticas na parede de domínio. Abaixo, em detalhe, uma parede de domínio separando duas regiões de magnetizações opostas \vec{M}_1 e \vec{M}_2 . Neste caso, as cargas magnéticas (+) estão associadas às discontinuidades da componente normal da magnetização através da parede de domínio. Tem-se que \hat{n} é o vetor normal à parede.

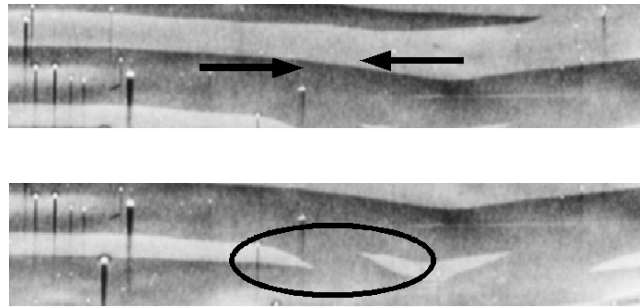


Figura 3.18: Em detalhe, partes da mesma estrutura de domínios de uma fita amorfa sob tensão externa aplicada, mostrada na figura 3.16, onde é possível observar as discontinuidades da componente normal da magnetização. As flechas indicam o sentido da magnetização no domínio.

parede de domínio ainda não leva em consideração todas as interações magnéticas. De fato, ele negligencia a possível presença de cargas magnéticas nas DWs.

Esta complicada interação foi trabalhada e incluída no modelo CZDS [28, 29]. Neste, os autores consideraram os efeitos das forças dipolares originadas pelas cargas magnéticas sobre as paredes e avaliaram este efeito, mostrando que o termo dá origem a uma outra contribuição para a força aplicada, atuando como uma interação elástica de longo-alcance. Além disto, dentro do

contexto da dinâmica, o termo de longo-alcance de origem dipolar torna-se relevante, quando presente, uma vez que se sobrepõe ao termo elástico de tensão superficial.

Tensão superficial

O termo $\nabla^2 h$ é o termo elástico da equação, cujo coeficiente ν é a tensão superficial. Este termo faz com que a interface seja suave, ou seja, ele tem a propriedade de redistribuir as irregularidades sobre a interface, assim, atuando como um mecanismo de relaxação. A figura 3.19 mostra uma situação real onde há uma irregularidade, porém, ela não ocorre de forma abrupta, tendo uma forma suave, sem saliências ou pontas.

Em particular, o termo é somente escrito como $\nu \nabla^2 h$ uma vez que o termo de tensão superficial deve respeitar questões de simetria, onde destacam-se a invariância sobre translações no tempo, invariância ao longo da direção de propagação. Neste caso, derivadas de ordens superiores que satisfazem as necessidades de simetria não são, geralmente, incluídas na equação de movimento uma vez que tornam-se irrelevantes quando comparadas com a derivada de segunda ordem, não afetando assim a forma da interface.



Figura 3.19: Em detalhe, uma parte da mesma estrutura de domínios de uma fita amorfa sob tensão externa aplicada, mostrada na figura 3.16, onde é possível observar uma irregularidade na parede de domínio.

Termo de desordem

Para todas as contribuições anteriores, considerou-se apenas um sistema homogêneo, em que as interações são globalmente definidas e independentes da posição. Entretanto, em geral, diferentes fontes de heterogeneidades são encontradas nos materiais ferromagnéticos reais. A presença da desordem estrutural é essencial para entender as flutuações no BN, que seria suprimido em um sistema perfeitamente ordenado. Neste caso, a desordem atua como um dos fatores para deformação da parede e como impedimento ao livre movimento das DWs.

A natureza da desordem pode ser inferida através da estrutura microscópica do material em estudo [3]. Podem-se distinguir várias contribuições para a energia livre magnética devido à desordem. Em materiais cristalinos, é devido à presença de vacâncias, flutuações na composição, precipitados, discordâncias e impurezas não-magnéticas. Em materiais policristalinos, deve-se adicionar a estes defeitos a presença de contorno de grãos e variações do eixo de anisotropia em

diferentes grãos. Em amorfos, a desordem é primariamente devido a tensões internas residuais e ao arranjo randômico dos átomos. A figura 3.20 mostra uma situação real onde é possível observar centros de aprisionamento para a parede de domínio.

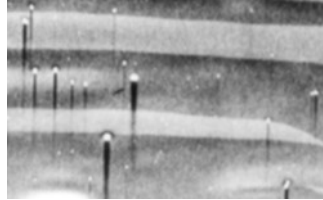


Figura 3.20: Em detalhe, uma parte da mesma estrutura de domínios de uma fita amorfa sob tensão externa aplicada, mostrada na figura 3.16, onde é possível observar pequenos pontos, que correspondem aos centros de aprisionamento de paredes de domínio.

Todas estas formas de desordem são difíceis de ser tratadas em detalhes. Entretanto, elas são refletidas nos parâmetros que aparecem nos diferentes termos de energia, como a magnetização de saturação M_s , constante de troca A , constante de anisotropia K , e tensão residual σ . Como conseqüência, a energia livre magnética apresenta uma estrutura extremamente complicada na dependência espacial da magnetização, com grande quantidade de mínimos locais, máximos e pontos de sela.

Em geral, a desordem é modelada através de um potencial randômico $V(\vec{r}, h)$, cuja derivada local fornece o campo de “pinning” local, $\eta(\vec{r}, h)$. A desordem, embora constante nos materiais magnéticos, é representada pelo termo $\eta(h, \vec{r})$ que incorpora o caráter estocástico no processo das flutuações, devido a sua dependência com h . No caso mais simples, usualmente, assume-se um ruído com distribuição Gaussiana, que $\langle \eta(h, \vec{r}) \rangle = 0$, e descorrelacionado, ou seja,

$$\langle \eta(h, \vec{r}) \eta(h', \vec{r}') \rangle = \delta(h - h') \delta^2(\vec{r} - \vec{r}'), \quad (3.12)$$

entretanto, esta não corresponde a uma regra geral, uma vez que para cada modelo, diferentes considerações são utilizadas.

3.6.4 O modelo ABBM

O primeiro trabalho teórico de impacto que abordou o BN, e teve papel fundamental no desenvolvimento de grande parte dos trabalhos teóricos posteriores, foi proposto, em 1990, por B. Alessandro, C. Beatrice, G. Bertotti e A. Montorsi [26, 27]. Neste, os autores propuseram um famoso modelo fenomenológico simplificado, conhecido hoje como ABBM, que captura os mecanismos essenciais por trás do BN e mostra-se muito eficaz na reprodução de vários resultados experimentais.

Neste, a simples esquematização da parede de domínio como um único ponto se movendo em um campo de “pinning” foi utilizada. Inspirado por trabalhos realizados por Néel [130, 131], a partir da idéia de um panorama de energia randômico, o modelo estuda a dinâmica de uma única parede de domínio rígida, sem detalhes microscópicos. Utilizando considerações simplificadas, como a ausência de efeitos térmicos e a existência de uma única DW, e da utilização das características essenciais para o surgimento do BN, uma equação para o movimento da DW foi derivada, seguindo trabalhos anteriores [132], no mesmo panorama geral do movimento de DWs em um meio desordenado, com a hipótese de que o campo de “pinning” é um caminho aleatório no espaço (“random walk in space”). Neste caso, a posição da parede de domínio é especificada por uma coordenada m dependente do tempo que evolui de acordo com a equação estocástica

$$\Gamma \frac{dm}{dt} = H_{ext}(t) - km + W(m), \quad (3.13)$$

onde Γ é coeficiente de amortecimento, H_{ext} é o campo magnético externo, k é o fator desmagnetizante e $W(m)$ é campo de “pinning”. Neste caso, além do campo magnético externo, que aumenta a uma taxa constante, $H_{ext} = ct$, são levados em consideração o campo desmagnetizante, $H_d = -km$, que depende da geometria da amostras, e o campo de “pinning”, que está relacionado aos defeitos e impurezas não-magnéticas presentes na amostra. Como principal característica do modelo, além de utilizar considerações simplificadas para a parede de domínio, o campo de “pinning” é assumido como um processo Browniano correlacionado, ou seja, as correlações crescem como

$$\langle |W(m) - W(m')|^2 \rangle = 2D|m - m'|. \quad (3.14)$$

Esta consideração, da correlação da magnetização, embora não tenha nenhuma justificativa microscópica, acarreta interessantes predições. Através de um tratamento algébrico é possível chegar a uma equação de Langevin para o caminho aleatório no espaço em um potencial confinado, $U(v) = kv - c \log(v)$. Apesar da simplicidade do modelo, ele fornece várias e informações úteis sobre os mecanismos físicos por trás do BN. Como principais resultados, podem-se citar que a distribuição de amplitude é dada por uma lei de potência com “cutoff”, $P(V) \propto V^{c-1} \exp(-kV)$, e que os expoentes para as distribuições de área e duração dos saltos são dados, respectivamente, por $\tau = 3/2 - c/2$ e $\alpha = 2 - c$, em excelente concordância com experimentos. Entretanto, como principais limitações, o modelo trata apenas a dinâmica de uma única DW, de modo que não é possível a descrição do comportamento coletivo, não descreve bem os valores do “cutoff” nas distribuições, $s_o \sim 1/k^2$ e $T_o \sim 1/k$, e não é capaz de reproduzir algumas características não-universais, como a assimetria na forma dos pulsos.

3.6.5 O modelo CZDS - Sistemas $d = 3$ com interações de longo e curto-alcance

O modelo ABBM é baseado em duas considerações importantes: a existência de uma parede rígida e de um campo de “pinning” correlacionado. Entretanto, em geral, as DWs são flexíveis e a magnetização não é correlacionada em um longo-alcance.

O modelo proposto, em 1997, por P. Cizeau, S. Zapperi, G. Durin e H. E. Stanley [28, 29], conhecido atualmente como modelo CZDS, corresponde à principal descrição utilizada na interpretação dos resultados experimentais obtidos em materiais “bulk”. Neste, os autores, através do desenvolvimento do modelo anterior ABBM, via consideração de termos de interações de longo-alcance de origem dipolar, parede de domínio flexível e de um termo de desordem descorrelacionado, foram capazes de explicar situações mais gerais.

Neste modelo, o problema das propriedades estatísticas do BN é abordado através do estudo da dinâmica de uma parede de domínio conduzida através de um meio desordenado. Primeiramente, o modelo considera o caso de um material anisotrópico magnetizado ao longo de seu eixo fácil, com uma parede de domínio de 180° separando regiões de magnetização oposta, direcionada ao longo do eixo x . A parede de domínio considerada é flexível, porém sem saliências ou pontas (“overhangs”), sendo sua rigidez dependente das interações de troca e magnetostática.

A posição da parede de domínio pode ser descrita por uma função $h(\vec{r}, t)$ do espaço e do tempo. Neste caso, a equação de movimento para a parede é dada por

$$\Gamma \frac{\partial h(\vec{r}, t)}{\partial t} = - \frac{\delta E(h(\vec{r}, t))}{\delta h(\vec{r}, t)}, \quad (3.15)$$

onde $E(h(\vec{r}, t))$ é a energia livre total para uma dada configuração da parede e Γ é a viscosidade efetiva do meio. O movimento da parede é super-amortecido, uma vez que efeitos de correntes de Foucault cancelam efeitos inerciais e efeitos térmicos são negligenciados.

A energia total do sistema pode ser escrita como a soma de diferentes termos, devido às interações Zeeman, magnetostáticas, magnetocristalinas e magnetoelásticas, termo associado às interações dipolares, tensão superficial da parede e desordem.

Na linguagem usada pelos autores no trabalho, o termo de energia Zeeman é dado por

$$E_m = -2\mu_o H M_s \int d^2 r h(\vec{r}, t), \quad (3.16)$$

onde H é o campo magnético externo e μ_o é a permeabilidade magnética no vácuo. O termo

magnetostático é

$$E_{ms} = \frac{2\mu_0 N M_s^2}{V} \left(\int d^2 r h(\vec{r}, t) \right)^2, \quad (3.17)$$

onde V é o volume da amostra e N é o fator de desmagnetização. Este último corresponde ao termo introduzido por J. S. Urbach *et al.* [24] e está relacionado ao campo desmagnetizante na amostra.

A desordem devido a inclusões não-magnéticas ou tensões residuais, por exemplo, acaba por aprisionar a parede de domínio, conduzida pelo campo magnético externo. No caso particular de defeitos pontuais, o campo de “pinning” local é dado por

$$\eta(\vec{r}, h) = -U \sum_i \delta^2(\vec{r} - \vec{r}_i) \delta(h - h_i), \quad (3.18)$$

onde (\vec{r}_i, h_i) são as coordenadas dos centros de aprisionamento e U é a sua intensidade [133], que tipicamente tem alcance comparável à largura da parede. Neste caso, o potencial utilizado é tal que o campo de “pinning” é uma distribuição Gaussiana e correlacionada em um curto-alcance, logo

$$\langle \eta(\vec{r}, h) \eta(\vec{r}', h') \rangle = \delta^2(\vec{r} - \vec{r}') R(h - h'), \quad (3.19)$$

onde $R(x)$ decai muito rapidamente para valores grandes do argumento.

O balanço entre as contribuições da energia de troca e magnetocristalina determina a largura da parede de domínio e sua densidade de energia. A energia total devido a estas duas contribuições é proporcional a área da parede de domínio, S_w , ou seja,

$$E_w = v \int d^2 r \sqrt{1 + |\nabla h(\vec{r}, t)|^2}, \quad (3.20)$$

onde v é a tensão superficial. Expandindo para pequenos gradientes, tem-se

$$E_w = v S_w + \frac{v}{2} \int d^2 r |\nabla h(\vec{r}, t)|^2. \quad (3.21)$$

De fato, este é o típico termo associado com interfaces elásticas apresentado na seção 3.6.2. O primeiro termo está relacionado ao fato da parede ser lisa (“flat”) ou não-deformada, apresentado, portanto, um valor constante. Por outro lado, o segundo termo corresponde a um aumento de energia em relação à energia de uma parede rígida, sendo assim, está associado ao fato da parede considerada neste modelo ser flexível. Neste caso, fisicamente, o termo elástico $v \nabla^2 h$ tende a deixar a parede com uma forma suave, de modo que as irregularidades na parede não apresentam saliências ou pontas.

Entretanto, o que distingue o modelo CZDS dos demais é a introdução do termo de longo-

alcance de origem dipolar. Como já discutido, irregularidades nas DWs estão associadas às descontinuidades da componente normal da magnetização através da parede de domínio. Este efeito é tratado através da introdução de uma densidade de cargas magnéticas.

Uma vez que a magnetização está orientada ao longo do eixo x , de acordo com o modelo, a densidade de cargas será zero quando a magnetização é paralela à parede. Entretanto, para pequenas curvaturas da parede, a densidade é expressa por

$$\sigma(\vec{r}) = (\vec{M}_1 - \vec{M}_2) \cdot \hat{n} = 2M_s \cos\theta \simeq 2M_s \frac{\partial h(\vec{r}, t)}{\partial x}, \quad (3.22)$$

onde θ é o ângulo local entre o vetor normal à parede e a magnetização. Neste caso, a energia associada com a distribuição de cargas magnéticas é

$$E_d = \frac{\mu_o}{8\pi} \int d^2r d^2r' \frac{\sigma(\vec{r})\sigma(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|}. \quad (3.23)$$

Através de uma integração por partes, é possível escrever

$$E_d = \int d^2r d^2r' h(\vec{r}, t) K(\vec{r} - \vec{r}') h(\vec{r}', t), \quad (3.24)$$

onde o kernel não-local tem a forma [133]

$$K(\vec{r} - \vec{r}') = \frac{\mu_o M_s^2}{2\pi |\vec{r} - \vec{r}'|^3} \left(1 + \frac{3(x - x')^2}{|\vec{r} - \vec{r}'|^2} \right). \quad (3.25)$$

Através da aplicação da transformada de Fourier, o kernel, no espaço de Fourier, pode ser escrito como

$$K(p, q) = \frac{\mu_o M_s^2}{4\pi^2} \frac{p^2}{\sqrt{p^2 + q^2}}, \quad (3.26)$$

onde p e q são as componentes do vetor de Fourier, ou seja, os vetores de onda ao longo de x e y , respectivamente. Em toda a descrição do modelo, foi assumido implicitamente uma anisotropia infinitamente intensa, de modo que a magnetização nunca desvia do eixo fácil. Na prática, entretanto, a magnetização, próximo à parede de domínio, apresenta uma rotação a partir do eixo fácil, produzindo assim um volume adicional de cargas magnéticas [3]. Este efeito acarreta uma pequena modificação no kernel de interação, resultando em

$$\tilde{K}(p, q) \sim \frac{\mu_o M_s^2}{\sqrt{Q}} \frac{p^2}{\sqrt{p^2 + Qq^2}}, \quad (3.27)$$

como calculado para o caso de uma anisotropia finita K [134], onde $Q \equiv 1 + 2\mu_o M_s^2 / K$ é uma constante dependente do material.

É importante destacar que a tensão superficial e a interação dipolar apresentam alcances

muito diferentes [135]. Como uma estimativa da ordem de magnitude do kernel, os efeitos de longo-alcance tornam-se relevante em escalas de comprimento maiores que $L \sim 2\pi v / \mu_0 M_s^2$. No caso de materiais ferromagnéticos típicos, $\mu_0 M_s^2 \sim 1$ e $v \sim 10^{-3}$, em unidade SI, implicando que $L \sim 1 - 10$ nm, que é da ordem da largura da parede de domínio. Em outras palavras, o termo de curto-alcance prevalece dentro de distâncias da ordem da largura da parede de domínio, enquanto que o de longo-alcance prevalece em distâncias maiores. Sendo assim, no caso da dinâmica de parede de domínio, é possível concluir que, na presença do termo de longo alcance, o efeito da tensão superficial pode ser negligenciado. Entretanto, quando as interações dipolares não estão presentes, o termo de tensão superficial é dominante no sistema, fazendo com que o modelo CZDS seja equivalente ao modelo descrito por J. S. Urbach *et al.* [24].

A equação de movimento e os expoentes previstos

As diferentes classes de universalidade estão relacionadas à presença de termos não lineares na equação para a dinâmica de DWs em um meio desordenado. Na situação mais geral, a dinâmica da parede de domínio é determinada através da consideração de todos os termos de energia, de modo que a equação de movimento pode ser escrita como

$$\Gamma \frac{\partial h(\vec{r}, t)}{\partial t} = 2\mu_0 M_s H - k\bar{h} + v\nabla^2 h(\vec{r}, t) + \int d^2 r' K(\vec{r} - \vec{r}') (h(\vec{r}', t) - h(\vec{r}, t)) + \eta(\vec{r}, h), \quad (3.28)$$

onde K é o kernel, dado pela expressão 3.25, $k \equiv 4\mu_0 N M_s^2 / V$ é proporcional ao fator de desmagnetização e $\bar{h} \equiv \int d^2 r' h(\vec{r}', t)$.

A menos do kernel não-local, esta equação é similar à equação proposta por J. S. Urbach *et al.*, que por sua vez reduz-se, quando $k = 0$, à equação do movimento para uma interface elástica, apresentando uma verdadeira transição de “depinning” em função do campo magnético externo, de modo que a parede se move somente quando o campo aplicado for superior ao campo crítico H_c .

O comportamento crítico desta equação tem sido investigado através de métodos de grupo de renormalização [88, 89, 90], que permitem o cálculo sistemático dos expoentes obtidos nas distribuições. Baseado nestes métodos, que utilizam cálculos realizados no espaço dos momentos, em geral, é possível escrever o kernel de interação no espaço dos momentos como

$$K(p) = A_K |p|^\mu, \quad (3.29)$$

sendo que, para $\mu = 1$, logo $K \sim p$, as interações de longo-alcance de origem dipolar são predominantes no sistema, e, para $\mu = 2$, $K \sim p^2$, a interação de curto-alcance tensão superficial da parede de domínio é dominante.

Investigações com o modelo CZDS foram realizadas para sistemas $d = 3$, sendo capaz de descrever situações mais gerais que o ABBM, incluindo duas classes de universalidade distintas, consequência da competição entre as interações de longo-alcance de origem dipolar e a interação de curto-alcance tensão superficial das DWs, que apresentam diferentes valores de expoentes das distribuições de área e duração dos saltos e espectro de potência. Para $\mu = 1$, o modelo fornece $\tau = 3/2$, $\alpha = 2$ e $1/(\sigma v z) = 2$. Por outro lado, para $\mu = 2$, $\tau \simeq 1.27$, $\alpha \simeq 1.5$ e $1/(\sigma v z) \simeq 1.77$ [28, 29, 33].

Em particular, o quadro geral teórico da transição de “depinning” é capaz de, corretamente, descrever vários expoentes experimentais. De fato, os resultados experimentais obtidos em amostras “bulk”, discutidos na seção 3.4.2, apresentam uma ótima concordância com os valores previstos pelo modelo CZDS. Os resultados claramente sugerem que materiais policristalinos e amorfos parcialmente cristalizados estão incluídos na classe de universalidade onde as interações de longo-alcance dominam a dinâmica de parede de domínio, enquanto que os materiais amorfos, na classe das interações de curto-alcance.

3.6.6 O modelo Cerruti-Zapperi - Sistemas $d = 2$ com interações de longo-alcance

Pelo lado teórico, os modelos e simulações indicam que sistemas $d = 2$ e $d = 3$ apresentam expoentes distintos. Em particular, a equação para o movimento de uma única parede de domínio em duas dimensões deve ser muito similar à equação 3.29, para três dimensões, entretanto, com algumas diferenças notáveis [3]. No caso de filmes, o fator de desmagnetização k é virtualmente igual a zero e o kernel de origem dipolar no espaço de Fourier não é proporcional a p , mas a $p^2 \log(ap)$, onde a é um “cutoff” de escala. Sendo assim, negligenciando a correção logarítmica, o termo dipolar é idêntico ao da tensão superficial da parede de domínio, equação 3.28, para $\mu = 2$, de modo que, para $d = 2$, em princípio, não deveria ser afetada a classe de universalidade quando considerada as diferentes interações. Entretanto, simulações numéricas indicam valores diferentes para os dois casos. Enquanto que o modelo para o problema com interações de curto-alcance já foi muito estudado, menos é conhecido sobre o problema com interações de longo-alcance [3].

Para o problema com interações de longo-alcance, em 2006 e 2007, um modelo foi proposto por B. Cerruti e S. Zapperi [34, 136]. Neste modelo, o problema é abordado através de uma descrição do movimento de uma parede zig-zag em um material ferromagnético $d = 2$ com magnetização uniaxial no plano, em temperatura 0 K, conduzida por um campo magnético externo.

Neste caso, a parede é discretizada em segmentos mínimos, de modo a mapear o problema em um modelo unidimensional, independente dos detalhes da estrutura interna da parede, como mostrado na figura 3.21. A energia total do sistema, com uma configuração arbitrária de paredes zig-zag, pode ser escrita como

$$E_T = E_{ms} + E_{an} + E_{des} + E_z, \quad (3.30)$$

onde E_{ms} é o termo de energia magnetostática, E_{an} é a energia de anisotropia, que descreve o aumento na energia devido aos desvios da magnetização em relação ao eixo de fácil magnetização do material e está associada às cargas magnéticas em torno da parede de domínio com configuração zig-zag, E_{des} é o termo de desordem e E_z é o termo Zeeman.

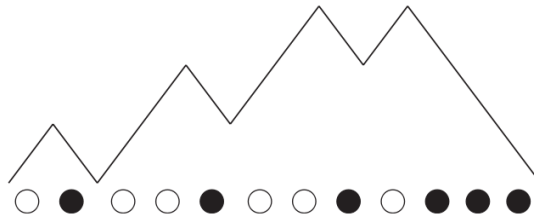


Figura 3.21: Representação esquemática da discretização de uma parede de domínio zig-zag. Retirada da referência [34].

Na linguagem usada pelos autores no trabalho, o termo de energia magnetostática é

$$E_{ms} = 8M_s^2 \varepsilon^2 p^2 \mu_0 \frac{1}{r_{ij}}, \quad (3.31)$$

onde ε é a espessura do filme, p é o meio período mínimo da configuração zig-zag e r_{ij} é a distância entre os centros de massa de dois segmentos i e j . O termo de anisotropia é

$$E_{an} = \int d^3r K_u \sin^2 \phi, \quad (3.32)$$

onde K_u é a constante de anisotropia uniaxial e ϕ é o ângulo entre o eixo fácil e a magnetização. Assumindo que as cargas magnéticas associadas com a rotação da magnetização estão uniformemente distribuídas sobre toda a parede, a energia de anisotropia por unidade de comprimento pode ser escrita como

$$E_{an} = \varepsilon K_u h c(\theta), \quad (3.33)$$

onde h é a amplitude zig-zag e $c(\theta)$ é uma função constante do ângulo zig-zag θ . Chama-se a atenção que as interações dipolares resultantes das cargas magnéticas nas parede zig-zag são as responsáveis pelo caráter de longo-alcance do modelo.

A desordem, representada pelo termo E_{des} , é considerada constante (“frozen”), de modo

que não evolui com o tempo. Neste caso, a desordem foi obtida a partir de uma distribuição Gaussiana descorrelacionada, com média zero. Por outro lado, o termo de energia Zeeman corresponde à interação tradicional.

A dinâmica da parede zig-zag foi investigada através de simulações de Monte Carlo, baseados nos termos de energia descritos. As figuras 3.22 e 3.23 mostram, respectivamente, as distribuições de área e duração dos saltos obtidas via simulação. Como nos resultados experimentais, é possível observar um comportamento de lei de potência com “cutoff”. Este último, no caso das simulações, está relacionado ao efeito de tamanho finito do sistema, como observado quando comparadas as distribuições para diferentes valores de comprimento da amostra. Independente do tamanho da amostra, o modelo prediz $\tau \sim 1.34$ e $\alpha \sim 1.55$, para $d = 2$.

O modelo também fornece informações sobre a correlação entre a área e duração dos saltos. A figura 3.24 mostra área média dos saltos *vs.* duração. Neste caso, para $d = 2$, uma vez que esta função apresenta um comportamento de lei de potência, o modelo fornece $1/(\sigma v z) \sim 1.5$.

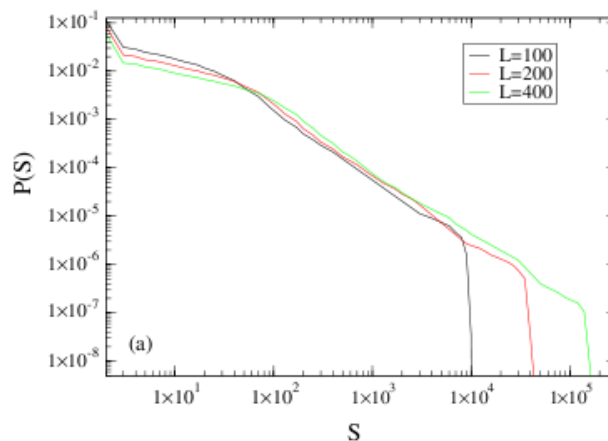


Figura 3.22: Distribuições de área dos saltos, para três diferentes valores de comprimento da amostra L . Retirada da referência [34].

Tratando do mesmo problema de interações de longo-alcance, A. Vázquez e O. Sotolongo-Costa [35] propuseram uma generalização do modelo CZDS. Embora o método utilizado para a obtenção dos expoentes não seja completamente correto, uma vez que os autores consideram que o kernel da interação dipolar não é compatível com $\sim p^2 \log(aq)$, mas sim com $\sim p$, ele tem sido utilizado para explicar uma grande variedade de resultados experimentais obtidos em filmes, como os apresentados na seção 3.5. Neste caso, através da redução da equação de movimento, obtida pelo modelo CZDS, para uma forma adimensional, os autores previram $\tau = 1.33$ e $\alpha = 1.5$, para $d = 2$, e $\tau = 1.5$ e $\alpha = 2.0$, para $d = 3$, valores similares, respectivamente aos obtidos pelo modelos propostos por B. Cerruti e S. Zapperi e CZDS.

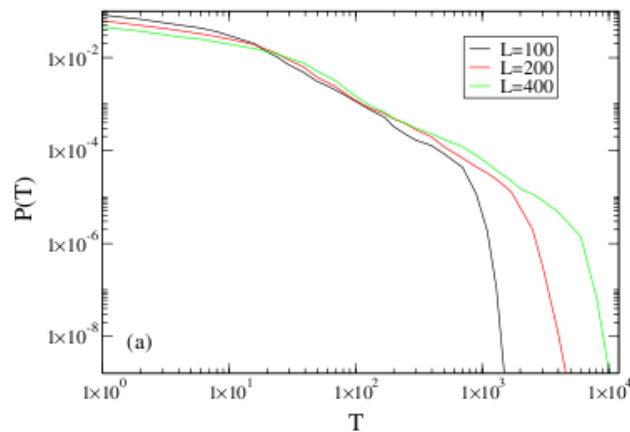


Figura 3.23: Distribuições de duração dos saltos, para três diferentes valores de comprimento da amostra L . Retirada da referência [34].

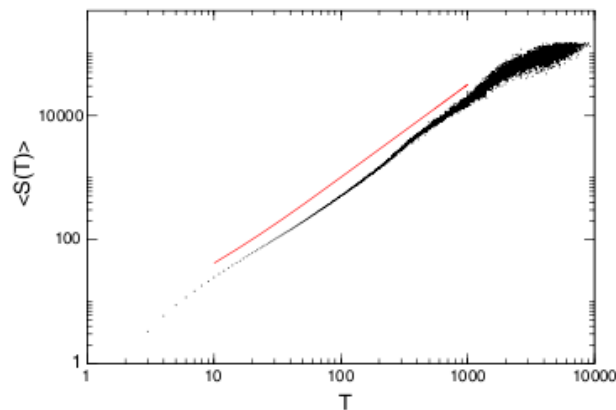


Figura 3.24: Área média vs. duração para $L = 400$. A função apresenta um comportamento de lei de potência com expoente $1/(\sigma v_z) \sim 1.5$. A linha sólida é uma lei de potência com expoente 1.45. Retirada da referência [34].

3.6.7 O modelo UMM investigado por de Queiroz - Sistemas $d = 2$ e $d = 3$ com interações de curto-alcance

Por outro lado, para o problema com interações de curto-alcance, S. L. A. de Queiroz [36] investigou o modelo proposto originalmente, em 1995, por J. S. Urbach, R. C. Madison e J. T. Markert [24], no qual as interações de longo-alcance de origem dipolar não são consideradas. Neste modelo, conhecido atualmente como UMM, o problema do movimento de uma DW é abordado e os efeitos do campo desmagnetizante são investigados através de uma simples descrição.

O modelo UMM descreve a parede de domínio como uma interface cuja posição em um tempo t é dada pela função $h \equiv h(\vec{r}, t)$, onde \vec{r} é um vetor $(d - 1)$ dimensional. Primeiramente,

o modelo considera que $h(\vec{r}, t)$ é unívoca, de modo que não há saliências ou pontas na interface. Em duas dimensões, a força sobre cada elemento da interface é dada por

$$f_i = u(\vec{r}, h_i) + k \left(\sum_j h_{l_j(i)} - h_i \right) + H_e, \quad (3.34)$$

onde

$$H_e = H - \eta M. \quad (3.35)$$

O primeiro termo do lado direito da equação 3.34 representa a força de “pinning”, u , e fornece a desordem ao modelo através de uma força, sendo escolhida randomicamente para cada ponto da rede $\vec{r} \equiv (x, y, h_i)$, a partir de uma distribuição Gaussiana com média igual a zero e desvio padrão R . Neste caso, valores grandes de u indicam os locais onde a interface tende a ficar aprisionada.

O segundo termo corresponde às interações cooperativas entre elementos da interface, ou seja, é o termo elástico de tensão superficial da parede de domínio. Neste termo, $l_j(i)$ é a posição do j -ésimo vizinho do sítio i . Como discutido anteriormente, este termo tende a minimizar as irregularidades da parede, ou seja, minimiza a diferença de posição da interface entre sítios da interface. A força constante k indica a intensidade do acoplamento elástico.

O terceiro termo corresponde à força efetiva sobre a parede, sendo um resultado da soma das contribuições do campo magnético externo e do campo desmagnetizante, ηM , este último considerado como proporcional à magnetização por sítio, dos spins rodados para uma rede transversal à área $L_x L_y$, sendo $M = (1/L_x L_y) \sum_{i=1}^{L_x L_y} h_i$. Para amostras magnéticas reais, o campo desmagnetizante não é necessariamente uniforme ao longo da amostra, como indicado na equação 3.35, de modo que η depende da forma do sistema. Neste caso, foram utilizados $R = 5.0$, $k = 1$ e $\eta = 0.05$.

Em sua investigação, de Queiroz restringiu as simulações ao limite adiabático de uma muito baixa taxa de variação de campo, significando que as avalanches são consideradas como instantâneas, ocorrendo em um valor fixo de campo, uma vez que muitos procedimentos experimentais podem ser propriamente descritos nesta aproximação [24, 29, 31, 33, 40].

Simulações foram realizadas sobre uma geometria $L_x \times L_y \times \infty$, com o movimento da interface ao longo da direção infinita. Apenas modificando a notação, a interface em um tempo t é descrita por $h_i \equiv h(x, y, t)$, onde (x, y) é a projeção do sítio i sobre a seção transversal. Para definir o tamanho do sistema, o modelo assume condições periódicas de contorno ao longo de x e livre em y , de modo que $L_y = 0$ e $y = L_y$ representam as superfícies livres do filme, neste modelo estudado.

Como exemplo, a figura 3.25 mostra uma distribuição de área obtida pela simulação, na qual é possível observar o comportamento de lei de potência com “cutoff”.

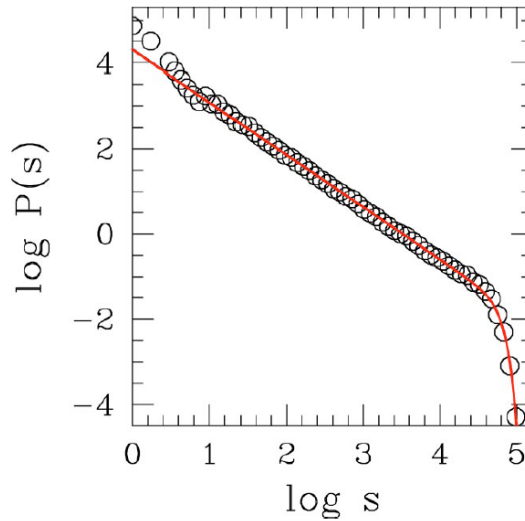


Figura 3.25: Distribuição de área das avalanches para $L_x = 60$ e $L_y = 30$. A linha sólida é o ajuste, dado por $P(s) = As^{-\tau} \exp(-(s/s_0)^m)$, com $\tau = 1.226$, $s_0 = 5.97 \cdot 10^4$ e $m = 3.6(1)$. Retirada da referência [36].

Através do modelo, de Queiroz investigou o “crossover” dimensional, o comportamento magnético em sistemas $d = 2$ e $d = 3$ e os efeitos de tamanho finito sobre os expoentes. Para tanto, simulações, utilizando sistemas com diferentes valores de L_x e L_y , foram realizadas. Nestas, a razão $A \equiv L_y/L_x$ foi variada entre essencialmente zero, para $d = 2$ ou interface unidimensional, até um, para $d = 3$ ou interface quadrada, e diferentes valores do inverso da seção transversal $(L_x L_y)^{-1}$ foram utilizados.

A figura 3.26 mostra os valores do expoente τ obtidos através das simulações. A partir da figura, vários pontos podem ser considerados. Primeiramente, chama-se a atenção que, com o aumento do tamanho da amostra, ou seja, redução de $(L_x L_y)^{-1}$, os efeitos de tamanho finito são reduzidos e as tendências seguidas pelos expoentes diferem, dependendo da razão A .

Assim, para a última curva inferior, \blacktriangle , com $L_y = 1$, monocamada, tem-se que $(L_x L_y)^{-1}$ é reduzido com o aumento de L_x , de modo que no limite $L_x \rightarrow \infty$, ou seja, $(L_x L_y)^{-1} \rightarrow 0$, observa-se o verdadeiro comportamento $d = 2$. Por outro lado, para o primeiro caso, \blacksquare , $L_x = L_y$, $A = 1$, à medida que $(L_x L_y)^{-1} \rightarrow 0$, observa-se o verdadeiro comportamento $d = 3$. Neste caso, através das simulações, sendo que interações de longo-alcance não são consideradas, o modelo fornece $\tau = 1.06$, para $d = 2$, e $\tau = 1.275$, para $d = 3$.

Além do modelo UMM, investigado por de Queiroz, outros modelos prevêem resultados para o problema de interações de curto-alcance. Apenas como exemplo, para a distribuição de área dos saltos, modelos indicam $\tau = 1.13 \pm 0.02$ [137], $\tau = 1.02 \pm 0.2$ [138] e $\tau = 1.115$ [139],

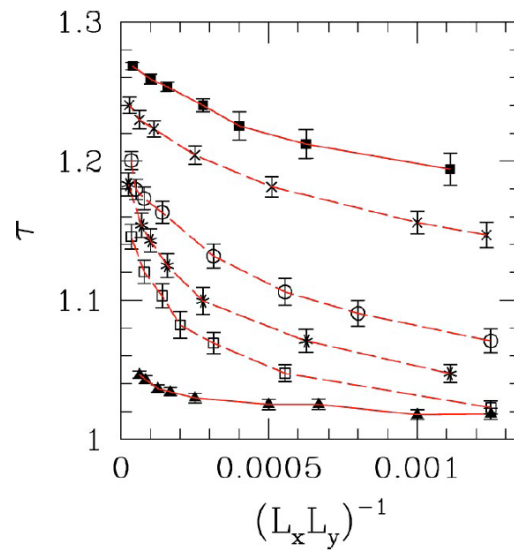


Figura 3.26: Expoente τ , obtido pelo ajuste dos dados simulados, em função do inverso da seção transversal $(L_x L_y)^{-1}$. Parte inferior, triângulos preenchidos (\blacktriangle), tem-se uma monocamada com $L_y = 1$. Parte superior, quadrados preenchidos (\blacksquare), $d = 3$, $L_x = L_y$. Curvas intermediárias, símbolos abertos, de baixo para cima, $A = 0.005$, 0.01 , 0.02 e 0.1 . Retirada da referência [36].

ou seja, todos indicam $\tau \sim 1.1$, para $d = 2$ em um sistema com interações de curto-alcance.

4 Técnicas e procedimentos experimentais

Neste trabalho, foram estudadas as propriedades estatísticas do BN em aços elétricos e em amostras, na forma de filmes, com diferentes composições, características estruturais e espessuras. Além da produção de todo o conjunto de amostras, foram realizadas medidas de difração de raios-x (XRD), magnetização (M x H) e BN. Deve-se destacar que, embora parte dos procedimentos experimentais, como a produção das amostras, XRD e M x H, tenha sido realizada no Laboratório de Magnetismo e Materiais Magnéticos (LMMM) da Universidade Federal de Santa Maria (UFSM), as medidas de BN foram obtidas através de uma colaboração com o Laboratório de Magnetismo (Labmag) do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF).

Neste capítulo, são descritos as técnicas e procedimentos experimentais, empregados na produção e caracterização estrutural e magnética das amostras, e o método adotado para análise dos dados. Este capítulo é dividido em seções nas quais são abordados, separadamente, os seguintes tópicos: amostras estudadas, processo de produção dos filmes, análise estrutural, caracterização magnética, aquisição de séries temporais de BN e, por fim, propriedades estatísticas do ruído.

4.1 Amostras

Duas categorias de amostras foram estudadas neste trabalho. A primeira é constituída por um conjunto de amostras de aços elétricos, as quais foram utilizadas no desenvolvimento e otimização do sistema de medidas de séries temporais de ruído Barkhausen e no estudo dos processos de magnetização em materiais magnéticos macios.

Amostras de aços elétricos de grão não-orientado FeSi_{3,2%}, classe E110 produzidas pela empresa Acesita, foram estudadas. Medidas de BN e magnetostricção foram realizadas com conjuntos de amostras, cortadas através de um processo de fotocorrosão, com dimensões 30 mm × 1 mm × 0.5 mm e 30 mm × 3 mm × 0.5 mm, respectivamente, com eixo principal orientado ao

longo da direção de laminação do aço. Estes aços, apesar de classificados como sendo de grão não-orientado, apresentam uma componente relativamente pronunciada de textura (110)[001] orientada na direção de laminação, determinada por difração de elétrons retroespalhados. Este aço apresenta alta permeabilidade e baixa remanência, fazendo deste um ótimo material para ser utilizado em aplicações magnéticas que exigem isotropia das propriedades magnéticas no plano da lâmina.

Em particular, este estudo, através de medidas de BN e magnetostricção¹, visa identificar os mecanismos responsáveis pelos processos de magnetização ao longo da curva de histerese. Este tópico se torna muito importante, uma vez que é determinante na padronização do procedimento empregado nos experimentos de ruído Barkhausen. Além disto, como segunda parte deste estudo, através da análise estatística das séries temporais obtidas nestas amostras, os resultados são comparados com os presentes na literatura, medidos para amostras “bulk”, e com os obtidos, neste trabalho, em filmes ferromagnéticos.

A segunda categoria é composta por filmes ferromagnéticos. Neste caso, através da utilização de filmes com várias composições, com caráter estrutural amorfo e cristalino, em um largo intervalo de espessura, busca-se a compreensão da dinâmica de DWs em filmes.

Filmes ferromagnéticos com espessuras de 10, 20, 50, 100, 150, 200, 500 e 1000 nm foram produzidos por “magnetron sputtering”. A deposição foi realizada usando diferentes alvos, com as respectivas composições nominais: Ni₈₁Fe₁₉ (Permalloy), Co₇₇Fe₂₃ (CoFe), Fe₇₅Si₁₅B₁₀ (FeSiB), Co₇₅Si₁₅B₁₀ (CoSiB), Co_{70.4}Fe_{4.6}Si₁₅B₁₀ (CoFeSiB), Fe_{73.5}Si_{18.5}Cu₁Nb₃B₄ (B4), Fe_{73.5}Si_{16.5}Cu₁Nb₃B₆ (B6) e Fe_{73.5}Si_{13.5}Cu₁Nb₃B₉ (B9)².

Dois conjuntos de amostras foram utilizados. Para as medidas de M x H, foi utilizado um conjunto no qual as amostras têm dimensões de 4 mm × 4 mm × *t*, onde *t* é a espessura do filme. Entretanto, para as medidas de XRD e BN, o conjunto é composto por amostras de dimensões de 10 mm × 4 mm × *t*, com o eixo mais longo da amostra cortado ao longo do eixo de fácil magnetização, verificado através das curvas de M x H.

Todos os filmes foram depositados em substratos de vidro amorfo, com dimensões de 50 mm × 10 mm × 1 mm, cortados a partir das lamínulas originais de 50 mm × 24 mm × 1 mm, do fabricante Knittel Gläser. A partir das lamínulas depositadas, foram obtidas as amostras utilizadas para a realização do estudo. A figura 4.1 mostra um esquema dos cortes das amostras utilizadas na realização das medidas experimentais.

¹Apêndice A: Ruído Barkhausen e magnetostricção em aços elétricos de grão não-orientado.

²A partir deste ponto, cada conjunto de amostras será chamado pela respectiva abreviatura.

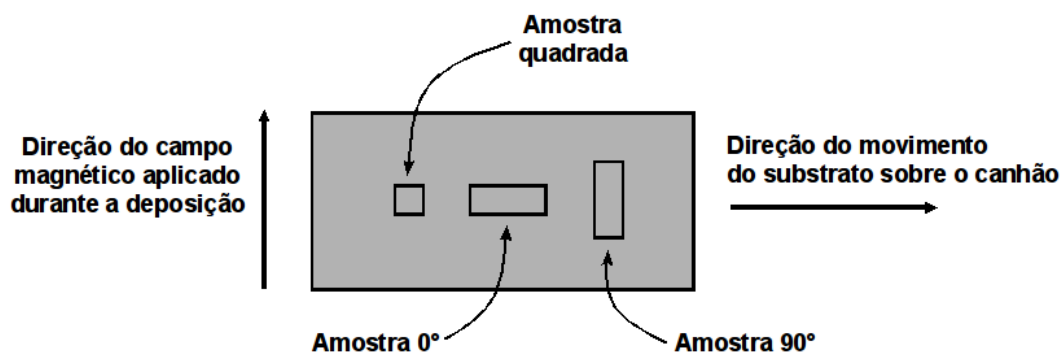


Figura 4.1: Corte das amostras para as medidas de M x H (amostra quadrada) e XRD e BN (amostras retangulares, $\theta = 0^\circ$ e 90°). As setas indicam a direção do campo magnético aplicado e a direção do movimento do substrato sobre o canhão, ambos durante a deposição.

4.2 Produção dos filmes

Todas as amostras estudadas neste trabalho foram produzidas, através da técnica de “magnetron sputtering”, no sistema de deposição de filmes do LMMM. O procedimento de produção das amostras consiste basicamente em quatro etapas: fabricação dos alvos, determinação da taxa de deposição, cálculo da espessura e a deposição dos filmes.

4.2.1 Produção dos alvos

Para a deposição dos filmes, foram utilizados alvos sinterizados a frio e alvos comerciais. Tanto os alvos comerciais quanto os pós, utilizados para a fabricação dos alvos sinterizados, foram comprados no comércio especializado. Os alvos sinterizados a frio foram produzidos no LMMM a partir dos pós de Fe, Si, Cu, Nb, B, Co e Ni³, com graus de pureza de 99 a 99,9% e tamanho de grão de 250 mesh, conforme informado pelo fabricante, Cerac Incorporated.

Nas figuras 4.2 e 4.3 são apresentados os constituintes do sistema de sinterização a frio do LMMM. O sistema de sinterização a frio é composto de uma balança de precisão Sartorius BL 120 S (resolução de 10^{-4} g), espátulas, graal, pistilo, prensa hidráulica, “bushing” de aço inox dentro de um bloco de alumínio, dois cilindros de aço inox e formas de Cu de 2 polegadas.

O processo de fabricação dos alvos consiste em duas etapas. Primeiramente, a massa dos componentes na forma de pós é medida para, no caso das ligas, ser misturada, utilizando o graal e o pistilo, durante aproximadamente 20 minutos. Para o cálculo da massa de cada componente da liga, a partir da percentual atômico, um software, utilizando-se de uma tabela periódica como

³Apêndice C: Espectros de difração de raios-x, a altos ângulos, dos pós utilizados na fabricação dos alvos.

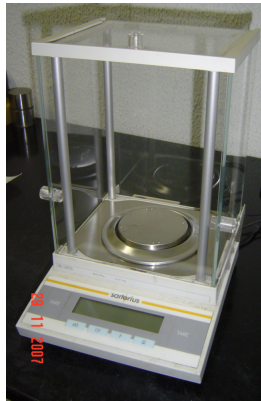


Figura 4.2: Materiais utilizados na pesagem dos pós e mistura dos mesmos para formação da liga para prensagem, na esquerda, balança de precisão e, na direita, espátulas, pistilo e graal.

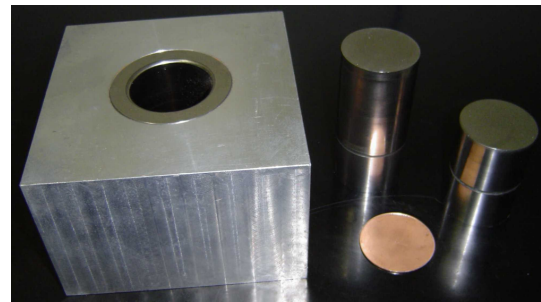


Figura 4.3: Sistema de prensagem, na esquerda, prensa hidráulica e, em detalhe, na direita, “bushing” e cilindros de inox e forma de Cu.

base de elementos, fornecendo densidade, número atômico e massa molar, foi desenvolvido⁴. Após, a mistura de pós é colocada na forma de Cu. A prensagem é realizada entre os dois cilindros de aço inox, utilizando-se o “bushing”, que dá formato ao alvo e impede a perda de material, e a prensa hidráulica, em pressões de 50 Ton durante 1 hora.

Para todas as composições, foram utilizados alvos sinterizados a frio. Alvos comerciais de Ta, para deposição do “buffer”, e B9, para comparação de resultados com os obtidos em amostras produzidas com alvo sinterizado B9, foram utilizados. Os alvos produzidos constituem-se basicamente de discos de 2 polegadas de diâmetro, para adaptação nos canhões existentes do sistema de deposição, e 50 mils de espessura⁵, com composição nominal da liga. Entretanto, os alvos comerciais, embora apresentem diâmetro de 2 polegadas, têm espessuras maiores, 10 mm

⁴Apêndice D: Software para cálculo da massa dos pós para produção dos alvos.

⁵1 mil = 10^{-3} polegadas.

para o B9 e 7 mm para o alvo de Ta. A figura 4.4 mostra um alvo B9 produzido no LMMM e um alvo comercial.

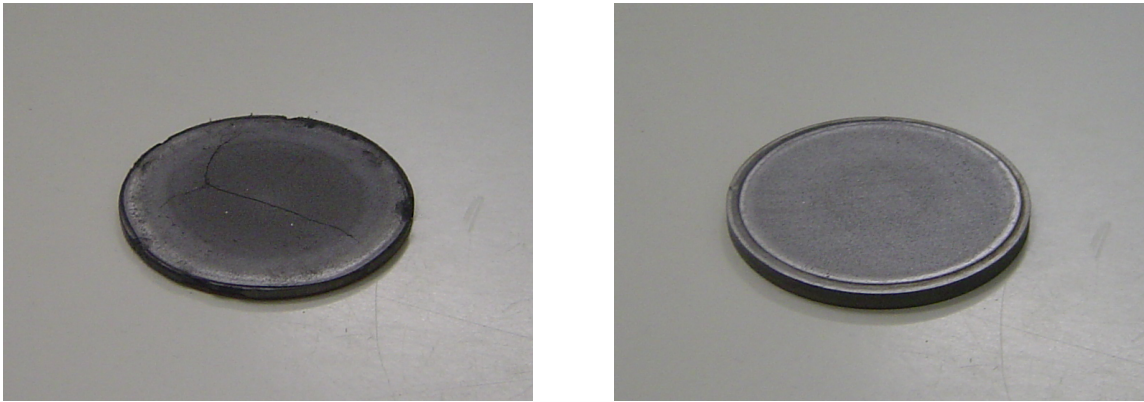


Figura 4.4: Alvos de B9 utilizados para deposição dos filmes, na esquerda, alvo sinterizado a frio e, na direita, alvo comercial.

4.2.2 Calibração da taxa de deposição dos alvos e cálculo da espessura dos filmes

Na técnica de “sputtering”, o controle da espessura dos filmes é obtido do tempo de exposição do substrato ao plasma. Neste caso, a determinação correta da taxa de deposição para cada alvo é a principal garantia de reprodutibilidade na espessura das amostras.

A taxa de deposição foi obtida, para cada um dos alvos utilizados, através da produção de filmes simples cujas espessuras foram determinadas através da análise de XRD a baixos ângulos ($2^\circ - 7^\circ$)⁶.

A figura 4.5 mostra, como exemplo, medidas em filmes de Ta sobre vidro. Neste caso, é possível observar os picos de Bragg, $2d\text{sen}\theta = n\lambda$, relativos à interferência construtiva das ondas refletidas nas superfícies ar-Ta e Ta-vidro. A partir da indexação dos picos de Bragg, é possível construir, para cada espectro, um gráfico do vetor de espalhamento de cada pico em função do seu índice. O vetor de espalhamento é calculado por

$$q_n = \frac{4\pi\text{sen}\theta}{\lambda}, \quad (4.1)$$

onde θ é o ângulo de cada pico de Bragg, λ é o comprimento de onda dos raios-x emitidos pelo tubo do difratômetro e n é o índice dos picos de Bragg. Seguindo o exemplo, a figura 4.6 mostra o gráfico q vs. índice. A inclinação da reta obtida pelo ajuste linear corresponde a 2π dividido

⁶Maiores detalhes, seção 4.3

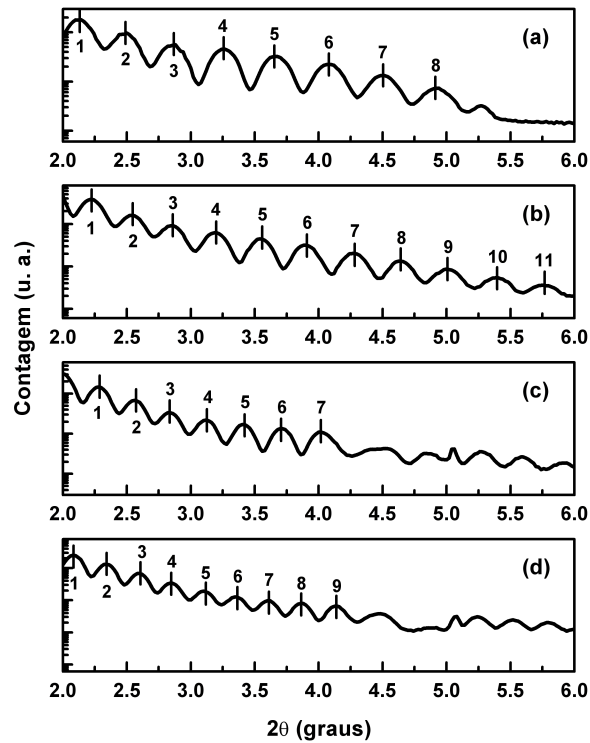


Figura 4.5: Espectro de difração de raios-x a baixos ângulos de filmes de Ta sobre vidro, depositados a diferentes velocidades do porta-substratos e, conseqüentemente, diferentes tempos de exposição ao plasma. Legenda: (a) 28 passos/s (108.9 s), (b) 22 passos/s (138.6 s), (c) 18 passos/s (169.4 s) e (d) 16 passos/s (190.6 s). Juntamente, tem-se a indexação dos picos de Bragg.

pela espessura do filme, em unidades de comprimento de onda de raios-x, logo

$$t = \frac{2\pi}{a}, \quad (4.2)$$

onde t e a correspondem, respectivamente, à espessura do filme e à inclinação da reta.

A figura 4.7 apresenta a espessura de 4 filmes de Ta vs. tempo de exposição dos substratos ao plasma. Neste caso, a inclinação da reta fornece a taxa de deposição para este alvo, mantendo as mesmas condições de deposição.

Este procedimento é realizado para cada alvo utilizado. Além, a calibração é realizada para cada série de deposições, pois há desgaste dos alvos, o que acarreta mudanças na taxa de deposição para os mesmos parâmetros.

Como mencionado, o controle da espessura é obtido pelo controle do tempo de exposição do substrato ao plasma. Sendo assim, uma vez determinada a taxa de deposição, σ , para crescer um filme com uma espessura t , é necessário manter o substrato exposto ao plasma por um

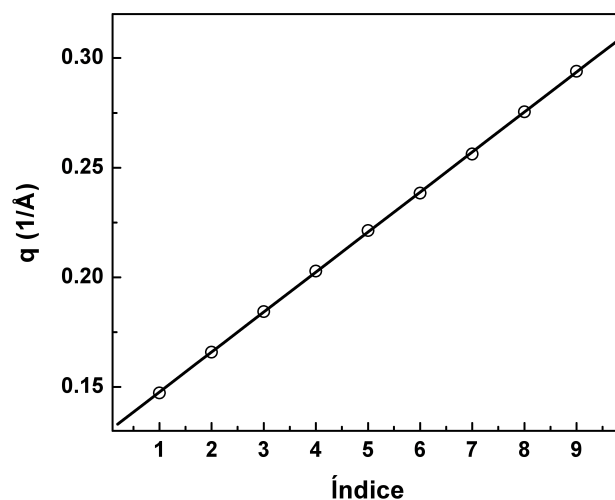


Figura 4.6: Vetor de espalhamento, $q = \frac{4\pi\text{sen}\theta}{\lambda}$, vs. índice dos picos de Bragg. A linha sólida corresponde ao ajuste linear, com inclinação 0.01824 \AA^{-1} , dos dados. Gráfico obtido a partir do XRD apresentado na figura 4.5(d).

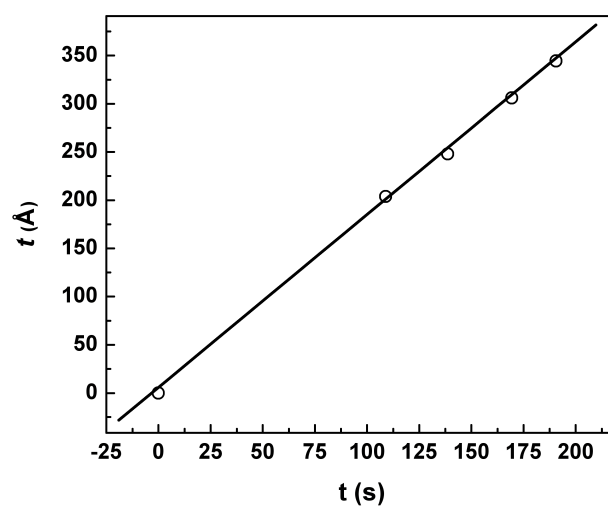


Figura 4.7: Espessura de 4 filmes de Ta vs. tempo de deposição. A linha sólida corresponde ao ajuste linear dos dados. A inclinação da reta, 1.79 \AA/s , fornece a taxa de deposição para este alvo.

determinado tempo, Δt . Como, no sistema utilizado, o “shutter” expõe, ao plasma, uma região de 3050 passos, para a produção de uma amostra com espessura t , utilizando um alvo com uma taxa de deposição σ , é preciso mover o substrato, sobre o plasma, com uma velocidade v , dada por

$$v = 3050 \left(\frac{\sigma}{t} \right). \quad (4.3)$$

4.2.3 Sistema de deposição de filmes

A deposição por “sputtering”, atualmente, corresponde a uma das técnicas mais utilizadas para a produção de filmes. Entretanto, já em 1925, a técnica era usada como uma ferramenta para a deposição na pesquisa de filmes magnéticos. Entre as razões que a tornaram bastante difundida, podem-se destacar a excelente reprodutibilidade das amostras produzidas, boa aderência do filme ao substrato, facilidade de controle de espessura e a produção de filmes tendo a mesma composição dos alvos, possibilitando a deposição de ligas. Estas qualidades fazem desta uma técnica muito versátil, permitindo a fabricação de filmes sobre diversos tipos de substratos, que podem ser mantidos em temperaturas bem determinadas, a deposição de uma grande gama de materiais, incluindo tanto condutores quanto isolantes, e “sputtering” reativo, através da admissão de gases como N e O juntamente com o Ar durante o processo. Para uma descrição detalhada sobre a técnica, sugere-se a referência [140].

O “sputtering” consiste basicamente em acelerar, assim fornecendo energia, e colidir balisticamente íons sobre uma superfície, chamada de alvo, para, deste modo, provocar a emissão de átomos e, até mesmo, aglomerados de material do alvo (“sputtering” = desbaste iônico). O material do alvo é ejetado em todas as direções e uma parte acaba atingindo o substrato e depositando-se, formando o filme. A espessura do filme é controlada através do conhecimento da taxa de deposição de cada material e do tempo de exposição do substrato ao plasma.

A figura 4.8 mostra uma representação esquemática do sistema de deposição de filmes do LMMM. O sistema de deposição é basicamente composto por:

- (a) uma câmara, montada sobre um sistema de vácuo Balzers BAK 600, constituído de duas bombas, uma rotativa e outra difusora, capazes de atingir pressões na câmara de deposição de até $2 \cdot 10^{-7}$ mbar;
- (b) sistema de aquecimento e refrigeração, utilizado para aquecer e resfriar a câmara e resfriar a bomba difusora;
- (c) dois motores de passo SLO SYN Warner Electric, com resoluções de 40000, acoplado ao porta-substratos, e 10000 passos/volta, ligado ao “shutter”;
- (d) quatro canhões magnéticos AJA para alvos de 2 polegadas, alimentados por fontes de corrente, duas AC RF5S RFPP (AC) e outras duas Advanced Energy MDX500 (DC), que permitem a deposição de materiais condutores e isolantes. A fim de aumentar na eficiência de “sputtering”, utilizam-se ímãs nos canhões, caracterizando o sistema como “magnetron sputtering”.

- (e) dois controladores de fluxo de gás 1179A MKS, Ar e O₂, para faixa de 0 a 120 sccm⁷;
- (f) manômetro capacitivo de alta resolução Baratron MKS, para a faixa de 0 a 100 mTorr⁸;
- (g) um computador para especificar o fluxo de gás para o interior da câmara e outro para controlar os motores de passo;
- (h) porta-substratos, no qual as lamínulas são presas para deposição, e “shutter”, que consiste de um disco com uma abertura circular em um dos lados e permite iniciar ou interromper a deposição fazendo com que esta abertura seja movida pelo motor de passo até a posição do canhão ou voltando para posição inicial.

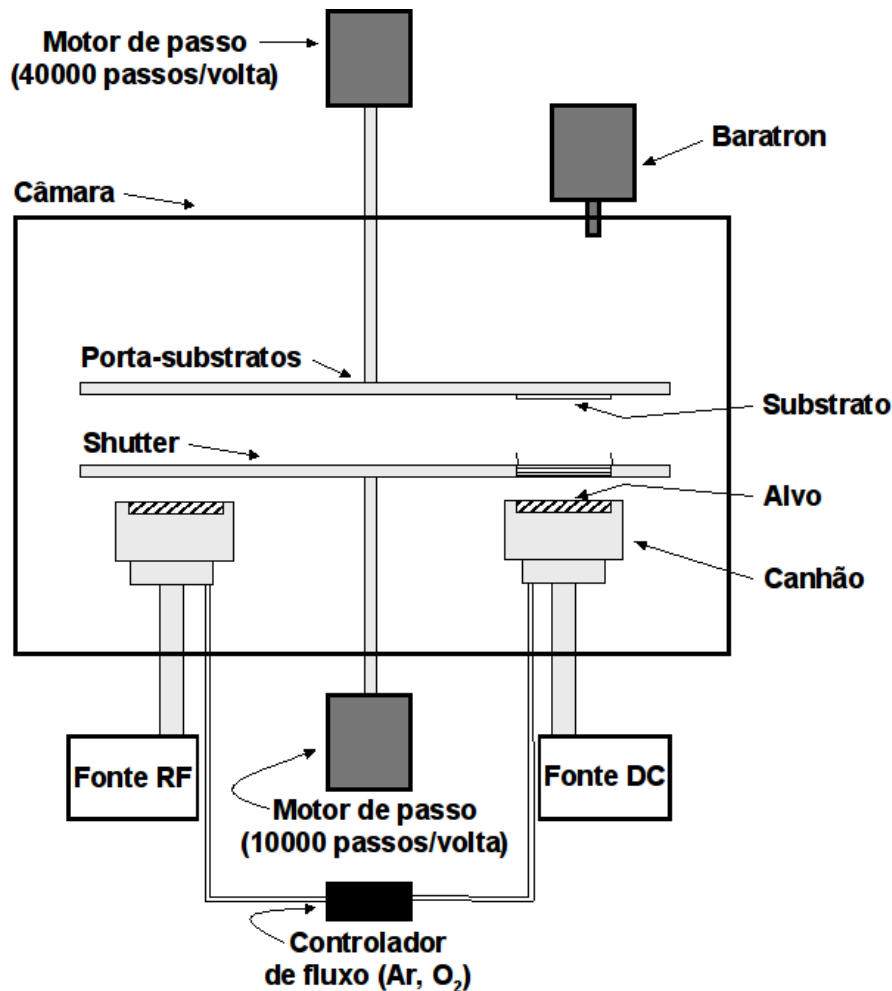


Figura 4.8: Representação esquemática do sistema de deposição de filmes do LMMM.

⁷Standard Cubic Centimeters per Minute.

⁸1 Pa = 10⁻⁵ bar = 7.5006 · 10⁻³ Torr

A figura 4.9 mostra o sistema de deposição de filmes presente no LMMM e, em detalhe, a câmara de deposição.

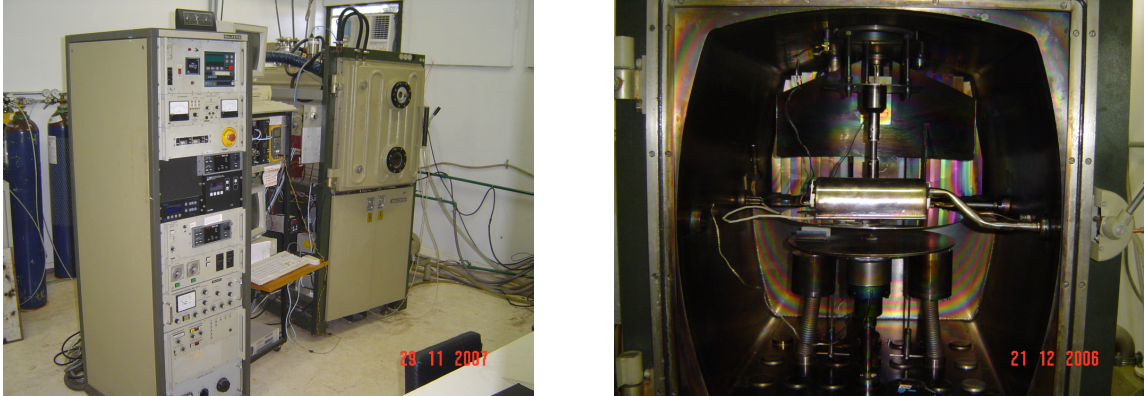


Figura 4.9: Na esquerda, sistema de deposição de filmes presente no LMMM e, em detalhe, na direita, câmara de deposição.

4.2.4 Deposição dos filmes

Após o processo de limpeza do porta-substratos e do “shutter”, primeiramente, os alvos são colocados nos canhões. Após esta etapa, os substratos de vidro são fixados no porta-substratos, nos quais os filmes são crescidos. Para a produção de todas as amostras, o substrato foi mantido a 50 mm do alvo.

Para a deposição dos filmes, em seguida, utilizando-se o sistema de vácuo, a pressão na câmara de aproximadamente $4 \cdot 10^{-7}$ mbar é atingida. A partir do estabelecimento da pressão de base, segue-se o procedimento introduzindo gás Ar 99.99% puro. Com o objetivo de controlar a pressão de deposição na câmara, reduz-se o fluxo de bombeamento através de um estrangulamento entre a câmara e a bomba difusora. Para a deposição de todas as amostras, durante a deposição, valores de fluxo e pressão, respectivamente, iguais a 20 sccm e 5.2 mTorr foram utilizados.

Uma vez atingidos valores constantes de fluxo de Ar e pressão na câmara, as fontes de corrente (DC) e potência (RF), que alimentam os canhões, são ligadas, fazendo com que o plasma nos canhões seja aberto. Nestas condições, antes de iniciar a deposição, a superfície do alvo é limpa através do procedimento de “pré-sputtering”, durante 5 minutos. Durante todo o procedimento de “pré-sputtering” e deposição, os canhões são refrigerados com água, com o objetivo de manter os alvos em temperatura ambiente.

Após a realização de vários testes e a combinação dos resultados com informações obtidas em trabalhos previamente realizados pelo grupo, os valores de corrente e potência, assim como o tipo de fonte de alimentação, RF ou DC, para cada tipo de alvo, foram determinados. A deposição da camada de Ta foi realizada usando uma fonte DC, com corrente de 50 mA, enquanto que as camadas ferromagnéticas foram depositadas usando uma fonte RF, com 65 W. As taxas de deposição, obtidas pela medida da dependência da espessura dos filmes com o tempo de deposição através do procedimento de XRD a baixos ângulos, juntamente com valores de corrente (DC) ou potência (RF) das fontes, de fluxo de gás e de pressão, estão mostradas na tabela 4.1.

Tabela 4.1: Taxa de deposição para cada composição, obtida pela medida da dependência da espessura dos filmes com o tempo de deposição através do procedimento de XRD a baixos ângulos, fonte de alimentação, corrente (DC) ou potência (RF), pressão na câmara e fluxo de Ar, utilizados na produção das amostras. * Alvo sinterizado a frio, † Alvo comercial.

Composição	Taxa (Å/s)	Fonte	Corrente/ Potência	Pressão (mTorr)	Fluxo (sccm)
Ta	1.79	DC	50 mA	5.2	20
Ni ₈₁ Fe ₁₉ (Permalloy)	2.8	RF	65 W	5.2	20
Fe ₇₅ Si ₁₅ B ₁₀ (FeSiB)	2.33	RF	65 W	5.2	20
Co ₇₅ Si ₁₅ B ₁₀ (CoSiB)	2.35	RF	65 W	5.2	20
Co _{70.4} Fe _{4.6} Si ₁₅ B ₁₀ (CoFeSiB)	2.5	RF	65 W	5.2	20
Co ₇₇ Fe ₂₃ (CoFe)	1.35	RF	65 W	5.2	20
Fe _{73.5} Si _{18.5} Cu ₁ Nb ₃ B ₄ (B4)	1.67	RF	65 W	5.2	20
Fe _{73.5} Si _{16.5} Cu ₁ Nb ₃ B ₆ (B6)	2.31	RF	65 W	5.2	20
Fe _{73.5} Si _{13.5} Cu ₁ Nb ₃ B ₉ (B9)*	2.37	RF	65 W	5.2	20
Fe _{73.5} Si _{13.5} Cu ₁ Nb ₃ B ₉ (B9)†	2.73	RF	65 W	5.2	20

Os filmes foram depositados sobre substratos de vidro cobertos por uma camada de Ta, com 2 nm de espessura, previamente depositada (“buffer”), cuja tensão superficial permite “molhar” o substrato de vidro. Em filmes, a presença de uma camada “buffer” de Ta proporciona a redução dos efeitos das imperfeições do substrato.

Todo o procedimento de deposição é controlado por um computador. A rotina de deposição é programada utilizando-se um software comercial desenvolvido na plataforma Quick-Basic. Neste, são fornecidas, pelo usuário, a velocidade e distância nos quais o porta-substratos e “shutter” devem ser movidos pelos motores de passo. Conhecida a taxa de deposição, juntamente com os mesmos parâmetros como valores de fluxo de gás, pressão, distância alvo-substrato e corrente (DC) ou potência (RF) das fontes, a espessura dos filmes é controlada através do tempo de exposição do substrato ao plasma.

A deposição dos filmes foi realizada com os substratos em movimento com velocidade constante, de forma que cada porção do substrato seja exposta a todas as regiões do plasma por um mesmo período, a fim de melhorar a uniformidade do filme ao longo do substrato.

Como só existe a possibilidade de rotação do porta-substratos, há uma falta de uniformidade na direção perpendicular à do movimento. Sendo assim, assume-se que a amostra será uniforme nesta direção numa região de até 0.5 polegadas distante do centro do substrato, quando este é mantido a 50 mm do alvo.

Durante a deposição, os substratos foram submetidos a um campo magnético externo de 1 kOe, gerados por um sistema composto por ímãs permanentes, a fim de induzir uma anisotropia e definir um eixo de fácil magnetização. Deve-se enfatizar que o campo magnético apresenta direção perpendicular à direção do movimento, como mostrado na figura 4.1.

4.2.5 Campo magnético dos canhões e o sistema de indução de anisotropia em filmes magnéticos

Para as medidas de ruído Barkhausen, é fundamental o conhecimento das propriedades magnéticas da amostra, uma vez que as medidas das séries temporais usualmente são realizadas ao longo do eixo de fácil magnetização, onde o movimento de paredes é o principal mecanismo responsável pelo processo de magnetização.

Para aumentar a eficiência dos canhões de deposição, os mesmos são equipados com uma série de ímãs permanentes. O conjunto de ímãs, que, nos canhões, pode ser posicionado de variadas formas a fim de obter diversas configurações de campo magnético, é responsável pelo confinamento dos elétrons em torno do alvo através do campo magnético. Conseqüentemente, este tipo de deposição exige que o substrato esteja sob a ação de um campo magnético.

Em todos os canhões do sistema de deposição de filmes, foram utilizados ímãs permanentes de $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$, cilíndricos com dimensões de 5 mm de altura e 10 mm de diâmetro, modelo REN35UH, fornecidos pela empresa Cibas, mostrados na figura 4.10.



Figura 4.10: Ímãs permanentes de $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ que compõem o canhão do sistema de deposição de filmes.

Para a deposição dos filmes ferromagnéticos, com alvos sinterizados a frio, e da camada “buffer” de Ta foi utilizada a configuração de ímãs “desbalanceada”. A figura 4.11 mostra a

configuração de ímãs utilizada, juntamente com a forma das linhas de campo magnético em torno do canhão. A orientação deste campo magnético é transversal ao campo elétrico e os elétrons se deslocam ao longo de um caminho fechado tornando-se efetivamente confinados numa região circular próxima ao alvo, resultando em aumento efetivo da ionização e da taxa de deposição.

Por outro lado, para os filmes de B9, com alvos comerciais, a deposição foi realizada utilizando-se a configuração “balanceada”, não mostrada aqui. Uma vez que os alvos comerciais são mais espessos, a configuração “desbalanceada” não favorece a manutenção do plasma, fazendo com que o mesmo não fique ligado em condições de deposição.

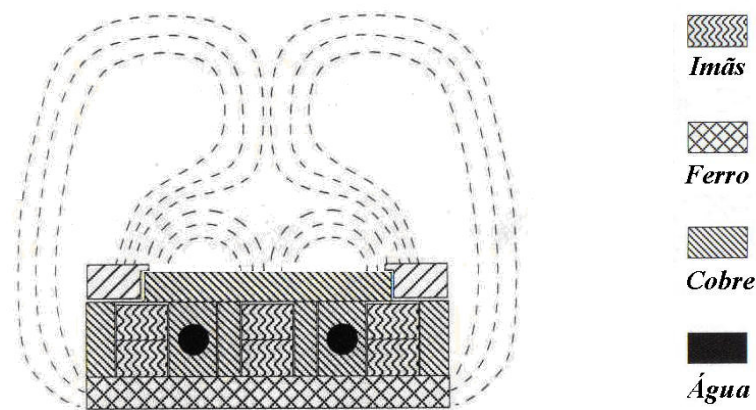


Figura 4.11: Representação esquemática das linhas de campo magnético em torno do canhão, para configuração “desbalanceada”. Todos os ímãs ao redor do centro possuem o mesmo pólo na parte superior, enquanto que os ímãs do centro possuem o pólo contrário, a fim de “fechar” as linhas de campo magnético.

Para uma distância alvo-substrato de 50 mm e configuração de ímãs “desbalanceada”, o campo magnético sobre o substrato é de aproximadamente 80 Oe. Este, em combinação com o movimento do substrato durante a deposição, acaba por induzir um eixo preferencial de magnetização nos filmes ferromagnéticos. Na figura 4.12, são apresentadas duas medidas de magnetização de um filme de Permalloy. Neste caso, é possível identificar o eixo preferencial em 90° , perpendicular à direção de movimento, durante a deposição, do porta-substratos em relação ao canhão. Todos os trabalhos realizados anteriormente pelo grupo, de fato, indicam a indução do eixo preferencial de magnetização nesta direção.

Entretanto, através de uma análise mais detalhada do comportamento angular das curvas de magnetização, observou-se que esta configuração de indução de um eixo de fácil magnetização ao longo da direção perpendicular ao movimento do substrato é muito influenciada por condições do processo de produção dos filmes e por propriedades da liga que compõe o alvo.

O efeito do campo magnético, durante a deposição, sobre o substrato pode ser muito reduzido através do aumento na distância entre o alvo e o substrato, entretanto, este aumento

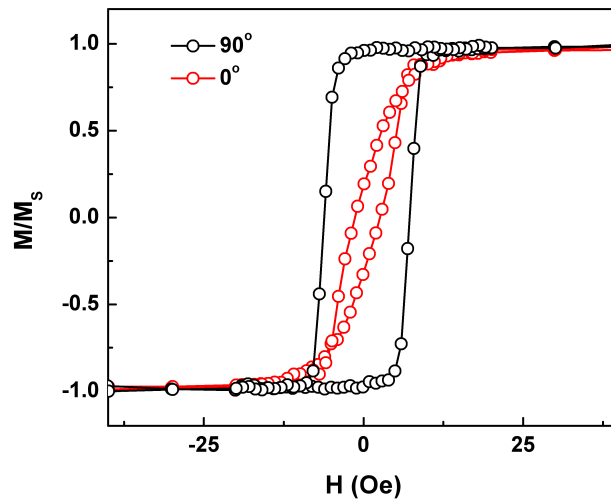


Figura 4.12: Curvas de magnetização, por VSM, de um filme de Permalloy, com espessura de 50 nm. Os ângulos 90° e 0° correspondem, respectivamente, à direção perpendicular e paralela ao movimento do porta-substratos durante a deposição.

também afeta a eficiência dos canhões, acarretando a diminuição da taxa de deposição. Medidas de magnetização, realizadas em amostras, com mesma composição e espessura, depositadas com 50 e 70 mm de distância alvo-substrato, mostram que a anisotropia diminui com o aumento da distância. De forma surpreendente, o aumento da distância também acarreta um significativo aumento do campo coercivo. Desta forma, optou-se por realizar as deposições utilizando 50 mm de distância entre o alvo e o substrato, a fim de obter melhores propriedades magnéticas, com menores valores de campo coercivo e eixos de fácil magnetização definidos.

Foram realizados procedimentos a fim de verificar a influência da presença de materiais ferromagnéticos próximos ao substrato, durante a deposição. Observou-se que a configuração de anisotropia se deteriora quando são usados o porta-substratos, “shutter” ou máscaras de sombreamento “sujos”, ou seja, utilizadas anteriormente e que apresentam material ferromagnético depositado. Neste caso, as curvas de magnetização, não mostradas aqui, indicam que não é possível induzir uma única direção preferencial de magnetização, fato que pode ser relacionado às propriedades ferromagnéticas dos resíduos tanto no porta-substratos quanto no “shutter” que influenciam na configuração de campo magnético associado ao canhão. Deste modo, uma etapa crítica do processo de produção das amostras é a limpeza do sistema. Numa primeira etapa, lixa-se o porta-amostras com lixas d’água com diferentes graduações ou granulometrias, partindo das mais grossas, lixa de 400, até as mais finas, de 600, com o objetivo de retirar as impurezas mais grosseiras. Após esta etapa, a superfície é limpa com acetona para a remoção de contaminantes. Os materiais usados na limpeza da superfície, tais como algodão hidrófilo e papéis

absorventes, são de alta pureza e os produtos químicos são da classe PA. Toda a manipulação foi feita com pinça, luvas cirúrgicas e máscaras.

Considerando as características do material a ser depositado, para ligas que possuem valor da magnetostricção de saturação negativo, como CoSiB, ou próximo de zero, Permalloy e Co-FeSiB, os filmes, de fato, apresentam o eixo de fácil magnetização a 90° com respeito à direção de movimento do substrato. Porém, para ligas com magnetostricção positiva, como FeSiB, B4, B6 e B9, o comportamento magnético angular não é simples, como observado no caso anterior. Como será apresentado na seção 5.3, observa-se que a direção do eixo de fácil magnetização é dependente da espessura do filme. A combinação da tensão acumulada no filmes, devido à interação do filme com o substrato, e de efeito relacionados à aplicação de uma tensão longitudinal sobre o substrato durante a deposição, fato relacionado às presilhas utilizadas para fixar o substrato ao porta-substrato, constitui-se de um dos possíveis responsáveis pelo comportamento magnético observado. Em particular, inicialmente, quando depositados filmes com mesma composição e espessura, algumas vezes, foram observados diferentes comportamentos magnéticos, acarretando em uma falta de reprodutibilidade na produção das amostras.

Numa tentativa de induzir uma anisotropia magnética e induzir um eixo de fácil magnetização nos filmes produzidos, foi projetado e desenvolvido, em parceria com o técnico em mecânica Marcelo Fogaça, um sistema de aplicação de campo magnético, utilizado durante a deposição dos filmes.

Para o desenvolvimento do sistema, foram utilizados ímãs permanentes de $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}_1$, com dimensões $52.4 \text{ mm} \times 16.1 \text{ mm} \times 3.8 \text{ mm}$, com pólos nas faces maiores, fornecidos pela empresa Oximag. A fim de fechar o circuito magnético, foram adaptadas estruturas em forma de “U”, que se constituem em calhas de ferro-doce. Por outro lado, as estruturas de base e fixação do substrato foram produzidas a partir de peças de alumínio. A figura 4.13 mostra o sistema de aplicação de campo magnético desenvolvido.



Figura 4.13: Sistema de indução de anisotropia em filmes ferromagnéticos. Na esquerda, dispositivo desenvolvido para aplicação de campo magnético durante a deposição dos filmes e, em detalhe, na direita, peças que compõem o sistema.

Na posição do substrato, o campo magnético medido é de aproximadamente 1 kOe, paralelo ao plano da lamínula e perpendicular à direção do movimento do substrato sobre o canhão. A figura 4.14 mostra uma representação esquemática do sistema, indicando a direção do campo magnético sobre o substrato. É importante ressaltar que o campo magnético, associado ao sistema desenvolvido, não influenciou o plasma, de forma que foram obtidas taxas de deposição muito semelhantes às obtidas sem a utilização do sistema.

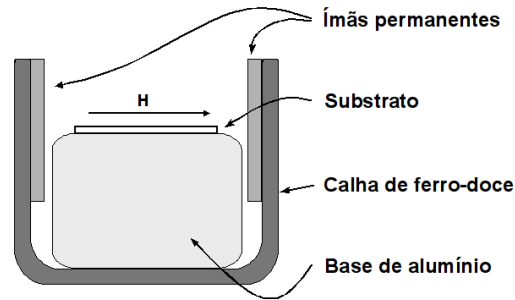


Figura 4.14: Representação esquemática, vista lateral, do sistema de indução de anisotropia (vista lateral).

4.3 Caracterização estrutural

É conhecido que a dinâmica em sistemas complexos é fortemente influenciada pela dimensão do sistema e pelo alcance das interações relevantes presentes no sistema. Por este motivo, a caracterização estrutural é focada em dois aspectos: (a) espessura e (b) caráter estrutural.

Medidas de XRD a baixos (2° a 7°) e altos ângulos (10° a 110°) foram realizadas com o objetivo de, respectivamente, obter a taxa de deposição para cada alvo, e assim determinar a espessura de cada amostra, e para verificar o caráter estrutural dos filmes, amorfo ou cristalino. No último caso, a identificação das fases foi realizada através da comparação dos espectros de XRD medidos com os padrões de difração do International Centre for Diffraction Data (ICDD).

As mesmas foram efetuadas no LMMM utilizando um difratômetro Shimadzu modelo XD-7A, com goniômetro Shimadzu, modelo VG-208R, na geometria $\theta - 2\theta$, usando radiação $\text{Cu-K}\alpha$, comprimento de onda $\lambda = 1.54056 \text{ \AA}$ [141]. As figuras 4.15 e 4.16 mostram, respectivamente, uma representação esquemática do difratômetro de raios-x e o equipamento utilizado para realização das medidas. Como parâmetros para o equipamento, para todas as medidas, foram usados 40 kV e 20 mA. Tanto para medidas a baixos, quanto para altos ângulo, os “slits” de divergência, espalhamento e detecção são, respectivamente, iguais a 0.6° , 1° e 0.3° . Uma descrição detalhada sobre a técnica pode ser encontrada em [142, 143].

Devido a uma limitação do equipamento, que possui um detector de radiação do tipo câmara de ionização, em um momento posterior, a fim de refinar a caracterização estrutural, as medidas XRD a altos ângulos foram realizadas utilizando um difratômetro Bruker AXS, modelo D8 Advance. O procedimento foi o mesmo adotado com o equipamento anterior, com 40 kV e 40 mA e “slit” de divergência igual a 0.5° . Entretanto, como vantagem, este último possui um detector do tipo de estado sólido, que possibilita um maior número de contagens em um mesmo tempo, de modo que a relação sinal-ruído é maior. A figura 4.17 mostra o segundo equipamento utilizado.

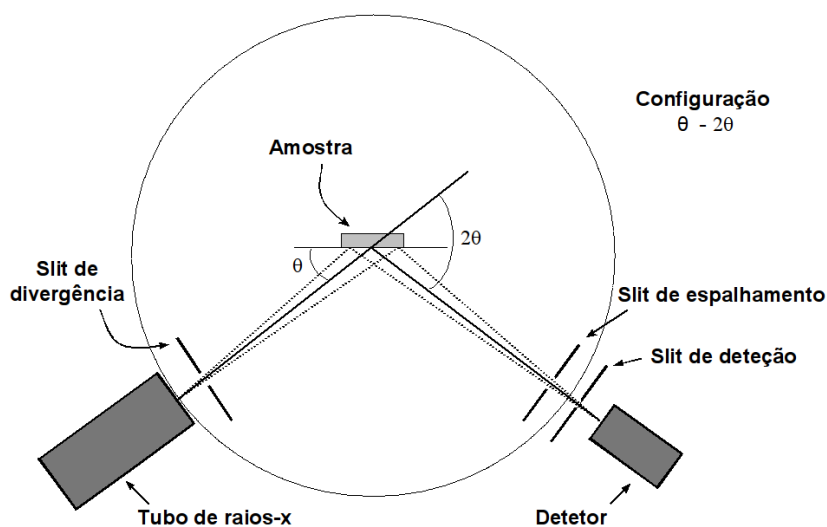


Figura 4.15: Representação esquemática do difratômetro de raios-x, na geometria $\theta - 2\theta$.



Figura 4.16: Na esquerda, difratômetro Shimadzu, modelo XD-7A, e, em detalhe, na direita, fonte de radiação, detector e goniômetro Shimadzu, modelo VG-208R, com suporte para a amostra.

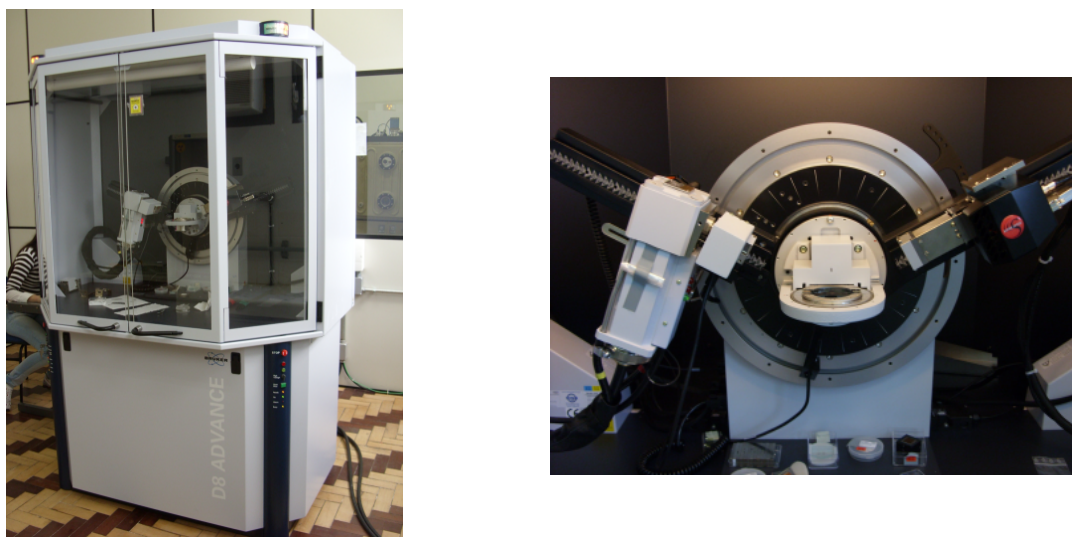


Figura 4.17: Na esquerda, Difratorômetro Bruker AXS, modelo D8 Advance, e, em detalhe, na direita, fonte de radiação, detector, goniômetro e com suporte para a amostra.

4.4 Caracterização magnética

4.4.1 VSM

O dispositivo utilizado para caracterização magnética foi o magnetômetro de amostra vibrante (VSM). Este tipo de magnetômetro, desenvolvido, no final da década de 50, por S. Foner [144, 145, 146], combinou avanços de métodos magnetométricos e indutivos estáticos e é, atualmente, o sistema mais difundido para obtenção das propriedades magnéticas dos materiais. O seu princípio de funcionamento está baseado na Lei de Faraday-Lenz, ou seja, na detecção de uma força eletromotriz induzida, em uma bobina, por um fluxo magnético variável devido ao movimento da amostra.

A figura 4.18 mostra uma representação esquemática da estrutura básica do VSM. No sistema, a amostra é colocada na extremidade de uma haste não magnética, fixada em um atuador eletromecânico, semelhante a um alto-falante, que lhe confere um movimento vibratório harmônico, através da vibração perpendicular à direção de um campo magnético constante. Sobre as peças polares, do eletroímã ou bobina de Helmholtz, são colocadas quatro bobinas sensoras, duas sobre cada pólo, de acordo com a configuração de Mallinson [147]. Esta configuração exige que as bobinas, sobre cada peça polar, estejam em oposição de fase. O sinal de tensão captado nas bobinas sensoras, proporcional ao momento magnético da amostra, em fase com a frequência de excitação de movimento da amostra, é adquirido por um amplificador lock-in.

Uma das grandes vantagens do VSM é que este arranjo é insensível a campos estáticos de qualquer geometria e, deste modo, campos intensos podem ser aplicados sem efeitos adversos.

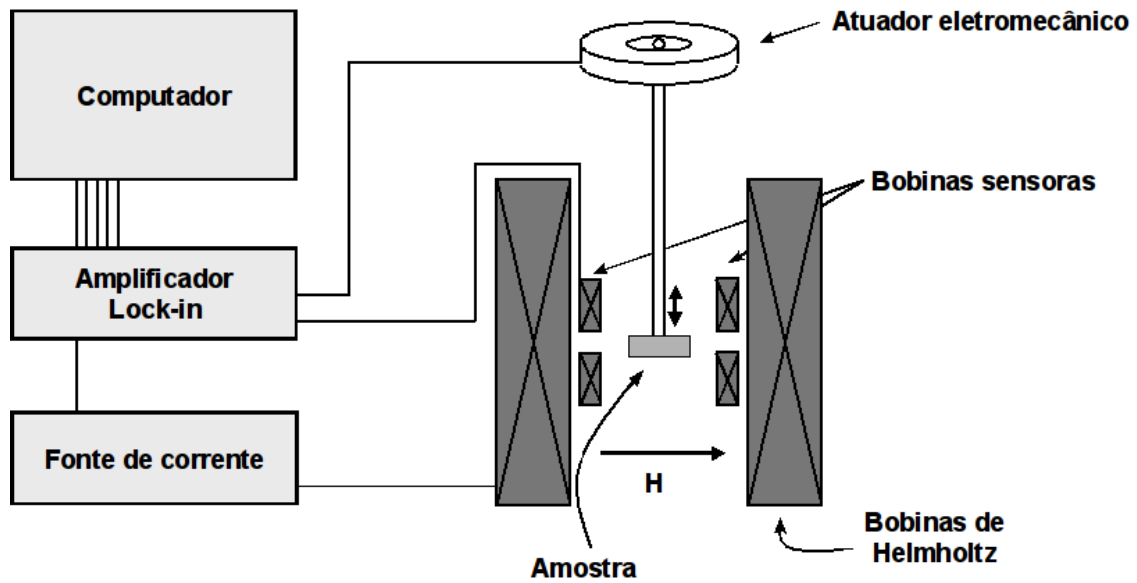


Figura 4.18: Representação esquemática da estrutura básica de um magnetômetro de amostra vibrante. No lado esquerdo, computador, lock-in e fonte de corrente, que fornece a corrente elétrica à bobina de Helmholtz. No centro, bobina de Helmholtz, atuador eletromecânico, amostra e bobinas sensoras, responsáveis pela detecção do sinal de tensão proporcional à magnetização.

Além disto, como a magnetização da amostra é estática, nenhum efeito de correntes de Foucault é observado. Entretanto, como desvantagem, tem-se a sensibilidade do método que é limitada principalmente pelo ruído mecânico, transmitido do atuador eletromecânico para as bobinas sensoras. No caso de amostras no formato de filmes, muita sensibilidade do equipamento é requerida uma vez que, para amostras com pequenas dimensões, usualmente, pequenos valores de momento magnético e, conseqüentemente, pequenas variações do fluxo magnético, associado à amostra, são observados.

A caracterização magnética dos filmes foi realizada através de medidas de magnetização obtidas no VSM presente no LMMM. O sistema é basicamente composto por uma bobina de Helmholtz, uma fonte de potência/amplificador operacional bipolar Kepco (± 20 A), um Conversor Analógico/Digital Amplificador Lock-in Stanford Modelo SR830, uma fonte de tensão, baseada no circuito integrado TDA1514A, conjunto de bobinas sensoras, cada uma com 4500 espiras, e um computador. A figura 4.19 mostra o equipamento do LMMM utilizado para aquisição das medidas de magnetização.

Neste, o sinal de tensão aplicada no atuador eletromecânico é fornecido pela fonte de tensão, que por sua vez, é controlada pelo lock-in. O mesmo lock-in controla a fonte de corrente, que fornece no máximo ± 12 A às bobinas de Helmholtz, responsável pela aplicação do campo magnético nas amostras. Neste caso, $H = 26.6i$ Oe, onde i é a corrente elétrica.

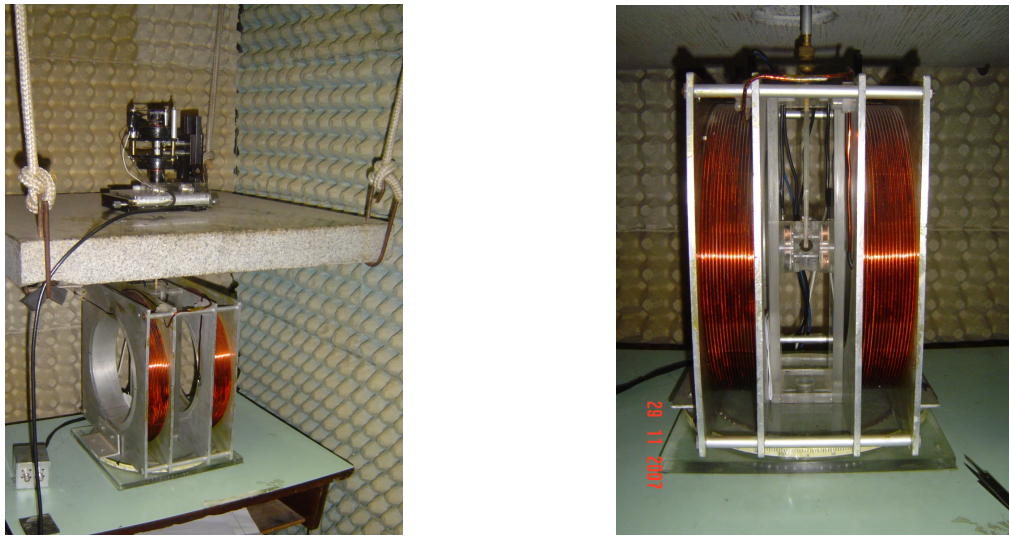


Figura 4.19: Fotos, na esquerda, do magnetômetro de amostra vibrante do LMMM e, em destaque, na direita, amostra presa na haste e bobinas sensoras.

O sinal de voltagem, proveniente do conjunto de bobinas sensoras, é também lido pelo lock-in. Este é conectado ao computador através de uma interface GPIB IEEE-488. A aquisição e controle das medidas são realizados através de um programa desenvolvido na plataforma Agilent Vee⁹.

As medidas de magnetização, com campos máximos iguais a ± 300 Oe, foram realizadas para vários valores, no intervalo de 0° a 90° , de θ , o ângulo entre o campo magnético aplicado e a direção no filme definida pela direção de movimento do substrato sobre o canhão durante a deposição. Deste modo, foram utilizadas, como citado anteriormente, amostras quadradas a fim de serem obtidos campos desmagnetizantes similares, quando as medidas fossem realizadas em diferentes direções.

4.4.2 Simulações das curvas de magnetização

Numa tentativa de compreender os processos responsáveis pela dinâmica da magnetização e os mecanismos físicos que influenciam o comportamento magnético nos filmes, foram desenvolvidas, juntamente com o Prof. Dr. Marcio Assolin Corrêa, da Universidade Federal do Rio Grande do Norte, rotinas computacionais na linguagem Mathematica, que simulam as curvas de magnetização obtidas por VSM.

A figura 4.20 mostra um diagrama de vetores, vetor magnetização \vec{M} e vetor campo magné-

⁹Apêndice E: Softwares desenvolvidos (Figura E.1).

tico \vec{H}_{ext} , utilizados na simulação das curvas de magnetização. A partir destes, são definidos θ_M e θ_H , que são, respectivamente, os ângulos entre o vetor magnetização e o vetor campo magnético com o eixo z , e ϕ_M e ϕ_H , ângulos entre as projeções do vetor magnetização e do vetor campo magnético, no plano xy , com o eixo x . A expressão geral para a densidade de energia empregada nas simulações, em unidades *cgs*, é

$$f = -\vec{M} \cdot \vec{H}_{ext} - K_{an} (\hat{M} \cdot \hat{u}_{an})^2 - \frac{3}{2} \lambda \sigma (\hat{M} \cdot \hat{\sigma})^2 + \frac{1}{2} N_d (\vec{M} \cdot \hat{n})^2, \quad (4.4)$$

onde, no lado direito da equação, o primeiro termo corresponde à densidade de energia Zeeman, o segundo é a densidade de energia de anisotropia uniaxial, que descreve basicamente a anisotropia observada, o terceiro, densidade de energia magnetoelástica, que pode induzir algum eixo de fácil magnetização devido à tensão externa aplicada ou mesmo tensão interna armazenada no filme, e, por fim, o quarto corresponde a densidade de energia magnetostática, associada à forma da amostra e ao campo desmagnetizante. Ainda na equação 4.4, relacionado ao termo de densidade de energia de anisotropia uniaxial, K_{an} é a constante de anisotropia uniaxial e \hat{u}_{an} é o vetor unitário que indica a direção de anisotropia uniaxial, definida por θ_{an} e ϕ_{an} . Associado ao termo de densidade de energia magnetoelástica, λ é a constante de magnetostricção do material e σ é a tensão, de modo que o termo $(3/2)\lambda\sigma$ pode ser definido como K_{me} ou constante de anisotropia magnetoelástica, sendo $\hat{\sigma}$ é o vetor unitário que indica a direção da tensão, dada por θ_{me} e ϕ_{me} . Por fim, relacionado à densidade de energia magnetostática, \hat{n} indica a direção orthogonal ao plano do filme.

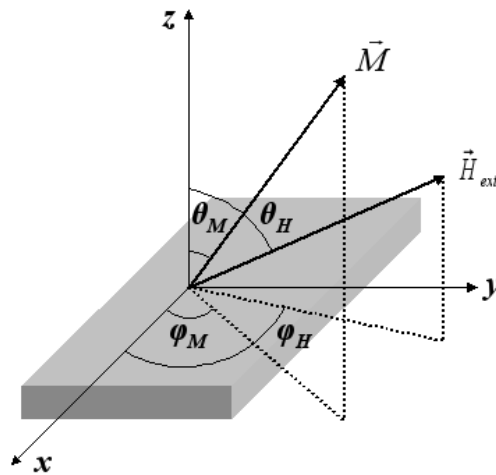


Figura 4.20: Definição dos vetores magnetização e campo magnético utilizados nas simulações das curvas de magnetização. Neste caso, para as simulações, foram considerados o eixo z orientado na direção normal ao plano do filme, enquanto que o eixo x , na mesma direção do movimento do substrato sobre o canhão durante a deposição.

Sendo assim, o programa basicamente consiste em determinar o valor de \vec{M} para cada valor de campo externo considerado. Neste caso, os ângulos θ_M e ϕ_M de equilíbrio são determinados

através da minimização da densidade de energia magnética, dada pela equação 4.4. Em particular, o processo numérico de minimização pode obter vários mínimos locais, de modo que a escolha do mínimo correto foi realizado através da consideração de condições de vínculos.

A partir da determinação dos ângulos de equilíbrio da magnetização, para cada valor de campo, o valor da magnetização é obtido através da projeção do vetor magnetização \vec{M} na direção do campo magnético externo, ou seja,

$$M = M_S \cos(\phi_M - \phi_H) \sin(\theta_M), \quad (4.5)$$

onde, neste caso, θ_M e ϕ_M são os ângulos de equilíbrio. Para todas as simulações, o campo magnético externo sempre foi considerado no plano da amostra, $\theta_H = 90^\circ$, embora ϕ_H possa variar de 0 a 90° .

4.5 Ruído Barkhausen

A grande maioria dos últimos resultados experimentais de BN em filmes, publicados recentemente na literatura, foi obtida através de técnicas magneto-ópticas baseadas em efeito Kerr. Entretanto, neste trabalho, os experimentos realizados para aquisição de séries temporais de BN estão baseados no tradicional método indutivo, originalmente tratado no artigo de H. Barkhausen [1]. Este é caracterizado pela indução de uma mudança de fluxo magnético em uma bobina sensora em resposta a uma lenta variação do campo magnético externo. Neste caso, a regularidade da variação do campo aplicado contrasta com o caráter irregular dos pulsos, que são o resultado do complexo movimento das DWs.

Para a realização de uma medida indutiva de BN, como componentes essenciais, têm-se, basicamente, o dispositivo capaz de produzir um campo magnético e uma bobina sensora para detectar a taxa de variação de fluxo magnético da amostra.

Para a geração do campo magnético sobre a amostra, várias possibilidades, como solenóide, eletroímã, yoke ou uma bobina de Helmholtz, podem ser utilizadas. Neste trabalho, um longo solenóide foi utilizado, pois, como vantagens do seu uso, tem-se um campo homogêneo aplicado ao longo de toda a amostra, conhece-se o valor correto do campo magnético aplicado e trata-se de um circuito magnético aberto. Esta última característica está associada à presença de um campo desmagnetizante, que aumenta as chances de obter-se uma taxa de magnetização, dM/dH , constante, ou seja, do sinal Barkhausen ser estacionário, parâmetro fundamental para descrever as propriedades estatísticas do ruído.

Para a detecção do sinal Barkhausen, uma bobina sensora, enrolada em torno da amostra, é utilizada. Como a magnetização muda na amostra, devido à aplicação do campo magnético, variações do fluxo magnético $d\Phi/dt$ induzem uma força eletromotriz V na bobina sensora. Esta tem contribuição do campo magnético aplicado e do material, ou seja

$$V = -N \frac{d\Phi}{dt} = -N \left(A_{\text{bobina}} \mu_o \frac{dH}{dt} + A_{\text{amostra}} \mu_o \frac{dM}{dt} \right), \quad (4.6)$$

onde μ_o é a permeabilidade magnética no vácuo, N é o número de espiras do bobina sensora, A_{bobina} corresponde à seção transversal da bobina, A_{amostra} é a seção transversal da amostra, H é o campo magnético aplicado e M é a magnetização do material. No caso de filmes, como $A_{\text{amostra}} \ll A_{\text{bobina}}$ e a contribuição do campo magnético não pode ser negligenciada, é necessário compensar a contribuição induzida no ar, $-N\mu_o A_{\text{bobina}} dH/dt$. Sendo assim, as medidas são realizadas utilizando uma segunda bobina sensora, idêntica à primeira, ligada em série e em oposição de fase. Assim, com a adição da bobina de compensação, é razoável assumir que a variação do fluxo magnético é aproximadamente proporcional à taxa de mudança da magnetização, de modo que o sinal detectado pelo conjunto de bobinas sensoras é¹⁰

$$V = -N A_{\text{amostra}} \mu_o \frac{dM}{dt}. \quad (4.7)$$

Nas condições experimentais mais simples possíveis, por exemplo, quando um material possui apenas dois domínios com magnetizações opostas e, portanto, apenas uma parede de domínio, o sinal detectado é simplesmente proporcional à velocidade v da DW. Porém, em um caso real, as medidas indutivas detectam sempre o resultado do movimento coletivo de muitas DWs. Como consequência, o sinal detectado não permite a distinção entre saltos Barkhausen únicos e a superposição espacial e/ou temporal dos mesmos.

4.5.1 Sistema experimental de aquisição de séries temporais de BN

A montagem do sistema experimental e aquisição das séries temporais de BN foram realizadas no Labmag do CBPF, através de colaboração com o Prof. Rubem L. Sommer.

As medidas de BN foram obtidas através da técnica indutiva tradicional em um circuito magnético aberto. A figura 4.21 mostra uma representação esquemática do sistema experimental Barkhausen montado no Labmag. O sistema é basicamente composto por um solenóide, um conjunto de bobinas sensoras, uma fonte de potência/amplificador operacional bipolar Kepco (± 20 A), um gerador de funções Stanford Research Systems Model DS345, um filtro passa-baixa

¹⁰Apêndice F: Dedução da expressão.

e pré-amplificador de baixo ruído Stanford Research Systems Model SR560, um computador e um conversor analógico/digital (A/D), PCI-DAS4020/12 da Measurement Computing¹¹. A figura 4.22 mostra o equipamento utilizado para aquisição das séries temporais de BN.

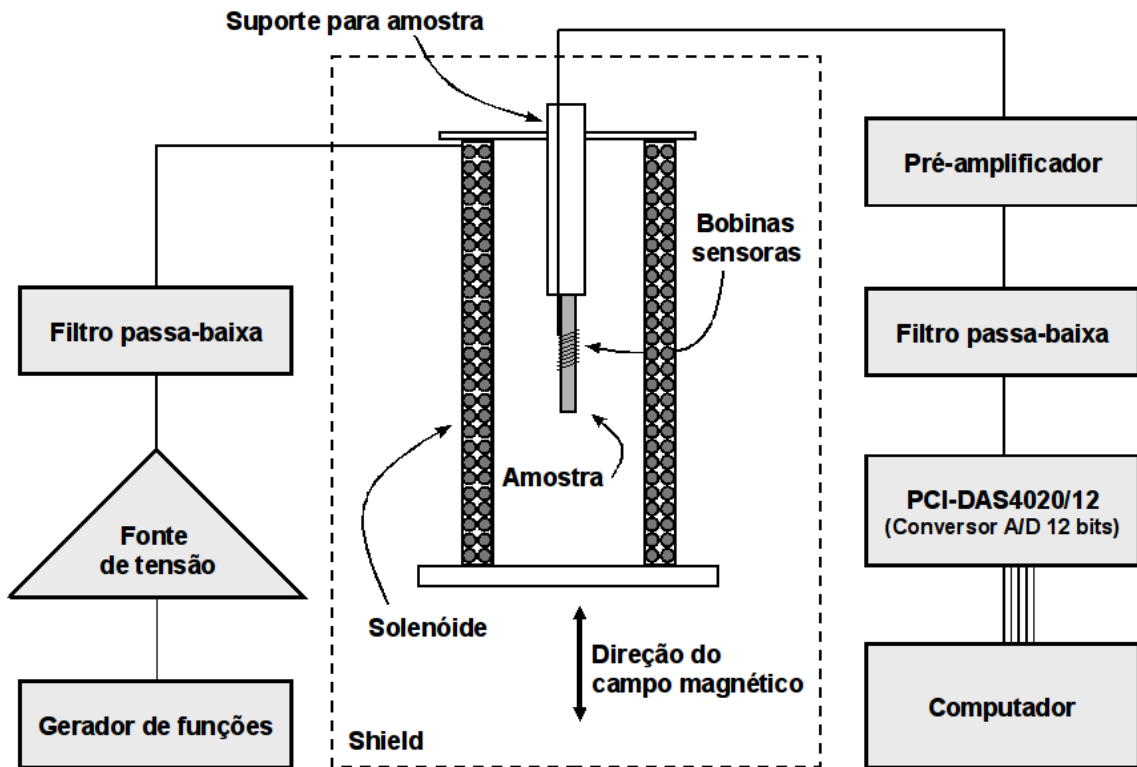


Figura 4.21: Representação esquemática do sistema experimental para medidas de ruído Barkhausen através da técnica indutiva tradicional. No lado esquerdo, gerador de funções, fonte de tensão e filtro passa-baixa fornecem a corrente elétrica ao solenóide. No centro, solenóide, amostra e bobinas sensoras. No lado direito, pré-amplificador, filtro passa-baixa, placa digitalizadora (conversor A/D) e computador, que adquirem o sinal Barkhausen.

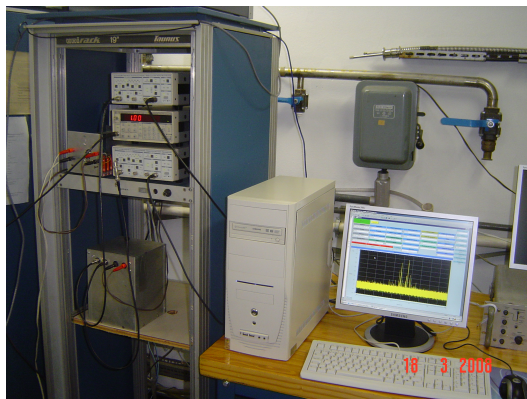


Figura 4.22: Sistema experimental de aquisição de séries temporais de ruído Barkhausen do Labmag, CBPF.

¹¹ Apêndice G: PCI-DAS4020/12.

Neste sistema, a amostra é colocada no interior de um longo solenóide¹², com compensação nas extremidades, necessária para reduzir os efeitos de bordas e garantir a aplicação de um campo magnético homogêneo ao longo de todo comprimento da amostra. O solenóide, com resistência de 9Ω , fornece um campo magnético de aproximadamente 520 Oe , $H = 260i \text{ Oe}$, onde i é a corrente em Ampères. O campo magnético aplicado é medido através da detecção da queda de tensão sobre um resistor de 1Ω , ligado em série ao solenóide. A corrente elétrica, ao solenóide, é fornecida pela fonte Kepco, no modo tensão, controlada pelo gerador de funções. A fonte está conectada ao filtro passa-baixa, com frequência de corte igual a 50 Hz , a fim de diminuir efeitos relacionados à rede elétrica.

O sinal Barkhausen é detectado por uma bobina sensora, com 400 espiras, de 4 mm de comprimento, feita com fio 44 AWG esmaltado, enrolada em torno da região central da amostra. Uma segunda bobina sensora, com mesmo número de espiras e seção transversal, ligada em série com a primeira, porém em contra fase, está adaptada ao sistema com o intuito de compensar o fluxo induzido no ar e retirar o sinal captado referente à contribuição do campo magnético externo. A resistência de cada bobina sensora é de 40Ω , de modo que a resistência total é aproximadamente 80Ω , e a frequência de ressonância do conjunto de bobinas sensoras¹³ é 1.25 MHz . O conjunto solenóide + suporte para amostra com bobinas sensoras fica dentro de uma caixa metálica, “shield”, a fim de reduzir os ruídos externos. Toda a captação do sinal, foi realizada via cabos coaxiais com impedância de 50Ω . Cabos coaxiais criogênicos, ligando o conjunto de bobinas sensoras até uma conexão BNC, no “shield”, e cabos coaxiais convencionais, para as demais conexões, foram utilizados.

O sinal de voltagem, depois de detectado, é amplificado e filtrado pelo pré-amplificador de baixo ruído, com ganho e filtro passa-baixa ajustáveis, e adquirido pela placa digitalizadora. Esta, por sua vez, está conectada ao computador através de um “slot” PCI. Toda a aquisição de dados e controle do experimento são realizados através de um programa desenvolvido na plataforma Agilent Vee¹⁴.

Para todas as aquisições, as amostras foram submetidas a um campo magnético externo com frequência de 50 mHz e forma de onda triangular. O campo foi aplicado ao longo do eixo principal da amostra e, de acordo com cada amostra, foi intenso o suficiente para levá-la à saturação, com amplitude máxima de 520 Oe . As medidas foram realizadas com taxa de amostragem de 4 MS/s , escala do canal de entrada da placa de $\pm 1 \text{ V}$, frequência de corte de

¹²Apêndice H: Projeto e construção do solenóide utilizado no sistema experimental para aquisição de ruído Barkhausen.

¹³Apêndice I: Frequência de ressonância do conjunto de bobinas sensoras do sistema Barkhausen.

¹⁴Apêndice E: Softwares desenvolvidos (Figura E.2).

100 kHz e atenuação de 12 dB/oitava no filtro passa-baixa do pré-amplificador. O ganho no pré-amplificador foi variado de amostra para amostra.

Na aquisição de dados, a amostra é levada a excursionar seu laço de histerese, com valores máximos de campo magnético definido. O programa desenvolvido faz que, a um dado valor de campo, definido pelo operador, seja enviado um sinal de disparo do computador para a placa digitalizadora, iniciando a aquisição. Este valor de campo pré-ajustado é chamado de “trigger”. Em um experimento, para uma determinada amostra, o campo de “trigger” é mantido constante, de forma que o sinal captado corresponde ao mesmo intervalo de indução na curva de histerese.

4.5.2 Análise dos dados - Propriedades estatísticas do ruído

As medidas de BN, para todas as amostras, foram realizadas com condições experimentais similares. Em cada experimento, 150 séries temporais subsequentes foram consideradas a fim de obter uma média estatística satisfatória.

Estacionariedade do sinal

O processo de magnetização nos materiais ferromagnéticos ocorre através de diferentes processos ao longo da curva de magnetização. Sendo assim, todas as medidas foram adquiridas apenas na parte central da curva de histerese, em torno do campo coercivo, onde o movimento de paredes de domínio é o principal mecanismo do processo de magnetização [6, 9, 10, 54] e o ruído atinge a condição de processo estacionário do ponto de vista estatístico [121].

A figura 4.23 mostra, como exemplo, o comportamento típico da permeabilidade ao longo de meio ciclo da curva de magnetização, indicando o intervalo de campo, onde a permeabilidade é aproximadamente constante, no qual a análise do ruído é realizada. Os níveis de campo apropriados para o “trigger” foram escolhidos caso a caso, pela verificação direta do comportamento da permeabilidade ao longo da meia curva de magnetização, determinadas a partir do comportamento correspondente da taxa de magnetização com taxa de aplicação do campo magnético constante. Para a realização deste procedimento, foi utilizado um programa desenvolvido na plataforma Agilent Vee¹⁵.

A partir dos dados digitalizados, quando consideradas as propriedades estatísticas do ruído, geralmente, são obtidas as seguintes funções: distribuições de área e duração, a curva de área média do salto vs. duração, espectro de potência. Recentemente sugerida, tem-se a forma média do salto Barkhausen. Menos conhecidas, são as distribuições de tempo de espera e de zeros.

¹⁵Apêndice E: Softwares desenvolvidos (Figura E.3).

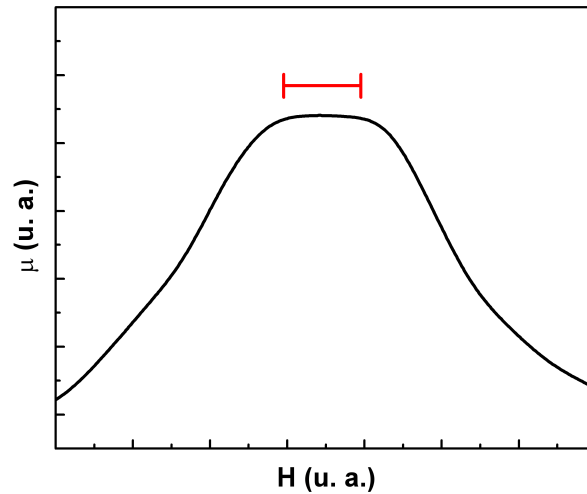


Figura 4.23: Exemplo de comportamento típico da permeabilidade ao longo de meio ciclo da curva de magnetização. A barra indica o intervalo de campo onde o ruído é analisado.

Distribuição de amplitude do sinal Barkhausen e definição do salto Barkhausen

A figura 4.24 mostra, como exemplo, um pequeno intervalo de uma série temporal medida um filme de Permalloy com 200 nm de espessura. Como primeira parte da análise, a figura 4.25 mostra o gráfico da distribuição de amplitude V do sinal Barkhausen, que constitui-se da contagem do número de pontos para cada valor de amplitude V dividida pelo número total de pontos, em escala monolog.

Inicialmente, a distribuição de amplitude foi obtida para cada uma das séries temporais. Neste caso, o valor de V , relacionado ao pico, observado no gráfico, corresponde ao valor do “offset” do ruído de fundo na respectiva série temporal. Uma vez que os experimentos são realizados em um longo período de tempo, flutuações no “offset” pode ocorrer. Assim, através da distribuição de amplitude, para cada série temporal, este valor é retirado. Para a realização deste procedimento, foi utilizado um programa desenvolvido, na plataforma Agilent Vee¹⁶.

A partir da distribuição de amplitude geral, como apresentada na figura 4.25, obtida a partir de todas as séries temporais medidas para esta amostra pelo mesmo programa, é possível observar que, quando plotado $\ln(P(V))$ vs. V , de acordo com a equação 3.1, $P(V) = V^{-(1-c)} \exp(-V/V_o)$, a inclinação da reta fornece o valor $(-1/V_o)$, onde V_o é um valor característico de “cutoff”.

A fim de padronizar o procedimento de análise, é necessário fixar onde começa e onde

¹⁶Apêndice E: Softwares desenvolvidos (Figura E.3).

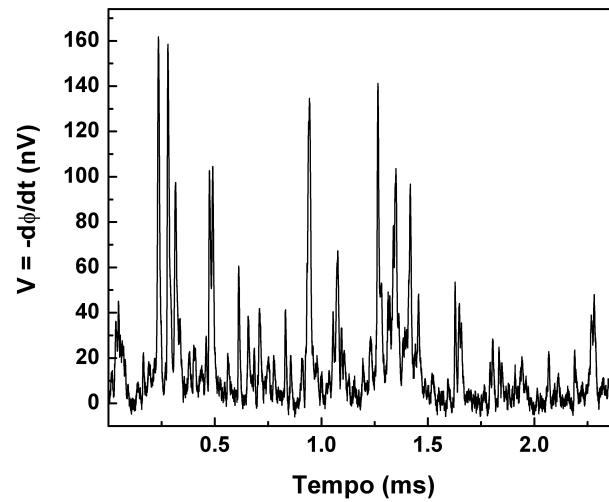


Figura 4.24: Exemplo de um detalhe da série temporal de ruído Barkhausen, obtida para um filmes de Permalloy com espessura de 200 nm.

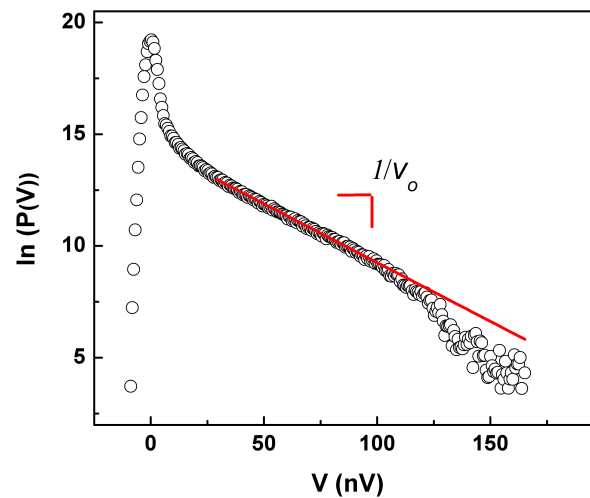


Figura 4.25: Distribuição de amplitude V do sinal Barkhausen obtida a partir da análise das séries temporais obtidas para a amostra de 200 nm de Permalloy. A linha sólida corresponde ao ajuste linear, com inclinação de $-0.05 \cdot 10^9$ V, resultando em $V_o = 20$ nV e $v_r \sim 2.5$ nV.

termina o salto Barkhausen e, conseqüentemente, definir univocamente a área e a duração de um salto [3]. Tradicionalmente, esta tarefa é realizada através da definição de um valor de referência, v_r , também chamado de coeficiente de resolução [26, 27, 109, 110, 111], que além de indicar limites temporais, também evita a presença de ruído de fundo. Assim, como regra geral, assume-se v_r entre 5 e 15 % de V_o . Este procedimento de obtenção da distribuição de amplitude do sinal e determinação de v_r é realizada para cada experimento. A figura 4.26

mostra a mesma série temporal, juntamente com o valor de referência v_r , escolhido acima do ruído de fundo, onde é possível distinguir o mínimo sinal Barkhausen do ruído espúrio e definir o tempo de duração (T) do salto Barkhausen, o intervalo de tempo entre dois pontos sucessivos para o qual o sinal cruza o valor de referência, e a área (s) do salto, área abaixo do sinal até o valor de referência, entre os mesmos dois pontos [110], que corresponde à mudança total de fluxo magnético devido ao salto.

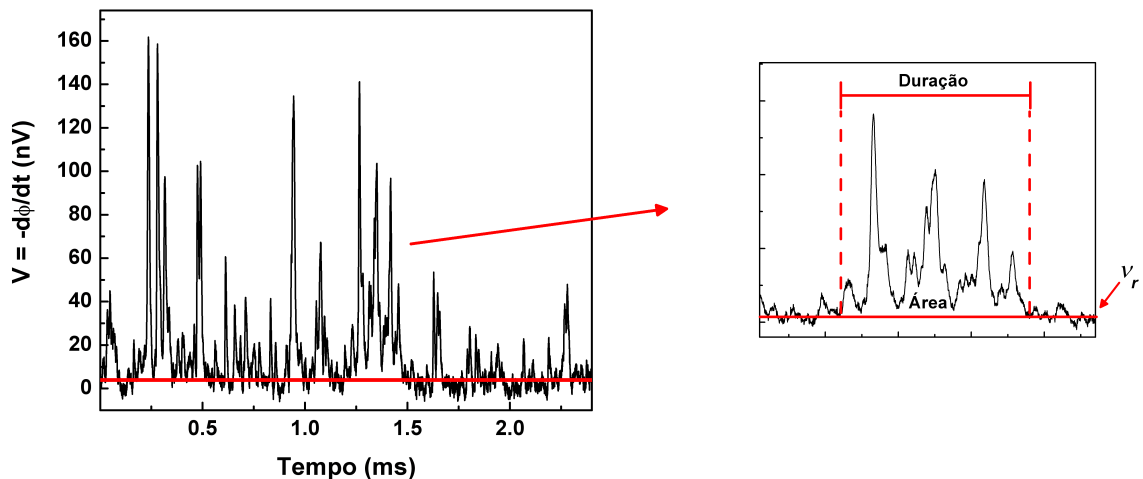


Figura 4.26: Série temporal de ruído Barkhausen. A linha sólida vermelha corresponde ao valor de referência, $v_r \sim 2.5$ nV, que define o salto Barkhausen. Em detalhe, definição do salto Barkhausen e sua área e duração.

Distribuições de área e duração dos saltos

A análise estatística do ruído foi calculada através da média das distribuições sobre $10^5 - 10^6$ saltos Barkhausen. Através das definições de área (s) e duração (T), foram obtidas as distribuições de $P(s)$ e $P(T)$. Para o cálculo das distribuições, foi utilizado um programa desenvolvido¹⁷, na plataforma Agilent Vee, pelo Prof. Dr. Gianfranco Durin, do Istituto Elettrotecnico Nazionale Galileo Ferraris, de Turim, Itália. A rotina basicamente consiste de, utilizando o valor de referência v_r , contar o número de saltos Barkhausen, de todas as séries temporais adquiridas em um experimento, para cada valor de área e duração, resultando em gráficos $P(s)$ vs. s e $P(T)$ vs. T , respectivamente.

Seguindo o exemplo, as figuras 4.27 e 4.28 mostram, respectivamente, as distribuições de área e duração dos saltos Barkhausen. Ambas apresentam um comportamento de lei de potência

¹⁷Apêndice E: Softwares desenvolvidos (Figura E.4).

com “cutoff” e foram ajustadas, respectivamente, por

$$P(s) = As^{-\tau} \exp(-(s/s_o)^m) \quad (4.8)$$

e

$$P(T) = BT^{-\alpha} \exp(-(T/T_o)^n), \quad (4.9)$$

onde τ e α são os expoentes, s_o e T_o são os valores do “cutoff”, m e n são expoentes positivos da função exponencial e A e B são constantes. Nas mesmas figuras, os expoentes e o valor “cutoff” do são indicados.

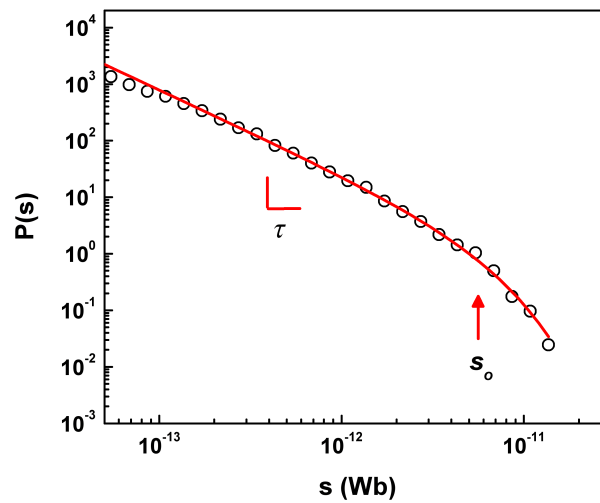


Figura 4.27: Distribuição de área, $P(s)$ vs. s . Os círculos abertos são dados obtidos experimentalmente e a linha sólida vermelha é o ajuste, no qual são identificados o expoente τ , que corresponde à inclinação, e s_o , valor de “cutoff”. Neste caso, $\tau = 1.51$, $s_o = 7 \cdot 10^{-12}$ Wb e $m = 1.5$.

Área média dos saltos vs. duração

É possível investigar a correlação entre a área e a duração dos saltos através da área média dos saltos ($\langle s(T) \rangle$) vs. duração (T). Neste caso, o mesmo programa, que calcula as distribuições de área e duração, fornece $\langle s(T) \rangle$ vs. T . Obtida na mesma análise de $P(s)$ e $P(T)$ apresentadas, a figura 4.29 mostra o gráfico $\langle s(T) \rangle$ vs. T . Da mesma forma, este apresenta um comportamento de lei de potência, que é ajustado por

$$\langle s(T) \rangle = CT^{1/(\sigma v_z)}, \quad (4.10)$$

onde C é uma constante e $1/(\sigma v_z)$ é o expoente definido nesta investigação.

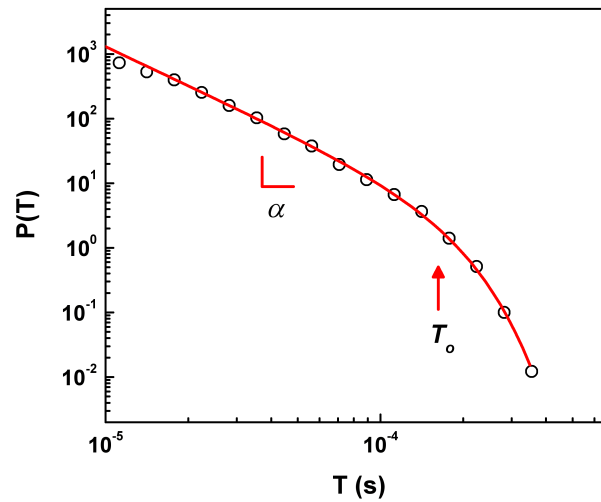


Figura 4.28: Distribuição de duração, $P(T)$ vs. T . Da mesma forma, os círculos abertos são dados obtidos experimentalmente e a linha sólida vermelha é o ajuste, no qual são identificados o expoente α , que corresponde à inclinação, e T_o , valor de “cutoff”. Neste caso, $\alpha = 1.99$, $T_o = 0.17 \cdot 10^{-3}$ s e $n = 2$.

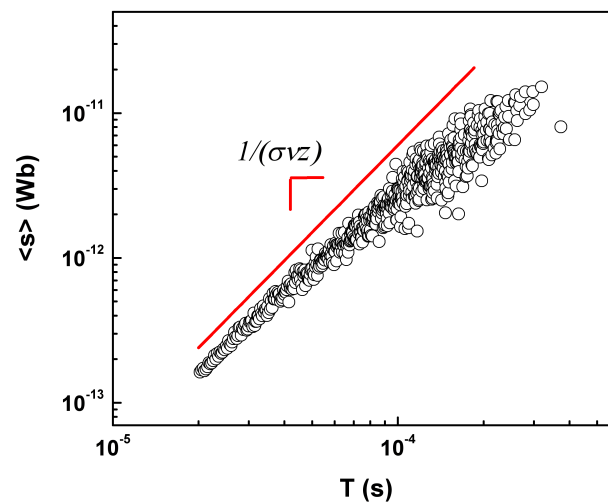


Figura 4.29: Área média em função da duração do salto, $\langle s \rangle$ vs. T . Os círculos abertos correspondem aos dados obtidos experimentalmente e apresentam um comportamento de lei de potência, se desconsiderada a região para valores grandes de T . A linha sólida vermelha, apenas para guiar os olhos, é uma lei de potência com expoente $1/(\sigma\nu z) = 2$.

Espectro de potência

Para a obtenção do espectro de potência, da mesma forma, foi desenvolvido um programa na plataforma Agilent Vee¹⁸. Neste, foi empregada uma rotina que, utilizando uma janela do

¹⁸Apêndice E: Softwares desenvolvidos (Figura E.5).

tipo Bartlet, calcula a Transformada de Fourier Rápida (FFT), na qual o cálculo ocorre em um intervalo de frequência definido por f_{am} , intervalo de Nyquist $(-f_{am}/2, +f_{am}/2)$, que é dividido em um número de frequências que necessariamente deve ser uma potência de 2 [148]. Sendo assim, ao realizar o cálculo da FFT dos dados, amostrados discretamente, os valores obedecem o teorema da amostragem, segundo o qual, se um conjunto de dados é amostrado com um intervalo Δn entre pontos consecutivos, a transformada de Fourier discreta deste conjunto de dados só tem significado físico dentro do intervalo de frequências dado por

$$f < f_c, \quad (4.11)$$

onde $f_c = \frac{1}{2\Delta n}$ é chamada de frequência crítica de Nyquist [148]. Qualquer componente fora desse intervalo de frequências é falsamente transladado para dentro do mesmo, contribuindo com componentes indesejadas no espectro de potência, caracterizando o fenômeno chamado de “aliasing”. Para satisfazer este critério e evitar as componentes indesejadas, é necessário filtrar as frequências maiores que a frequência de Nyquist. Isto é feito através do uso do filtro passa-baixa do pré-amplificador, que corta frequências maiores que a metade da frequência de amostragem e, conseqüentemente, evita o “aliasing” nos espectros de potência. Neste trabalho, foram utilizadas $f_{am} = 4MS/s$, logo $f_c = 2MS/s$, e frequência de corte 100 kHz, em concordância com determinado pela equação 4.11.

O espectro de potência para o conjunto de séries temporais, obtidas em um experimento, corresponde a uma simples média aritmética dos espectros parciais. A figura 4.30 mostra o espectro de potência, S vs. f , onde f é a frequência, obtido pelo programa desenvolvido.

Como característica notável do espectro de potência, para altos valores de frequência, a curva apresenta um comportamento típico de lei de potência, que é ajustada por

$$S(f) = D1/f^\vartheta, \quad (4.12)$$

onde D é uma constante e ϑ é o expoente definido no espectro de potência. Como mostrado na seção 3.4.4, os expoentes obtidos em $\langle s \rangle$ vs. T e S vs. f estão diretamente relacionados.

A forma do salto Barkhausen e as distribuições de tempo de espera e de zeros

A análise apresentada até o momento corresponde ao que geralmente é obtido para o BN obtido em materiais “bulk”. Em filmes, basicamente a distribuição de área dos saltos é investigada. A fim de obter a análise estatística mais completa possível, além do apresentado até agora, são obtidas as distribuições de tempo de espera e de zeros e, finalmente, a curva que indica a forma do salto Barkhausen.

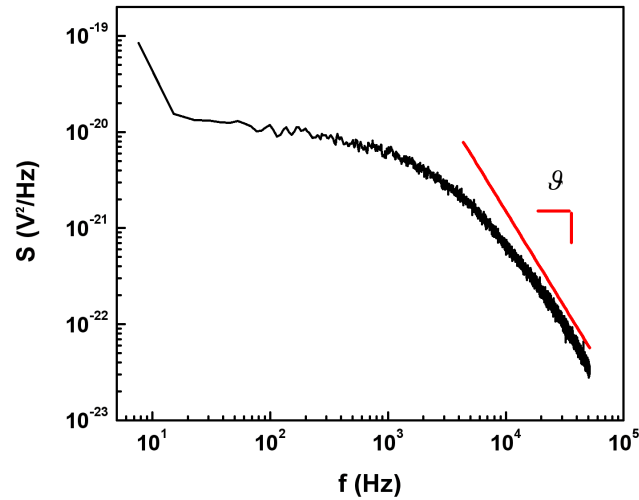


Figura 4.30: Espectro de potência, S vs. f . A linha sólida preta corresponde ao espectro de potência obtido experimentalmente. A linha sólida vermelha, apenas para guiar os olhos, é uma lei de potência com expoente $1/(\vartheta) = 2$.

Uma análise que não é padrão, é a determinação das distribuições de tempo de espera e de zeros. Obtidas com o mesmo programa que obtém as distribuições de área e duração, a primeira basicamente consiste de, utilizando o valor de referência v_r , contar o número de intervalos entre os saltos Barkhausen, de todas as séries temporais adquiridas em um experimento, para cada valor de duração de intervalo, resultando no gráfico $P(T_d)$ vs. T_d ou distribuição de tempo de espera. A segunda, por outro lado, trata-se de contar o número de intervalos de tempo, independente de corresponder à duração de um salto ou de um intervalo entre saltos, para cada valor de duração, resultando no gráfico $P(T_z)$ vs. T_z ou distribuição de zeros.

Ambas apresentam um comportamento de lei de potência com “cutoff” e são ajustadas, respectivamente, por

$$P(T_d) = ET_d^{-\Omega} \exp(-(T_d/T_{d_o})^x) \quad (4.13)$$

e

$$P(T_z) = FT_z^{-\Xi} \exp(-(T_z/T_{z_o})^y), \quad (4.14)$$

onde Ω e Ξ são os expoentes, T_{d_o} e T_{z_o} são os valores do “cutoff”, x e y são expoentes positivos da função exponencial e E e F são constantes. Infelizmente, para comparação, resultados sobre estas distribuições ainda não estão disponíveis na literatura.

Como última análise, a forma do salto Barkhausen foi obtida. Para tanto, foi utilizado um programa¹⁹ desenvolvido, na plataforma Agilent Vee, pelo Prof. Dr. Gianfranco Durin. A

¹⁹Apêndice E: Softwares desenvolvidos (Figura E.6).

forma do pulso é definida como a voltagem média $\langle V(t, T) \rangle$ em um tempo t , sendo que a média é sobre todas avalanches de duração T . Além disto, o mesmo pode ser definido considerando a área s , de modo que $\langle V(S, s) \rangle$.

Em particular, a forma do salto pode indicar, em princípio, três informações fundamentais. Primeiro, quando propriamente normalizado e plotado em função de t/T ou S/s , chega-se ao expoente $1/(\sigma v_z)$, que pode ser também confirmado pela área média do salto em função de sua duração e pelo espectro de potência, em altas frequências. Neste caso, o correto expoente fará com que as curvas, em diferentes duração ou áreas, reescalem do melhor modo possível e acabem por colapsar ou se sobreporem perfeitamente.

Considerando que $V \sim s/T$, a primeira relação indica que a forma média do salto deve escalar como

$$\langle V(t, T) \rangle = T^{1/(\sigma v_z)-1} f_{shape}(t/T), \quad (4.15)$$

onde V é o sinal Barkhausen, t é o tempo, T é a duração do salto e $f_{shape}(t/T)$ é uma função universal de escala.

Um resultado similar pode ser obtido quando considerada a média dos saltos com mesma área s , sendo que $s = \int_0^T V dt$. Assim, a segunda relação de escala indica que a forma média deve escalar como

$$\langle V(S, s) \rangle = s^{1-\sigma v_z} g_{shape}(S/s), \quad (4.16)$$

onde S é a variável de área, s é a área do salto e $g_{shape}(S/s)$ é uma função universal de escala.

Segundo, a forma do salto indicará os mecanismos que atuam na amostra e influenciam no movimento das paredes de domínio. Neste caso, para amostras como fitas, devido à presença de correntes de Foucault, é observada uma assimetria, com relação ao ponto central, na forma do pulso. Em particular, em filmes, devido à espessura, distintos efeitos podem ser identificados. Por fim, a determinação da forma do pulsos pode trazer importantes informações, quando comparados com resultados obtidos teoricamente.

5 Resultados e discussão

Neste capítulo, são apresentados e discutidos os resultados obtidos ao longo do trabalho. Primeiramente, seção 5.1, são mostrados os resultados adquiridos em aços elétricos de grão não-orientado, incluindo medidas de magnetostricção e ruído Barkhausen e as propriedades estatísticas do ruído. Em seguida, seções 5.2 - 5.5, são apresentados os resultados obtidos em filmes ferromagnéticos. Esta segunda parte do trabalho está dividida em seções nas quais são abordados, separadamente, os resultados relacionados à caracterização estrutural e magnética das amostras e, por fim, ao ruído Barkhausen e suas propriedades estatísticas. Embora vários conjuntos de amostras, filmes com diferentes composições e características estruturais, tenham sido produzidos, são apresentados somente os resultados relacionados aos conjuntos de amostras de Permalloy, CoFe e FeSiB.

5.1 Ruído Barkhausen em aços elétricos de grão não-orientado

5.1.1 Detalhamento dos processos de magnetização ao longo da curva de histerese

Como parte inicial do trabalho desenvolvido nesta tese e primeiro teste para o sistema experimental de aquisição de séries temporais de BN desenvolvido, o BN, aliado a medidas de magnetostricção, foi investigado, em aços elétricos de grão não orientado FeSi_{3,2%}, classe E110, produzidos pela Acesita, em função do nível de indução magnética da amostra. O principal objetivo deste estudo em aços é identificar os mecanismos responsáveis pelo processo de magnetização em diferentes pontos da curva de histerese. Para uma revisão completa sobre o assunto, sugere-se a referência [10].

Medidas similares às realizadas nos filmes foram obtidas para os aços. Entretanto, neste caso, é importante ter em mente que as séries temporais foram obtidas, com campo magnético externo com forma de onda triangular e frequência de 50 mHz e amplitude de ± 520 Oe, ao longo de todo o meio ciclo da histerese, e não apenas em torno do campo coercivo. Assim,

partindo do estado de saturação negativa para a positiva, a estatística do BN foi realizada através de medidas em subseqüentes ciclos, de modo que é possível expressar os sinais Barkhausen em função do tempo, campo magnético ou indução ao longo da curva de magnetização.

Quando analisada cada uma das séries temporais individualmente, V será diferente das demais pela presença de uma componente estocástica, equação 4.7, que corresponde ao BN. Neste caso, a componente média do sinal BN, $\langle V \rangle = -NA_{amostra}\mu_o\mu dH_{ext}/dt$, obtida através da média das séries temporais, corresponde a um sinal proporcional à permeabilidade ao longo da curva de magnetização. Em particular, a relativa importância das componentes média e estocástica de V depende de dH_{ext}/dt . Quando a taxa de aplicação do campo for pequena o suficiente, a componente média $\langle V \rangle$ torna-se negligenciável, de modo que as flutuações são dominantes. Neste caso, o sinal Barkhausen corresponde a uma seqüência randômica de saltos distribuídos sobre um largo intervalo de áreas e durações. Caso a componente média $\langle V \rangle$ não seja negligenciável, a componente estocástica pode ser obtida através da subtração de $\langle V \rangle$ do sinal medido.

A figura 5.1 mostra uma série temporal de BN, como medida, e o sinal Barkhausen obtido após o desconto de uma linha base, $\langle V \rangle$, que corresponde ao valor médio da permeabilidade ao longo do meio ciclo da curva de magnetização [10]. A partir do sinal Barkhausen obtido, com o objetivo de quantificar a atividade Barkhausen ao longo da curva de magnetização, o valor médio quadrático V_{rms} em função da indução magnética foi calculado [10], de acordo com a definição apresentada no apêndice A.

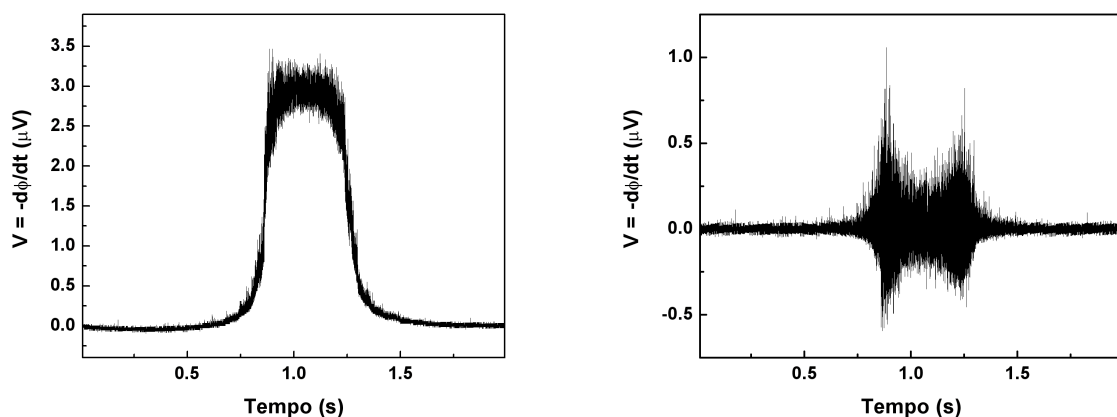


Figura 5.1: Na esquerda, série temporal de BN medida na amostra de aço elétrico de grão não-orientado FeSi_{3,2%}. Na direita, sinal Barkhausen obtido após a retirada uma linha base, determinada através de um procedimento de “smoothing”.

Combinando os resultados de BN e magnetostricção, os mecanismos de magnetização ao longo da curva de magnetização podem ser elucidados. Neste caso, os resultados podem ser relacionados ao movimento de DWs, rotação da magnetização, nucleação, crescimento e aniquilação de domínios [2, 8, 9, 149, 150, 151]. A figura 5.2 mostra o valor V_{rms} do BN e a magnetostricção $\lambda(B)$ em função da indução magnética, onde é possível indicar intervalos de indução, sendo que cada região de indução está associada a um particular e predominante mecanismo de magnetização. A figura 5.3 mostra meio ciclo da indução, separada nas mesmas regiões.

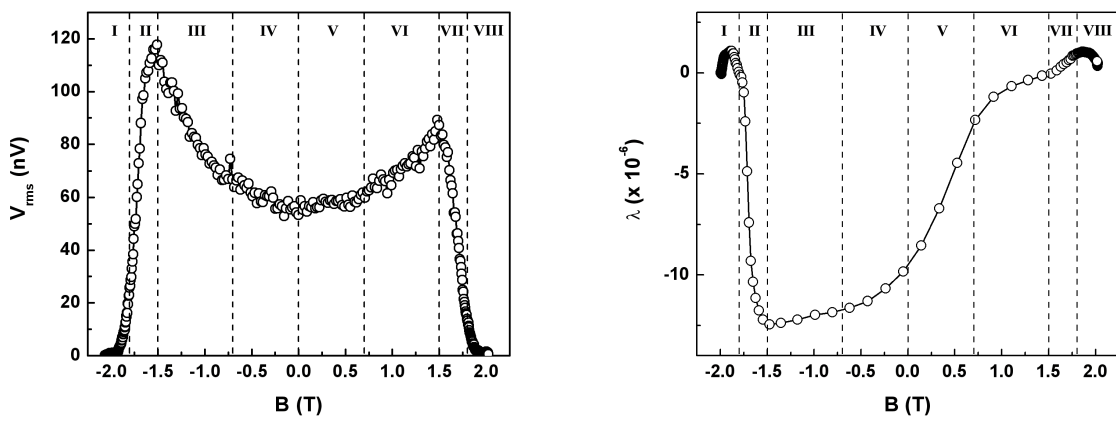


Figura 5.2: Valor V_{rms} , na esquerda, e curva de $\lambda(B)$, na direita, em função da indução magnética. O valor de referência para $\lambda = 0$ foi tomado na indução de saturação negativa. As linhas tracejadas nos mesmos níveis de indução, para guiar os olhos, têm como objetivo associar as mudanças de V_{rms} e $\lambda(B)$ aos mecanismos de magnetização e delimitar as regiões de indução associadas a um mecanismo particular e predominante.

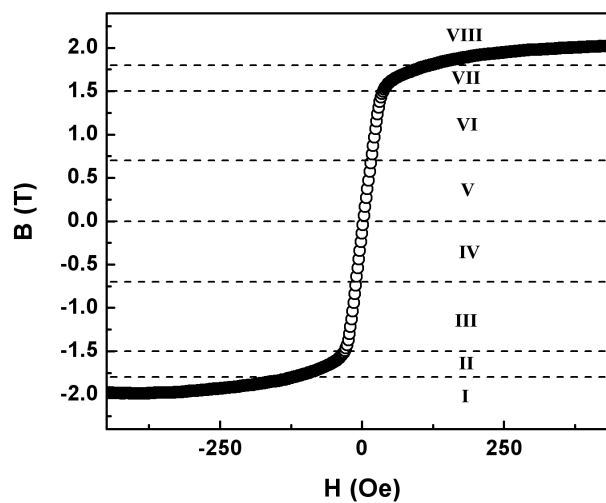


Figura 5.3: Curva de indução em função do campo magnético externo para a amostra de aço elétrico de grão não-orientado FeSi_{3,2%}. As linhas tracejadas indicam os mesmos intervalos de indução separadas de acordo com os respectivos mecanismos de magnetização.

As regiões são as seguintes:

Região I: Partindo da saturação negativa até níveis de indução de aproximadamente -1.8 T, o processo de magnetização ocorre inicialmente por rotação da magnetização, que pode ser verificado através do aumento de $\lambda(B)$ e por $V_{rms} = 0$, uma vez que este mecanismo não gera BN. Sendo assim, é razoável considerar que a amostra, por rotação da magnetização, passa de um estado saturado a um estado no qual os vetores magnetização estão orientados paralelos aos eixos de fácil magnetização, neste caso, os eixos $[100]$, $[010]$ e $[001]$ dos cristais. Em torno de -1.8 T, o máximo de $\lambda(B)$ corresponde justamente a este último estado.

Região II: Entre -1.8 T e -1.5 T, $\lambda(B)$ diminui significativamente, característica que pode ser associada ao movimento de DWs de 90° . Nestes níveis de indução, em aproximadamente -1.5 T, o movimento de DWs é uma consequência da nucleação e crescimento de novos domínios, fato que pode ser identificado através do primeiro pico na curva de V_{rms} . É importante notar que neste intervalo de indução o joelho da curva de magnetização é observado.

Região III: Em níveis de indução de -1.5 T até -0.7 T, como λ não apresenta significativa variação, enquanto que V_{rms} diminui, o processo de magnetização ocorre principalmente por movimento de DWs de 180° e a nucleação de novos domínios ocorre em menores proporções.

Região IV: Para -0.7 T até 0 T, $\lambda(B)$ e V_{rms} não apresentam mudanças significativas. Assim, o processo de magnetização procede principalmente através do movimento de DWs de 180° .

Região V: Para valores de indução magnética entre 0 T e 0.7 T, há um rearranjo da estrutura de domínios através do movimento de DWs de 180° e 90° uma vez que o V_{rms} não muda significativamente e $\lambda(B)$ começa a aumentar.

Região VI: Para valores de indução de 0.7 T até 1.5 T, a evolução da estrutura de domínios procede através do movimento de DWs de 180° e 90° , como uma impressão do aumento de $\lambda(B)$ e V_{rms} . Em aproximadamente 1.5 T, o valor V_{rms} apresenta o segundo pico. Neste nível de indução, o movimento de DWs pode ser relacionado com a aniquilação de domínios magnéticos.

Região VII: Acima de 1.5 T, uma vez que os domínios são aniquilados, o V_{rms} diminui até zero. O movimento de DWs de 90° ocorrem em menor proporção até aproximadamente 1.8 T, onde ocorre o segundo pico de $\lambda(B)$ e, novamente, os domínios têm os vetores magnetização orientados nas direções $[100]$, $[010]$ e $[001]$ dos cristais de FeSi.

Região VIII: Na região anterior, o joelho da curva de magnetização pode ser observado, de modo que, em níveis de indução magnética maiores, acima de 1.8 T, $V_{rms} = 0$ e $\lambda(B)$ diminui, de modo que as pequenas mudanças da magnetização ocorrem devido à rotação da magnetização.

Resumindo a discussão desta seção, os resultados em aços elétricos revelam que o BN está presente em níveis de alta e baixa indução, entretanto, este ruído é resultado de diferentes mecanismos de magnetização. No caso de intervalos de alta indução, o BN, assim como o movimento de DWs, está associado ao principal processo de magnetização neste intervalo de indução: a nucleação, crescimento e aniquilação de domínios magnéticos. Estes são responsáveis por intensas modificações na estrutura de domínios, que produzem instabilidades em grande escala e resultam nos picos do V_{rms} . Entretanto, em baixos níveis de indução, regiões IV e V, o BN é originado principalmente pelo movimento irregular das DWs, o principal mecanismo de magnetização em torno do campo coercivo.

Sendo assim, estas considerações mostram que o BN tem uma estrutura extremamente rica e contém informações sobre muitos aspectos do processo de magnetização. Mas, em particular, estes resultados constituem-se de uma evidência experimental de que o ruído deve ser detectado e analisado em um limitado intervalo de indução, ou magnetização, ou seja, corrobora a restrição de que o BN deve ser somente adquirido na parte central da curva de magnetização, em torno do campo coercivo, onde o movimento de DWs é o principal mecanismo de magnetização, a permeabilidade é aproximadamente constante e a estatística do ruído é estacionária.

5.1.2 Propriedades estatísticas do ruído Barkhausen em aços elétricos

Uma segunda etapa do estudo do ruído em aços elétricos corresponde à análise estatística padrão das séries temporais, incluindo distribuições de área e duração dos saltos, área média em função da duração e espectro de potência. Em particular, é importante citar que esta análise estatística foi realizada considerando somente o ruído obtido nas regiões IV e V, de acordo com a figura 5.3, ou, se considerado o ruído apresentado na figura 5.1, no intervalo de tempo de 0.9 a 1.1 s. Assim, os resultados obtidos são confiáveis uma vez que a permeabilidade é aproximadamente constante e a estatística do ruído é estacionária.

A figura 5.4 mostra as distribuições de área e duração dos saltos Barkhausen obtidas para a amostra de aço elétrico de grão não-orientado, juntamente com os expoentes τ e α obtidos.

Em ambos os casos, é possível observar um comportamento de lei de potência com “cutoff”. Deste modo, a partir dos ajustes realizados com as equações 4.8, $P(s) = As^{-\tau} \exp(-(s/s_o)^m)$, e 4.9, $P(T) = BT^{-\alpha} \exp(-(T/T_o)^n)$, foram obtidos, respectivamente, $\tau \sim 1.45$ e $\alpha \sim 2$.

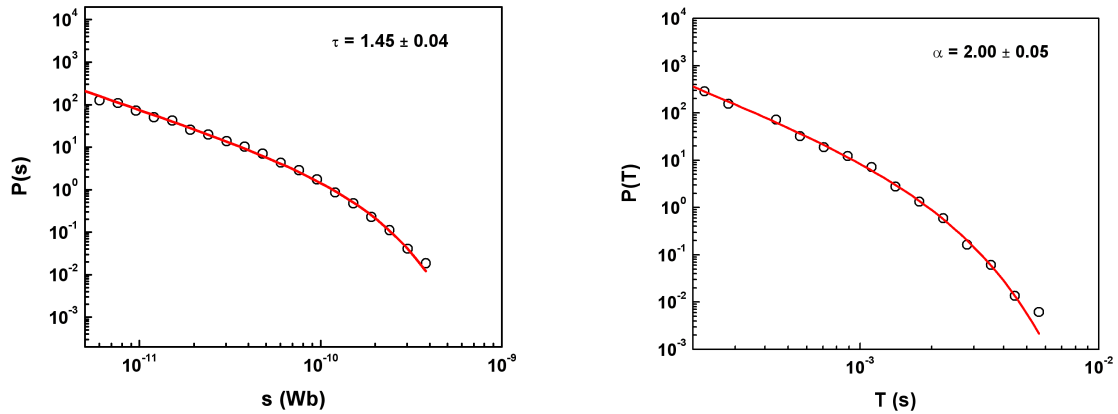


Figura 5.4: Distribuições de área, na esquerda, e de duração dos saltos Barkhausen, na direita, para a amostra de aço elétrico de grão não-orientado FeSi_{3,2%}. As linhas sólidas vermelhas correspondem aos ajustes de lei de potência com “cutoff”, com respectivos expoentes τ e α indicados na legenda.

Foram considerados também dois importantes expoentes, $1/(\sigma v z)$, que relaciona a área média do salto e sua duração, e ϑ , expoente obtido para o espectro de potência. A figura 5.5 mostra a curva da área média do salto em função da duração e o espectro de potência, obtidos a partir das séries temporais de ruído Barkhausen medidas na amostra de aço elétrico.

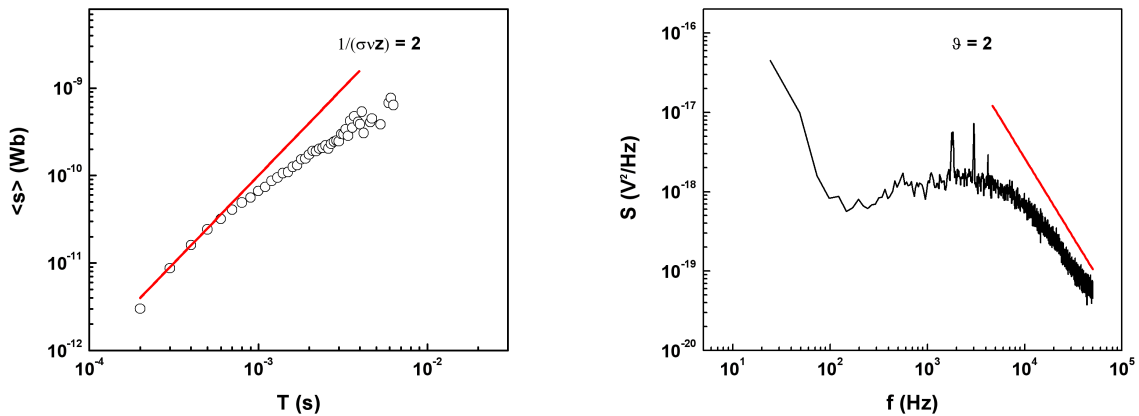


Figura 5.5: Na esquerda, área média do salto em função da duração e, na direita, espectro de potência para a amostra de aço elétrico de grão não-orientado FeSi_{3,2%}. As linhas sólidas vermelhas, apenas para guiar os olhos, correspondem a leis de potência com expoente $1/(\sigma v z) = 2$ e $\vartheta = 2$, respectivamente.

Para o caso da curva de área média do salto em função da duração, utilizando a equação 4.10, $\langle s(T) \rangle = CT^{1/(\sigma v z)}$, é possível observar que, para um limitado intervalo de durações, a curva apresenta um comportamento de lei de potência. Em particular, o expoente $1/(\sigma v z) = 2$ descreve bem o comportamento para durações T de até aproximadamente 0.6 ms. Para durações maiores acima do limite citado, a curva apresenta um desvio do comportamento proporcional a T^2 , sendo reduzido o expoente para $1/(\sigma v z) \sim 1.4$.

Por outro lado, para o espectro de potência, para altos valores de frequência, acima do máximo, a curva apresenta um comportamento típico de lei de potência, que pode ser ajustada pela equação 4.12, $S(f) = D1/f^\vartheta$. Neste caso, a curva é muito bem ajustada considerando $\vartheta = 2$. Notavelmente, os resultados obtidos nesta amostra de aço elétrico mostram que os expoentes $1/(\sigma v z)$ e ϑ coincidem, em concordância com a previsão $\vartheta = 1/(\sigma v z)$ [115].

Como mostrado no capítulo 3, quando considerados materiais magnéticos macios “bulk”, devido à grande quantidade de experimentos realizados e resultados teóricos obtidos, é possível afirmar que os expoentes assumem valores que pertencem a duas classes de universalidade distintas e bem conhecidas. Neste caso, para materiais policristalinos e amorfos parcialmente cristalizados, dinâmica governada por interações de longo-alcance de origem dipolar, tem-se $\tau \sim 1.5$, $\alpha \sim 2$ e $1/(\sigma v z) \sim \vartheta \sim 2$. Por outro lado, a outra classe de universalidade inclui as ligas amorfas sob tensão e está relacionada a interações de curto-alcance. Os expoentes, neste caso, são $\tau \sim 1.27$, $\alpha \sim 1.5$ e $1/(\sigma v z) \sim \vartheta \sim 1.77$.

Sendo assim, é importante citar que, realizada a análise estatística do ruído obtido na amostra de aço elétrico, os expoentes obtidos, neste trabalho, estão em perfeita concordância com os valores obtidos experimentalmente para vários materiais magnéticos policristalinos “bulk”, em particular, aços elétricos [28, 29, 33]. Deste modo, como esperado, quando comparados com os resultados obtidos teoricamente, através do modelo CZDS, seção 3.6.5, todos os resultados claramente indicam, para esta amostra, um comportamento magnético $d = 3$ com interações de longo-alcance dominando a dinâmica de DWs.

A concordância da análise estatística, realizada nos aços elétricos, com os resultados obtidos para amostras policristalinas, encontrados na literatura, de certa forma garantem que as medidas obtidas no sistema experimental desenvolvido são confiáveis. Sendo assim, a partir deste ponto, nas seções seguintes, serão abordados os todos os resultados obtidos para os filmes ferromagnéticos.

5.2 Caráter estrutural dos filmes - padrões de difração de raios-x

Medidas de difração de raios-x a altos ângulos (10° a 110°) foram realizadas em todos os filmes a fim de verificar o caráter estrutural, amorfo ou cristalino, dos mesmos.

A figura 5.6 mostra os padrões de XRD a altos ângulos para os filmes de Permalloy no intervalo de espessura de 10 a 1000 nm. Neste caso, é possível observar uma clara indicação do estado cristalino dos filmes para todas espessuras. Em particular, este é assinado pelos picos do

Permalloy (111) e (200), respectivamente identificados em $2\theta \sim 44.2^\circ$ e $2\theta \sim 51.5^\circ$.

Todas amostras exibem picos bem definidos e de grande intensidade. Notavelmente, apenas para as amostras de 10 e 20 nm, os padrões de difração exibem somente um pico, em aproximadamente 44.2° . Entretanto, à medida que a espessura é aumentada, é possível observar um aumento na intensidade do segundo pico, em aproximadamente 51.5° , indicando um estado policristalino nas amostras. Em particular, esta evolução do espectro pode, possivelmente, ser associado a um efeito da tensão armazenada no filme à medida que a espessura é aumentada.

A influência da espessura também é evidenciada na largura à meia-altura dos picos, relacionada ao tamanho de grão na direção normal ao plano do filme [142]. Neste caso, é observado um aumento na largura dos picos, e conseqüente diminuição do tamanho de grão, com a redução da espessura, pois, nesta direção, o tamanho de grão é limitado pela espessura da amostra.

Medidas de difração de raios-x foram realizadas com as amostras posicionadas com diferentes ângulos de rotação ao redor do vetor de espalhamento, sendo que, quando considerados diferentes medidas, os espectros mostram-se idênticos, indicando que, embora apresentem um caráter policristalino, as amostras não são texturizadas no plano.

As figuras 5.7 e 5.8 mostram os padrões de XRD a altos ângulos para, respectivamente, os filmes de CoFe e FeSiB no intervalo de espessura de 10 a 1000 nm.

Primeiramente, para os filmes de FeSiB, figura 5.8, é possível observar uma clara indicação do estado amorfo dos filmes para todas espessuras, o que pode ser inferido devido a ausência de picos finos e de alta intensidade no padrão de XRD. Mais precisamente, os espectros de difração exibem somente um pico largo com baixa intensidade, $2\theta \sim 44^\circ$, indicando a estrutura amorfa do FeSiB.

Para o caso dos filmes de CoFe, figura 5.7, da mesma forma que observado para as amostra de FeSiB, é possível observar uma indicação do estado amorfo dos filmes com espessuras de 10 a 5000 nm, uma vez que os espectros de difração de XRD exibem somente um pico razoavelmente largo e com baixa intensidade, em $2\theta \sim 45^\circ$.

Entretanto, para a amostra de CoFe com 1000 nm de espessura, além de um pico com baixa intensidade em $2\theta \sim 45^\circ$, é possível observar o surgimento de um segundo pico bastante evidente em $2\theta \sim 65^\circ$. Mais precisamente, a partir da amostra de 200 nm, já é possível observar modificações no padrão de difração de raios-x, como mostrado nos “insets”.

Neste caso, é verificado que este segundo pico é, além de menos intenso, mais largo quando comparado com os picos existentes no padrão de XRD obtido para a amostra de Permalloy com mesma espessura. Além disto, a largura à meia-altura é similar as observadas nos espectros de

XRD das amostras mais finas de Permalloy.

Existem vários fatores que determinam a largura à meia-altura do pico de difração, nos quais podem ser incluídos fatores instrumentais, a presença de defeitos na rede, tamanho de grão e diferença na deformação em grãos distintos. Em particular, este último está diretamente relacionado à tensão aplicada externamente ou acumulada no filme.

Sendo assim, no caso da amostra mais espessa de CoFe, o pico em $2\theta \sim 65^\circ$ pode estar relacionado tanto a existência de regiões parcialmente cristalizadas, quanto a uma tensão muito grande acumulada no filme. É razoável considerar que, embora apresentem um caráter geral amorfo, existam regiões parcialmente cristalizadas originadas a partir de um possível aquecimento da amostra durante a deposição, uma vez que a produção das amostras mais espessas é realizada através da passagem do substrato sobre o canhão várias vezes. Além disto, é observado um abaulamento nos filmes, observado principalmente nas amostras mais espessas, existente mesmo nas amostras como-feitas, fato que indica uma grande tensão armazenada no filme durante o processo de deposição.

Deste modo, a partir de uma análise qualitativa do padrão de padrões de XRD dos filmes de CoFe, para todas as espessuras, é possível inferir que a fase amorfa realmente existe e é predominante. Por outro lado, para a amostra com 1000 nm de espessura, é difícil confirmar sua estrutura detalhada, ou seja, se existem “clusters” nanocristalinos na matriz amorfa. Entretanto, se de fato eles existem, são da ordem dos observados para as amostras mais finas de Permalloy.

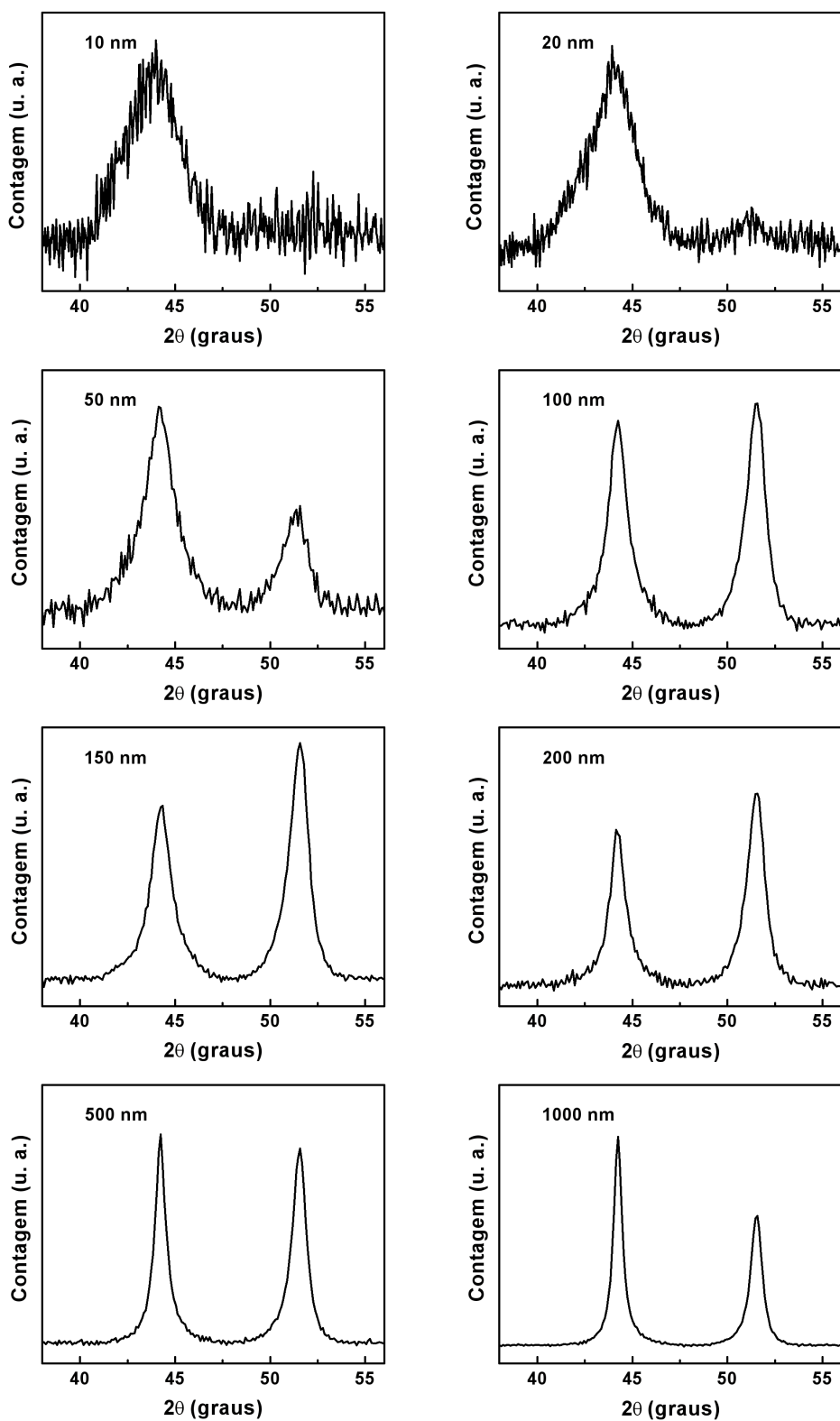


Figura 5.6: Padrões de difração de raios-x a altos ângulos para os filmes de Permalloy com diferentes espessuras.

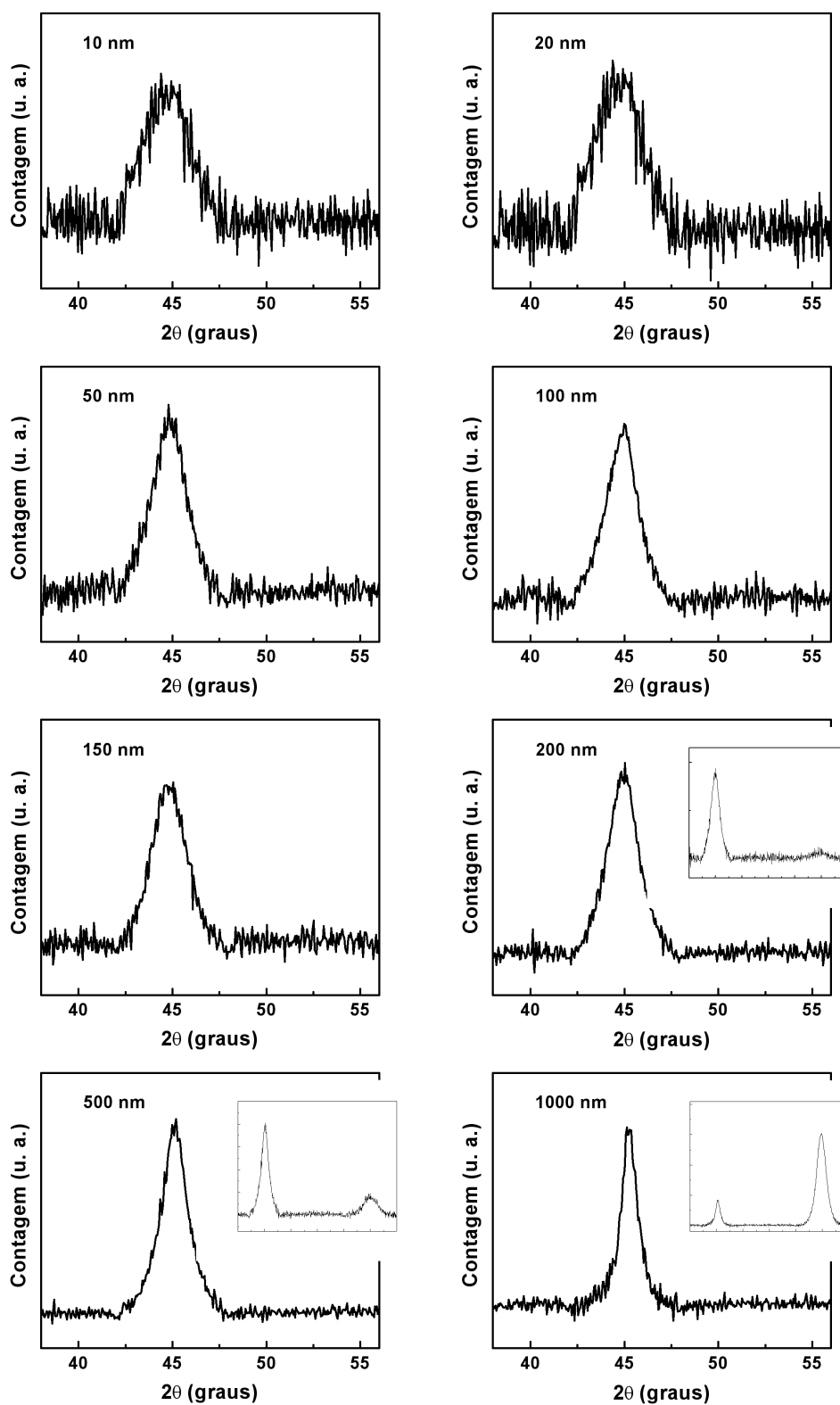


Figura 5.7: Padrões de difração de raios-x a altos ângulos para os filmes de CoFe com diferentes espessuras. Para as amostras de 200, 500 e 1000 nm, em detalhe, o surgimento de um segundo pico no padrão de difração de raios-x.

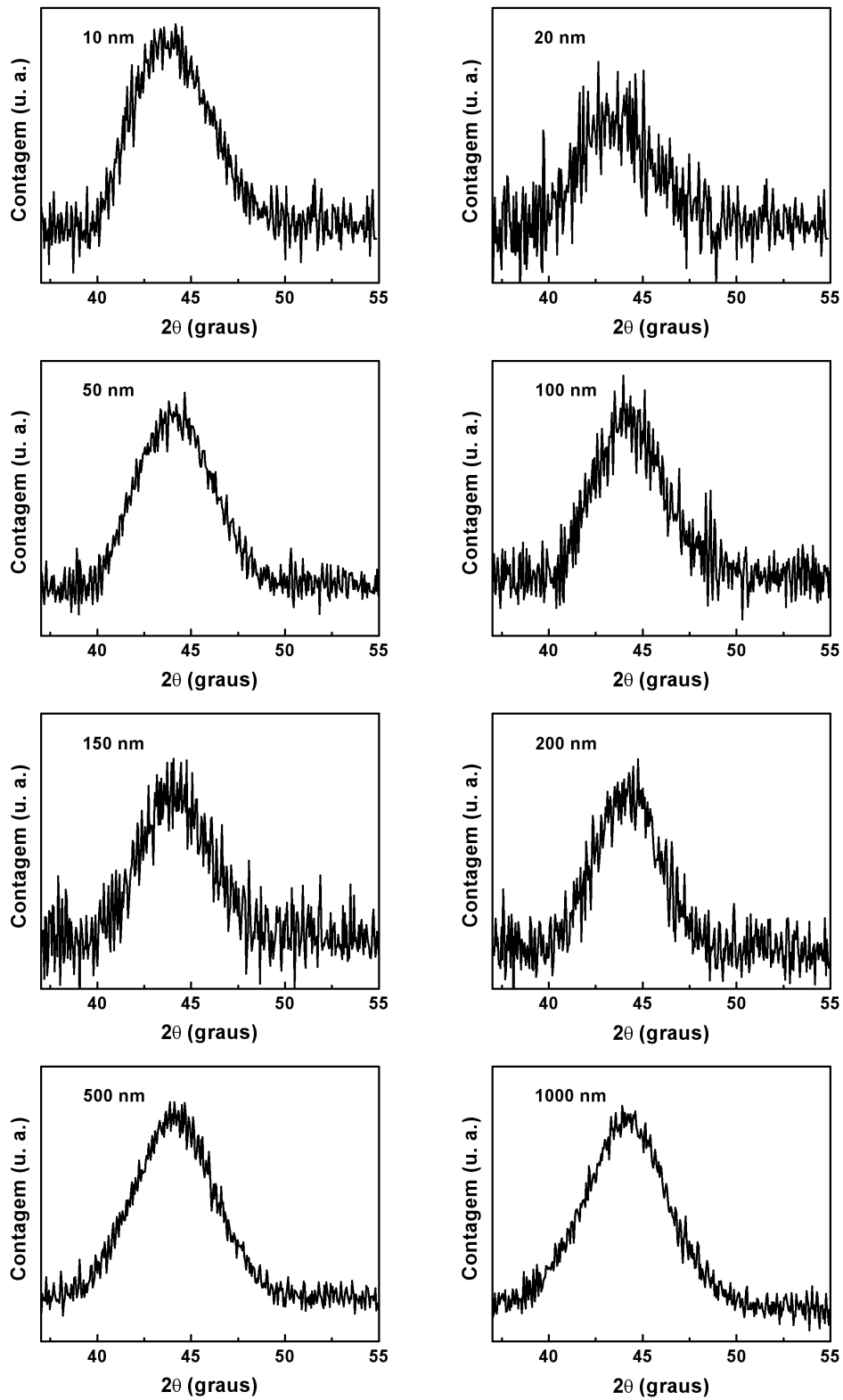


Figura 5.8: Padrões de difração de raios-x a altos ângulos para os filmes de FeSiB com diferentes espessuras.

5.3 Propriedades magnéticas dos filmes - curvas de magnetização

A caracterização magnética dos filmes foi realizada através de medidas de magnetização para todas as amostras, com dimensões de $4 \text{ mm} \times 4 \text{ mm} \times t$, onde t é a espessura. Em particular, curvas foram obtidas para vários valores de θ , no intervalo entre 0° e 90° , onde θ é o ângulo entre o campo magnético aplicado e a direção no filme definida pela direção do movimento do substrato sobre o canhão durante a deposição. A figura 5.9 mostra uma representação esquemática do conjunto filme + presilhas + porta-substratos, juntamente com indicação da direção do movimento do substrato sobre o canhão e do campo magnético aplicado durante a deposição.

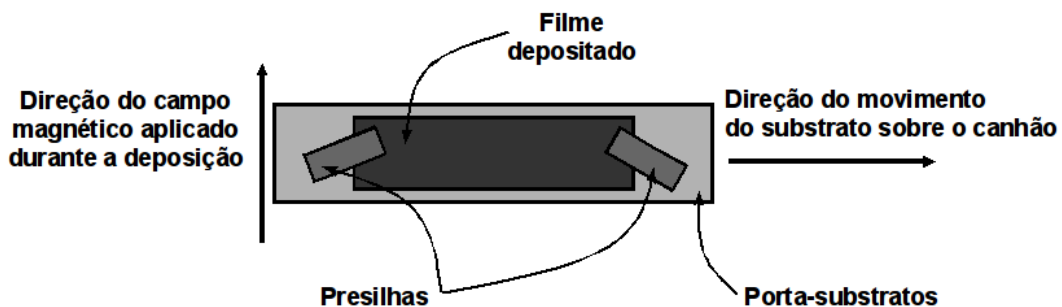


Figura 5.9: Representação esquemática do conjunto filme + presilhas + porta-substratos, utilizado na deposição. As setas indicam a direção do campo magnético aplicado e a direção do movimento do substrato sobre o canhão, durante a deposição.

A figura 5.10 mostra as curvas de magnetização normalizadas obtidas para os filmes de Permalloy no intervalo de espessura de 10 a 1000 nm. Quando as curvas são analisadas em função da espessura dos filmes, uma das características mais notáveis é a existência de um intervalo de espessura que separa os filmes em dois grupos, de acordo com o comportamento magnético observado. Neste caso, o intervalo de espessura, onde ocorre a mudança do comportamento magnético, é de 150 a 200 nm.

No primeiro grupo, para os filmes com espessura abaixo do intervalo citado, ou seja, amostras com espessuras de 10, 20, 50, 100 e 150 nm, a dependência angular das curvas de magnetização indica um comportamento magnético típico de uma amostra com anisotropia magnética uniaxial e no plano do filme, com eixo de fácil magnetização com $\theta = 90^\circ$, com respeito à direção de movimento do substrato durante a deposição.

É importante lembrar que, com o objetivo de induzir uma anisotropia magnética e definir um eixo de fácil magnetização, um campo magnético constante e uniforme foi aplicado ao substrato

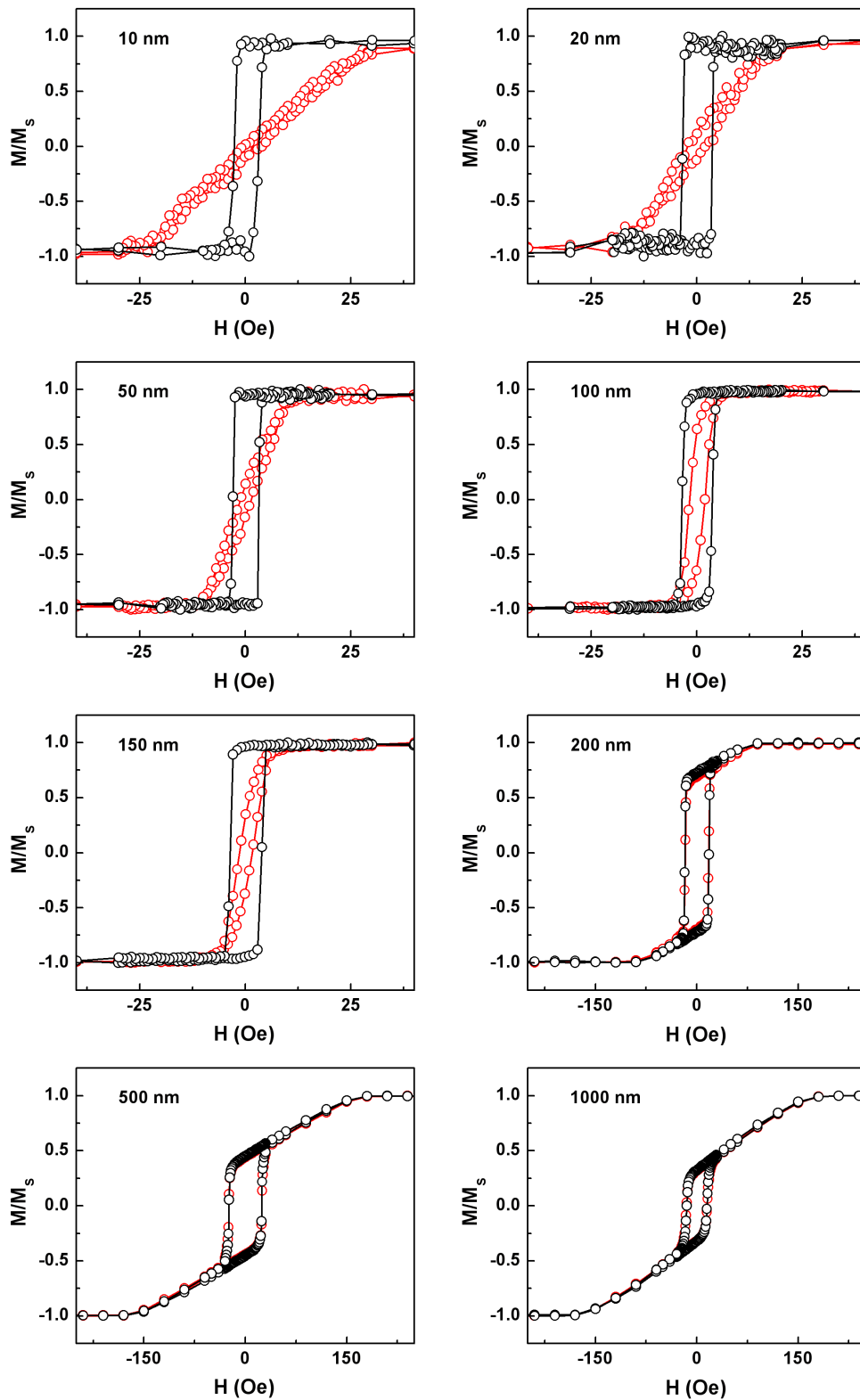


Figura 5.10: Curvas de magnetização normalizadas para as amostras de Permalloy com diferentes espessuras. Por simplicidade, são mostrados somente as curvas para $\theta = 0^\circ$, em vermelho, e $\theta = 90^\circ$, em preto, que correspondem, respectivamente, à direção paralela e perpendicular ao movimento do porta-substratos durante a deposição. No caso do Permalloy, o intervalo de espessura, onde ocorre a mudança do comportamento magnético, é de 150 a 200 nm.

dentro da câmara de “sputtering” durante o processo de deposição. Em outras palavras, o eixo de fácil magnetização observado, de fato, está na mesma direção do campo magnético aplicado.

Para o segundo grupo, filmes com espessura acima de 200 nm, ou seja, filmes de 200, 500 e 1000 nm, as curvas exibem propriedades magnéticas isotrópicas no plano, com uma contribuição anisotrópica para fora do plano. Neste caso, a forma peculiar das curvas de magnetização observadas no segundo grupo é, geralmente, interpretada como sendo o resultado da justaposição de regiões magnéticas com eixos de fácil magnetização orientados em diferentes direções, acarretando em uma isotropia no plano, sendo que uma parte destas regiões apresenta uma componente da magnetização para fora do plano, resultando em uma contribuição de anisotropia perpendicular ao plano.

A evolução das curvas de $M \times H$ pode também ser analisada quando considerados os valores dos campos coercivo H_c e de saturação H_s e da magnetização remanente normalizada M_r/M_s , obtidos a partir das curvas de magnetização das amostras de Permalloy. A figura 5.11 mostra a dependência com a espessura de H_c , H_s e M_r/M_s .

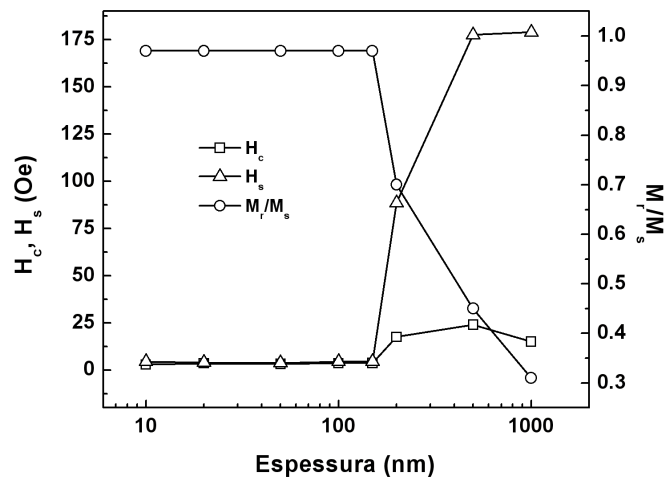


Figura 5.11: Campos coercivo H_c e de saturação H_s , na esquerda, e magnetização remanente normalizada M_r/M_s , na direita, em função da espessura para os filmes de Permalloy. Valores obtidos a partir das curvas de magnetização medidas ao longo do eixo de fácil magnetização de cada amostra.

Neste caso, em geral, o alto valor inicial do campo coercivo, para pequenas espessuras, é associado a uma anisotropia magnética uniaxial e ao aprisionamento das DWs em irregularidades da superfície do filme [152]. Entretanto, é possível observar que esta contribuição dos centros de aprisionamento superficiais torna-se menos importante à medida que a espessura aumenta, um fato que pode ser relacionado à pequena redução de H_c .

Por outro lado, para os filmes acima do intervalo de espessura onde a mudança do comportamento magnético é observada, o aumento inicial em H_c pode ser atribuído, principalmente, à formação de centros locais de tensão, ou seja, tensões residuais armazenadas no filme devido à interação entre este e o substrato, que são induzidos durante o processo de crescimento do filme [152]. Entretanto, à medida que a espessura aumenta, H_c gradualmente diminui, sendo um comportamento relacionado ao aumento da contribuição da rotação da magnetização para o processo de magnetização devido à anisotropia perpendicular.

Os valores de H_s e M_r/M_s , para os filmes incluídos no primeiro grupo, são aproximadamente constantes, uma vez que o principal mecanismo de magnetização, neste caso, é o movimento de DWs. Entretanto, para os filmes com espessura pertencentes ao segundo grupo, com o aumento da contribuição da rotação da magnetização, as curvas perdem sua forma quadrada e, conseqüentemente, H_s aumenta consideravelmente enquanto que M_r/M_s drasticamente diminui.

A mudança do comportamento magnético em um intervalo de espessura é geralmente atribuída à competição entre o termo de energia magnetostático, ou seja, anisotropia de forma relacionada ao campo desmagnetizante orientado na direção normal ao plano do filme, o termo magnetoelástico, para materiais com magnetostricção diferente de zero, o termo de energia da parede de domínio e termo de energia de anisotropia, existente devido à presença de um campo magnético durante a deposição e a um possível crescimento colunar do filme [153].

Sendo assim, para o primeiro grupo, filmes abaixo do intervalo de espessura crítico, a energia de anisotropia, devido ao campo magnético aplicado durante a deposição, e a energia magnetostática são os principais termos de energia responsáveis, respectivamente, pela observada anisotropia uniaxial e no plano filme [153].

Entretanto, à medida que a espessura do filme aumenta, para o segundo grupo, esta anisotropia uniaxial no plano é obscurecida pela tensão residual acumulada no filme. Além disto, o crescimento colunar, devido à incidência oblíqua de partículas arrancadas do alvo, pode também ser responsável, juntamente com a tensão, pela criação de uma efetiva anisotropia magnética perpendicular ao plano do filmes em ambos, materiais amorfos, tal como filmes de FeCoB [154] e FeN [155], e policristalinos, como NiCo [156] e Permalloy [157].

Em particular, estas afirmações relacionadas ao comportamento magnético, diferentes mecanismos associados à forma da curva quando consideradas diferentes espessuras e distintos termos de energia influenciando a dinâmica, são verificadas, como será apresentado na seção 5.3.1, através da simulação das curvas de magnetização.

Esta evolução do comportamento magnético em função da espessura não é observado somente neste conjunto de amostras de Permalloy. De fato, além de ser encontrado em vários outros materiais, com diferentes composições [45, 158], curvas de magnetização com comportamento similar são facilmente identificadas nos outros conjuntos de amostras utilizados neste trabalho. Entretanto, embora diferentes conjuntos apresentem características semelhantes, em cada um, é possível observar algumas peculiaridades. Em particular, assim como a espessura onde a mudança de anisotropia é observada, por exemplo, o comportamento magnético também pode apresentar pequenas diferenças, uma vez que é fortemente influenciado por parâmetros de preparação do filme, como tipo de substrato, potência dos canhões, pressão de deposição e distância entre o alvo e o substrato, e características da liga, como composição e valor da magnetostricção.

As figuras 5.12 e 5.13 mostram, respectivamente, as curvas de magnetização normalizadas e o gráfico da dependência com a espessura de H_c , H_s e M_r/M_s , obtidas para os filmes de CoFe, enquanto que as figuras 5.14 e 5.15, similarmente, para os filmes de FeSiB.

Para o conjunto de amostras de CoFe, o intervalo de espessura crítico é de 100 a 150 nm. Deste modo, as amostras com 10, 20, 50 e 100 nm apresentam uma anisotropia magnética uniaxial e no plano do filme, com eixo de fácil magnetização em $\theta = 90^\circ$, enquanto que as amostras de 150 e 200 nm mostram um comportamento magnético isotrópico no plano, com uma contribuição anisotrópica fora do plano. Neste caso, além das curvas de magnetização, o gráfico que expressa a dependência com a espessura de H_c , H_s e M_r/M_s corrobora o comportamento convencional descrito anteriormente.

Entretanto, em particular, a amostra de 1000 nm apresenta um comportamento distinto das demais pertencentes ao segundo grupo. Neste caso, além de ser observado uma pequena anisotropia no plano, o caráter de uma componente de anisotropia perpendicular ao plano do filme desaparece da curva de magnetização. O reduzido valor de M_r/M_s , quando comparado às amostras com curva de magnetização com forma quadrada, pode ser atribuído a formação de uma estrutura de domínios de fechamento [158]. Um comportamento similar já foi observado em diferentes materiais amorfos com espessuras maiores, como 5000 nm, como já obtido em trabalhos anteriores para amostras de Finemet [158]. Usualmente, este comportamento é associado a uma falta de homogeneidade na amostra, sendo resultado da combinação do aumento da espessura e da tensão acumulada no filme. Entretanto, neste caso, a anisotropia induzida pela tensão parece ter um papel mais complexo, uma vez que a tensão pode não ser uniforme ao longo da espessura da amostra.

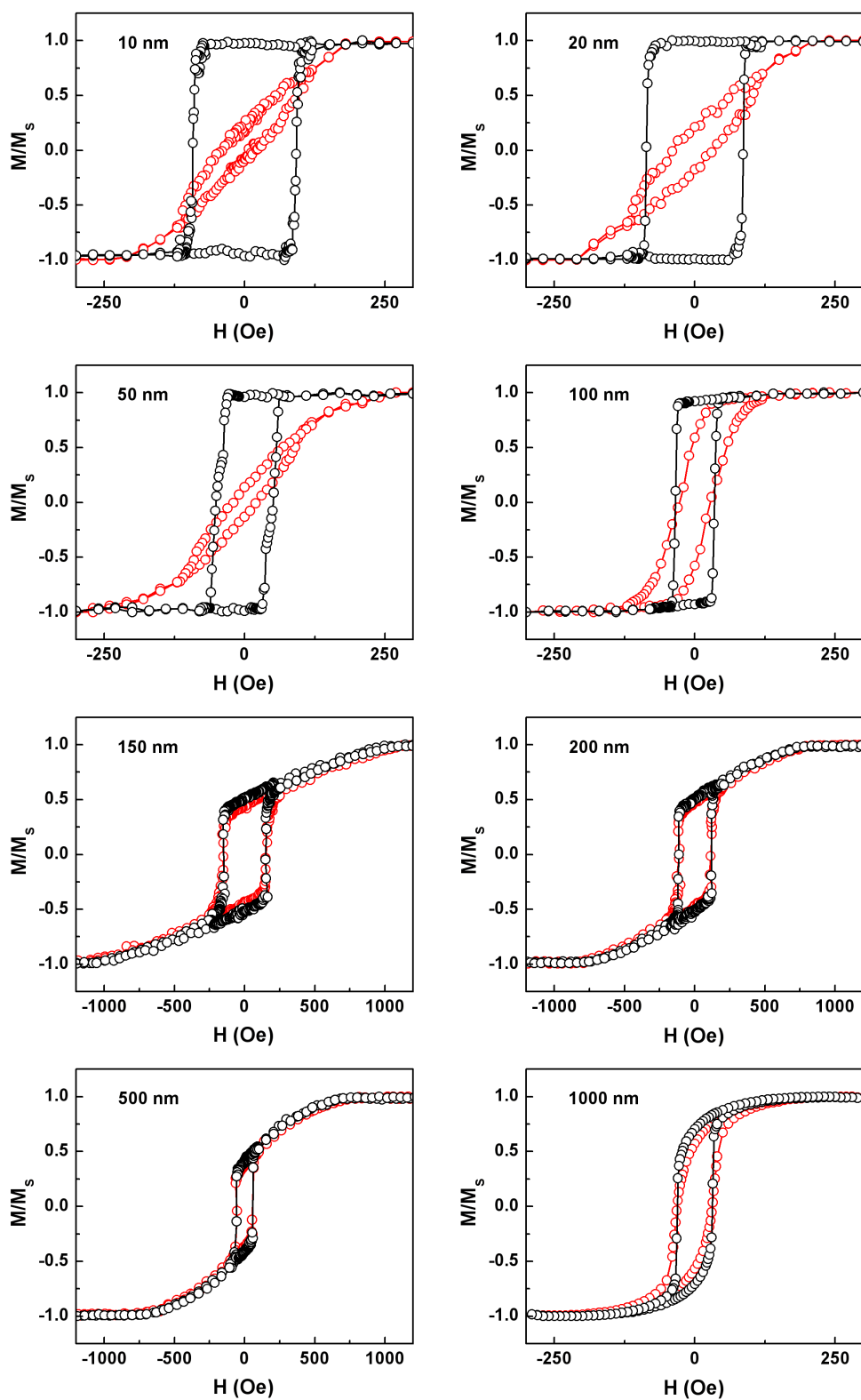


Figura 5.12: Curvas de magnetização normalizadas para os filmes de CoFe com diferentes espessuras. Por simplicidade, são mostrados somente as curvas para $\theta = 0^\circ$, em vermelho, e $\theta = 90^\circ$, em preto. No caso do CoFe, o intervalo de espessura, onde ocorre a mudança do comportamento magnético, é de 100 a 150 nm.

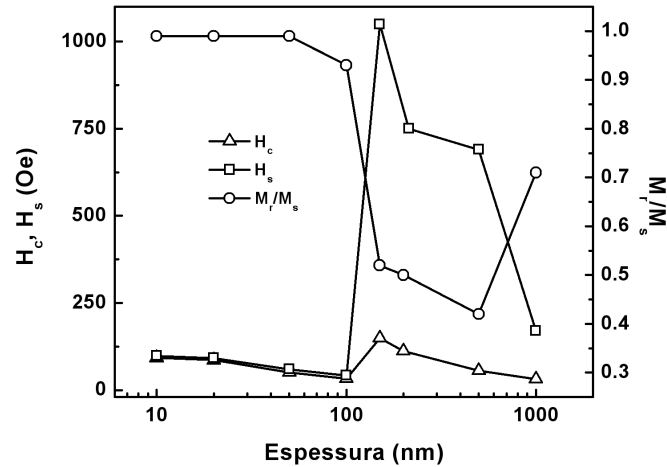


Figura 5.13: Campos coercivo H_c e de saturação H_s , na esquerda, e magnetização remanente normalizada M_r/M_s , na direita, em função da espessura para os filmes de CoFe. Valores obtidos a partir das curvas de magnetização medidas ao longo do eixo de fácil magnetização de cada amostra.

Por outro lado, para o conjunto de amostras de FeSiB, o intervalo de espessura crítica é de 200 a 500 nm. As curvas de magnetização, bem como o gráfico que expressa a dependência com a espessura de H_c , H_s e M_r/M_s , indicam o comportamento convencional descrito anteriormente, sendo que as amostras com espessura de 10, 20, 50, 100 e 150 nm apresentam um comportamento magnético uniaxial e no plano do filme, enquanto que as amostras de 200, 500 e 1000 nm mostram um comportamento magnético isotrópico no plano, com uma contribuição anisotrópica fora do plano.

Como ponto interessante para este conjunto, abaixo do intervalo de espessura crítica, as amostras apresentam o eixo de fácil magnetização orientado em $\theta = 0^\circ$, exceto a amostra de 200 nm, que tem o eixo em $\theta = 90^\circ$. Em primeiro lugar, um fato que chama a atenção é a orientação do eixo de fácil magnetização, que é diferente do observado para as amostras de Permalloy e CoFe. Segundo, observa-se que a direção do eixo de fácil magnetização é dependente da espessura do filme, ocorrendo a mudança desta orientação, de $\theta = 0^\circ$ para $\theta = 90^\circ$, à medida que a espessura aumenta.

Neste caso, ambos os fatos são um resultado de uma importante contribuição magnetoelástica para a anisotropia efetiva. A combinação da tensão acumulada no filme, devido à interação do filme com o substrato, e de efeitos relacionados à aplicação de uma tensão longitudinal sobre o substrato durante a deposição, fato relacionado às presilhas utilizadas para fixar o substrato ao porta-substrato, constitui-se de um dos possíveis responsáveis pelo comportamento magnético observado.

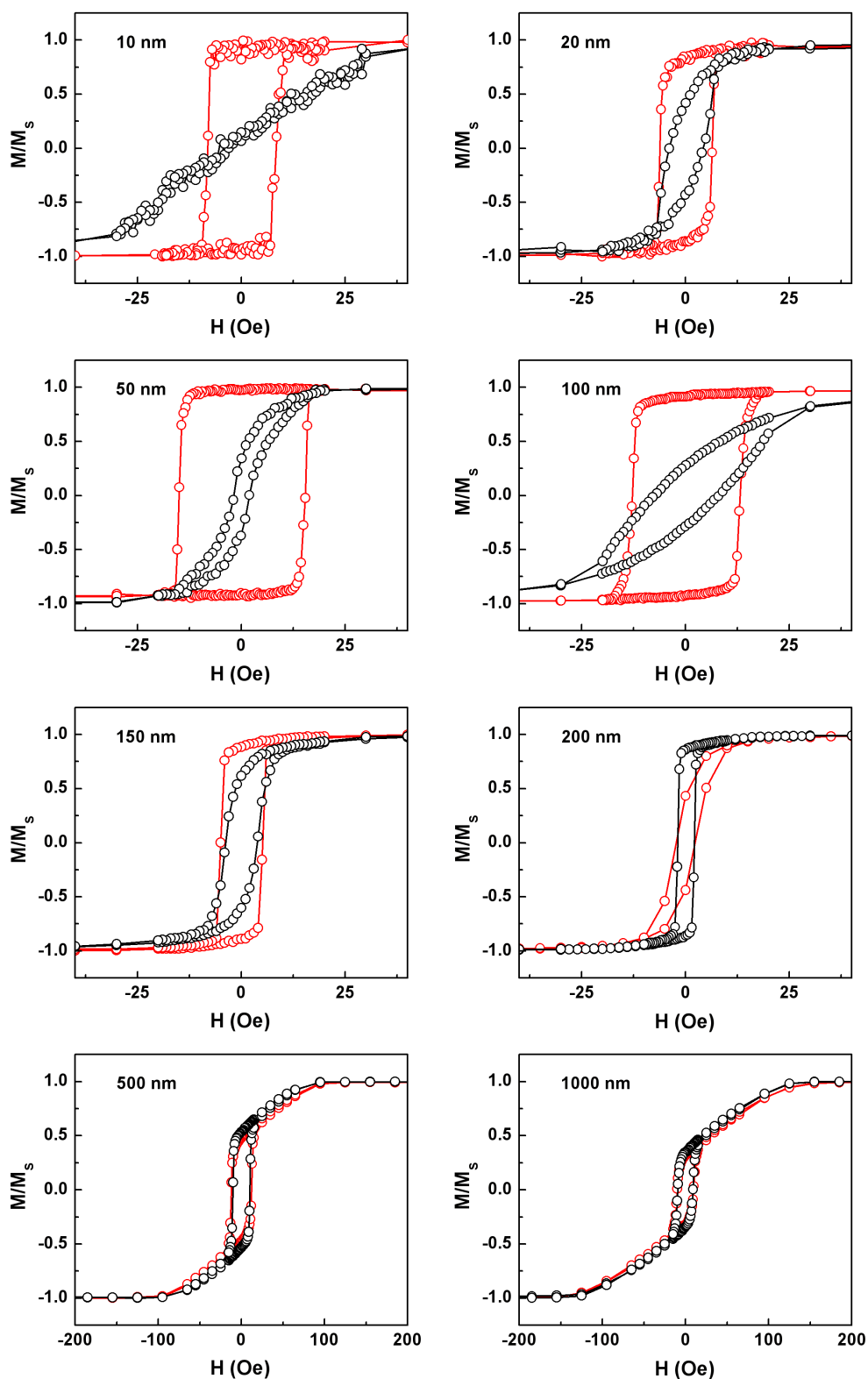


Figura 5.14: Curvas de magnetização normalizadas para os filmes de FeSiB com diferentes espessuras. Por simplicidade, são mostrados somente as curvas para $\theta = 0^\circ$, em vermelho, e $\theta = 90^\circ$, em preto. No caso do FeSiB, o intervalo de espessura, onde ocorre a mudança do comportamento magnético, é de 150 a 200 nm.

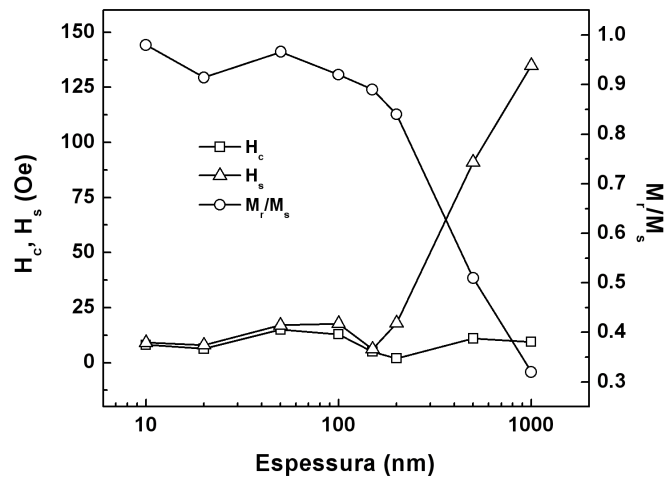


Figura 5.15: Campos coercivo H_c e de saturação H_s , na esquerda, e magnetização remanente normalizada M_r/M_s , na direita, em função da espessura para os filmes de FeSiB. Valores obtidos a partir das curvas de magnetização medidas ao longo do eixo de fácil magnetização de cada amostra.

A figura 5.16 mostra uma foto de um filme depositado fixado no porta-substrato utilizado na deposição. Em particular, é possível observar que, devido à tensão armazenada no filme, há um abaulamento da amostra como resultado do aumento da espessura.

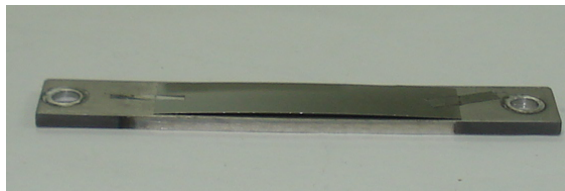


Figura 5.16: Filme depositado fixado no porta-substrato utilizado na deposição. Em particular, é possível observar um abaulamento do filme, relacionado à tensão acumulada no filme.

Deve ser citado que, no início do processo de produção das amostras, sem a utilização do sistema de aplicação de campo magnético sobre o substrato durante a deposição, através de uma análise do comportamento angular das curvas de magnetização, foi observado que a direção do eixo de fácil magnetização é fortemente influenciada por condições do processo de produção dos filmes e por propriedades da liga que compõe o alvo.

Quando consideradas amostras de materiais com magnetostricção diferentes de zero, mesmo produzidas em uma mesma deposição, as curvas de magnetização indicavam eixos de fácil magnetização orientados em diferentes direções, quase aleatoriamente. Este fato foi atribuído à competição entre o termo de energia de anisotropia uniaxial, relacionado ao campo magnético associado ao canhão em combinação com o movimento do substrato durante a deposição, e o

termo de energia magnetoelástico, que é mais difícil de ser controlado experimentalmente.

É importante notar que a energia magnetoelástica, equação 2.13, é dependente do produto dos termos λ e σ . Se $\lambda\sigma > 0$, um eixo de fácil magnetização é induzido na mesma direção que a tensão é aplicada, caso contrário, $\lambda\sigma < 0$, o eixo de fácil magnetização é induzido em uma direção perpendicular à direção da tensão. Sendo assim, a fim de compreender o comportamento dos eixos de fácil magnetização em função da espessura, é necessário considerar algumas características do material depositado, em particular, o valor da magnetostricção.

Neste sentido, para as amostras de Permalloy, material com valor de magnetostricção próximo de zero, anisotropias de origem magnetoelásticas não são observadas. Assim, o eixo de fácil magnetização está na direção do campo magnético aplicado durante a deposição.

De acordo com a figura 5.16, é possível inferir que a tensão no filme é longitudinal, na mesma direção do movimento do substrato, e positiva, $\sigma > 0$. Assim, para amostras de CoFe e CoSiB, não mostrada aqui, com magnetostricção negativa, $\lambda\sigma < 0$, a contribuição magnetoelástica favorece a contribuição uniaxial associada ao campo, de modo que o eixo de fácil magnetização é paralelo à direção do campo magnético aplicado durante a deposição, $\theta = 90^\circ$.

Por outro lado, para as amostras de FeSiB, B4, B6 e B9, as últimas não apresentadas aqui, com magnetostricção positiva, o comportamento magnético angular não é simples, como nos casos anteriores. Neste caso, $\lambda\sigma > 0$, é observado que o termo magnetoelástico favorece a direção ortogonal à direção do campo magnético aplicado durante a deposição, ou seja, $\theta = 0^\circ$. Em particular, para as amostras mais finas, o efeito da tensão se sobrepõe ao do campo magnético, de modo que o eixo de fácil magnetização, de fato, está em $\theta = 0^\circ$. Entretanto, à medida que a espessura aumenta, é observado a indução de um eixo de fácil magnetização em $\theta = 90^\circ$. Esta evolução da orientação do eixo de fácil magnetização ainda não foi completamente compreendida, porém, pode ser considerada através do aumento da contribuição da energia uniaxial, o que é pouco provável, ou através de redução da contribuição magnetoelástica. Neste último caso, considera-se a diminuição da componente de tensão na direção longitudinal, para por fim, induzir uma componente perpendicular ao plano, ou mesmo uma troca no sinal da tensão, podendo variar de tensão para compressão, uma vez que diferentes contribuições, de acordo com a espessura do filme, podem ser observadas [158].

Por este motivo, a fim de padronizar o processo de deposição e obter reprodutibilidade das amostras, no sentido de comportamento magnético, foi utilizado o sistema de aplicação de campo magnético sobre o substrato durante a deposição. Embora a aplicação do campo magnético durante a deposição dos filmes não foi suficiente para orientar a direção do eixo de fácil magnetização, como no caso das amostras com magnetostricção positiva, é importante

citar que a reprodutibilidade das amostras foi alcançada. Em particular, isto se deve ao fato de que, com o sistema utilizado, o modo no qual os substratos foram fixados acarretou em uma padronização na produção.

5.3.1 Simulações das curvas de magnetização

Nesta seção, são apresentados exemplos de simulações de curvas de magnetização obtidas para os dois grupos de amostras, de acordo com o comportamento magnético observado, quando analisadas em função da espessura dos filmes. Como principal objetivo das simulações, visa-se encontrar uma configuração energética que possibilite descrever o comportamento das amostras estudadas e compreender os efeitos dos termos de energia responsáveis por tal comportamento. Em particular, através das simulações das curvas de magnetização é possível obter informações sobre a anisotropia das amostras, sua orientação em relação à direção de aplicação do campo magnético e dispersão.

O comportamento magnético observado nas curvas de magnetização foi comprovado através de simulações numéricas, baseadas no método de minimização da energia livre magnética do sistema, descrito na seção 4.4.2. As simulações foram realizadas utilizando rotinas computacionais na linguagem Mathematica. Em uma situação geral, são considerados os seguintes termos de energia: Zeeman, anisotropia uniaxial, magnetostática e magnetoelástica. Neste caso, o filme ferromagnético é descrito como uma única camada ferromagnética com magnetização \vec{M} .

Por simplicidade, para facilitar a notação dos ângulos e haver uma conexão direta entre os ângulos empregados nas simulações com o ângulo θ , definido durante a deposição das amostras, de acordo com a figura 4.20, página 118, foram considerados o eixo z orientado na direção normal ao plano do filme, enquanto que o eixo x , na mesma direção do movimento do substrato sobre o canhão durante a deposição. Ou seja, para as curvas de magnetização $\theta = 0^\circ$ obtidas por VSM, $\theta_H = 90^\circ$ e $\phi_H = 0^\circ$, enquanto que para $\theta = 90^\circ$, $\theta_H = 90^\circ$ e $\phi_H = 90^\circ$.

A figura 5.17 mostra, juntamente com as curvas simuladas a partir da rotina desenvolvida, curvas de magnetização normalizadas obtidas para a amostra de Permalloy com 50 nm de espessura, como um exemplo de comportamento magnético observado no primeiro grupo de amostras, filmes abaixo do intervalo de espessura crítico.

Para estas curvas, foi considerado, além do termo Zeeman e magnetostático, somente um termo de energia uniaxial, ou seja, o termo de origem magnetoelástica não foi incluído na expressão para a densidade de energia. Para ambas, foram mantidos fixos os parâmetros da

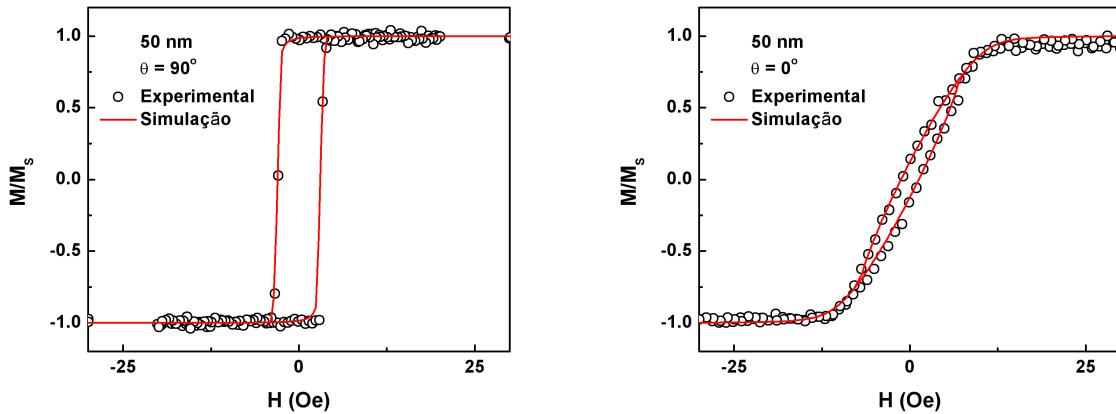


Figura 5.17: Curvas de magnetização normalizadas, juntamente com as simulações, obtidas para a amostra de Permalloy com 50 nm de espessura. Os pontos correspondem à medida experimental e a linha sólida vermelha corresponde à simulação. Na esquerda, a curva de magnetização foi obtida na direção do eixo de fácil magnetização, $\theta = 90^\circ$, e a simulação, com parâmetros $\theta_H = 90^\circ$, $\phi_H = 80^\circ$, $M_s = 780 \text{ emu/cm}^3$, $K_{an} = 1560 \text{ erg/cm}^3$, sendo que $\theta_{an} = 90^\circ$ e $\phi_{an} = 90^\circ$. Na direita, a curva de magnetização foi obtida na direção do eixo duro, $\theta = 0^\circ$, e a simulação, com $\phi_H = 20^\circ$ e demais parâmetros idênticos aos utilizados na simulação anterior.

amostra, $M_s = 780 \text{ emu/cm}^3$, $K_{an} = 1560 \text{ erg/cm}^3$, sendo que $\theta_{an} = 90^\circ$ e $\phi_{an} = 90^\circ$, ou seja, no plano do filme, e do campo magnético, $\theta_H = 90^\circ$, sendo somente variado o ângulo ϕ_H .

Para melhor ajuste entre as curvas medidas e simuladas, na curva para $\theta = 90^\circ$, foi utilizado $\phi_H = 80^\circ$, enquanto que na curva de $\theta = 0^\circ$, $\phi_H = 20^\circ$. Este fato pode estar associado a pequenos desvios na magnetização, originados durante a deposição ou durante o corte das amostras, ou, até mesmo, ao posicionamento da amostra durante a medida experimental.

As curvas de magnetização simuladas apresentam boa concordância com os dados obtidos experimentalmente. Devido a este fato, através da análise dos termos de energia considerados, é possível corroborar a descrição, para o comportamento observado, realizada anteriormente. Considerando o comportamento magnético observado no primeiro grupo, os parâmetros utilizados nas simulações, de fato, indicam, que a energia de anisotropia uniaxial, que está associada ao campo magnético aplicado durante a deposição do filme, e a energia magnetostática, que desfavorece a orientação da magnetização para fora do plano, são os principais termos de energia responsáveis, respectivamente, pela observada anisotropia uniaxial e no plano do filme, com eixo fácil de magnetização com $\theta = 90^\circ$, ou seja, ao longo da direção de aplicação do campo magnético aplicado durante a deposição.

Por outro lado, a figura 5.18 mostra, juntamente com as curvas simuladas, curvas de magnetização normalizadas obtidas para a amostra de Permalloy com 200 nm de espessura, como um exemplo de comportamento magnético observado para o segundo grupo de amostras, filmes acima do intervalo de espessura crítico.

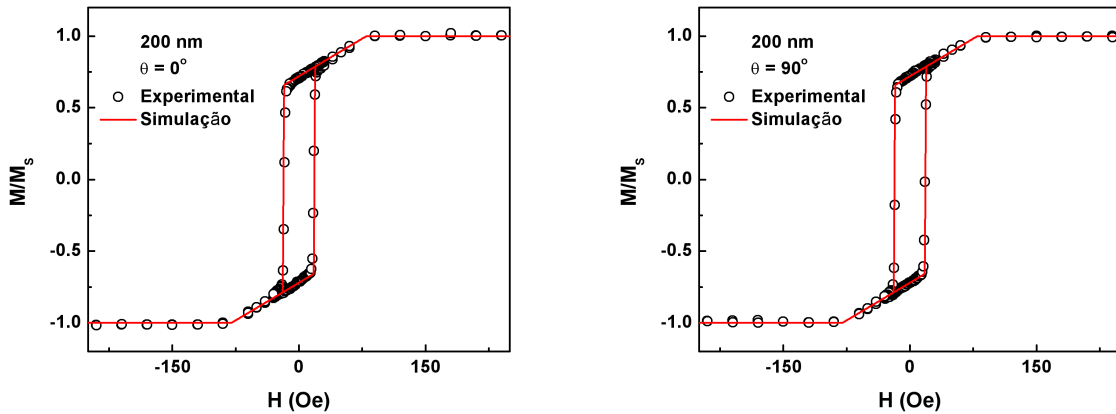


Figura 5.18: Curvas de magnetização normalizada, juntamente com as simulações, para a amostra de Permalloy com 200 nm de espessura. Os pontos correspondem à medida experimental e a linha sólida vermelha corresponde à simulação. Na esquerda, a curva de magnetização foi obtida na direção do eixo de fácil magnetização, $\theta = 0^\circ$, e a simulação, com parâmetros $\theta_H = 90^\circ$, $\phi_H = 0$, $M_s = 780 \text{ emu/cm}^3$, $K_{an1} = 7800 \text{ erg/cm}^3$, sendo $\theta_{an1} = 90^\circ$, $\phi_{an1} = \phi_H$, $K_{me2} = 31200 \text{ erg/cm}^3$, sendo $\theta_{me2} = 0^\circ$, $\phi_{me2} = 0^\circ$. Na direita, a curva de magnetização obtida para $\theta = 90^\circ$ e simulação, com $\phi_H = 90^\circ$ e demais parâmetros idênticos aos utilizados na simulação anterior.

Neste caso, para a simulação, o filme ferromagnético é descrito como sendo composto por duas camadas ferromagnéticas desacopladas, com magnetização \vec{M}_1 e \vec{M}_2 , respectivamente. Relacionado à densidade de energia, para a camada 1, foram considerados o termo Zeeman, magnetostático e um termo de energia de anisotropia uniaxial, entretanto, para a camada 2, este último foi substituído por um termo de energia magnetoelástica. Assim, foram mantidos fixos os parâmetros da amostra, $M_s = 780 \text{ emu/cm}^3$, $K_{an1} = 7800 \text{ erg/cm}^3$, sendo $\theta_{an1} = 90^\circ$, $\phi_{an1} = \phi_H$, ou seja, no plano do filme, para camada 1, $K_{me2} = 31200 \text{ erg/cm}^3$, sendo $\theta_{me2} = 0^\circ$, $\phi_{me2} = 0^\circ$, ou seja, perpendicular ao plano do filme, para a camada 2, e do campo magnético $\theta_H = 90^\circ$, sendo somente variado o ângulo ϕ_H .

Da mesma forma, as curvas de magnetização simuladas apresentam boa concordância com as obtidas experimentalmente. Assim, através da análise dos termos de energia considerados, é possível corroborar a descrição, para este comportamento, realizada anteriormente. Neste caso, os parâmetros utilizados nas simulações, inferem que o termo de energia de anisotropia uniaxial, para camada 1, sempre orientado na direção do campo magnético descreve bem as propriedades magnéticas isotrópicas no plano. Por outro lado, o termo de energia magnetoelástico, para camada 2, associado à tensão residual acumulada no filme durante o processo de deposição, reflete a existência de uma contribuição anisotrópica perpendicular. Deste modo, a consideração de duas camadas ferromagnéticas, descrevendo um sistema que apresenta a justaposição de regiões com eixos de fácil magnetização orientados em diferentes direções com regiões com uma contribuição de anisotropia perpendicular ao plano, parece ser uma alternativa para descrever o comportamento magnético observado nos filmes acima do intervalo de espessura crítico.

É importante ressaltar que, embora não tenham sido apresentadas as curvas simuladas para todas as amostras, devido ao comportamento similar, quando consideradas amostras dentro do mesmo grupo, estas podem ser obtidas facilmente. Entretanto, o que deve ser ressaltado através das simulações são os termos de energia identificados como responsáveis pelo comportamento magnético observado em cada um dos grupos. Neste caso, para o primeiro, um termo de energia uniaxial no plano, juntamente com o termo de energia magnetostática, enquanto que para o segundo, um termo de anisotropia com componente perpendicular ao plano do filme.

5.4 Ruído Barkhausen em filmes ferromagnéticos

5.4.1 Séries temporais de ruído Barkhausen

Medidas de BN foram realizadas através do método indutivo, com campo magnético externo com frequência de 50 mHz, amplitude máxima de 520 Oe e forma de onda triangular. Nestas, o sinal Barkhausen foi detectado por uma bobina sensora com 400 espiras, enrolada em torno da parte central da amostra, amplificado e filtrado por um pré-amplificador, com frequência de corte de 100 kHz e ganho ajustável, e digitalizado com taxa de amostragem de 4 MS/s.

Foram utilizadas amostras com dimensões de $10 \text{ mm} \times 4 \text{ mm} \times t$, onde t é a espessura, com eixo mais longo da amostra cortado ao longo do eixo de fácil magnetização, verificado através das curvas de magnetização.

Inicialmente, o estudo do ruído Barkhausen foi realizado em filmes de Permalloy. Em particular, não foi observado ruído Barkhausen na amostra de 10 nm, de modo que os níveis de ruído ou são muito baixos para serem detectados pelo sistema experimental ou, no caso do Permalloy com 10 nm, o BN não existe.

É importante ressaltar que nem todos os materiais magnéticos são apropriados para medidas de BN. Especialmente materiais que apresentam propriedades magnéticas muito macias, com alto valor de permeabilidade e pequenas perdas energéticas, e, principalmente, limitado número de defeitos, apresentam reduzido ou nenhum ruído Barkhausen. De fato, os ingredientes essenciais para o BN são a presença de desordem estrutural, que impede o fácil movimento das DWs, e um campo desmagnetizante não-negligenciável, que limita o tamanho do salto ou da avalanche.

A figura 5.19 mostra as séries temporais de BN obtidas para os filmes de Permalloy com diferentes espessuras. É possível observar claramente que a reversão da magnetização em cada amostra é realizada através de uma seqüência de saltos discretos e irregulares das DWs. Além

disto, a ocorrência dos saltos parece ser aleatória com respeito à área, duração e localização dos saltos.

O mesmo comportamento do BN é observado para os filmes de CoFe e FeSiB. No entanto, para estes conjuntos de filmes, o BN não foi observado para a amostra de 150 nm, no caso do CoFe, e para amostras de 10 e 20 nm, no caso do FeSiB. As figuras 5.20 e 5.21 mostram séries temporais de BN obtidas para, respectivamente, filmes de CoFe e FeSiB com diferentes espessuras.

Em todos os conjuntos de amostras, as séries temporais mostram que, para os filmes mais finos, a reversão da magnetização ocorre através de apenas alguns poucos saltos, enquanto que, para os mais espessos, o número de saltos aumenta consideravelmente. Este comportamento é consistente com o esperado aumento da complexidade da amostra com a espessura.

Em particular, as séries temporais revelam as mudanças na estrutura de domínios que ocorrem à medida que a espessura é aumentada. Neste caso, as modificações das séries temporais são associadas à evolução da estrutura magnética da amostra, tal como domínios magnéticos, topologia das paredes de domínio, densidade e natureza dos centros de aprisionamento, entre outros, com a espessura do filme.

Quando comparado com o ruído Barkhausen obtido em materiais “bulk”, a simples inspeção visual das séries temporais obtidas em filmes revela importantes características. Primeiramente, o ruído apresenta uma menor amplitude. Usualmente observado ser da ordem de μV para amostras “bulk”, neste trabalho, o ruído medido em filmes é da ordem de nV. Este fato é facilmente verificado devido a uma maior presença do ruído de fundo nas séries temporais. Entretanto, este não se torna um problema para a determinação dos expoentes, uma vez que o ruído de fundo é eliminado, através da utilização do valor de referência, v_r , de modo que sua existência não influencia a análise estatística do ruído.

Segundo, nos filmes, os saltos aparecem como picos finos e separados no tempo. Em geral, os saltos não apresentam estrutura interna, de modo que saltos maiores compostos de vários saltos individuais são pouco observados.

Além disto, os saltos apresentam menores áreas e durações. De fato, este comportamento é verificado através das distribuições, onde os valores máximos de área e duração são várias ordens de magnitude menores que os observados para amostras “bulk”, tais como as apresentadas, por exemplo, na referência [3], onde $s \sim 10^{-12} - 10^{-8}$ Wb e $T \sim 10^{-4} - 10^{-2}$ s, ou, na figura 5.1, para o aço elétrico estudado neste trabalho.

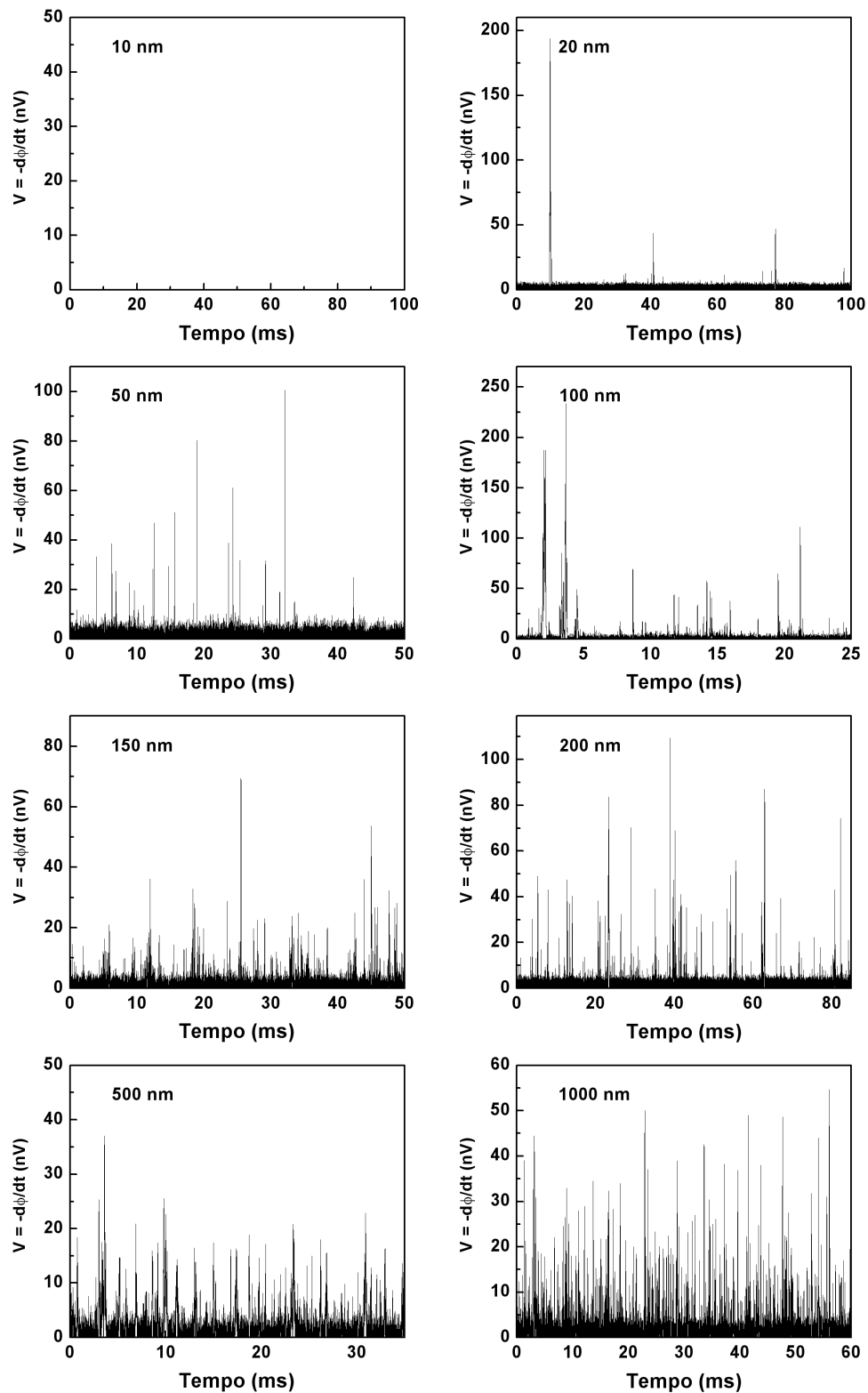


Figura 5.19: Séries temporais de ruído Barkhausen para filmes de Permalloy com diferentes espessuras. Para cada amostra, é apresentado somente o ruído adquirido no intervalo de magnetização onde a permeabilidade é aproximadamente constante.

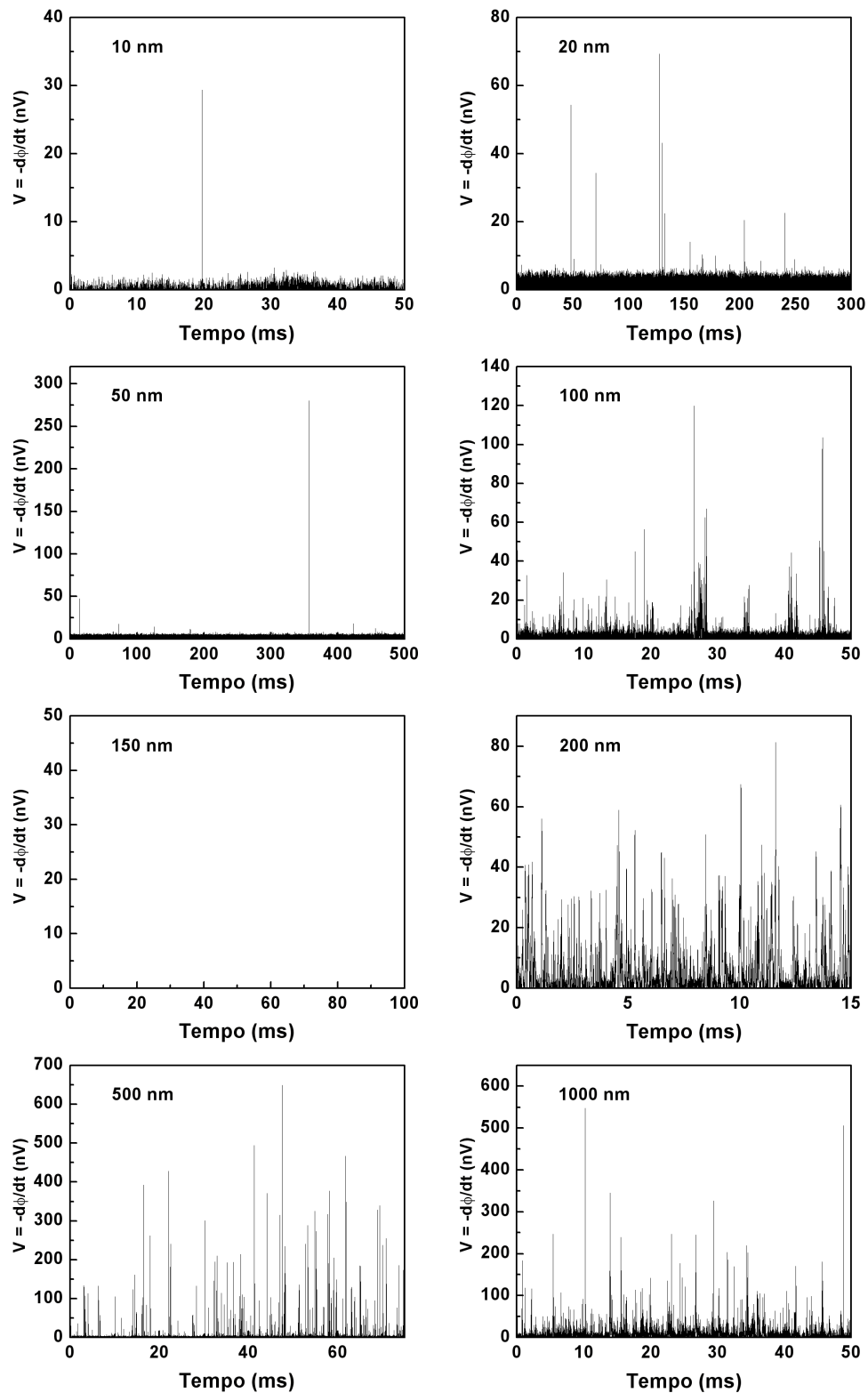


Figura 5.20: Séries temporais de ruído Barkhausen para filmes de CoFe com diferentes espessuras. Para cada amostra, é apresentado somente o ruído adquirido no intervalo de magnetização onde a permeabilidade é aproximadamente constante.

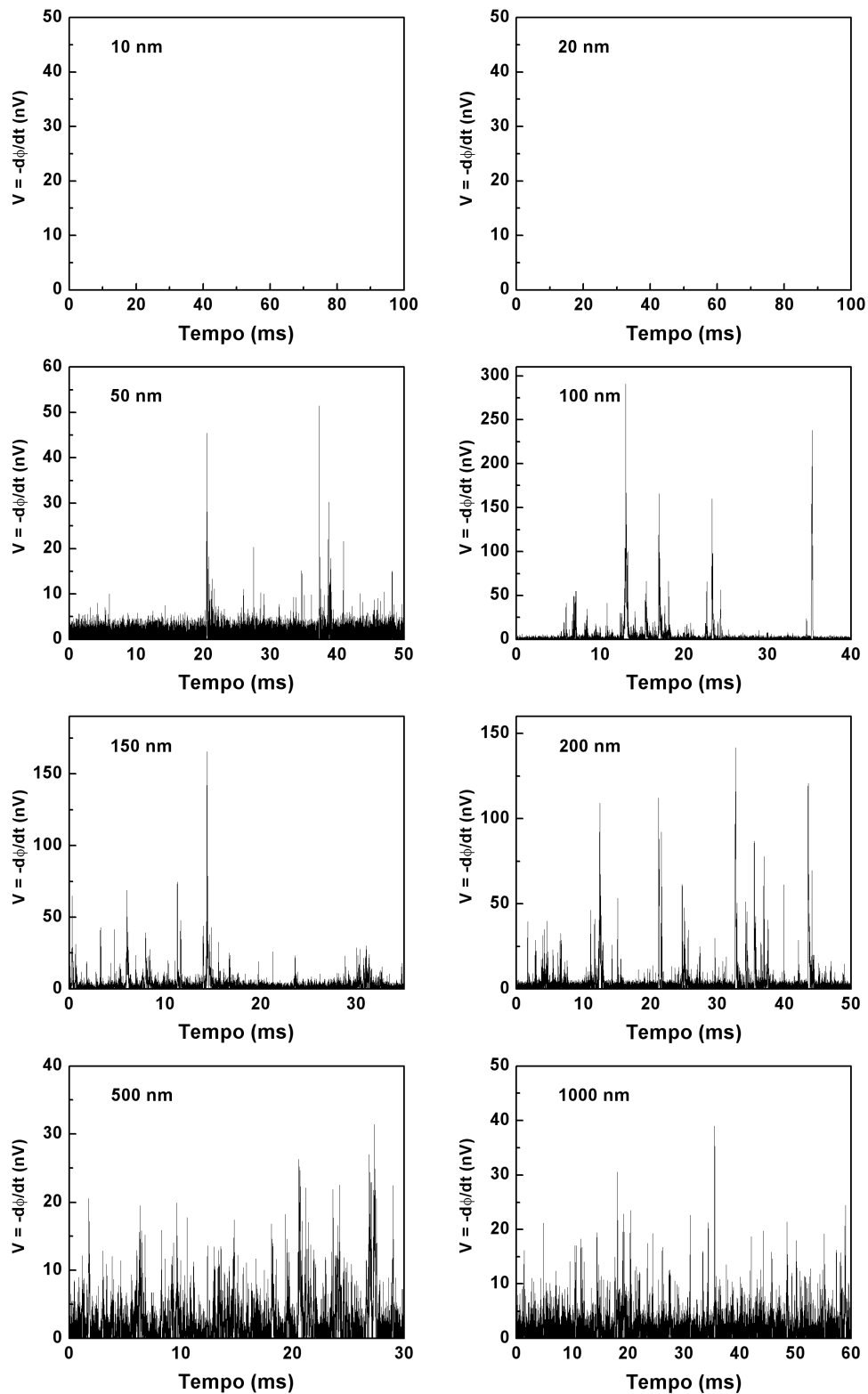


Figura 5.21: Séries temporais de ruído Barkhausen para filmes de FeSiB com diferentes espessuras. Para cada amostra, é apresentado somente o ruído adquirido no intervalo de magnetização onde a permeabilidade é aproximadamente constante.

5.4.2 Distribuições de área e duração dos saltos Barkhausen

As figuras 5.22 e 5.23 mostram as distribuições de área e duração dos saltos Barkhausen, respectivamente, obtidas a partir do ruído medido nos filmes de Permalloy. Juntamente, são apresentados os ajustes realizados com as equações 4.8, $P(s) = As^{-\tau} \exp(-(s/s_o)^m)$, e 4.9, $P(T) = BT^{-\alpha} \exp(-(T/T_o)^n)$, e os respectivos expoentes τ e α medidos.

Como esperado, as distribuições de área e duração dos saltos Barkhausen apresentam, de fato, valores menores do que tradicionalmente observados em amostras “bulk”. Em geral, para filmes, são observados valores $s \sim 10^{-14} - 10^{-10}$ Wb e $T \sim 10^{-5} - 10^{-3}$ s.

Similarmente ao encontrado para materiais “bulk”, as distribuições apresentam um comportamento de lei de potência com “cutoff” para todas as amostras, independentemente da espessura do filme.

Entretanto, à medida que a espessura do filme é reduzida, é observada uma mudança nos expoentes. Simultaneamente, os expoentes variam de $\tau \sim 1.49$ para $\tau \sim 1.34$ e $\alpha \sim 1.99$ para $\alpha \sim 1.51$. Para este conjunto de amostras de Permalloy, esta variação dos expoentes ocorre quando a espessura é diminuída de 100 para 50 nm. Neste caso, é possível identificar a existência de dois grupos de amostras diferentes, ou seja, diferentes intervalos de espessura, que apresentam distintos valores de expoentes.

Um comportamento similar nas distribuições também é verificado para o conjunto de amostras de CoFe. As figuras 5.24 e 5.25 mostram, respectivamente, as distribuições de área e duração dos saltos Barkhausen obtidas a partir do ruído medido nos filmes de CoFe.

No presente caso, devido ao comportamento de lei de potência com “cutoff” para todas as amostras, através de ajustes realizados com as equações 4.8 e 4.9, uma mudança nos expoentes também é verificada. Simultaneamente, os expoentes variam de $\tau \sim 1.26$ para $\tau \sim 1.05$ e $\alpha \sim 1.49$ para $\alpha \sim 1.08$. Entretanto, para este conjunto, a variação dos expoentes ocorre quando a espessura é diminuída de 50 para 20 nm. Assim, da mesma forma que observado para o Permalloy, é possível identificar a existência de dois grupos de amostras, de acordo com os valores de expoentes obtidos.

Por outro lado, as figuras 5.26 e 5.27 mostram, respectivamente, as distribuições de área e duração dos saltos Barkhausen obtidas a partir do ruído medido nos filmes de FeSiB. Para esta conjunto de amostras, visto que ruído Barkhausen não foi observado nas amostras mais finas, através dos ajustes de leis de potência, é observado uma estabilidade, com a espessura dos filmes, no valor dos expoentes. Neste caso, foram medidos $\tau \sim 1.27$ e $\alpha \sim 1.54$.

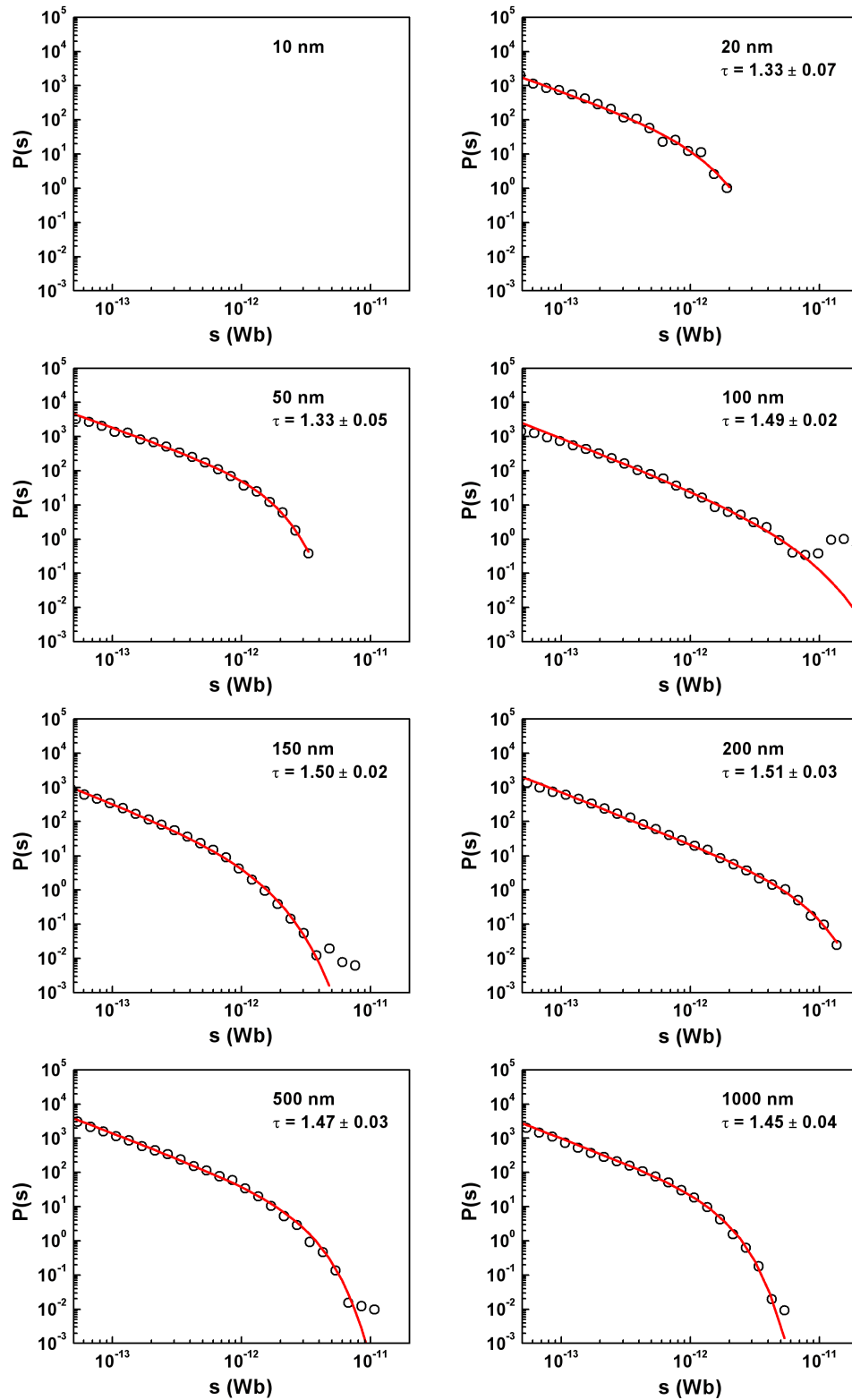


Figura 5.22: Distribuições de área dos saltos Barkhausen para filmes de Permalloy com diferentes espessuras. As linhas sólidas vermelhas correspondem aos ajustes de lei de potência com “cutoff”, com expoentes τ indicados nas legendas.

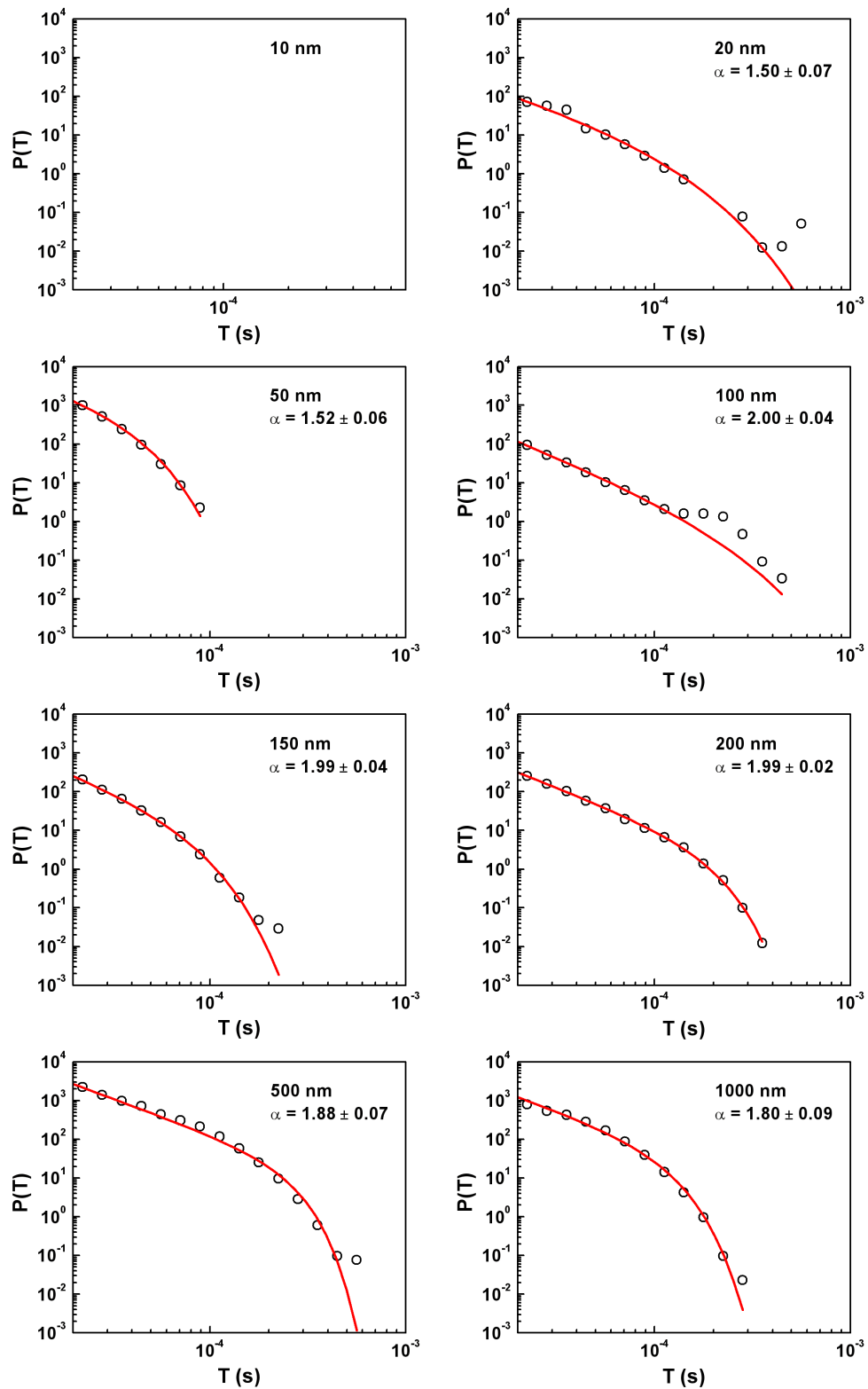


Figura 5.23: Distribuições de duração dos saltos Barkhausen para filmes de Permalloy com diferentes espessuras. As linhas sólidas vermelhas correspondem aos ajustes de lei de potência com “cutoff”, com expoentes α indicados nas legendas.

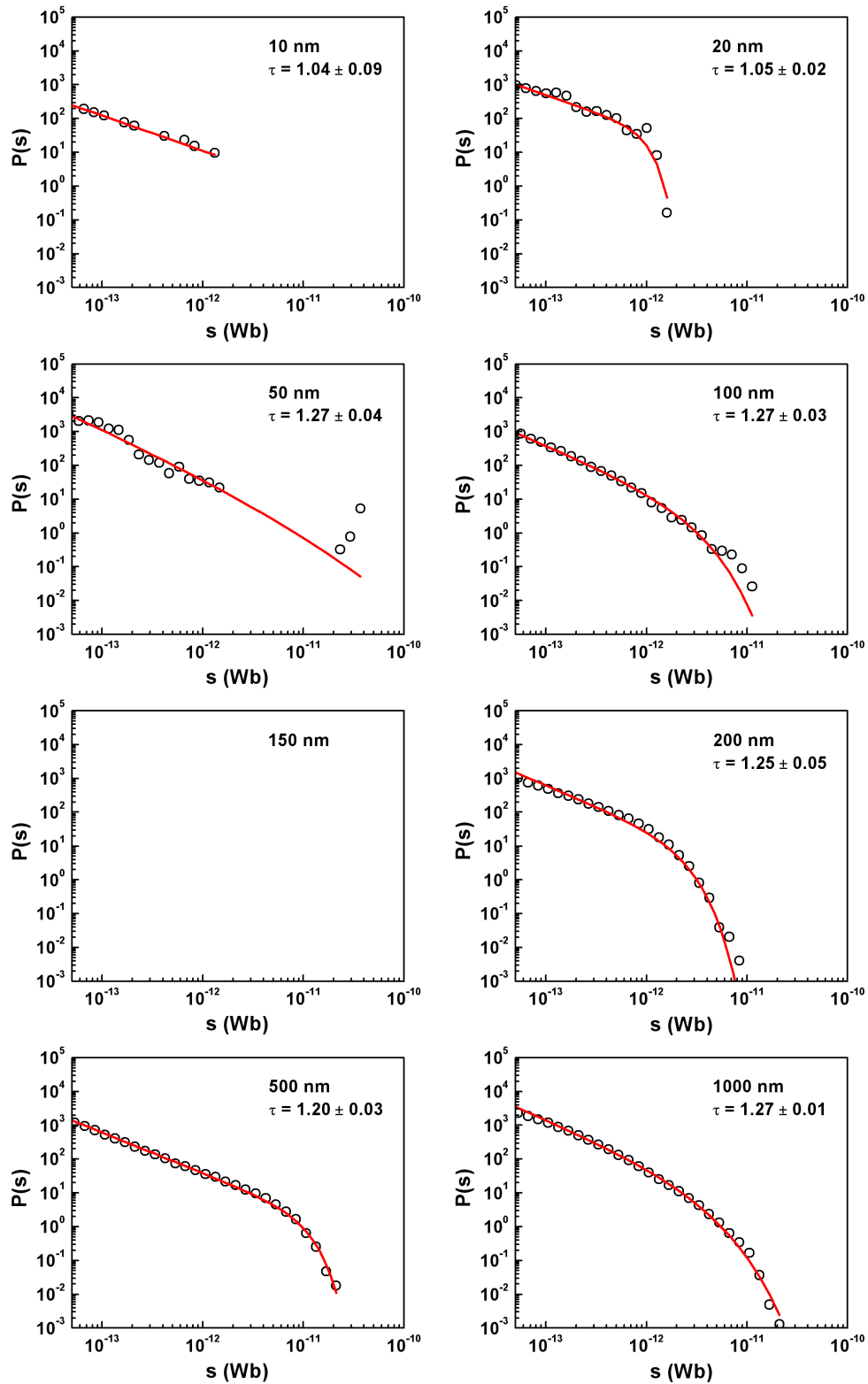


Figura 5.24: Distribuições de área dos saltos Barkhausen para filmes de CoFe com diferentes espessuras. As linhas sólidas vermelhas correspondem aos ajustes de lei de potência com “cutoff”, com expoentes τ indicados nas legendas.

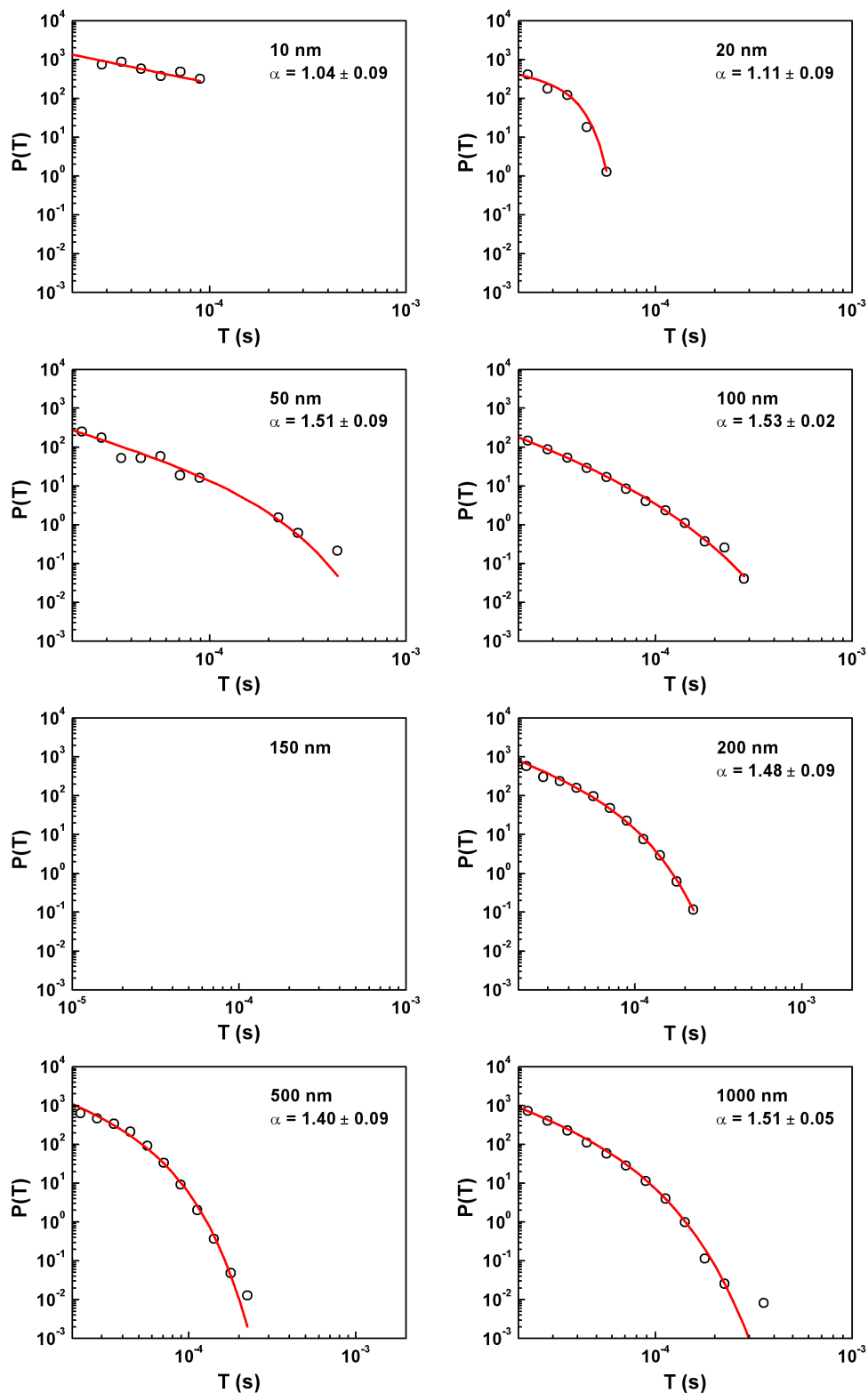


Figura 5.25: Distribuições de duração dos saltos Barkhausen para filmes de CoFe com diferentes espessuras. As linhas sólidas vermelhas correspondem aos ajustes de lei de potência com “cutoff”, com expoentes α indicados nas legendas.

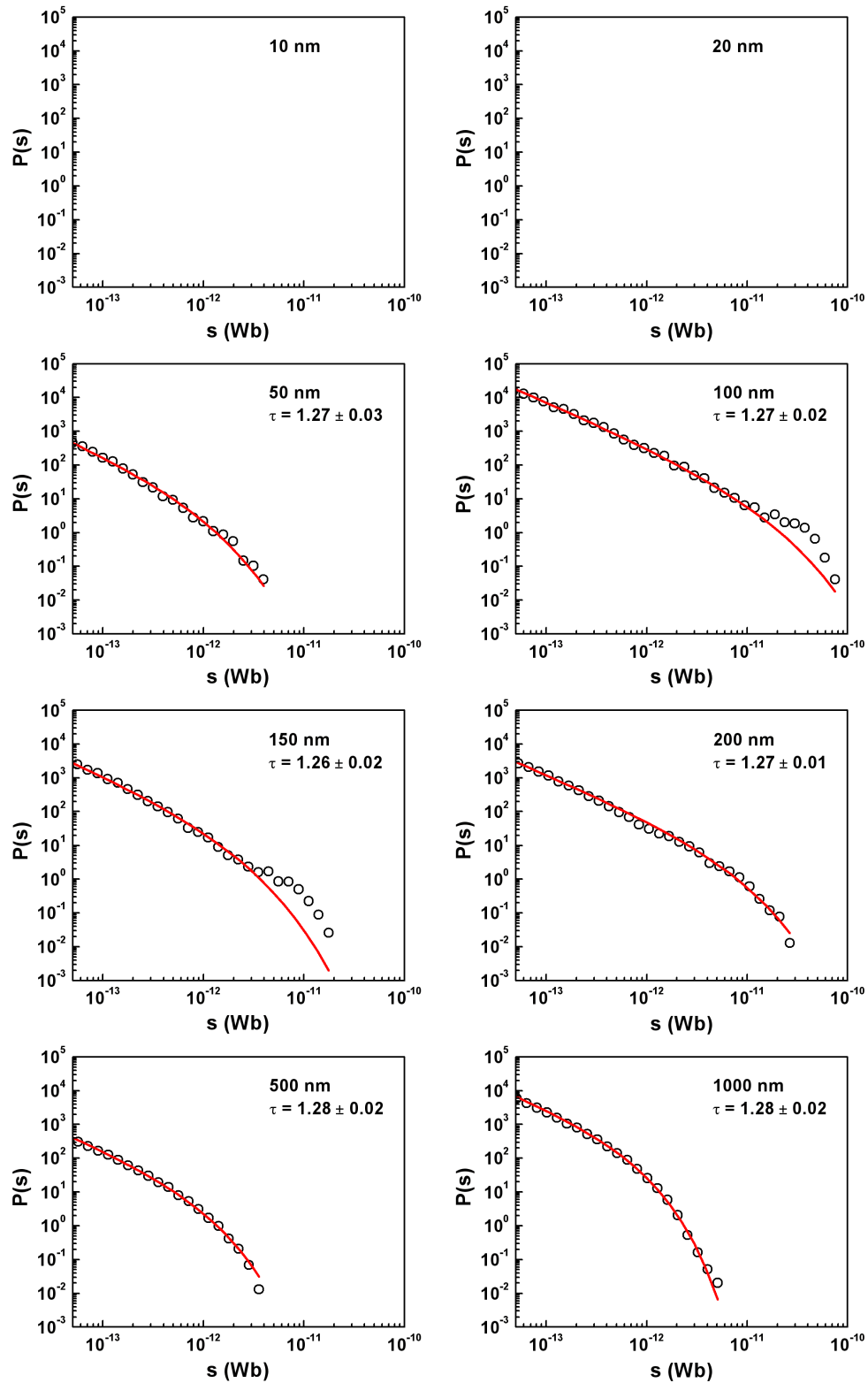


Figura 5.26: Distribuições de área dos saltos Barkhausen para filmes de FeSiB com diferentes espessuras. As linha sólidas vermelhas correspondem aos ajustes de lei de potência com “cutoff”, com expoentes τ indicados nas legendas.

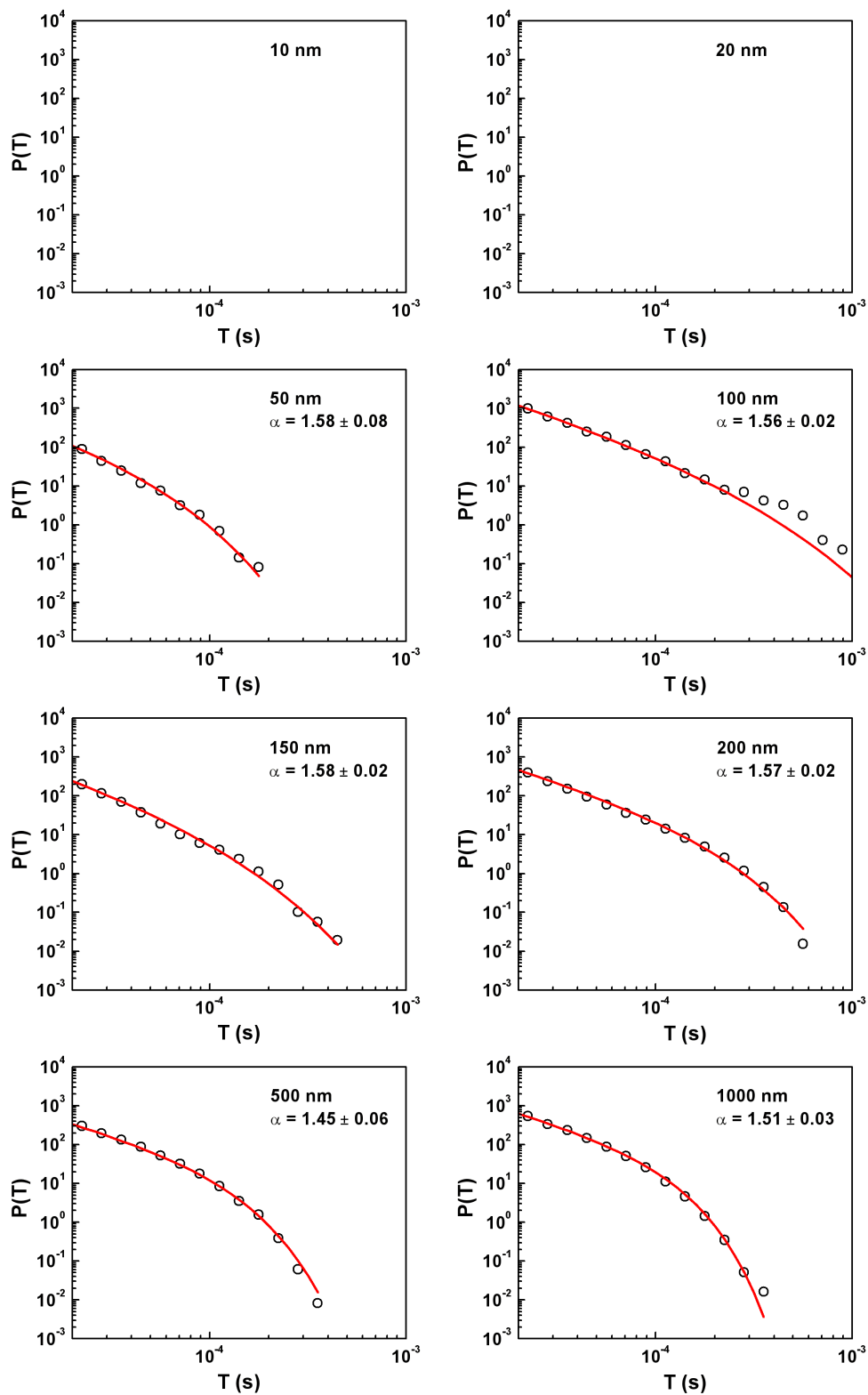


Figura 5.27: Distribuições de duração dos saltos Barkhausen para filmes de FeSiB com diferentes espessuras. As linhas sólidas vermelhas correspondem aos ajustes de lei de potência com “cutoff”, com expoentes α indicados nas legendas.

A chave para a compreensão das propriedades estatísticas do ruído em filmes reside basicamente na combinação dos efeitos, sobre a dinâmica de paredes de domínio, do alcance das interações predominantes no sistema e da dimensionalidade do sistema.

A fim de proceder com a discussão, é importante verificar as considerações de cada um dos modelos teóricos utilizados e observar suas diferenças, com o objetivo de claramente definir qual deles pode ser aplicado na descrição do comportamento dos filmes estudados.

Neste trabalho, os esforços foram concentrados nos seguintes modelos: CZDS [28, 29], Cerruti e Zapperi [34], Vázquez e Sotolongo-Costa [35] e o modelo UMM, investigado por de Queiroz [36].

Em particular, para todos os modelos considerados, a energia livre magnética é escrita como a soma de diferentes contribuições, devido à energia Zeeman, magnetostática, energia de paredes de domínio e potencial aleatório associado com a desordem e centros de aprisionamento do material [28, 29, 42]. Entretanto, para os três primeiros modelos citados, um termo de energia de origem dipolar ainda é introduzido na descrição.

Sendo assim, de acordo com o termo de energia predominante do sistema, haverá uma mudança no kernel que define se este é de curto ou longo-alcance. Esta mudança, consequentemente, influencia no valor dos expoentes. Resumidamente, neste caso, se há a presença do termo de interação dipolar, o sistema é governado por interações de longo-alcance. Caso contrário, o termo de tensão superficial da parede de domínio é dominante e o sistema é governado por interações de curto-alcance. Assim, são definidas duas classes de universalidade distintas, de acordo com o tipo de interação, e o alcance da interação, presente no sistema, como sugerido na referência [33].

Entretanto, é esperado que a dimensionalidade do sistema também influencie no valor dos expoentes. Combinando o efeito do alcance das interações com o da dimensionalidade do sistema, é possível estabelecer um quadro teórico geral, resumido na tabela 5.1. Além disto, para facilitar a interpretação dos resultados, a tabela 5.2 mostra os principais expoentes obtidos experimentalmente para materiais com diferentes características estruturais, cristalinas e amorfas, na forma “bulk” e na forma de filmes.

Tabela 5.1: Expoentes previstos pelos modelos teóricos para as duas classes de universalidade, definidas de acordo com o alcance das interações predominantes no sistema, em $d = 2$ e $d = 3$.

	$d = 2$			$d = 3$		
	τ	α	$1/(\sigma v z)$	τ	α	$1/(\sigma v z)$
Longo-alcance	$1.34^a, 1.33^b$	$1.55^a, 1.5^b$	1.5^a	$1.50 \pm 0.05^{b,c}$	$2.0 \pm 0.2^{b,c}$	$\sim 2^c$
Curto-alcance	1.06^d	-	-	$1.27 \pm 0.03^{c,d}$	1.5 ± 0.05^c	$\sim 1.77^c$

^a Modelo Cerruti-Zapperi [34].

^b Modelo Vásquez e Sotolongo-Costa [35].

^c Modelo CZDS [28, 29, 33].

^d Modelo UMM, investigado por de Queiroz [36].

Tabela 5.2: Expoentes obtidos experimentalmente para materiais com diferentes características estruturais, cristalinas e amorfas, na forma “bulk” e na forma de filmes. Na legenda, abaixo da tabela, são indicadas as referências, juntamente com a respectiva técnica utilizada na medida do ruído Barkhausen, nas quais os expoentes são encontrados.

	filmes			“bulk”		
	τ	α	$1/(\sigma v z)$	τ	α	$1/(\sigma v z)$
Cristalino	$\sim 1.33^{a,b, \dagger}$	-	-	1.50 ± 0.05^c	2.0 ± 0.2^c	$\sim 2^c$
Amorfo	$\sim 1.1^b, \sim 1.25^d, \dagger$	$\sim 1.6^d$	-	1.27 ± 0.03^c	1.5 ± 0.05^c	$\sim 1.77^c$

^a S.-C. Shin *et al.*, MOMM [40, 41, 43].

^b S.-C. Shin *et al.*, MOMM [42]. Embora não sejam utilizadas amostras amorfas neste trabalho, devido ao aumento de temperatura, há uma redução na contribuição do termo de energia dipolar, de modo que, em 35°C , interações de curto-alcance são predominantes, como, similarmente, observado em amorfos.

^c G. Durin e S. Zapperi, método indutivo [33].

^d L. Santi *et al.*, método indutivo [44].

[†] Os valores obtidos por Puppini *et al.*, via MOKE para filmes cristalinos, $\tau \sim 1.1$ [37, 122], e amorfos, $\tau \sim 0.8 - 1.2$ [39] não foram incluídos na tabela uma vez que não apresentam similaridade com os valores obtidos teoricamente, o que torna difícil sua interpretação física.

Considerando, primeiramente, os resultados obtidos para os filmes amorfos de FeSiB, a figura 5.29 mostra o comportamento geral dos expoentes τ e α em função da espessura.

Neste caso, em uma primeira e rápida observação, o comportamento aparentemente simples dos expoentes pode esconder interessantes informações. Como já citado, os expoentes apresentam, dentro do erro experimental, grande estabilidade com a espessura dos filmes. Em particular, $\tau \sim 1.27$ e $\alpha \sim 1.54$ são observados em um largo intervalo de espessura. Sendo assim, como primeiro ponto interessante dos resultados obtidos para o conjunto de amostras de FeSiB, tem-se que esta estabilidade dos expoentes é observada mesmo com a ocorrência de grandes mudanças nas amostras, como, por exemplo, o aumento do número de defeitos, relacionados ao aumento da espessura do filme e verificado pelo crescente número de saltos Barkhausen nas séries temporais, e as intensas modificações das propriedades magnéticas observadas à medida que a espessura dos filmes é aumentada, verificadas através das curvas de magnetização.

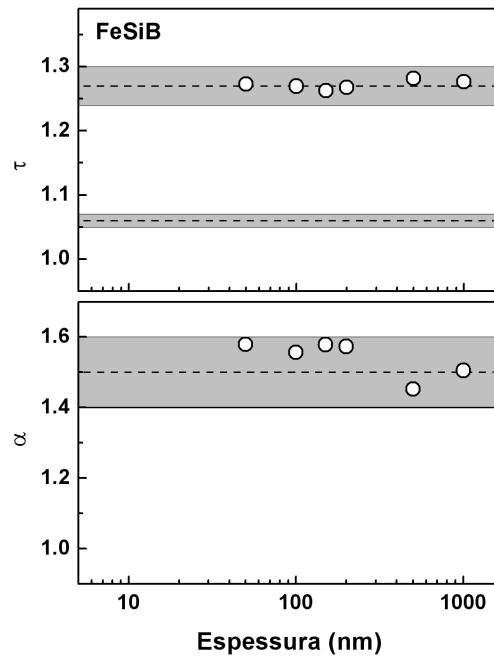


Figura 5.28: Valores experimentais de τ e α , em função da espessura, obtidos para filmes amorfos de FeSiB. Para guiar os olhos, no gráfico superior, a linha tracejada superior indica $\tau = 1.27$ e a região cinza mostra os limites dados pela barra de erros, ± 0.03 , correspondendo ao valor previsto para sistemas $d = 3$ com interações de curto-alcance. A linha tracejada inferior é $\tau = 1.06$, com ± 0.01 , valor previsto para $d = 2$ e interações de curto-alcance. No gráfico inferior, a linha tracejada superior tem $\alpha = 1.5$, como barra de erros ± 0.1 , correspondendo à mesma classe de universalidade, para $d = 3$. Neste caso, não há uma linha inferior uma vez que, para sistemas $d = 2$ com interações de curto-alcance, não existem valores de α previstos. Valores retirados da tabela 5.1.

Entretanto, a característica mais interessante, para este conjunto, está associada ao fato de que estes expoentes são completamente diferentes dos encontrados em recentes trabalhos experimentais obtidos para filmes finos amorfos, através de técnicas magneto-ópticas, como, por exemplo, na referência [39]. Pelo contrário, os expoentes são similares, de acordo com a tabela 5.2, aos observados para vários materiais magnéticos amorfos “bulk” [33], que apresentam $\tau \sim 1.27$ e $\alpha \sim 1.50$, e para filmes amorfos, com comportamento magnético $d = 3$, com $\tau \sim 1.25$ e $\alpha \sim 1.6$ [44].

Além disto, de acordo com a tabela 5.1 e como pode ser verificado através da figura 5.28, os resultados obtidos para esta conjunto de amostras estão em perfeita concordância com os valores previstos teoricamente pelos modelos CZDS [28, 29] e UMM, investigado por de Queiroz [36], correspondendo a uma clara indicação de que estes filmes amorfos, neste intervalo de espessura, apresentam um típico comportamento magnético tri-dimensional com interações de curto-alcance governando a dinâmica do sistema. Em particular, os expoentes medidos corroboram uma das classes de universalidade observadas para materiais “bulk” e, neste caso, indicam que este conjunto de filmes de FeSiB pode ser incluído na classe de ligas amorfas sob tensão.

Sendo assim, através deste primeiro resultado, já é possível obter uma indicação de que o comportamento magnético não é simplesmente bi-dimensional, como sempre indicado nos trabalhos experimentais encontrados na literatura. Pelo contrário, quando considerados diferentes conjuntos de amostras, um comportamento extremamente rico pode ser observado.

A figura 5.29 mostra o comportamento geral dos expoentes τ e α , em função da espessura, obtidos para os filmes policristalinos de Permalloy e amorfos de CoFe. Neste caso, quando considerado separadamente cada um dos conjuntos e analisado em função da espessura, fica mais clara a afirmação de que, para estes conjuntos, as amostras podem ser divididas em dois grupos, de acordo com os respectivos expoentes.

Como primeiro ponto importante, e já citado, é notável que, à medida que a espessura é reduzida, os valores de τ e α variam simultaneamente. Para o Permalloy, de $\tau \sim 1.49$ para $\tau \sim 1.34$ e de $\alpha \sim 1.99$ para $\alpha \sim 1.51$, no intervalo de espessura de 100 a 50 nm. Para o CoFe, $\tau \sim 1.26$ para $\tau \sim 1.05$ e $\alpha \sim 1.49$ para $\alpha \sim 1.08$, no intervalo de espessura de 50 a 20 nm.

Para ambos, o comportamento, identificado através da redução dos expoentes com a diminuição da espessura, pode ser considerado com uma impressão do efeito da dimensionalidade do sistema sobre a dinâmica de paredes de domínio.

Por outro lado, além da dimensionalidade, efeitos do alcance das interações que governam a dinâmica de DWs podem ser observados. Pela comparação dos expoentes obtidos para os filmes de Permalloy e CoFe com mesma espessura, uma vez que os filmes apresentam caráter estrutural distintos, a diferença no valor dos expoentes indica que distintas interações governam a dinâmica de DWs em cada um dos conjuntos.

Sendo assim, considerando os filmes mais espessos de cada um dos conjuntos, acima de 50 nm no caso do Permalloy e acima de 20 nm no caso do CoFe, dentro de um largo intervalo de espessura, $\tau \sim 1.49$ e $\alpha \sim 1.99$, para o Permalloy, enquanto $\tau \sim 1.26$ e $\alpha \sim 1.49$, para o CoFe.

Primeiramente, de acordo com a figura 5.29, é importante notar que estes expoentes apresentam valores similares, dentro do erro experimental, quando comparadas amostras com diferentes espessuras dentro do mesmo conjunto, sendo aparentemente independentes da espessura do filme. Este fato está em concordância com a predição de trabalhos teóricos que indicam a invariância dos expoentes com respeito ao aumento do número de defeitos [21], que neste caso está associado ao aumento da espessura do filmes.

Surpreendentemente, τ e α não são intensamente modificados, apesar das grandes modificações do comportamento magnético observadas através dos curvas de magnetização, relacionadas à mudança de uma anisotropia no plano para fora do plano, no intervalo de espessura de

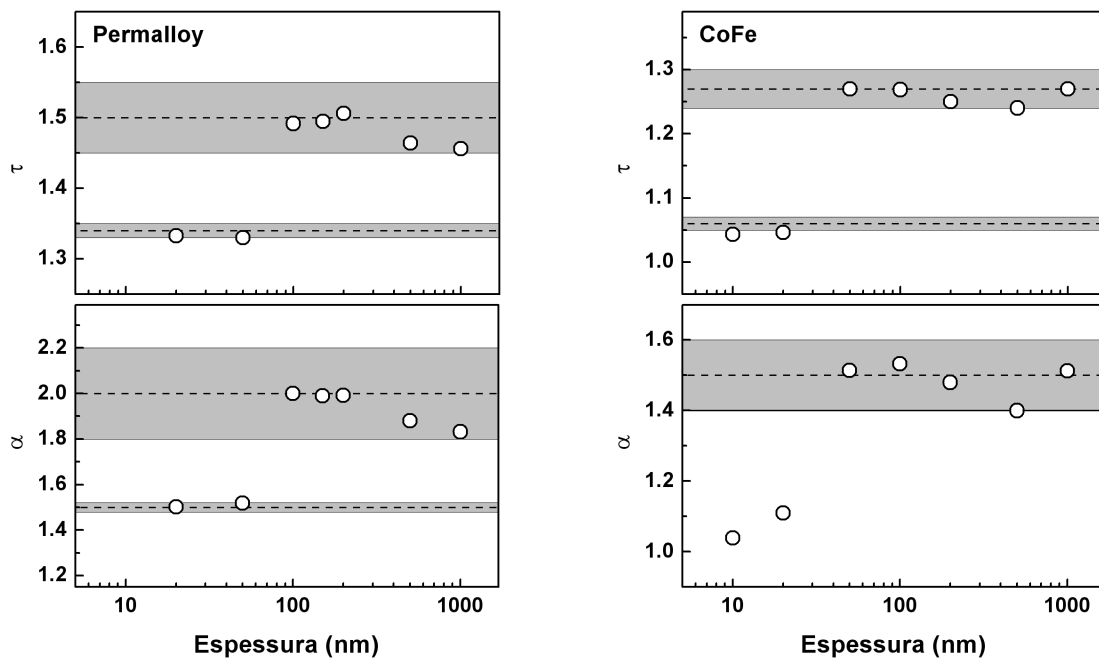


Figura 5.29: Valores experimentais de τ e α , em função da espessura, obtidos para filmes policristalinos de Permalloy e amorfos de CoFe. Para guiar os olhos, para o Permalloy, no gráfico superior, a linha tracejada superior indica $\tau = 1.5$ e a região cinza mostra os limites dados pela barra de erros, ± 0.05 , correspondendo ao valor previsto para sistemas $d = 3$ com interações de longo-alcance. A linha tracejada inferior é $\tau = 1.34$, com ± 0.01 , valor previsto para $d = 2$ e interações de longo-alcance. No gráfico inferior, a linha tracejada superior tem $\alpha = 2$, como barra de erros ± 0.2 , enquanto que a inferior tem $\alpha = 1.5$, com ± 0.01 , correspondendo à mesma classe de universalidade, para $d = 3$ e $d = 2$, respectivamente. Por outro lado, para o CoFe, no gráfico superior, a linha tracejada superior indica $\tau = 1.27$, com barra de erros de ± 0.03 , correspondendo ao valor previsto para sistemas $d = 3$ com interações de curto-alcance. A linha tracejada inferior é $\tau = 1.06$, com ± 0.01 , valor previsto para $d = 2$ e interações de curto-alcance. No gráfico inferior, a linha tracejada indica $\alpha = 1.5$, com barra de erros de ± 0.1 . Neste caso, não há uma linha inferior uma vez que, para sistemas $d = 2$ com interações de curto-alcance, não existem valores de α previstos. Valores retirados da tabela 5.1.

150 a 200 nm, para o Permalloy, e de 100 a 150 nm, para o CoFe.

Entretanto, apesar da estabilidade dos expoentes em função da espessura, flutuações, em torno do valor médio, ainda são observadas. Neste caso, o erro nos expoentes é inerente da medida das distribuições de duração, curta-duração, e área, pequena intensidade, uma vez que pequenos pulsos podem ser mascarados pelo ruído de fundo. Por outro lado, embora os valores possam ser incluídos no mesmo intervalo de valores obtidos para materiais “bulk”, região cinza na figura 5.29, as flutuações, observadas, principalmente, para filmes com espessuras de 500 e 1000 nm, podem ser relacionadas a uma menor contribuição do movimento de DWs para o processo de magnetização, uma vez que a rotação da magnetização torna-se predominante com o aumento da contribuição da anisotropia para fora do plano do filme. Além disto, o valor ligeiramente menor dos expoentes pode ser explicado em termos da grande desordem presente nos filmes, que reduz a probabilidade da ocorrência de grandes reversões da magnetização.

Os expoentes τ e α medidos, para filmes de Permalloy com espessura acima de 50 nm, são muito similares, de acordo com a tabela 5.2 aos obtidos para vários materiais magnéticos policristalinos “bulk”, $\tau \sim 1.5$ e $\alpha \sim 2$. Em particular, esta característica indica que os filmes neste intervalo de espessura apresentam um comportamento típico tri-dimensional, com interações de longo-alcance governando a dinâmica do sistema.

De fato, os expoentes medidos estão em perfeita concordância com os resultados teóricos obtidos para $d = 3$ e com interações de longo-alcance, de acordo com a tabela 5.1 e como comprovado pela figura 5.29.

Por outro lado, para os filmes de CoFe com espessura acima de 20 nm, os expoentes τ e α medidos são similares, de acordo com a tabela 5.2, aos obtidos para vários materiais magnéticos amorfs “bulk”, $\tau \sim 1.27$ e $\alpha \sim 1.5$, e para filmes amorfs, com comportamento magnético $d = 3$, $\tau \sim 1.25$ e $\alpha \sim 1.6$ [44]. Sendo assim, estes valores indicam que os filmes, neste intervalo de espessura apresentam um comportamento magnético tri-dimensional, com interações de curto-alcance governando a dinâmica de DWs.

Esta afirmação é comprovada uma vez que os expoentes medidos estão em perfeita concordância com os resultados teóricos obtidos para sistemas $d = 3$ com interações de curto-alcance, de acordo com a tabela 5.1 e como verificado pela figura 5.29.

Deste modo, estes resultados, para os conjunto de Permalloy e CoFe, claramente indicam que os filmes, dentro do intervalo de espessura citado acima, apresentam um comportamento magnético tri-dimensional. Assim, este fato fornece evidências experimentais que mostram que o modelo UMM, para o caso de materiais amorfs, e o modelo CZDS [28, 29], que descreve muito bem materiais “bulk”, podem ser estendidos para filmes. Além, conseqüentemente, os expoentes τ e α medidos também corroboram as duas classes de universalidade propostas na referência [33], indicando que o Permalloy pode ser incluído na classe dos materiais policristalinos e amorfs parcialmente cristalizados, associada a uma dinâmica governada por interações de longo-alcance de origem dipolar, e o CoFe, na classe das ligas amorfs sob tensão, relacionada a interações de curto-alcance.

Por outro lado, uma vez que este trabalho tem como base medidas de BN realizadas através da técnica indutiva, a característica mais interessante nos expoentes obtidos reside nas distribuições de área a duração medidas para os filmes mais finos.

Considerando os filmes mais finos, que, para o Permalloy, têm espessura igual e menor que 50 nm, os expoentes são $\tau \sim 1.34$ e $\alpha \sim 1.51$ e apresentam estabilidade em função da espessura. Já para os filmes de CoFe, com espessura igual e menor que 20 nm, os expoentes apresentam

valores próximos a $\tau \sim 1.05$ e $\alpha \sim 1.08$.

Sendo assim, para os filmes de Permalloy no intervalo de espessura citado, um comportamento semelhante, com expoentes menores, é observado em vários trabalhos experimentais nos quais filmes finos são estudados. Em particular, o expoente τ , medido para os filmes finos de Permalloy, concorda, de acordo com a tabela 5.2, perfeitamente os valores obtidos para filmes cristalinos, através de métodos magneto-ópticos, $\tau \sim 1.33$ [40]-[43]. Assim, o valor e a invariância dos expoentes neste intervalo de espessura claramente sugerem que os filmes mais finos realmente apresentam um comportamento magnético bi-dimensional, com interações de longo-alcance governando a dinâmica de DWs.

Através da consideração das mesmas classes de universalidade utilizadas para descrever os filmes mais espessos, no caso do Permalloy, é facilmente verificado que os expoentes medidos concordam muito bem com os valores previstos para sistema $d = 2$ com interações de longo-alcance, de acordo com a tabela 5.1 e como comprovado pela figura 5.29. Deste modo, estes resultados corroboram valores previstos e fornecem evidências experimentais para a validade dos modelos propostos por B. Cerruti e S. Zapperi [34] e A. Vásquez e O. Sotolongo-Costa [35].

Por outro lado, para os filmes de CoFe, no intervalo de espessura citado, o expoente τ obtido, neste trabalho, está muito próximo do valor apresentado na referência [42], $\tau \sim 1.1$, para o caso onde tensão superficial de uma DW é o termo de energia predominante na dinâmica de DWs do filme. Entretanto, o valor difere consideravelmente de $\tau \sim 0.8$, publicado recentemente para amostras amorfas [39]. Em ambos trabalhos, o valor dos expoentes foi considerado como sendo uma indicação de um comportamento magnético bi-dimensional, entretanto, somente no caso onde $\tau \sim 1.1$, que corresponde também ao valor obtido neste trabalho, o expoente foi verificado através de resultados teóricos.

Embora o valor obtido para α não possa ser considerado na análise, é facilmente verificado que o valor de τ concorda muito bem com o previsto para sistema $d = 2$ com interações de curto-alcance, de acordo com a tabela 5.1 e como comprovado pela figura 5.29. Sendo assim este resultado fornece evidências experimentais para a validade do modelo UMM, investigado por de Queiroz [36]. Neste caso, é importante citar que este modelo foi capaz de descrever o comportamento de filmes amorfos tanto com comportamento magnético $d = 3$, quanto $d = 2$.

Como um ponto que deve ser ressaltado, embora os conjuntos de filmes utilizados apresentem características estruturais completamente diferentes, a mudança nos expoentes é observada no mesmo intervalo de espessura, entre 20 e 100 nm.

Neste caso, é razoável considerar a existência de um “crossover” dimensional, uma vez que os filmes de Permalloy apresentam um caráter cristalino e os de CoFe, amorfo, para todas espessuras. Nenhuma indicação de modificação estrutural, passagem de um caráter policristalino para amorfo, foi observada entre os filmes com espessuras entre 50 e 100 nm para o Permalloy, ou de amorfo para cristalino, entre 20 e 50 nm para o CoFe, como verificado através dos padrões de difração de raios-x nas figuras 5.6 e 5.7, respectivamente. Consequentemente, a hipótese de um “crossover” entre as duas classes de universalidade, com respeito ao alcance das interações, pode ser descartada.

Além disto, o comportamento magnético, observado através das curvas de magnetização, apresentadas nas figuras 5.10 e 5.12, é similar para os filmes com espessura até 150 nm, no caso do Permalloy, e até 100 nm, CoFe, incluindo os intervalos de espessura nos quais foram observadas as mudanças dos expoentes. Deste modo, as variações nos expoentes não podem ser associadas a modificações na forma das curvas de magnetização ou mudança do tipo de anisotropia.

Sendo assim, devido à similaridade com os expoentes obtidos experimentalmente em outros trabalhos e à comparação dos expoentes medidos com os obtidos teoricamente, a mudança de τ e α pode ser entendida como um efeito da dimensionalidade do sistema sobre a dinâmica de paredes de DWs. De fato, a variação dos expoentes experimentais é interpretada como uma clara indicação de um “crossover” dimensional no comportamento magnético dinâmico das DWs, de um caráter $d = 3$ para $d = 2$, à medida que a espessura é reduzida.

É importante salientar que as medidas indutivas realizadas neste trabalho permitiram, não somente a observação do ruído Barkhausen em amostras muito finas, com espessuras de até 10 e 20 nm, com comportamento magnético $d = 2$, mas também o “crossover” dimensional da dinâmica de DWs, de $d = 3$ para $d = 2$.

Neste caso, embora seja conhecido que a topologia dos domínios magnéticos em filmes ferromagnéticos é complexa, rica e que diversos tipos de paredes de domínio existem, acredita-se que este “crossover” dimensional, observado com a redução da espessura dos filmes, possa estar relacionado a uma mudança do tipo de estrutura de paredes de domínio.

Livros clássicos [4, 5, 45, 46], de fato, indicam que a transição de geometria de paredes de Bloch para Néel realmente ocorre no intervalo de espessura de 20 a 100 nm, onde a espessura do filme tem a mesma ordem de magnitude da largura de parede de domínio.

Sendo assim, como discutido na seção 2.3.5, de forma simplificada, para filmes espessos, são esperadas paredes de domínio do tipo Bloch. Entretanto, nos filmes mais finos, devido a

sua maior estabilidade, paredes de Néel são esperadas. Em espessuras intermediárias, entre 20 e 100 nm, a consideração de apenas um tipo de parede é mais difícil, devido à complexidade das estruturas de domínio observada. Em particular, a figura 2.16, página 40, mostra uma seqüência de imagens de domínios magnéticos, obtidas para filmes de Permalloy com diferentes valores de espessura, que corrobora a transição do tipo de parede de domínio com a redução da espessura do filme, sendo observadas paredes de Bloch, para os filmes mais espessos, de Néel, para os filmes mais finos, e paredes do tipo “cross-tie”, em espessuras intermediárias.

5.4.3 Área média dos saltos vs. duração e espectro de potência

Como uma extensão da análise estatística do ruído, foram considerados também os expoentes $1/(\sigma v_z)$, que relaciona a área média do salto e sua duração, e ϑ , expoente obtido para o espectro de potência.

Na seção anterior, os resultados das distribuições de área e duração dos saltos Barkhausen indicaram que os os filmes policristalinos de Permalloy caem na classe de universalidade onde as interações de longo-alcance de origem dipolar dominam a dinâmica de DWs.

Neste caso, de acordo com a tabela 5.1, página 170, os valores previstos pelos modelos teóricos para o expoente que relaciona a área média com a duração são, para $d = 3$, $1/(\sigma v_z) \sim 2$ [28, 29, 33] e, para $d = 2$, $1/(\sigma v_z) \sim 1.5$ [34]. Em particular, o expoente, para sistemas $d = 3$, já foi confirmado experimentalmente, quando consideradas medidas de BN realizadas em amostras “bulk” policristalinas. Por outro lado, o valor previsto para $d = 2$ ainda não foi verificado experimentalmente.

A figura 5.30 mostra curvas de área média do salto em função da duração para os filmes de Permalloy com diferentes espessuras. Neste caso, esta função apresenta um comportamento de lei de potência, de modo que, através da equação 4.10, $\langle s(T) \rangle = CT^{1/(\sigma v_z)}$, o expoente $1/(\sigma v_z)$ pode ser estimado.

Sendo assim, para as amostras de Permalloy, com espessuras de 100, 150, 200, 500 e 1000 nm, filmes que apresentam um comportamento magnético $d = 3$, identificado através das distribuições de área e duração, o expoente $1/(\sigma v_z) \sim 2$ descreve bem o comportamento das curvas obtidas. Embora a amostra de 500 nm apresente um expoente um pouco menor, para as outras amostras consideradas, a concordância da lei de potência com expoente ~ 2 corrobora o valor previsto teoricamente para esta classe de universalidade em $d = 3$.

Em particular, assim como observado para a amostra de aço elétrico estudada neste trabalho, figura 5.5, e para diversos materiais “bulk” policristalinos estudados em outros trabalhos

experimentais, o expoente $1/(\sigma v_z) \sim 2$ descreve bem o comportamento para um intervalo limitado de durações T . Para os filmes de Permalloy, em geral, este intervalo abrange pequenas durações, de 20 a $\sim 70 \mu\text{s}$. Acima deste limite, pode ser observado um “cutoff”, no qual a curva apresenta um pequeno desvio do comportamento proporcional a T^2 .

Na mesma figura, para as amostras mais finas de Permalloy, filmes que apresentam um comportamento magnético $d = 2$, um expoente $1/(\sigma v_z)$ menor pode ser indicado para descrever o comportamento observado. Neste caso, foram obtidos para as amostras com espessuras de 50 e 20 nm, respectivamente, $1/(\sigma v_z) \sim 1.7$ e $1/(\sigma v_z) \sim 1.6$. Sendo assim, os expoentes obtidos, embora próximos do expoente indicado pelo modelo, não concordam perfeitamente com o valor previsto teoricamente para esta classe de universalidade em $d = 2$. Entretanto a sistemática redução do expoente, além da aproximação do valor medido a 1.5, pode ser entendida como um efeito da espessura sobre a dinâmica de DWs e de um consequente “crossover” dimensional.

Uma vez que previsões teóricas indicam a relação entre expoentes $\vartheta = 1/(\sigma v_z)$ [115], a figura 5.31 mostra os espectros de potência obtidos, a partir das séries temporais de BN, para o mesmo conjunto de amostras de Permalloy. Como a taxa de amostragem foi mantida constante em 4 MS/s na aquisição das séries temporais, a frequência de Nyquist é 2 MHz. Entretanto, como foi ajustada uma frequência de corte, no filtro passa-baixa do pré-amplificador, igual a 100 kHz, os espectros de potência apresentam frequência máxima igual a 50 kHz.

Sendo assim, para altos valores de frequência, o espectro apresenta um comportamento típico de lei de potência, de modo que, através da equação 4.12, $S(f) = D1/f^\vartheta$, o expoente ϑ pode ser determinado.

Da mesma forma que no caso da curva da área média do salto em função da duração, para as amostras com espessuras de 100, 150, 200, 500 e 1000 nm, o expoente $\vartheta \sim 2$ ajusta muito bem o comportamento de lei de potência, confirmando a previsão teórica $\vartheta = 1/(\sigma v_z)$.

Similarmente, este comportamento é observado em um intervalo de frequência limitado, de modo que o espectro apresenta uma região intermediária de frequências onde o espectro desvia do simples comportamento de $1/f^2$. É importante citar que, para estas amostras mais espessas, os expoentes $1/(\sigma v_z)$ e ϑ apresentam uma notável estabilidade em função da espessura, assim como observado para τ e α .

No caso das amostras mais finas de Permalloy, um expoente ϑ menor pode ser estimado. Para a amostra de 50 nm, o expoente $\vartheta \sim 1.7$, mesmo valor de $1/(\sigma v_z)$, descreve muito bem o comportamento de lei de potência observado em altas frequências do espectro.

Entretanto, para a amostra de 20 nm, a situação ainda não é clara. Neste caso, o espectro de

potência apresenta uma forma bastante complexa, fato que pode estar associado a uma maior contribuição do ruído de fundo para o espectro de potência. Para a obtenção do espectro de potência, a subtração do ruído de fundo não foi realizada, de modo que, para algumas amostras, principalmente as que apresentam poucos saltos Barkhausen, podem ser obtidos alguns resultados distintos dos tradicionalmente observados.

Considerando os filmes amorfos de CoFe e FeSiB, os resultados das distribuições de área e duração dos saltos indicaram que estes seguem a classe de universalidade onde a interação de curto-alcance tensão superficial de uma parede de domínio domina a dinâmica de DWs.

Para esta classe, de acordo com a tabela 5.1, página 170, o valor previsto teoricamente para o expoente que relaciona a área média do salto com a duração é, para $d = 3$, $1/(\sigma v z) \sim 1.77$ [28, 29, 33], que, por sua vez, também já foi confirmado experimentalmente através de medidas de BN realizadas em amostras “bulk” amorfas. Entretanto, para sistemas $d = 2$, valores teóricos ainda não foram previstos. Tampouco, valores experimentais foram obtidos.

A figura 5.32 mostra curvas de área média do salto em função da duração para os filmes de FeSiB com diferentes espessuras. Além, a figura 5.33 mostra os espectros de potência obtidos, a partir das séries temporais, para o mesmo conjunto de amostras de FeSiB.

Através dos ajustes de lei de potência, para ambas figuras, a mesma estabilidade dos expoentes τ e α , com o aumento da espessura, é verificada para $1/(\sigma v z)$ e ϑ , indicando um comportamento bastante simples para este conjunto de amostras.

Em particular, as curvas de área média do salto em função da duração apresentam um comportamento de lei de potência para um largo intervalo de durações, ligeiramente maior do que observado para as amostras policristalinas. Já nos espectros de potência, este fato também pode ser confirmado, entretanto, o comportamento de lei de potência para uma larga faixa de frequências é observado somente em algumas amostras.

Neste caso, para as amostras de FeSiB com espessuras de 100 a 1000 nm, $1/(\sigma v z) \sim \vartheta \sim 1.77$, em perfeito acordo com o valor teórico previsto para sistemas incluídos nesta classe de universalidade com comportamento magnético $d = 3$, corroborando as conclusões obtidas através das distribuições de área e duração dos saltos.

Somente para a amostra de 50 nm, uma redução no valor do expoente é verificada. Embora nenhuma indicação de mudança no valor dos expoentes τ e α tenha sido observada, esta diminuição de $1/(\sigma v z)$ para ~ 1.6 pode estar associada à influência da espessura sobre a dinâmica de DWs e à existência de um possível “crossover” dimensional, caso o BN tivesse sido observado nas amostras mais finas de FeSiB.

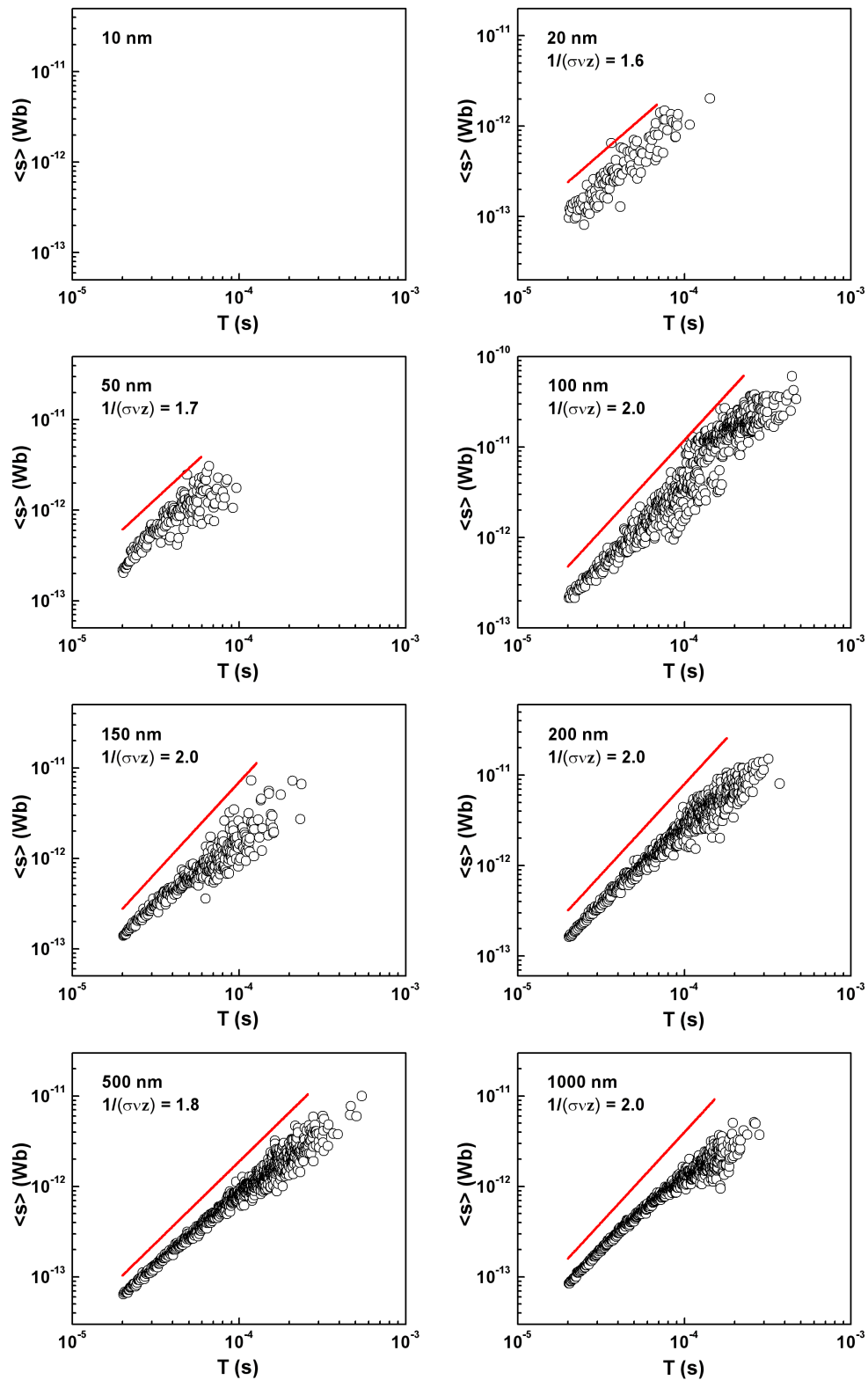


Figura 5.30: Curvas de área média do salto em função da duração para os filmes de Permalloy com diferentes espessuras. As linhas sólidas vermelhas, apenas para guiar os olhos, correspondem a leis de potência com expoentes $1/(\sigma v z)$ indicados nas legendas.

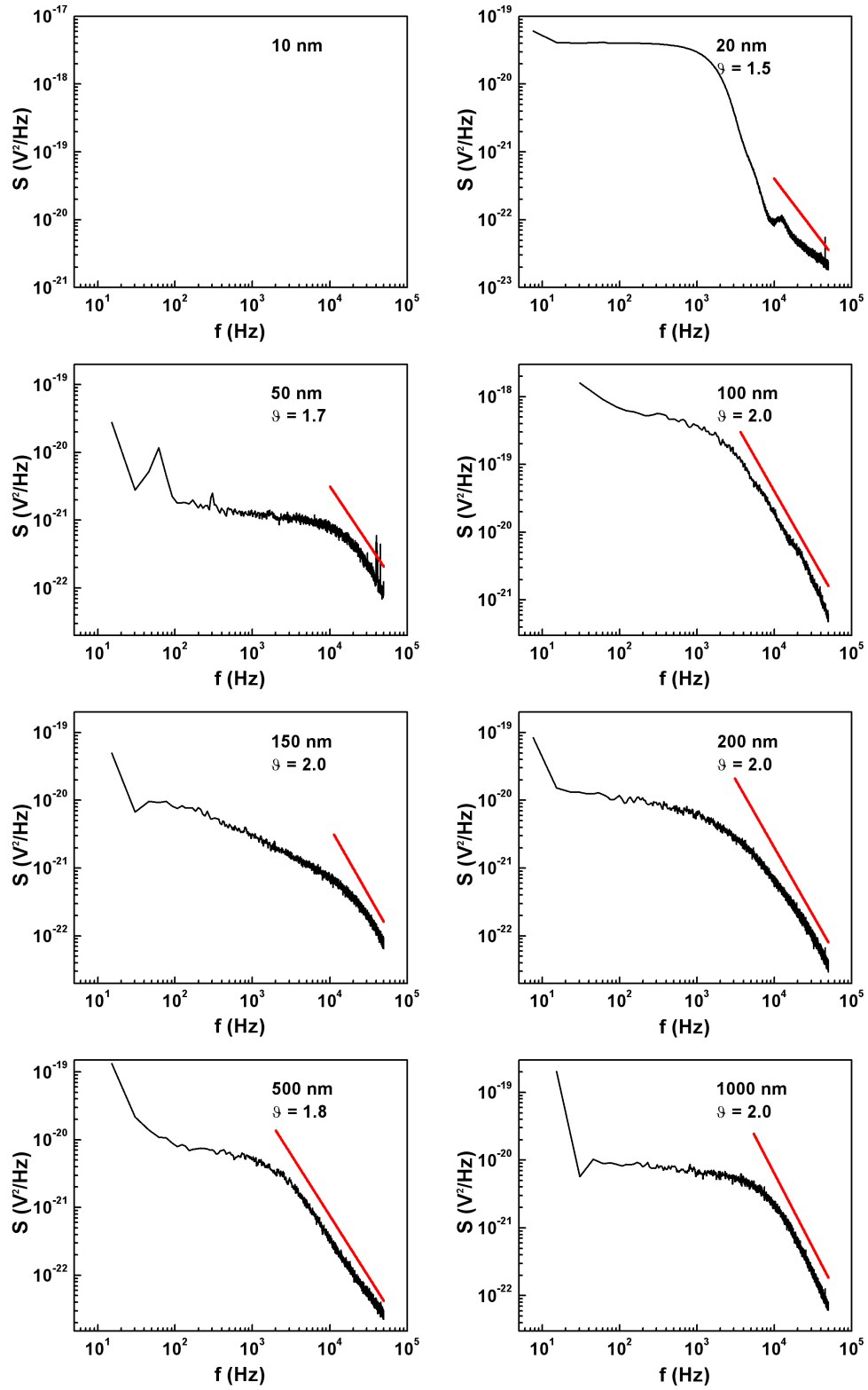


Figura 5.31: Espectros de potência para filmes de Permalloy com diferentes espessuras. As linhas sólidas vermelhas, apenas para guiar os olhos, correspondem a leis de potência com expoentes ϑ indicados nas legendas.

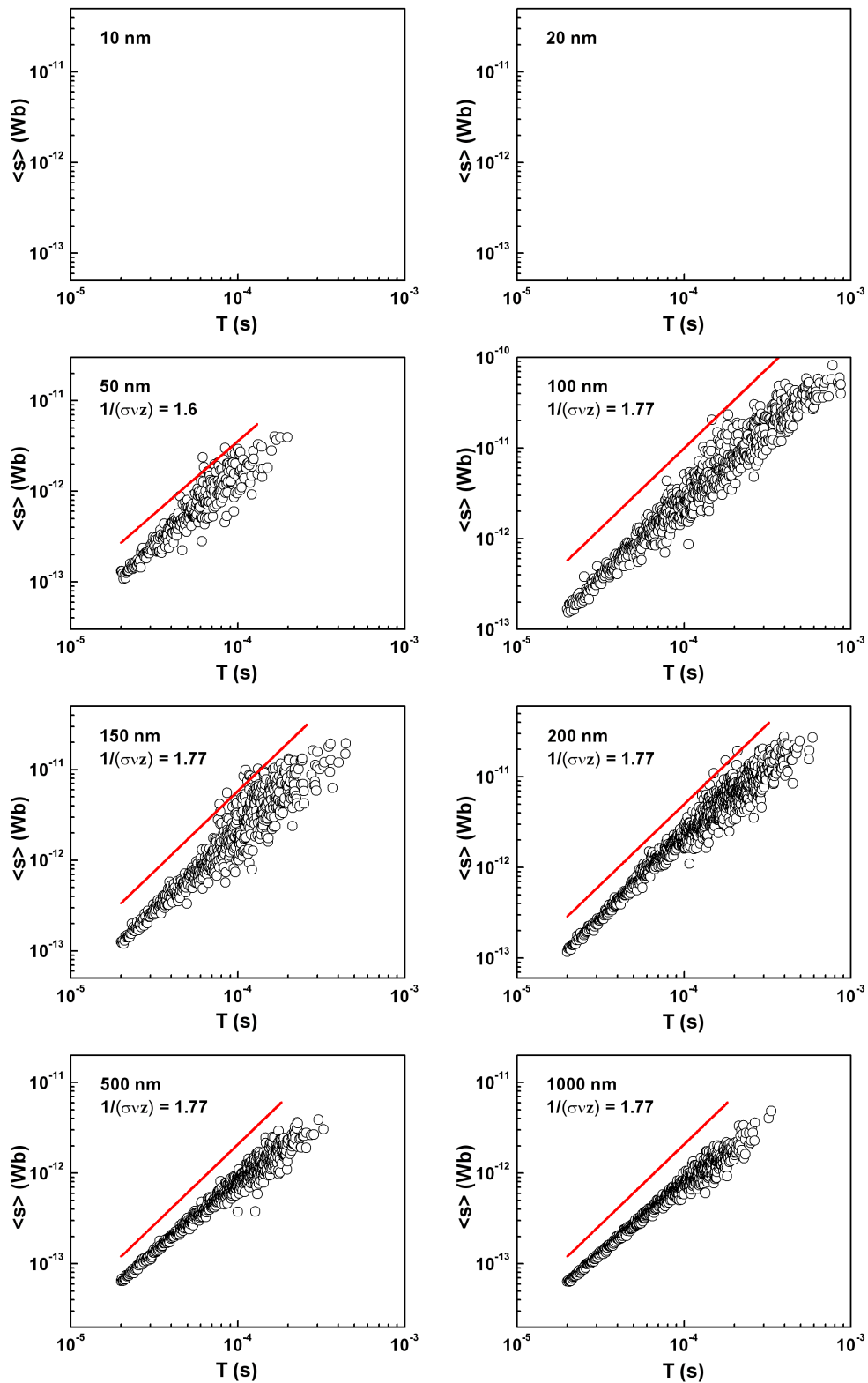


Figura 5.32: Curvas de área média do salto em função da duração para os filmes de FeSiB com diferentes espessuras. As linhas sólidas vermelhas, apenas para guiar os olhos, correspondem a leis de potência com expoentes $1/(\sigma v z)$ indicados nas legendas.

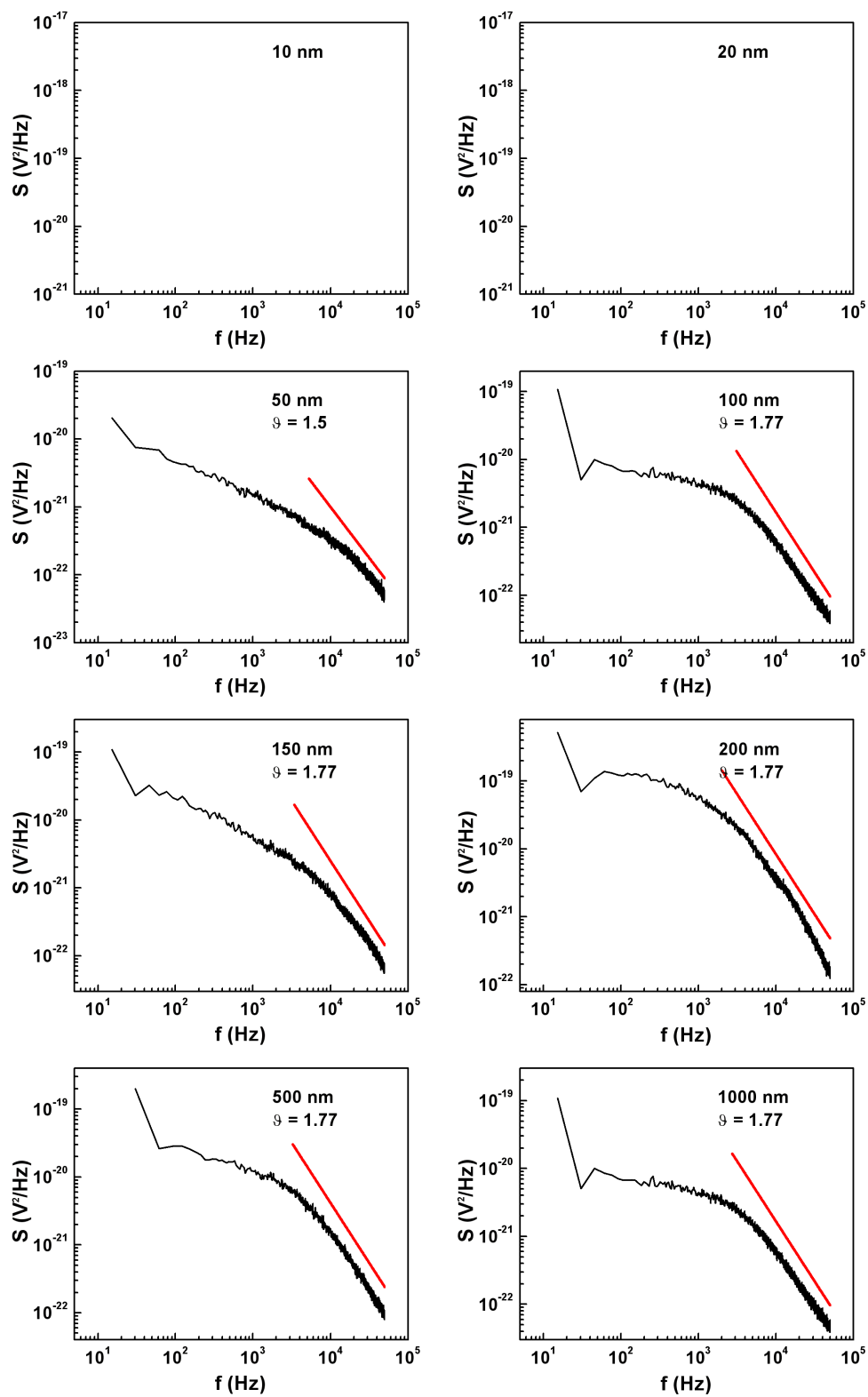


Figura 5.33: Espectros de potência para filmes de FeSiB com diferentes espessuras. As linhas sólidas vermelhas, apenas para guiar os olhos, correspondem a leis de potência com expoentes ϑ indicados nas legendas.

A figura 5.34 mostra curvas de área média do salto em função da duração para os filmes de CoFe com diferentes espessuras. Neste caso, através do ajuste de lei de potência, e do expoente $1/(\sigma v z)$ estimado, um comportamento muito interessante pode ser verificado.

Considerando, primeiramente, as amostras de CoFe com espessuras entre 50 e 1000 nm, que apresentam um comportamento magnético $d = 3$, identificado através das distribuições de área e duração, é possível observar uma clara modificação do expoente $1/(\sigma v z)$, quando comparadas amostras com diferentes espessuras.

Neste caso, para as amostras com espessuras de 50, 100 e 1000 nm, apesar de haver um “cutoff” em altos valores de T , a função apresenta um comportamento de lei de potência para mais de uma ordem de grandeza, com expoente muito próximo a $1/(\sigma v z) \sim 1.77$. Neste caso, o valor obtido corrobora a previsão teórica obtida para esta classe de universalidade em $d = 3$. Em particular, as curvas obtidas para as amostras de 200 e 500 nm serão explicadas, juntamente com as respectivos espectros de potência, no final desta seção.

Na mesma figura, para as amostras mais finas de CoFe, que apresentam um comportamento magnético $d = 2$ de acordo com os expoentes τ e α , diferentes valores para o expoente $1/(\sigma v z)$ foram obtidos. Neste caso, para as amostras com espessuras de 20 e 10 nm, respectivamente, $1/(\sigma v z) \sim 1$ e $1/(\sigma v z) \sim 2$. Sendo assim, devido à grande variação entre os expoentes medidos e à falta de previsões teóricas para esta classe de universalidade em $d = 2$, uma completa interpretação destes resultados ainda não foi obtida. Entretanto, a redução do expoente para $1/(\sigma v z) \sim 1$ pode estar relacionada ao “crossover” dimensional, observado através de τ e α .

A figura 5.35 mostra os espectros de potência obtidos para o mesmo conjunto de amostras de CoFe. Neste caso, através do ajuste de lei de potência, para altos valores de frequência, o expoente ϑ estimado revela um comportamento similar ao observado para $1/(\sigma v z)$.

Para as amostras com espessuras de 100 e 1000 nm, o expoente $\vartheta \sim 1.77$ ajusta bem o comportamento de lei de potência observado no espectro de potência para altos valores de frequência. Novamente, este comportamento é observado em um intervalo de frequência limitado, havendo um desvio do comportamento $1/f^{1.77}$ à medida que a frequência é reduzida.

Porém, para a amostra de 50 nm, o espectro de potência apresenta uma forma bastante complexa, fato que pode estar associado aos poucos saltos Barkhausen observados na série temporal medida nesta amostra e a uma maior contribuição do ruído de fundo para o espectro de potência. O comportamento de lei de potência, deste modo, não é observado e o expoente ϑ não pode ser considerado.

No caso das amostras mais finas de CoFe, expoentes ϑ distintos podem ser observados,

entretanto, valores similares aos obtidos para $1/(\sigma v z)$, através da curva de $\langle s(T) \rangle$ vs. T , descrevem muito bem o comportamento de lei de potência observado em altas frequências do espectro. Assim, para a amostra de 20 nm, $\vartheta \sim 1$, e para a de 10 nm, $\vartheta \sim 2.2$.

Finalmente, retornando para a análise estatística obtida para as amostras mais espessas de CoFe, com espessuras de 200 e 500 nm, um comportamento distinto é observado. Tradicionalmente, amostras com comportamento magnético $d = 3$, que seguem a classe de universalidade na qual materiais amorfs são incluídos, apresentam $1/(\sigma v z) \sim \vartheta \sim 1.77$. Este comportamento é verificado quando consideradas as amostras de 100 e 1000 nm de CoFe e as amostras de FeSiB com espessuras de 100 a 1000 nm.

Entretanto, considerando a figura 5.34, para as amostras de CoFe com espessuras de 200 e 500 nm, o expoente $1/(\sigma v z) \sim 1.77$ claramente não pode ser utilizado para descrever o comportamento de lei de potência. Neste caso, valores maiores devem ser considerados. Em particular, para a amostra de 200 nm, o expoente $1/(\sigma v z) \sim 2$ descreve bem o comportamento para um limitado intervalo de durações T , entre 20 e 50 μs , enquanto que para a amostra de 500 nm, $1/(\sigma v z) \sim 2.2$ parece ser o valor que mais se adapta ao comportamento para durações entre 20 e 40 μs .

Para durações maiores do que os intervalos citados, as curvas da área média do salto em função da duração claramente apresentam desvios do comportamento proporcional a T^2 . Neste caso, acima dos intervalos de T citados, as curvas podem ser muito bem descritas pelo expoente $1/(\sigma v z) \sim 1$, como observado na mesma figura.

Já para o espectro de potência, figura 5.35, o expoente que melhor ajusta o comportamento de lei de potência é similar a $1/(\sigma v z)$. Para a amostra de 200 nm, $\vartheta \sim 2$, enquanto que para a amostra de 500 nm, $\vartheta \sim 2.2$.

É importante ressaltar que os expoentes τ e α , obtidos para estas duas amostras, não apresentam variações consideráveis, de modo que, neste caso, a obtenção de valores de $1/(\sigma v z)$ e ϑ distintos dos tradicionalmente observados não implica na existência de uma nova classe de universalidade.

Um comportamento similar ao descrito para as amostras de CoFe, com espessuras de 200 e 500 nm, é observado quando considerada a análise do ruído Barkhausen medido em uma fita amorfa sob tensão mecânica externa aplicada [159]. A figura 5.36 mostra as curvas de área média do salto em função da duração obtidas para uma fita amorfa sob diferentes valores de tensão, medidas para vários valores de frequência de campo magnético aplicado. Na esquerda, comportamento obtido para a fita sob tensão de 1.25 MPa e, na direita, de 75 MPa.

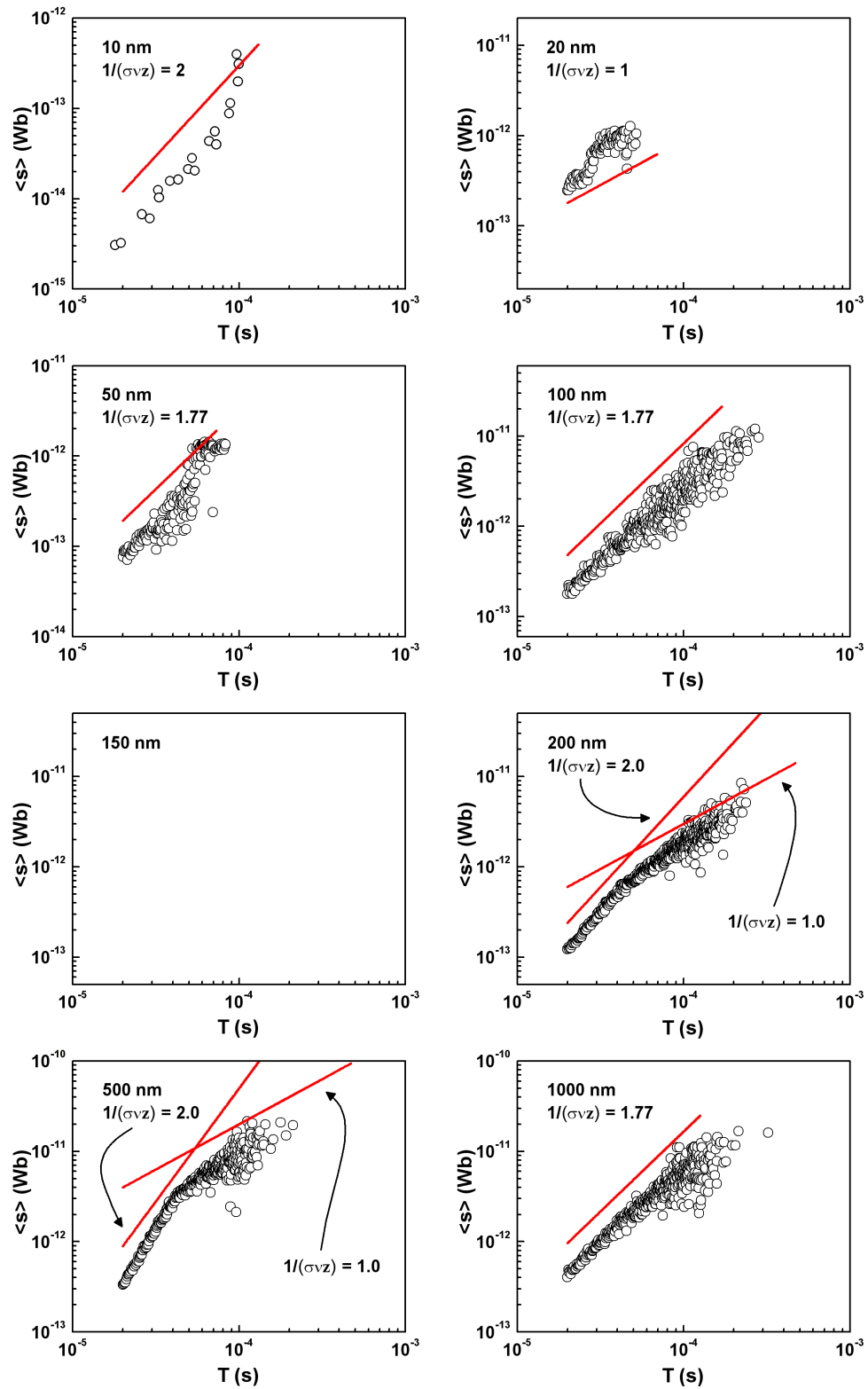


Figura 5.34: Curvas de área média do salto em função da duração para os filmes de CoFe com diferentes espessuras. As linhas sólidas vermelhas, apenas para guiar os olhos, correspondem a leis de potência com expoentes $1/(\sigma v z)$ indicados nas legendas.

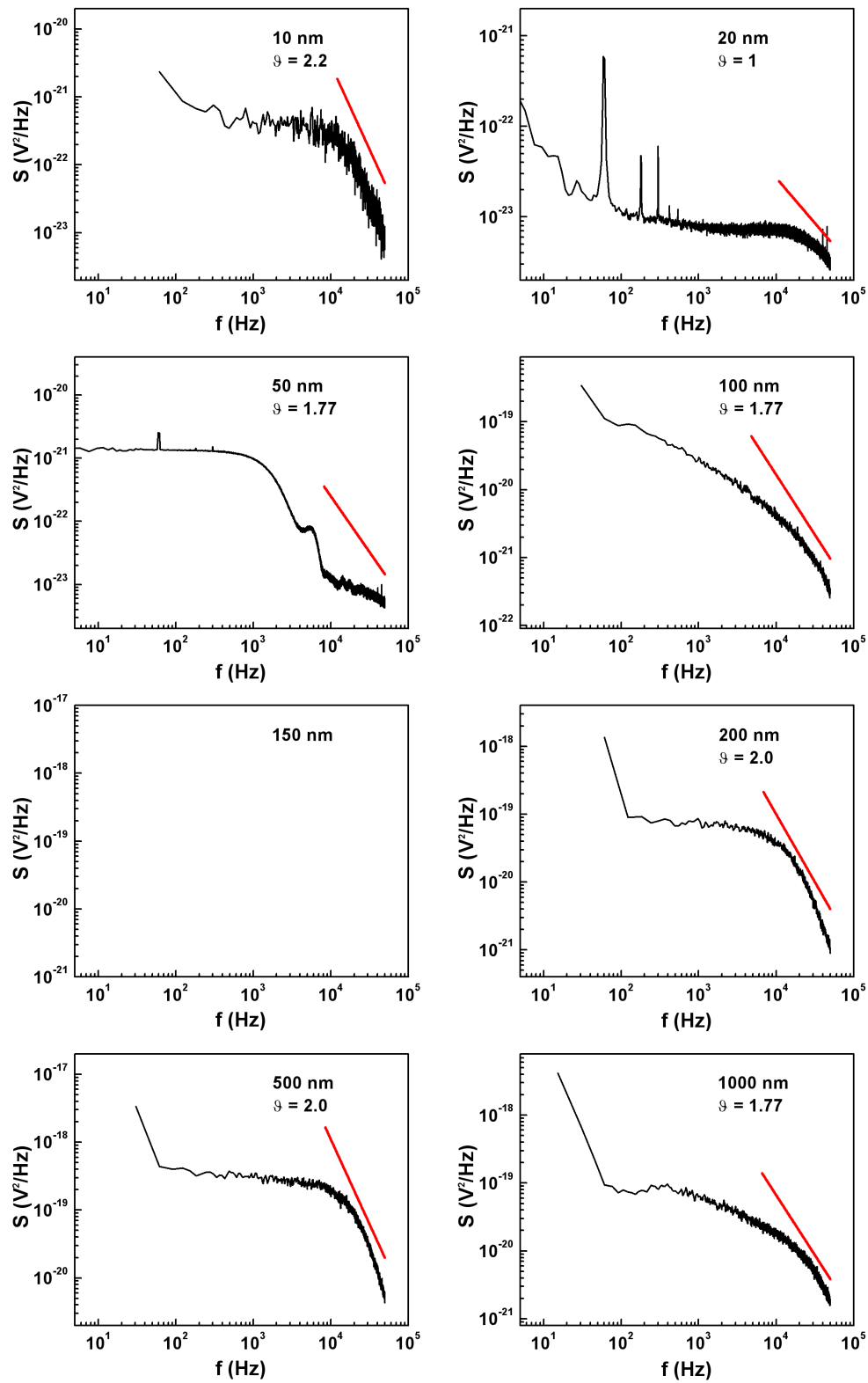


Figura 5.35: Espectros de potência para filmes de CoFe com diferentes espessuras. As linhas sólidas vermelhas, apenas para guiar os olhos, correspondem a leis de potência com expoentes ϑ indicados nas legendas.

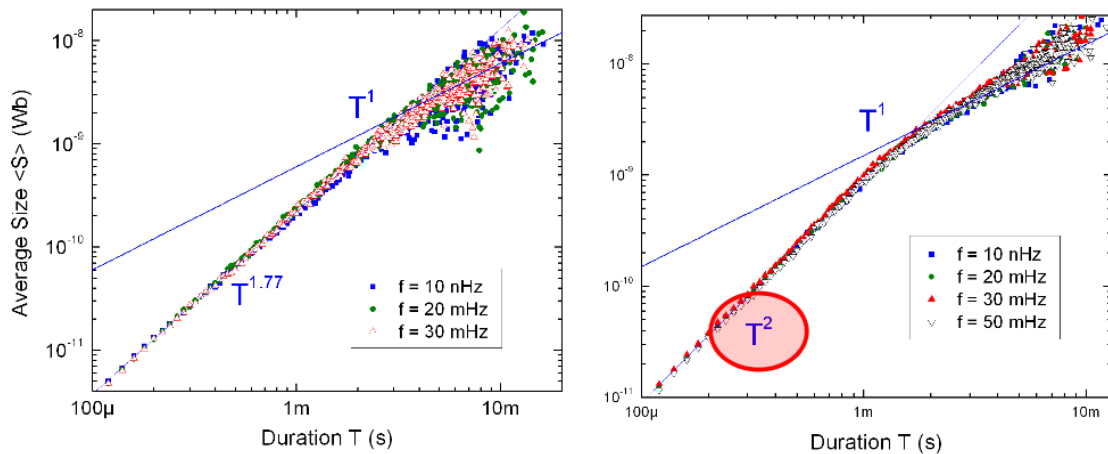


Figura 5.36: Curvas de área média do salto em função da duração obtidas a partir de séries temporais de ruído Barkhausen medidas em uma fita amorfa sob tensão, para diferentes valores de frequência do campo magnético. Na esquerda, comportamento obtido para fita sob tensão de 1.25 MPa, que apresenta $1/(\sigma v_z) \sim 1.77$, e, na direita, sob tensão de 75 MPa, com $1/(\sigma v_z) \sim 2$. Gráficos gentilmente cedidos pelo Prof. Dr. Gianfranco Durin.

Similarmente, no caso da fita amorfa, sob diferentes valores de tensão, $\tau \sim 1.27$ e $\alpha \sim 1.5$. Entretanto, à medida que a tensão é aumentada, $1/(\sigma v_z)$ muda de ~ 1.77 para ~ 2 , comportamento que pode ser verificado para um largo intervalo de durações. Além disto, para o caso com maior tensão aplicada, é possível observar que, para altos valores de duração, a curva pode muito bem ser descrita pelo expoente $1/(\sigma v_z) \sim 1$.

Da mesma forma, a figura 5.37 mostra os espectros de potência obtidos para a mesma fita amorfa sob diferentes valores de tensão mecânica externa aplicada, medidos para vários valores de frequência do campo magnético aplicado [159]. Na esquerda, comportamento obtido para fita sob tensão de 1.25 MPa e, na direita, de 75 MPa, onde, embora não apresentado na figura, os expoentes de lei de potência são, respectivamente, $\vartheta \sim 1.77$ e $\vartheta \sim 2$.

Em geral, esta mudança nos expoentes $1/\sigma v_z$ e ϑ , observada na análise estatística obtida para fitas amorfas, tem sido associada a um efeito da tensão, aplicada no material, sobre a dinâmica de DWs. Neste caso, parece existir um limite de tensão na qual as propriedades estatísticas do ruído não são modificadas. Porém acima deste limite, é observado a variação dos expoentes $1/(\sigma v_z)$ e ϑ .

No caso dos filmes, a provável responsável por tal comportamento, observado tanto na curva de área média do salto em função da duração quanto no espectro de potência, é a tensão residual acumulada no filme durante o processo de deposição.

Entretanto, embora esta hipótese pareça válida, ela ainda não foi completamente comprovada. Sendo assim, fica como um ponto ainda em estudo o interessante fato de que somente os

expoentes $1/\sigma\nu z$ e ϑ são influenciados pela tensão externa ou residual, uma vez que os expoentes τ e α não apresentam modificações consideráveis em ambas análises, quando considerados tanto os resultados obtidos nos filmes de CoFe, quanto nas fitas amorfas.

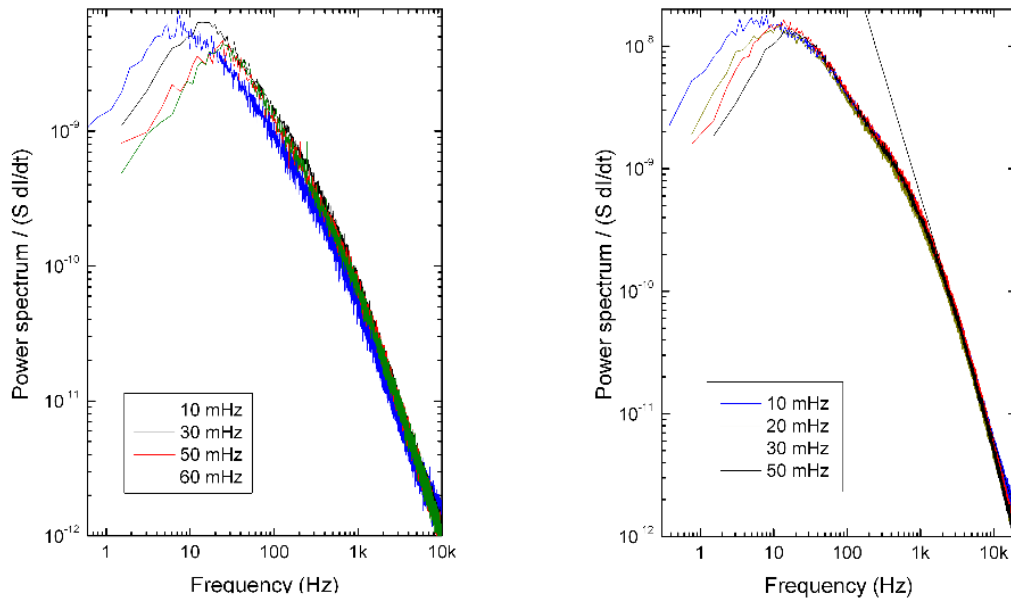


Figura 5.37: Espectros de potência obtidos a partir de séries temporais de ruído Barkhausen medidas em uma fita amorfa sob tensão, para diferentes valores de frequência do campo magnético. Na esquerda, comportamento obtido para fita sob tensão de 1.25 MPa, que apresenta $\vartheta \sim 1.77$, e, na direita, de 75 MPa, com $\vartheta \sim 2$. Gráficos gentilmente cedidos pelo Prof. Dr. Gianfranco Durin.

5.4.4 Forma média do salto Barkhausen

Como uma análise proposta recentemente, a forma média do salto Barkhausen tem sido utilizada como uma importante ferramenta para comparar modelos e experimentos [32, 115, 116, 119, 160]. Mesmo quando considerados resultados experimentais obtidos em amostras “bulk”, se comparados com resultados teóricos, várias questões ainda não são completamente compreendidas, de modo que este corresponde a um tópico que ainda não é consenso entre os pesquisadores da área.

Em particular, deve ser ressaltado que esta é a primeira vez que curvas da forma média do salto Barkhausen são obtidas para filmes ferromagnéticos.

Colapso da forma do salto Barkhausen para diferentes áreas e durações

Em uma analogia com fenômenos críticos, é esperado que saltos com diferentes durações ou áreas possam ser reescalados sobre uma função universal, cuja forma depende apenas de

características gerais do processo físico por trás do ruído.

Considerando, respectivamente, as curvas da forma média do salto Barkhausen obtidas em função da duração e da área, como já discutido anteriormente, o sinal Barkhausen $V(t, T)$ escala de acordo com a equação 4.15,

$$\langle V(t, T) \rangle = T^{1/(\sigma v z) - 1} f_{shape}(t/T), \quad (5.1)$$

enquanto que $V(S, s)$, com a equação 4.16,

$$\langle V(S, s) \rangle = s^{1 - \sigma v z} g_{shape}(S/s), \quad (5.2)$$

onde $1/(\sigma v z)$ é o mesmo expoente que relaciona $\langle s(T) \rangle$ vs. T e $f_{shape}(t/T)$ e $g_{shape}(S/s)$ são funções de escala.

Sendo assim, pelo colapso da forma média do salto obtidas para vários valores de duração T , é possível determinar a função de escala universal $f_{shape}(t/T)$ e o expoente $1/(\sigma v z)$. Similamente, o colapso da forma média do salto para vários valores de área s determina a função $g_{shape}(S/s)$, bem como o expoente $1/(\sigma v z)$.

Deste modo, a partir da análise da região onde um comportamento de lei de potência é observado nas curvas de $\langle s(T) \rangle$ vs. T , para cada uma das amostras estudadas, foram definidos os respectivos intervalos de duração T e área s nos quais a forma média do salto foi obtida. Como primeiro ponto da discussão, com o objetivo de confirmar a validade dos expoentes $1/(\sigma v z)$, obtidos na seção anterior, para cada amostra, expoentes semelhantes foram utilizados na tentativa de realizar o colapso das curvas.

As figuras 5.38 e 5.39 mostram curvas da forma média do salto Barkhausen, respectivamente, em função da área s e da duração T , obtidas a partir de medidas de BN realizadas nos filmes policristalinos de Permalloy com diferentes espessuras.

No caso dos filmes de Permalloy, principalmente as amostras com espessura de 150, 200, 500 e 1000 nm, os dados experimentais de $V(S, s)$ apresentam um colapso muito bom da forma dos pulsos, validando, para estas amostras com comportamento $d = 3$ com interações de longo-alcance dominando a dinâmica de DWs, o expoente $1/(\sigma v z) \sim 2$.

Este fato também é confirmado quando considerados os dados experimentais de $V(t, T)$, uma vez que a forma dos pulsos apresenta um colapso razoavelmente bom, exceto, nas amostras de 150 e 200 nm, para os sinais com maiores durações T . Em particular, este fato está associado ao pequeno desvio do comportamento proporcional a T^2 , para maiores durações, observado nas curvas de área média em função da duração, figura 5.30, obtidas para as amostras de Permalloy.

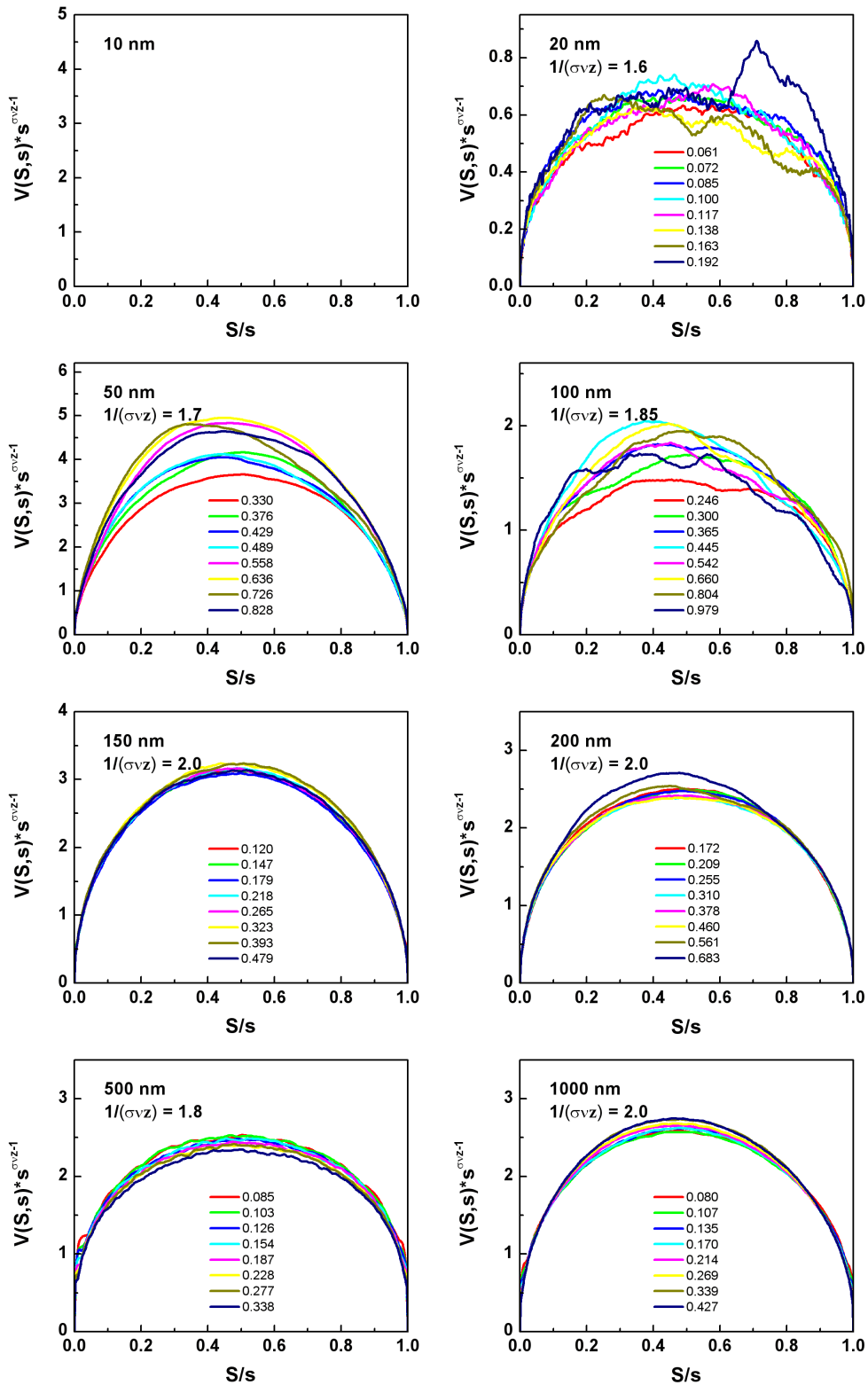


Figura 5.38: Curvas da forma média do salto Barkhausen em função da área s obtidas a partir de medidas de ruído Barkhausen realizadas em filmes de Permalloy com diferentes espessuras. As curvas de $V(S,s)$, obtidas para oito diferentes valores de s , indicados, em pWb, na legenda com código de cores, foram reescaladas de acordo com a equação 4.16. Para cada amostra, o expoente $1/(\sigma \cdot Vz)$, utilizado na tentativa de fazer com que os pulsos médios colapsem, está indicado na legenda.

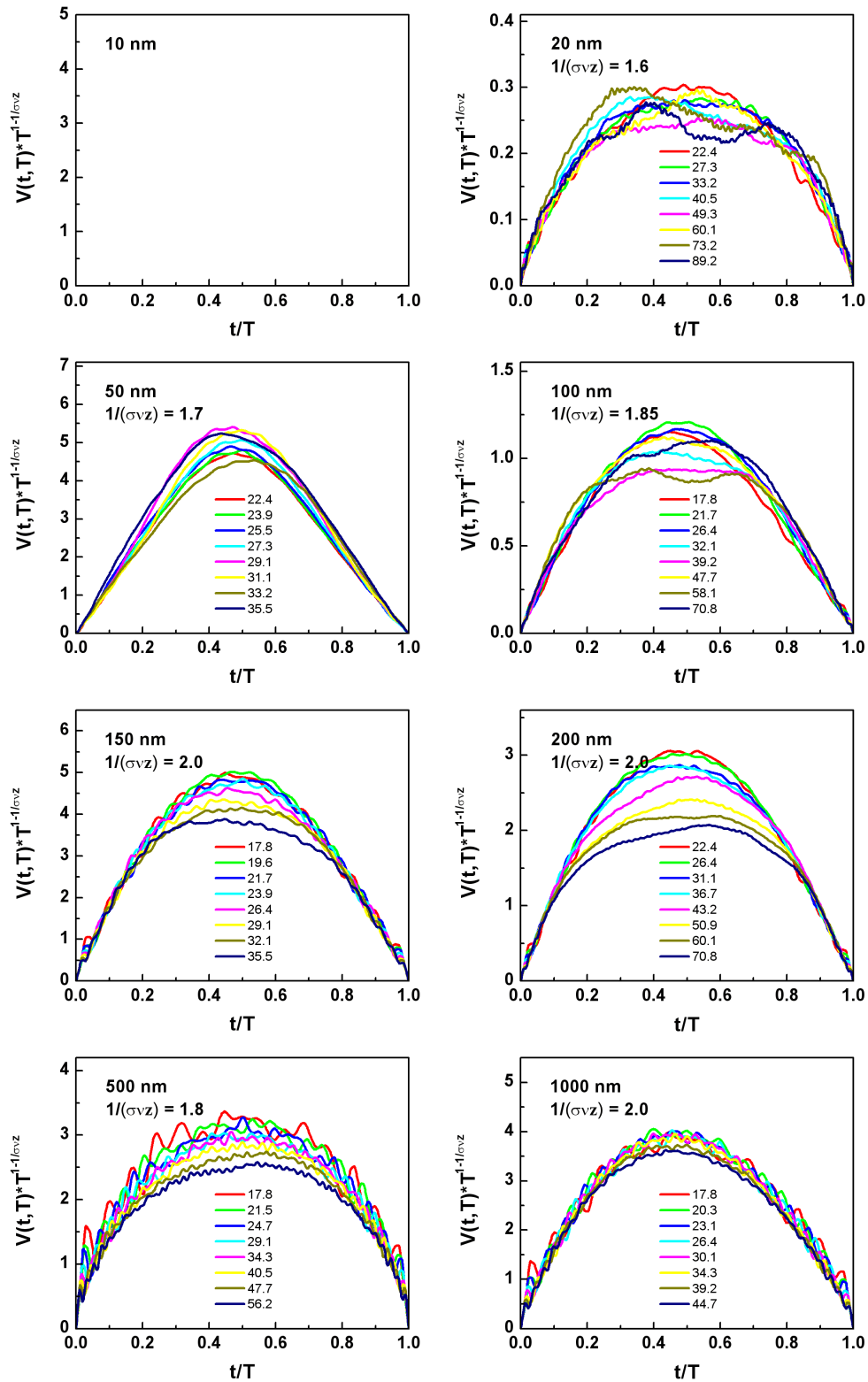


Figura 5.39: Curvas da forma média do salto Barkhausen em função da duração T obtidas a partir de medidas de ruído Barkhausen realizadas em filmes de Permalloy com diferentes espessuras. As curvas de $V(S, s)$, obtidas para oito diferentes valores de T , indicados, em μs , na legenda com código de cores, foram reescaladas de acordo com a equação 4.15. Para cada amostra, o expoente $1/(\sigma v z)$, utilizado na tentativa de fazer com que os pulsos médios colapsem, está indicado na legenda.

Em geral, mesmo considerando curvas da forma média do salto obtidas em materiais policristalinos “bulk”, o colapso das curvas de $V(S, s)$ apresenta melhores resultados do que as curvas de $V(t, T)$. Também, como no caso do Permalloy, a razão desta divergência está relacionada à pequena modificação do expoente $1/(\sigma v z)$, observada para maiores durações.

Por outro lado, para as amostras mais finas, o colapso das curvas em ambos os casos é razoavelmente bom. Em particular, é possível observar uma redução do expoente $1/(\sigma v z)$ utilizado e a sistemática aproximação ao valor 1.5, valor previsto para $1/(\sigma v z)$ em sistemas $d = 2$ na classe de universalidade governada por interações de longo-alcance. De modo, através do expoente que melhor reescala as curvas para diferentes durações e áreas, é também possível obter uma indicação do efeito da espessura sobre a dinâmica de DWs e do “crossover” dimensional.

Para os filmes amorfos, da mesma forma, as figuras 5.40 e 5.41, para o FeSiB, e 5.42 e 5.43, para o CoFe, apresentam os respectivos resultados obtidos para estes conjuntos de amostras.

Considerando primeiramente os resultados obtidos para o conjunto de filmes de FeSiB, a mesma estabilidade dos expoentes τ e α , $1/(\sigma v z)$ e ϑ , observada anteriormente para este conjunto, é verificada nas curvas da forma média do salto Barkhausen tanto para diferentes durações, quanto para diferentes áreas. Em particular, a utilização de $1/(\sigma v z) = 1.77$ acarretou em um colapso muito bom das curvas, corroborando o valor teórico previsto para sistemas $d = 3$ com dinâmica de paredes governada por interações de curto-alcance.

Por outro lado, para os filmes de CoFe, as variações em $1/(\sigma v z)$, observadas na seção anterior, foram confirmadas através dos expoentes utilizados nas tentativas realizadas para reescalar as curvas da forma média do salto.

Para as amostras com espessuras de 50, 100 e 200 nm, os dados experimentais de $V(S, s)$ e $V(t, T)$ reescalam bem. Em particular, o efeito da tensão residual acumulada no filme pode ser verificada através do valor $1/(\sigma v z)$, o qual foi utilizado valor igual a 2 para a amostra de 200 nm, enquanto que, para as de 50 e 100 nm, $1/(\sigma v z) = 1.77$ foi empregado. Sendo assim, da mesma forma estes valores também corroboram o valor teórico previsto para sistemas $d = 3$ com dinâmica de paredes governada por interações de curto-alcance.

Utilizando os expoentes $1/(\sigma v z)$ considerados anteriormente, para as filmes de CoFe com espessuras de 500 e 1000 nm, o colapso das curvas é apenas razoável. Além disto, há uma pequena assimetria, para a esquerda, com respeito ao ponto central. Este fato será discutido em seguida.

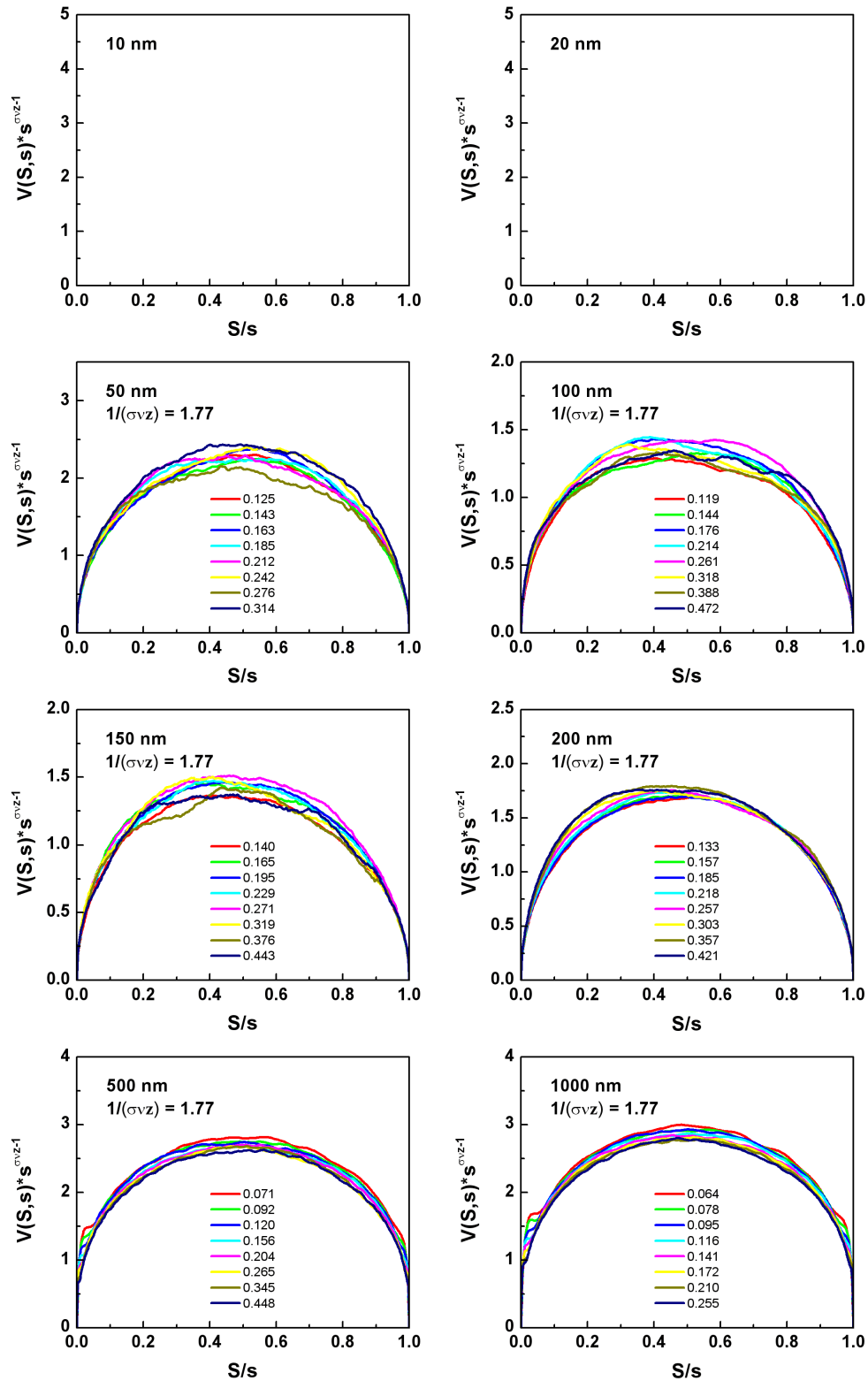


Figura 5.40: Curvas da forma média do salto Barkhausen em função da área s obtidas a partir de medidas de ruído Barkhausen realizadas em filmes de FeSiB com diferentes espessuras. As curvas de $V(S,s)$, obtidas para oito diferentes valores de s , indicados, em pWb, na legenda com código de cores, foram reescaladas de acordo com a equação 4.16. Para cada amostra, o expoente $1/(\sigma\nu z)$, utilizado na tentativa de fazer com que os pulsos médios colapsem, está indicado na legenda.

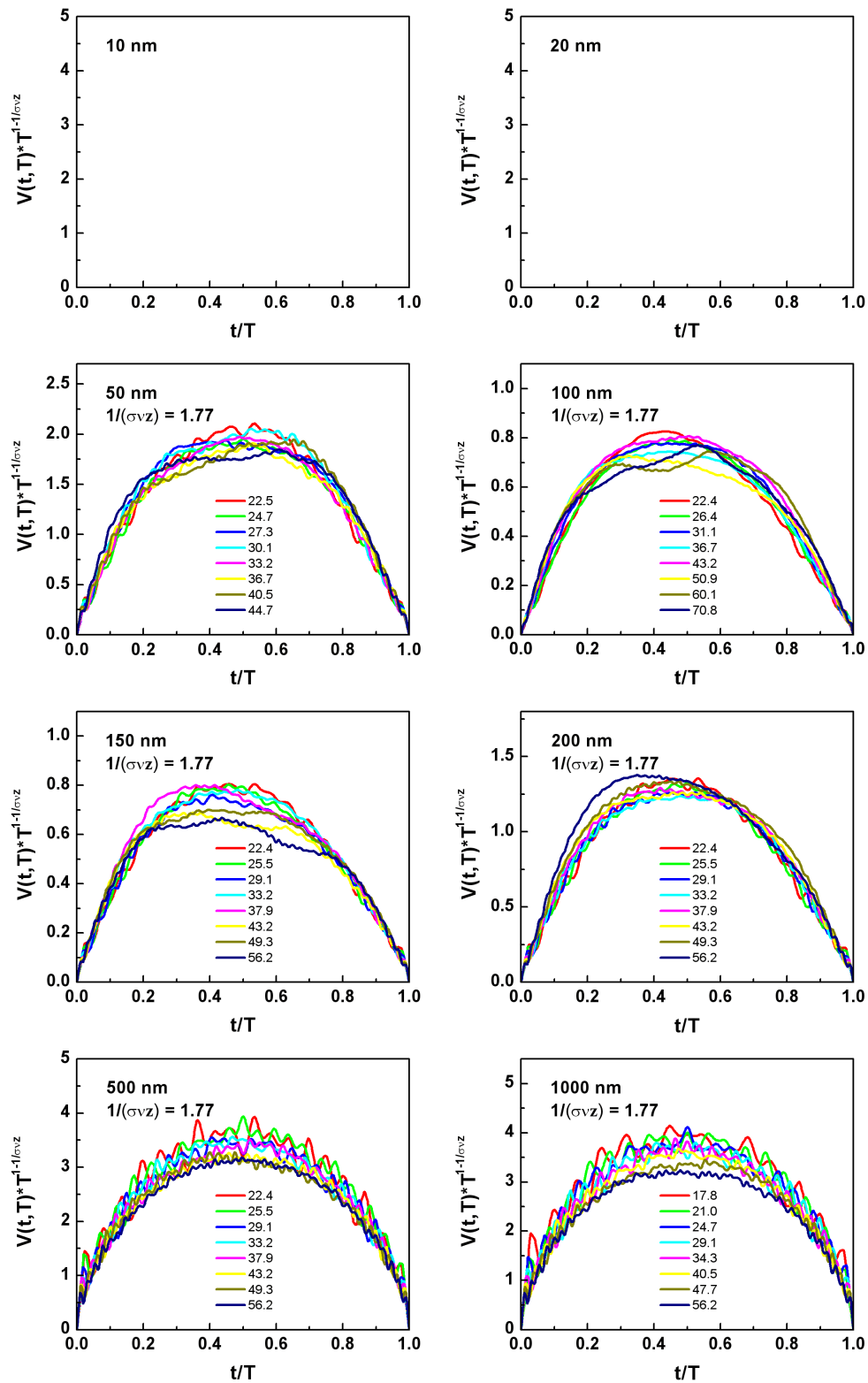


Figura 5.41: Curvas da forma média do salto Barkhausen em função da duração T obtidas a partir de medidas de ruído Barkhausen realizadas em filmes de FeSiB com diferentes espessuras. As curvas de $V(S, s)$, obtidas para oito diferentes valores de T , indicados, em μs , na legenda com código de cores, foram rescaladas de acordo com a equação 4.15. Para cada amostra, o expoente $1/(\sigma v z)$, utilizado na tentativa de fazer com que os pulsos médios colapsem, está indicado na legenda.

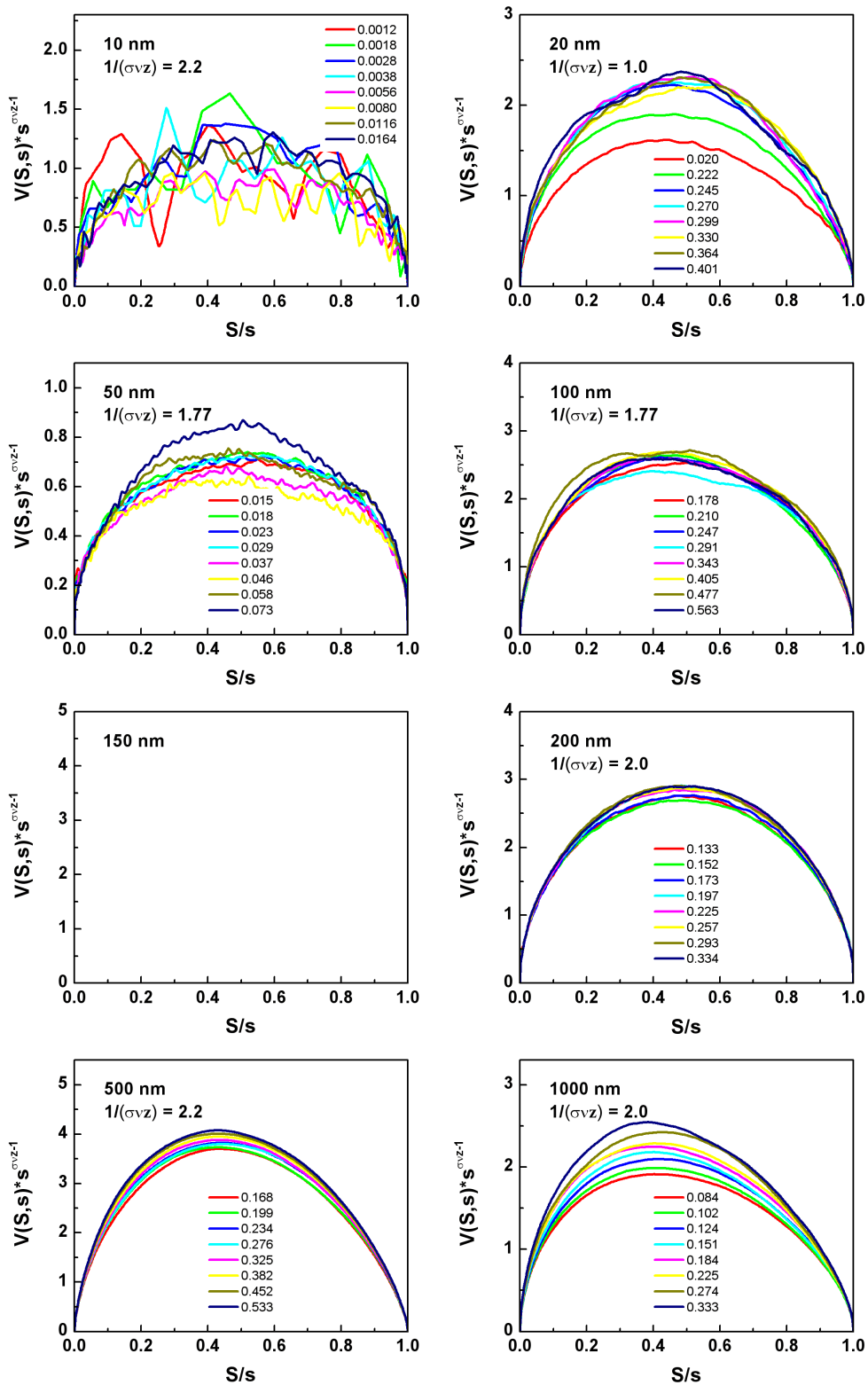


Figura 5.42: Curvas da forma média do salto Barkhausen em função da área s obtidas a partir de medidas de ruído Barkhausen realizadas em filmes de CoFe com diferentes espessuras. As curvas de $V(S,s)$, obtidas para oito diferentes valores de s , indicados, em pWb, na legenda com código de cores, foram reescaladas de acordo com a equação 4.16. Para cada amostra, o expoente $1/(\sigma v z)$, utilizado na tentativa de fazer com que os pulsos médios colapsem, está indicado na legenda.

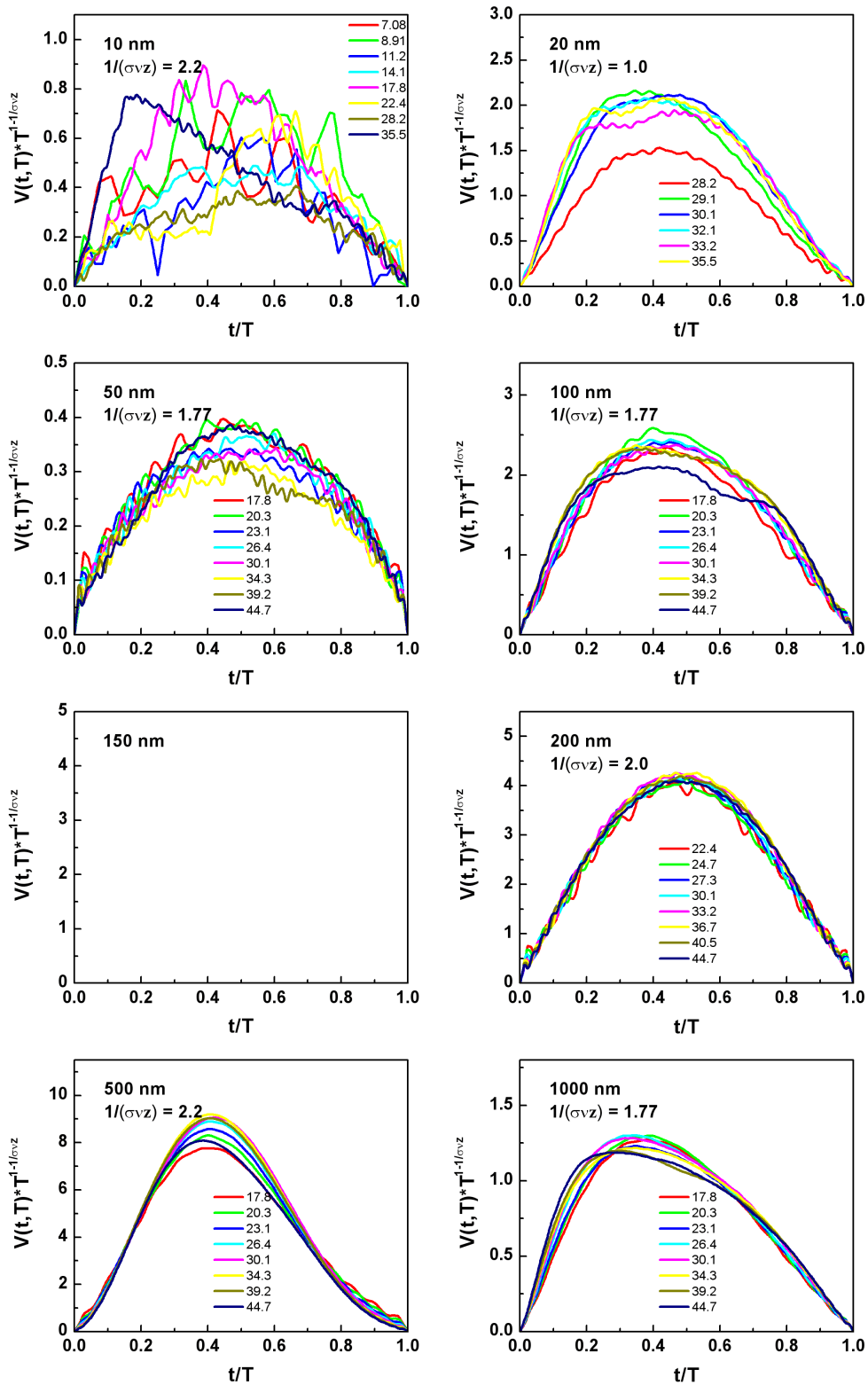


Figura 5.43: Curvas da forma média do salto Barkhausen em função da duração T obtidas a partir de medidas de ruído Barkhausen realizadas em filmes de CoFe com diferentes espessuras. As curvas de $V(S, s)$, obtidas para oito diferentes valores de T , indicados, em μs , na legenda com código de cores, foram rescaladas de acordo com a equação 4.15. Para cada amostra, o expoente $1/(\sigma v z)$, utilizado na tentativa de fazer com que os pulsos médios colapsem, está indicado na legenda.

Para as amostras mais finas de CoFe, o colapso das curvas é razoável. Em particular, para a amostra de 20 nm, apenas algumas curvas reescalam de forma diferentes das demais, em especial pequenos valores de T e s , fato que está associado ao pequeno intervalo de duração e área, na curva da área média em função da duração, no qual o comportamento de lei de potência é observado. Neste caso, um expoente consideravelmente menor, $1/(\sigma v z) = 1$ foi utilizado na tentativa de colapso das curvas.

Já para a amostra de 10 nm, onde $1/(\sigma v z) = 2.2$ foi utilizado. Para $V(S, s)$, apesar de haver muitas flutuações nas curvas, o colapso é bom. Por outro lado, para $V(t, T)$ o comportamento não é completamente claro. Neste caso, devido ao fato de as séries temporais apresentarem poucos saltos Barkhausen e com amplitudes muito pequenas, a consideração de um maior número de séries temporais é necessária para a realização da análise e obtenção de um resultado satisfatório.

Simetria e assimetria na forma do salto

Além do expoente $1/(\sigma v z)$ utilizado para reescalar as curvas, um segundo ponto a ser discutido está relacionado às funções de escala que descrevem a forma do salto. Dentro deste contexto, como característica notável, as previsões teóricas indicam que as curvas da forma dos saltos são descritas por funções de escala universais simétricas.

Entretanto, na maioria dos dados experimentais, em particular para amostras “bulk”, a forma dos pulsos é assimétrica com relação ao seu ponto central. Neste caso, a assimetria para a esquerda com relação ao ponto central implica que o salto começa rapidamente e decai de forma mais lenta. Em particular, quando considerados resultados obtidos em materiais “bulk”, esta assimetria é bem clara na forma média do salto em função da duração T , sendo menos evidente, embora existente, na forma média do salto em função da área s .

Esta assimetria foi recentemente associada a uma massa efetiva negativa da parede, um resultado da existência de correntes de Foucault nos materiais ferromagnéticos condutores [119]. Neste caso, as correntes de Foucault, em resposta ao movimento de DWs, não são instantâneas e atuam como um efeito anti-inercial à dinâmica, causando o retardo da parede.

Em particular, a assimetria depende da duração do salto, implicando na existência de um tempo característico da dinâmica de DWs. Neste caso, em grandes escalas de tempo, a forma do pulso se torna simétrica e a universalidade das curvas é recuperada [119]. A assimetria do salto pode ser quantificada através da distorção média (“average skewness”), grandeza definida

por [119]:

$$\Sigma(T) = \frac{\frac{1}{T} \int_0^T dt \langle V(t, T) \rangle (t - \bar{t})^3}{\left[\frac{1}{T} \int_0^T dt \langle V(t, T) \rangle (t - \bar{t})^2 \right]^{3/2}}, \quad (5.3)$$

onde $\bar{t} = 1/T \int_0^T dt \langle V(t, T) \rangle t$. Como exemplo, a figura 5.44 mostra um gráfico da distorção do salto Barkhausen em função da duração, obtido a partir de medidas de BN realizadas em uma fita amorfa submetida a diferentes valores de tensão mecânica [159]. Neste caso, a distorção é sempre positiva, indicando uma assimetria negativa, e apresenta um pico em $T_p \sim 200\mu\text{s}$. Este valor T_p , onde o pico é observado, corresponde justamente ao tempo característico na dinâmica de DWs do material estudado.

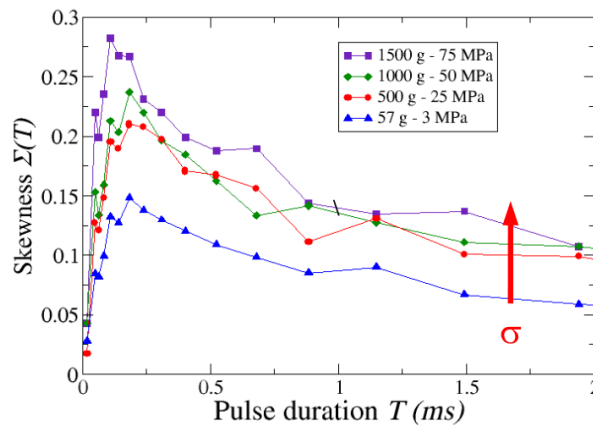


Figura 5.44: Assimetria em função da duração do salto Barkhausen (Skewness vs. pulse duration), obtida para diferentes valores de tensão mecânica aplicada sob uma fita amorfa, 3, 25, 50 e 75 MPa, indicados na legenda. Gráfico gentilmente cedido pelo Prof. Dr. Gianfranco Durin.

Em um trabalho recentemente publicado, considerando o modelo ABBM, S. Zapperi *et al.* [119] mostraram que uma análise mais detalhada da dissipação via de correntes de Foucault indica uma massa efetiva da parede negativa, dada por $M \approx -\beta\tau/(2\gamma)$, onde β é uma constante de amortecimento, τ é o maior tempo de relaxação e γ é uma constante igual a 1.05 [119].

Com o objetivo de compreender o papel da massa efetiva sobre a forma do pulso, o mesmo efeito inercial negativo pode ser formulado através da adição de um termo de amortecimento não-local na equação de movimento da parede. Neste caso, através da integração numérica desta equação de movimento, resultados teóricos mostram que as distribuições de área e duração dos saltos não são afetadas pelo termo de amortecimento, entretanto, o salto se torna assimétrico. Os mesmos resultados verificam que a distorção é sempre positiva, indicando uma assimetria negativa. Além, o pico, correspondente ao tempo característico, foi obtido como sendo $T_p \sim 10\tau$, onde τ é um tempo de relaxação, ou seja, a constante de tempo das correntes de Foucault [119].

Deste modo, usando o maior tempo de relaxação das correntes de Foucault, dado por $\tau = \mu\sigma b^2/\pi^2$, onde b é a espessura da amostra, μ é a permeabilidade e σ é a condutividade do material [119], para as amostras “bulk” consideradas experimentalmente, $\tau \sim 5\mu\text{s}$, de modo que $T_p \sim 50\mu\text{s}$, valor que está razoavelmente próximo do valor obtido experimentalmente, como mostrado na figura 5.44.

Sendo assim, em síntese, a assimetria do salto Barkhausen é uma assinatura da massa efetiva negativa da parede de domínio. Mas em particular, esta assimetria decorre do fato do tempo característico da dinâmica, T_p , e do tempo de relaxação das correntes de Foucault, τ , ser da mesma ordem de grandeza da duração dos saltos Barkhausen observados, de modo que o amortecimento, devido a correntes de Foucault, torna-se relevante no movimento da parede.

Por outro lado, no caso de filmes ferromagnéticos, através da mesma análise, interessantes resultados podem ser obtidos. Considerando um filme com espessura de 100 nm, por exemplo, com as mesmas propriedades μ e σ da amostra “bulk”, e utilizando a expressão para o maior tempo de relaxação $\tau = \mu\sigma b^2/\pi^2$, a situação é completamente diferente. Neste caso, $\tau \sim 0.1\text{ns}$, logo, $T_p \sim 1\text{ns}$.

No caso dos filmes, as durações dos saltos observadas são da ordem de 10^{-5} - 10^{-3} s. Sendo assim, uma vez que o tempo característico é várias ordens de grandeza menor do que a duração dos saltos Barkhausen observados nas séries temporais obtidas para filmes finos, as correntes de Foucault, em princípio, não devem afetar a dinâmica de DWs. Assim, o efeito das correntes não deve ser observado no salto Barkhausen, resultando em uma forma média do salto simétrica.

No caso de filmes finos estudados, pela primeira vez, é observado que a forma média do salto Barkhausen não apresenta assimetria, como identificada nos resultados obtidos em materiais “bulk”. Através dos resultados apresentados nesta tese, figuras 5.38 a 5.43, de fato, grande parte das curvas da forma média do salto em função da área e da duração apresenta um comportamento muito simétrico em relação ao ponto central.

Entretanto, para algumas amostras, uma leve assimetria pode ser observada. Este fato está relacionado a um efeito do filtro passa-baixa do pré-amplificador sobre o sinal medido. Em particular, o pequeno amortecimento decorre do fato de que a frequência de corte utilizada no filtro é 100 kHz, logo $T = 10\mu\text{s}$, que é da mesma ordem de grandeza da duração dos saltos Barkhausen.

Apenas para as amostras de CoFe com 500 e 1000 nm que uma assimetria mais pronunciada, para a esquerda, com respeito ao ponto central, é observada. Este fato poderia ser associado

a um efeito de correntes de Foucault sobre a dinâmica das DWs. Entretanto, esta não é uma boa hipótese quando no caso destes filmes finos, como descrito acima.

Como uma possível explicação, a assimetria observada pode ser relacionada a um efeito da tensão acumulada no filme sobre a dinâmica de DWs, sendo a assimetria uma consequência direta sobre o salto Barkhausen. É importante salientar que medidas de ruído Barkhausen realizadas em fitas amorfas sob tensão mecânica externa indicam um aumento da assimetria do salto com uma tensão crescente aplicada, como pode ser verificado na figura 5.44, na qual de fato, é possível ser observado um aumento da distorção do salto à medida que a tensão é aumentada. Entretanto, embora este comportamento seja observado, uma explicação definitiva sobre o aumento da assimetria ainda não foi obtida.

Funções de escala

O último ponto desta seção refere-se a função de escala que descreve a forma do salto. Em particular, a forma das funções de escala universais ainda não é ainda um consenso para pesquisadores da área. Neste caso, enquanto que a forma do salto quando plotada para diferentes áreas indica um semi-círculo como função, para o caso de durações, funções como seno, parábola e semi-círculo podem ser consideradas.

Inicialmente, para os filmes policristalinos de Permalloy, as figuras 5.45 e 5.46 mostram uma comparação da forma média dos saltos Barkhausen em função da área e duração, obtidas para o filme de Permalloy com espessura de 150 nm, com as formas de função de escala previstas pelos modelos teóricos.

Considerando, primeiramente, a forma em função da área, como por ser confirmado na figura 5.45, a previsão teórica de um semi-círculo, como função de escala, descreve muito bem a forma média do salto para amostras policristalinas com comportamento magnético $d = 3$ [160]. Sendo assim, como uma solução para $\langle V(S, s) \rangle$, pode ser considerada a expressão [160]

$$\langle V(S, s) \rangle = s^{1-\sigma_{Vz}} \pi \sqrt{(S/s)(1 - S/s)}, \quad (5.4)$$

de modo que $g_{shape}(S, s) = \pi \sqrt{(S/s)(1 - S/s)}$.

Por outro lado, para a forma média do salto em função da duração, foram consideradas duas possibilidades, sendo a primeira uma função seno [160]

$$\langle V(t, T) \rangle = T^{1/(\sigma_{Vz})-1} (\pi/2) \text{sen}(\pi t/T), \quad (5.5)$$

e a segunda, uma parábola

$$\langle V(t, T) \rangle = T^{1/(\sigma v z)-1} [(t/T)(t/T - 1)]. \quad (5.6)$$

Neste caso, embora a função seno não seja ruim, apresentando pouca discrepância em relação aos dados obtidos experimentalmente, a parábola parece descrever melhor a forma média do salto em função da duração, como pode ser verificado pela figura 5.46.

Para sistemas com comportamento magnético $d = 2$, o as funções de escala a serem consi-

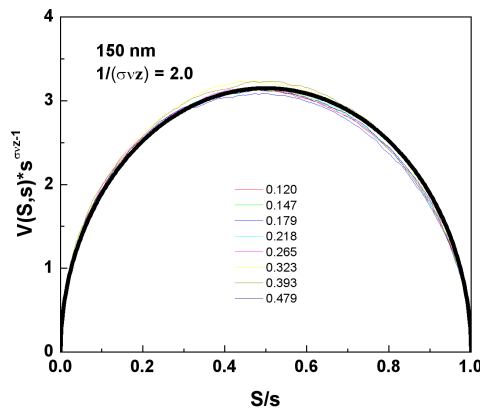


Figura 5.45: Forma média do salto Barkhausen em função da área s para o filme de Permalloy com espessura de 150 nm. As curvas de $V(S, s)$, obtidas para oito diferentes valores de s , indicados, em pWb, na legenda com código de cores, foram reescaladas de acordo com a equação 4.16, utilizando o expoente $1/(\sigma v z)$ indicado na legenda. A linha sólida preta é a previsão teórica, um semi-círculo.

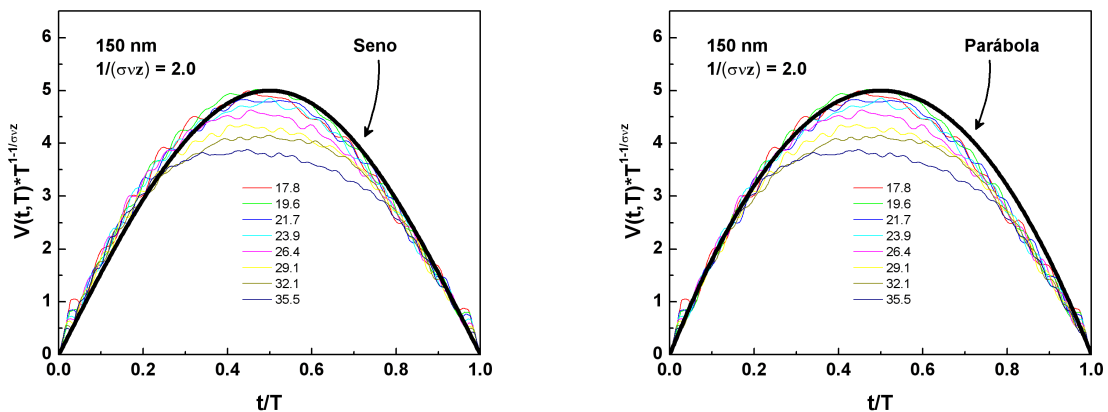


Figura 5.46: Forma média do salto Barkhausen em função da duração T para o filme de Permalloy com espessura de 150 nm. As curvas de $V(t, T)$, obtidas para oito diferentes valores de T , indicados, em μs , na legenda com código de cores, foram reescaladas de acordo com a equação 4.15, utilizando o expoente $1/(\sigma v z)$ indicado na legenda. As linhas sólidas correspondem a previsões teóricas, sendo, na esquerda, um seno, enquanto que, na direita, uma parábola.

deradas ainda não foram previstas teoricamente. Entretanto, considerando as mesmas funções utilizadas para a amostra mais espessa, da mesma forma, as figuras 5.47 e 5.48 mostram os resultados obtidos para o filme de Permalloy com espessura de 20 nm.

Relacionado, primeiramente, à forma em função da área, embora os dados experimentais não reescalem perfeitamente, como observado para a amostra de 150 nm, a previsão teórica de um semi-círculo, como função de escala, também pode ser utilizada para descrever a forma média para amostras policristalinas com comportamento magnético $d = 2$.

Por outro lado, para a forma média do salto em função da duração, podem ser consideradas como possibilidades de funções de escala um seno, uma parábola e um semi-círculo. Diferentemente do observado para a amostra com 150 nm, para amostras policristalinas com comportamento magnético $d = 2$, um semi-círculo parece descrever melhor a forma média do salto em função da duração, como pode ser verificado pela figura 5.48.

Considerando os conjuntos de filmes amorfos, da mesma forma, as figuras 5.49 e 5.50, mostram uma comparação da forma média dos saltos Barkhausen em função da área e duração, obtidas para o filme de FeSiB com espessura de 50 nm, com as formas de função de escala previstas pelos modelos teóricos. Em particular, este caso reflete o comportamento magnético $d = 3$ governado por interações de curto-alcance. No caso de $V(S, s)$, da mesma forma como observado para as amostras de Permalloy, a previsão teórica de um semi-círculo, como função de escala, descreve muito bem a forma média do salto em função da área do salto. Por outro lado, para $V(t, T)$, embora a função seno não seja ruim quando comparada com os dados experimentais, a parábola também descreve melhor a forma média do salto em função da duração.

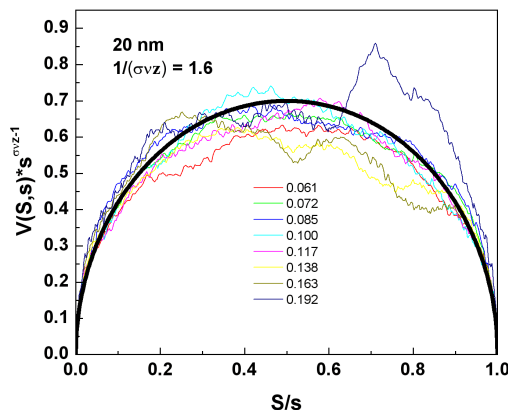


Figura 5.47: Forma média do salto Barkhausen em função da área s para o filme de Permalloy com espessura de 20 nm. As curvas de $V(S, s)$, obtidas para oito diferentes valores de s , indicados, em pWb, na legenda com código de cores, foram reescaladas de acordo com a equação 4.16, utilizando o expoente $1/(\sigma v z)$ indicado na legenda. A linha sólida preta é a previsão teórica, um semi-círculo.

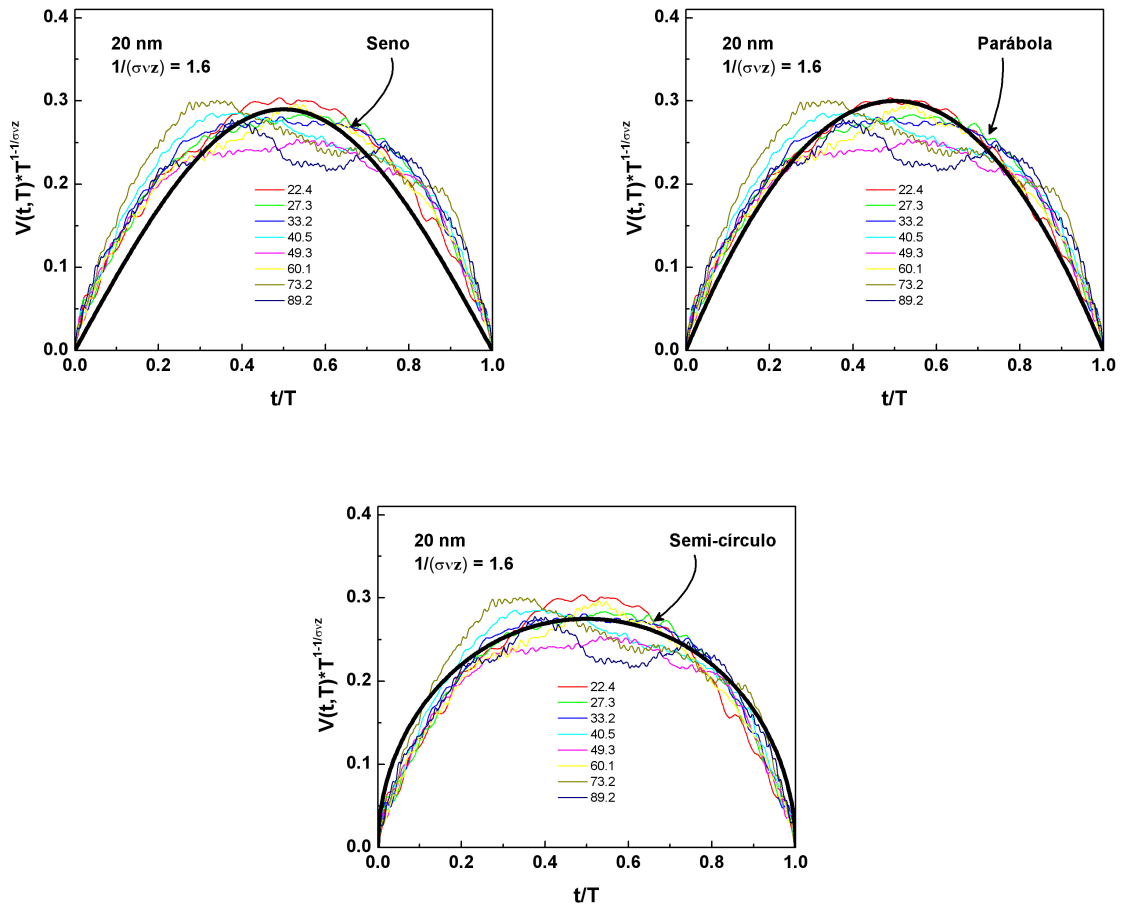


Figura 5.48: Forma média do salto Barkhausen em função da duração T para o filme de Permalloy com espessura de 20 nm. As curvas de $V(t, T)$, obtidas para oito diferentes valores de T , indicados, em μs , na legenda com código de cores, foram reescaladas de acordo com a equação 4.15, utilizando o expoente $1/(\sigma v z)$ indicado na legenda. As linhas sólidas correspondem a previsões teóricas, sendo, no gráfico superior à esquerda, um seno, no superior à direita, uma parábola, e no gráfico inferior, um semi-círculo.

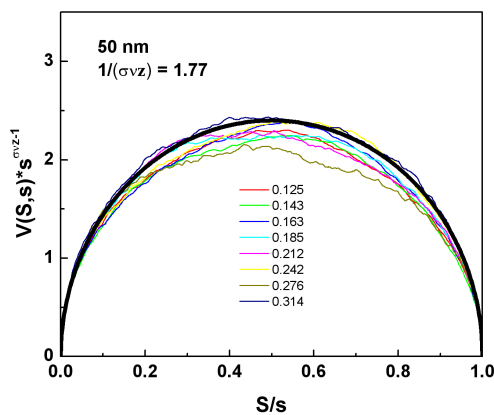


Figura 5.49: Forma média do salto Barkhausen em função da área s para o filme de FeSiB com espessura de 50 nm. As curvas de $V(S, s)$, obtidas para oito diferentes valores de s , indicados, em pWb, na legenda com código de cores, foram reescaladas de acordo com a equação 4.16, utilizando o expoente $1/(\sigma v z)$ indicado na legenda. A linha sólida preta é a previsão teórica, um semi-círculo.

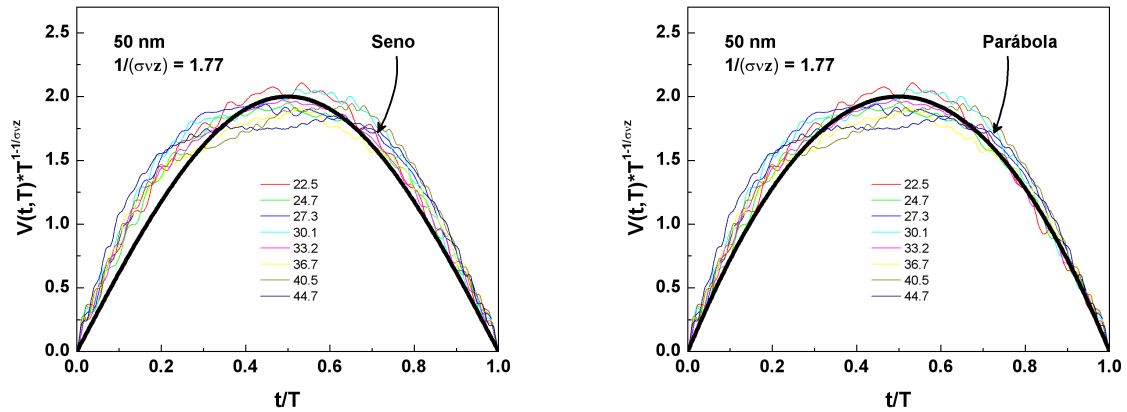


Figura 5.50: Forma média do salto Barkhausen em função da duração T para o filme de FeSiB com espessura de 50 nm. As curvas de $V(t, T)$, obtidas para oito diferentes valores de T , indicados, em μs , na legenda com código de cores, foram reescaladas de acordo com a equação 4.15, utilizando o expoente $1/(\sigma v z)$ indicado na legenda. As linhas sólidas correspondem a previsões teóricas, sendo, na esquerda, um seno, enquanto que, na direita, uma parábola.

Por fim, para o conjunto de amostras de CoFe, as figuras 5.51 e 5.52, mostram uma comparação da forma média dos saltos Barkhausen em função da área e duração, obtidas para o filme com espessura de 200 nm, com as formas de função de escala previstas pelos modelos teóricos, enquanto que as figuras 5.53 e 5.54, para a amostra com espessura de 20 nm.

Neste caso, para a amostra mais espessa, com comportamento magnético $d = 3$, o semi-círculo descreve bem a forma média do salto em função da área. Por outro lado, para a forma em função da duração, tanto a função seno quanto a parábola descrevem bem a curva. Entretanto, quando consideradas outras amostras do mesmo conjunto, não apresentadas, a comparação com as previsões teóricas indica que um melhor ajuste é dado pela parábola.

No caso $d = 2$, amostra mais fina, embora o semi-círculo descreva bem a forma média do salto em função da área, para a forma em função da duração, a melhor forma que descreve a forma média ainda não é clara. Devido à pequena assimetria devido ao filtro passa-baixa utilizado, a comparação com qualquer uma das previsões teóricas se torna difícil, como observado através da figura 5.54, de modo que uma conclusão definitiva ainda não foi obtida.

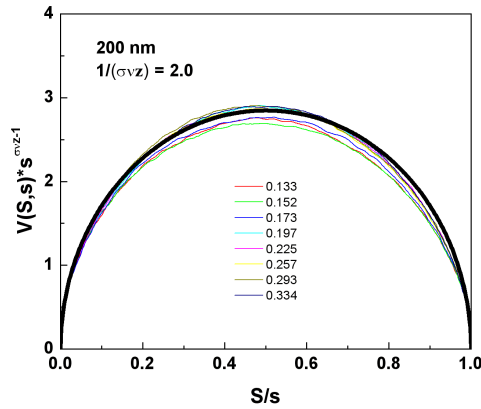


Figura 5.51: Forma média do salto Barkhausen em função da área s para o filme de CoFe com espessura de 200 nm. As curvas de $V(S, s)$, obtidas para oito diferentes valores de s , indicados, em pWb, na legenda com código de cores, foram reescaladas de acordo com a equação 4.16, utilizando o expoente $1/(\sigma v z)$ indicado na legenda. A linha sólida preta é a previsão teórica, um semi-círculo.

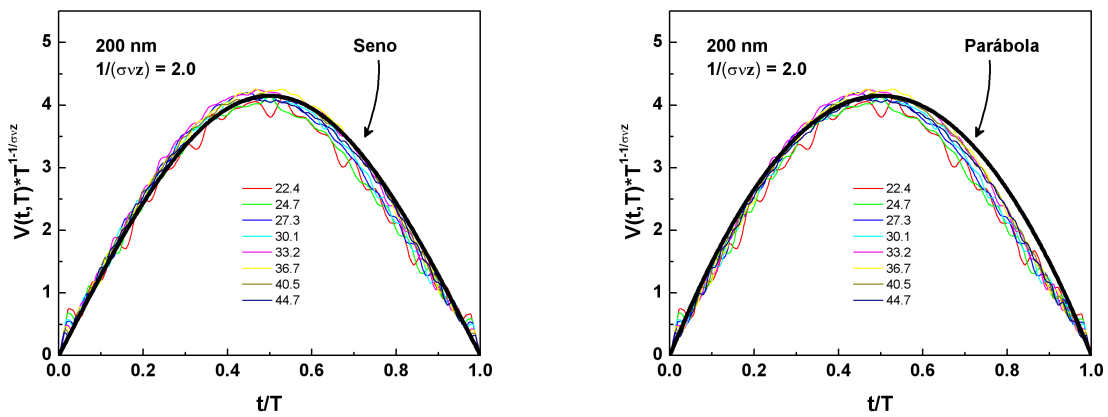


Figura 5.52: Forma média do salto Barkhausen em função da duração T para o filme de CoFe com espessura de 200 nm. As curvas de $V(t, T)$, obtidas para oito diferentes valores de T , indicados, em μs , na legenda com código de cores, foram reescaladas de acordo com a equação 4.15, utilizando o expoente $1/(\sigma v z)$ indicado na legenda. As linhas sólidas correspondem a previsões teóricas, sendo, na esquerda, um seno, enquanto que, na direita, uma parábola.

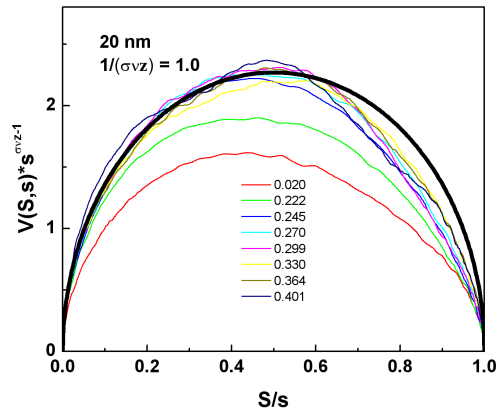


Figura 5.53: Forma média do salto Barkhausen em função da área s para o filme de CoFe com espessura de 20 nm. As curvas de $V(S, s)$, obtidas para oito diferentes valores de s , indicados, em pWb, na legenda com código de cores, foram reescaladas de acordo com a equação 4.16, utilizando o expoente $1/(\sigma v z)$ indicado na legenda. A linha sólida preta é a previsão teórica, um semi-círculo.

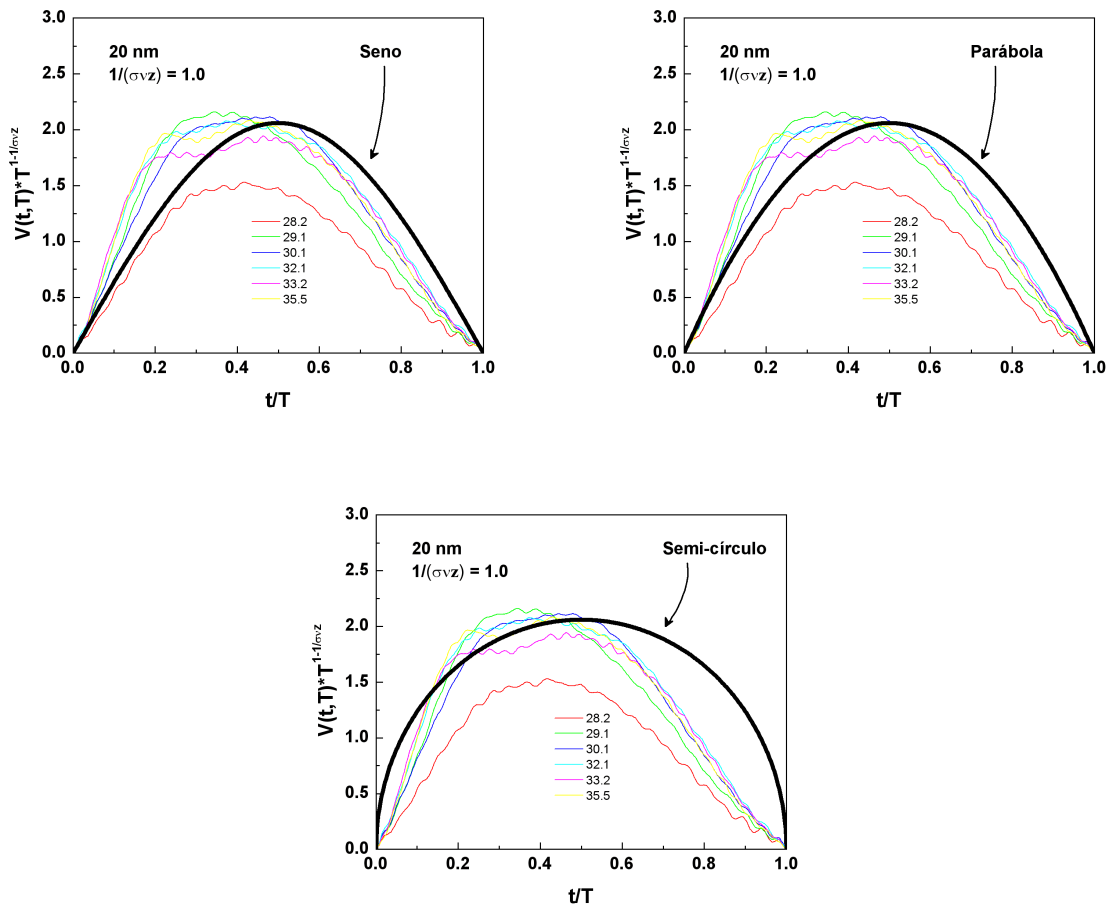


Figura 5.54: Forma média do salto Barkhausen em função da duração T para o filme de CoFe com espessura de 20 nm. As curvas de $V(t, T)$, obtidas para seis diferentes valores de T , indicados, em μs , na legenda com código de cores, foram reescaladas de acordo com a equação 4.15, utilizando o expoente $1/(\sigma v z)$ indicado na legenda. As linhas sólidas correspondem a previsões teóricas, sendo, no gráfico superior à esquerda, um seno, no superior à direita, uma parábola, e no gráfico inferior, um semi-círculo.

5.4.5 Distribuições de tempo de espera e de zeros - um caso em estudo

Como última parte da análise estatística realizada a partir das séries temporais de BN medidas nos filmes ferromagnéticos, foram obtidas as distribuições de tempo de espera e de zeros. Em particular, este constitui-se de um tópico ainda em estudo uma vez que previsões teóricas ainda não existem para tais distribuições. Entretanto, alguns pontos muito interessantes podem ser ressaltados.

As figuras 5.55, 5.56 e 5.57 mostram as distribuições de tempo de espera obtidas para filmes de Permalloy, CoFe e FeSiB, respectivamente. Neste caso, para cada um dos conjuntos, foram selecionadas duas amostras com espessuras distintas, uma com comportamento magnético $d = 3$, espessura maior de cada conjunto, e outra com comportamento magnético $d = 2$, espessura menor¹.

Em todos os casos, as distribuições apresentam um comportamento de lei de potência com “cutoff”. Deste modo, nas mesmas figuras, são apresentados os ajustes, realizados com a equação 4.13, $P(T_d) = ET_d^{-\Omega} \exp(-(T_d/T_{d_0})^x)$, e os respectivos expoentes Ω medidos.

É interessante notar e deve ser ressaltado que todos os expoentes considerados até o momento, τ , α , $1/(\sigma v z)$ e ϑ , apresentaram uma dependência com a espessura dos filmes, relacionada à dimensionalidade do sistema, e com as características estruturais de cada um dos conjuntos de amostras estudados, associada ao alcance das interações que governam a dinâmica do sistema.

Sendo assim, como primeiro fato pertinente, diferentemente do observado para os outros expoentes, o expoente Ω parece ser dependente apenas da dimensionalidade do sistema, sendo insensível ao alcance das interações. Este fato é confirmado uma vez que, quando consideradas as amostras mais espessas, independentemente do conjunto de filmes, o expoente obtido é $\Omega \sim 1.06$. Por outro lado, para os filmes mais finos, $\Omega \sim 0.75$. Embora não apresentadas, todas as amostras com comportamento magnético $d = 3$ apresentaram valores similares aos obtidos para as amostras mais espessas, enquanto que as amostras com comportamento magnético $d = 2$, valores similares aos obtidos para as amostras mais finas.

Resultados obtidos por G. Durin *et al.* [159] em fitas amorfas sob tensão mecânica indicam que $\Omega \sim 1.3$, valor semelhante ao obtido para τ em amostras amorfas “bulk”. Fazendo uma analogia com os resultados obtidos neste trabalho, o valor de Ω obtido para os filmes mais espessos é semelhante ao obtido para τ em filmes ferromagnéticos amorfos com comportamento

¹No caso do conjunto de filmes de FeSiB, o comportamento magnético $d = 2$ não foi observado. Entretanto, para a amostra mais fina deste conjunto na qual o BN foi medido, seu comportamento nas distribuições de tempo de espera e de zeros é similar ao observado nas amostras $d = 2$ pertencentes aos outros conjuntos.

magnético $d = 2$.

Por outro lado, as figuras 5.58, 5.59 e 5.60 mostram as distribuições de zeros obtidas para os mesmos filmes de Permalloy, CoFe e FeSiB, respectivamente.

Similarmente, para todas as amostras, as distribuições apresentam um comportamento de lei de potência com “cutoff”. Neste caso, as distribuições foram ajustadas com a equação 4.14, $P(T_z) = FT_z^{-\Xi} \exp(-(T_z/T_{z0})^y)$, e os respectivos expoentes Ξ , apresentados nas figuras, foram obtidos.

Assim como Ω , o expoente Ξ também apresenta uma dependência somente com a dimensionalidade do sistema, sendo insensível ao alcance das interações. Entretanto, neste caso, para as amostras mais espessas, independentemente do conjunto de filmes, o expoente obtido é $\Xi \sim 1.3$, enquanto que, para os filmes mais finos, $\Xi \sim 1.06$.

Em particular, os valores obtidos para esta distribuição são similares aos valores de τ obtidos para amostras amorfas com comportamento $d = 3$ e $d = 2$, respectivamente. Deve ser ressaltado que esta comparação dos expoentes obtidos para as distribuições de tempo de espera e de zero com os expoentes obtidos para as distribuições de área dos saltos Barkhausen corresponde apenas a uma especulação sobre o tópico. Entretanto, talvez possa existir alguma relação entre os expoentes citados.

5.5 Síntese dos expoentes obtidos experimentalmente

A fim de formar um panorama geral da dinâmica de DWs em filmes ferromagnéticos, a partir de toda análise estatística realizada, a tabela 5.3 apresenta, de forma condensada, os expoentes obtidos experimentalmente.

Tabela 5.3: Quadro geral de expoentes obtidos experimentalmente a partir da análise estatística de séries temporais de BN obtidas em filmes ferromagnéticos policristalinos e amorfos, com espessuras abaixo de $\sim 50\text{nm}$, com comportamento magnético $d = 2$, e acima de $\sim 50\text{nm}$, com comportamento $d = 3$.

Filmes	Com espessura menor que $\sim 50\text{ nm}$			Com espessura maior que $\sim 50\text{ nm}$		
	τ	α	$1/(\sigma v z) \sim \vartheta$	τ	α	$1/(\sigma v z) \sim \vartheta$
Cristalinos	~ 1.34	~ 1.51	~ 1.6	~ 1.49	~ 1.99	~ 2.0
Amorfos	~ 1.05	~ 1.08	~ 1.0	~ 1.26	~ 1.49	~ 1.77

No caso dos expoentes Ω e Ξ , para amostras com espessura menor que $\sim 50\text{nm}$, $\Omega \sim 0.75$ e $\Xi \sim 1.06$, enquanto que, para amostras com espessura maior que $\sim 50\text{nm}$, $\Omega \sim 1.06$ e $\Xi \sim 1.3$, independentemente do caráter estrutural da amostra.

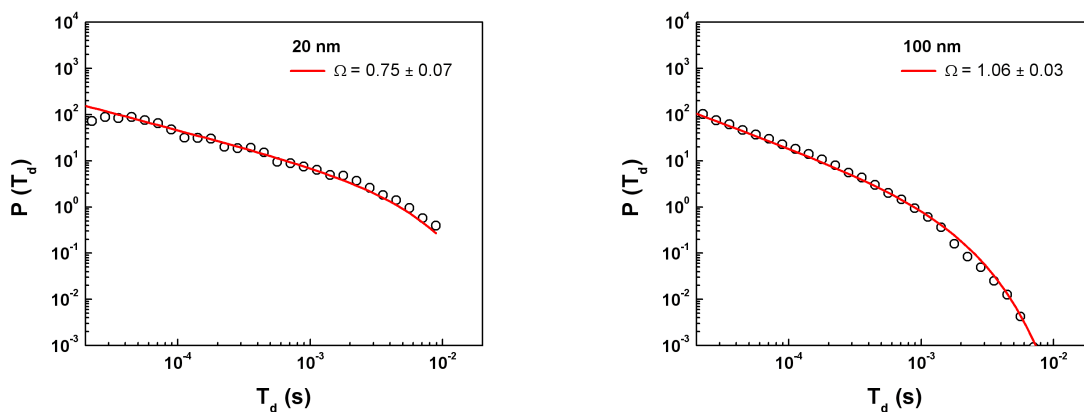


Figura 5.55: Distribuições de tempo de espera para filmes de Permalloy selecionados. As linha sólidas vermelhas correspondem aos ajustes de lei de potência com “cutoff”, com expoentes Ω indicados nas legendas.

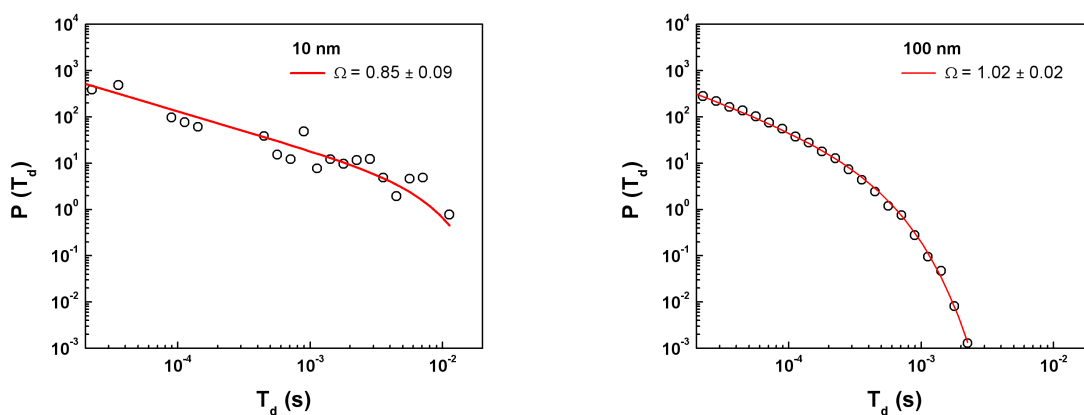


Figura 5.56: Distribuições de tempo de espera para filmes de CoFe selecionados. As linha sólidas vermelhas correspondem aos ajustes de lei de potência com “cutoff”, com expoentes Ω indicados nas legendas.

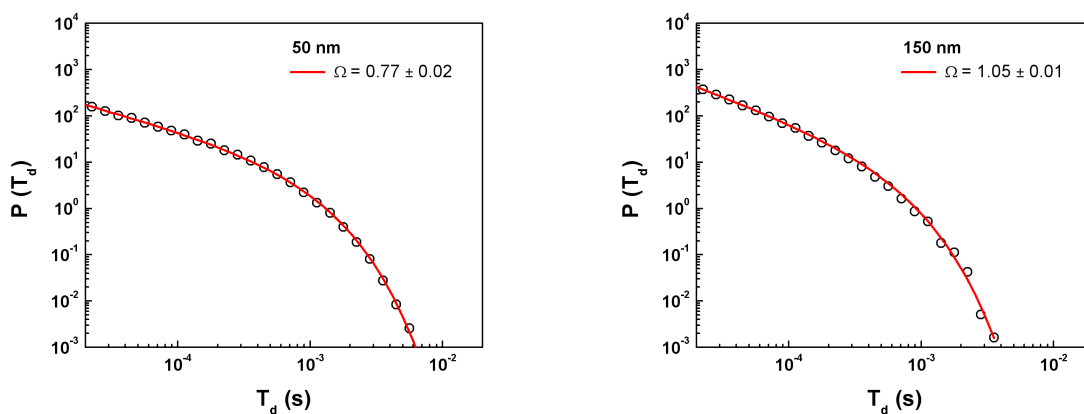


Figura 5.57: Distribuições de tempo de espera para filmes de FeSiB selecionados. As linha sólidas vermelhas correspondem aos ajustes de lei de potência com “cutoff”, com expoentes Ω indicados nas legendas.

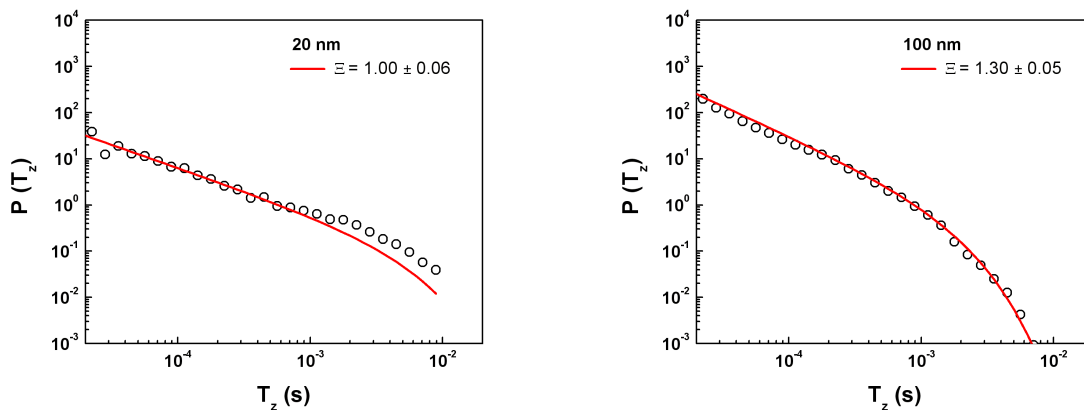


Figura 5.58: Distribuições de zeros para filmes de Permalloy selecionados. As linha sólidas vermelhas correspondem aos ajustes de lei de potência com “cutoff”, com expoentes Ξ indicados nas legendas.

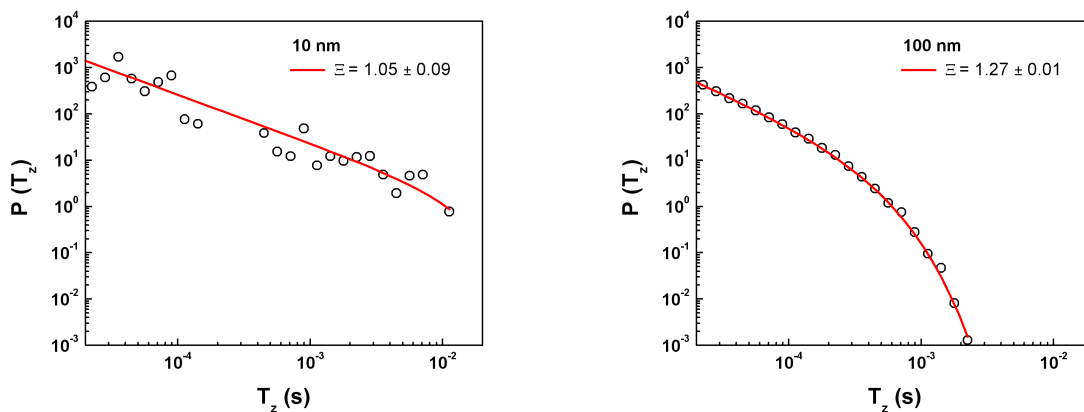


Figura 5.59: Distribuições de zeros para filmes de CoFe selecionados. As linha sólidas vermelhas correspondem aos ajustes de lei de potência com “cutoff”, com expoentes Ξ indicados nas legendas.

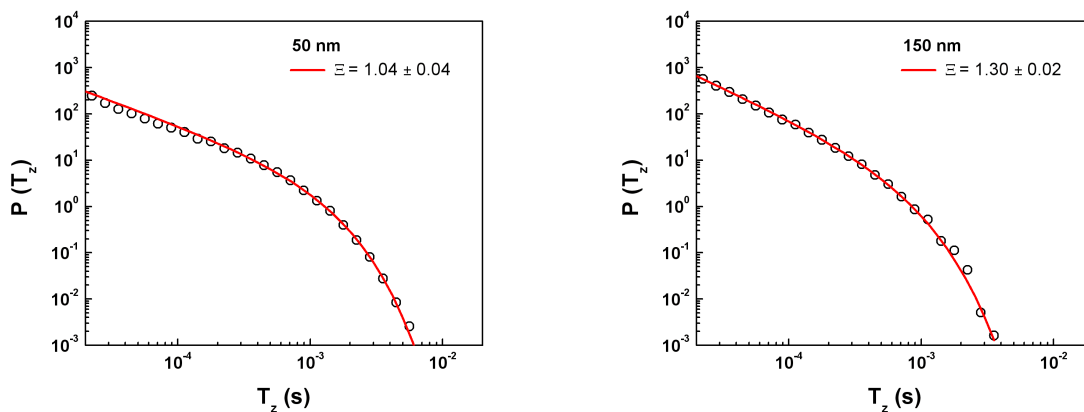


Figura 5.60: Distribuições de zeros para filmes de FeSiB selecionados. As linha sólidas vermelhas correspondem aos ajustes de lei de potência com “cutoff”, com expoentes Ξ indicados nas legendas.

5.5.1 Considerações sobre os métodos indutivo e magneto-óptico

Considerando os mais recentes trabalhos experimentais que podem ser encontrados na literatura, todos claramente indicam que filmes, com espessuras abaixo de 50 nm, realmente apresentam um comportamento magnético bi-dimensional, corroborando os resultados obtidos neste trabalho.

Entretanto, este caráter não pode ser generalizado para todas as espessuras, como mostrado através dos resultados obtidos pela técnica indutiva. Por esta razão, é necessário enfatizar que, embora as técnicas magneto-ópticas forneçam um considerável ganho de resolução, permitindo medidas de ruído Barkhausen muito precisas, elas revelam as propriedades magnéticas da amostra, como um todo, somente em casos particulares. Como o comprimento de penetração da luz visível em metais é de apenas poucos nanômetros, 10 nm em metais, de acordo com a referência [39], apenas as propriedades da superfície são investigadas nos filmes mais espessos.

Os resultados obtidos através de métodos magneto-ópticos são muito confiáveis uma vez que foram estudados somente amostras com espessuras de até 50 nm e, por esta razão, um comportamento magnético bi-dimensional é esperado. Por outro lado, este tipo de técnica é inapropriada para o estudo do “crossover” dimensional do comportamento magnético, desde que este envolve amostras mais espessas.

Sendo assim, esta pode ser uma das razões pelo qual, neste trabalho, foi observado o “crossover” dimensional através da redução da espessura dos filmes. Assim, embora a técnica indutiva se torne menos efetiva com a diminuição da espessura, quando comparada com as técnicas magneto-ópticas, a velha e tradicional técnica indutiva, se cuidadosamente utilizada e otimizada, corresponde a uma importante e útil ferramenta para investigar o ruído Barkhausen e as propriedades estatísticas do ruído em filmes ferromagnéticos.

6 Conclusões e perspectivas

Dentro da proposta inicial do trabalho, estava a implementação do sistema de medidas de séries temporais de ruído Barkhausen do CBPF. Além do desenvolvimento, a otimização do sistema era necessária uma vez que, para a realização de medidas em filmes, grande sensibilidade é requerida. Neste sentido, uma placa digitalizadora de alta velocidade, PCI-DAS 4020/12 da Measurement Computing, foi incorporada ao sistema, de modo que esta etapa foi realizada com sucesso.

Motivado pelas conclusões obtidas para materiais “bulk” e pelos promissores resultados obtidos para filmes, o ponto principal deste trabalho foi compreender o papel da dimensionalidade do sistema e do alcance das interações, associado a diferentes classes de universalidade, sobre a dinâmica de DWs a fim de fornecer, através de um grande número de resultados, panorama mais geral sobre o ruído Barkhausen e as propriedades estatísticas do ruído em filmes ferromagnéticos.

Para tanto, o ruído Barkhausen foi investigado, utilizando a tradicional técnica indutiva, em aços elétricos de grão não-orientado e em filmes ferromagnéticos amorfos e cristalinos, com espessuras de 10 a 1000 nm. A partir das medidas de ruído Barkhausen, uma vasta e sistemática análise estatística, envolvendo distribuições de área e duração, área média do salto vs. duração, espectro de potência e distribuições de tempo de espera e zero, foi realizada e os expoentes medidos foram comparados com resultados teóricos e experimentais encontrados na literatura. Além desta análise padrão, foi obtida a forma média do pulso Barkhausen, nunca obtida a partir de séries temporais medidas em filmes.

No que se segue, são apresentadas algumas conclusões que valem ser salientadas e algumas das respostas às questões levantadas no capítulo 1.

Primeiramente, o estudo do ruído Barkhausen, aliado a medidas de magnetostricção, em aços elétricos foi importante no sentido identificar os mecanismos responsáveis pelo processo de magnetização, em diferentes pontos da curva de magnetização. Com este estudo, foi possível delimitar uma região da curva de magnetização, onde o movimento de paredes de domínio é o

principal mecanismo de magnetização, na qual BN pode ser obtido e analisado estatisticamente. Além, através da análise do BN obtido nos aços, os resultados se mostraram similares aos encontrados na literatura para materiais “bulk” com características estruturais similares.

No caso dos filmes ferromagnéticos, o ruído Barkhausen, obtido através da técnica indutiva, foi observado em filmes em um largo intervalo de espessura, incluindo amostras muito finas, com espessuras de 50, 20 e até 10 nm. Neste caso, através do sistema experimental Barkhausen foi comprovado que a técnica indutiva pode fornecer importantes informações sobre o complexo comportamento magnético em sistemas com dimensões reduzidas.

Em particular, os resultados confirmam que a dinâmica de paredes de domínio é intensamente afetada pela dimensionalidade do sistema, como retratado pelo “crossover” nos expoentes das leis de potência. Diferentemente do tradicionalmente constatado em filmes finos, onde apenas o comportamento magnético $d = 2$ é observado, os resultados obtidos claramente evidenciam que filmes com espessuras, acima do intervalo $\sim 50 - 100$ nm, apresentam um comportamento magnético $d = 3$, enquanto que filmes abaixo de ~ 50 nm, um comportamento magnético $d = 2$. Neste caso, é importante salientar que as medidas indutivas realizadas neste trabalho permitiram, não somente a observação do ruído Barkhausen em amostras muito finas, com comportamento magnético $d = 2$, mas também o “crossover” dimensional, de $d = 3$ para $d = 2$.

Através dos resultados obtidos, os expoentes medidos fornecem evidências experimentais para a validade de diferentes modelos tri e bi-dimensionais para a dinâmica de paredes de domínio. Quando analisados em função da espessura, para filmes mais espessos, tanto policristalinos quanto amorfos, a concordância dos expoentes medidos com as previsões teóricas fornece evidências experimentais para a validade do modelo CZDS [28, 29] e claramente indica que este modelo pode ser estendido para descrever filmes como comportamento magnético $d = 3$.

Por outro lado, para os filmes mais finos, os valores dos expoentes medidos para as amostras policristalinas são consistentes com os expoentes previstos pelos modelos que abordam o problema de interações de longo-alcance $d = 2$, de modo que, neste caso, os modelos propostos por B. Cerruti e S. Zapperi [34] e A. Vásquez e O. Sotolongo-Costa [35] são válidos para descrever os resultados. Já para as amostras amorfas, os expoentes são consistentes com os expoentes previstos pelo modelo que aborda o problema de interações de curto-alcance $d = 2$, neste caso, o modelo UMM investigado por S. L. A. de Queiroz [36].

Através da comparação com os valores previstos pelos modelos teóricos, o efeito das interações que governam a dinâmica de paredes de domínio também foi verificado. Neste caso, levando em consideração o caráter estrutural das amostras, as classes de universalidade propos-

tas, por G. Durin *et al.* [33], para materiais “bulk”, se mostraram válidas também para filmes ferromagnéticos.

Relacionado à forma média do salto, pela primeira vez obtida para filmes, os resultados apresentados são promissores. Através dos expoentes verificados, o “crossover” dimensional, assim como a existência de classes de universalidade, também foi observado. Além, a simetria na forma do salto claramente indica que, em filmes, os efeitos das correntes de Foucault não estão presentes. Por fim, quanto a forma da função de escala, os resultados indicam semi-círculos, para descrever $V(S,s)$, enquanto que parábolas e semi-círculos parecem descrever $V(t,T)$ para sistemas $d = 3$ e $d = 2$, respectivamente.

É importante ressaltar que, em geral, todos os expoentes considerados, τ , α , $1/(\sigma v_z)$ e ϑ se mostraram coerentes com as previsões teóricas e corroboram as conclusões citadas anteriormente. Sendo assim, através desta ampla análise dos expoentes, um primeiro passo foi dado no sentido de obter uma interpretação completa da dinâmica de DWs e das propriedades estatísticas do BN em filmes ferromagnéticos. Em particular, espera-se que estes resultados sirvam de motivação para futuros trabalhos, tanto experimentais, quanto teóricos.

A continuidade do trabalho se dará através de diversos passos. Primeiro, um trabalho englobando medidas de BN em função da frequência do campo magnético aplicado será realizado, a fim de obter os efeitos da taxa de variação das condições externas sobre as propriedades estatísticas do ruído. Em particular, para amostras “bulk” cristalinas, é conhecido que o valor dos expoentes é alterado quando diferentes taxas de variação do campo magnético são utilizadas, entretanto, nenhuma modificação é observada quando considerados materiais amorfos.

Como uma segunda parte, para melhor caracterizar o estudo da dinâmica de paredes de domínio, nos mesmos filmes utilizados para a realização de medidas via método indutivo, o ruído Barkhausen será investigado através de medidas de efeito Kerr magneto-ótico que é, por outro lado, a principal técnica usada em materiais $d = 2$, conforme a literatura recente. Este consiste de um procedimento inédito uma vez que não é encontrado na literatura um estudo envolvendo a técnica indutiva e magneto-ótica juntas. De posse de um completo conjunto de medidas experimentais e conseqüentemente resultados obtidos através da análise estatística, estes serão comparados com resultados obtidos teoricamente para sistemas tri-dimensionais [28, 29, 33] e bi-dimensionais [34, 35, 36], a fim de interpretá-los e obter uma compreensão mais completa da dinâmica de DWs em filmes.

Por fim, do ponto de vista tecnológico, visa-se avançar o conhecimento dos mecanismos que controlam a dinâmica da magnetização de filmes ferromagnéticos e, em particular, identificar um procedimento a fim de obter a fase nanocristalina nos chamados Finemet em filmes.

Para este fim, serão produzidas, utilizando o mesmo processo de deposição, amostras com composição $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{22.5-x}\text{B}_x$, com $x = 4, 6$ e 9 . Como justificativa, esta composição da liga Finemet, é conhecida por apresentar, quando na fase nanocristalina, propriedades magnéticas muito boas, com alto valor de saturação e alta permeabilidade. Entretanto, até o momento, este estudo somente foi realizado em fitas [161, 162]. De fato, o procedimento para nanocristalização de amostras, embora seja bastante conhecido para o caso de fitas com a mesma composição, ainda não é conhecido para o caso de filmes. Trabalhos realizados previamente em filmes [39, 44], indicam que a produção das amostras via “magnetron sputtering” resulta em amostras com caráter estrutural amorfo. Sendo assim, como tentativa para obter a fase nanocristalina, procedimentos de tratamentos térmicos e tratamentos por implantação iônica serão realizados. Da mesma forma, como anteriormente, após a caracterização estrutural e magnética, o BN seria umas das técnicas utilizadas para o estudo da dinâmica da magnetização nestes filmes. Neste caso, a completa compreensão dos mecanismos de magnetização e da dinâmica de DWs, associada ao controle do processo de produção e tratamento de amostras, poderá ser utilizadas para posteriores aplicações, tais como a produção de filmes com características que serão utilizados em específicos dispositivos eletrônicos.

Referências Bibliográficas

- [1] H. Barkhausen, *Phys. Z.* **20**, 401 (1919).
- [2] G. Bertotti, *Hysteresis in Magnetism: For Physicists, Materials Scientists and Engineers* (Academic Press, San Diego, 1998).
- [3] G. Durin, S. Zapperi, [arXiv:cond-mat/0404512](http://arXiv.org/abs/cond-mat/0404512) (2004). (Disponível em <http://arXiv.org/abs/cond-mat/0404512>).
- [4] S. Chikazumi, *Physics of Magnetism* (Wiley, New York, 1964).
- [5] B. D. Cullity, *Introduction to Magnetic Materials* (Addison-Wesley, New York, 1972).
- [6] H. J. Williams, W. Shockley, *Phys. Rev.* **75**, 178 (1949).
- [7] C. Kittel, *Rev. Mod. Phys.* **21**, 541 (1949).
- [8] G. Bertotti, F. Fiorillo, M. P. Sassi, *J. Magn. Magn. Mater.* **23**, 136 (1981).
- [9] R. L. Sommer, F. P. Livi, *Phys. Status Solidi* **120**, 609 (1990).
- [10] F. Bohn, A. Gündel, F. J. G. Landgraf, A. M. Severino, R. L. Sommer, *J. Magn. Magn. Mater.* **317**, 20 (2007).
- [11] J. P. Sethna, K. A. Dahmen, C. R. Myers, *Nature* **410**, 242 (2001).
- [12] A. -L. Barabási, H. E. Stanley, *Fractal Concepts in Surface Growth* (Cambridge University Press, New York, 1995).
- [13] P. J. Cote, L. V. Meisel, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 1334 (1991).
- [14] K. P. O'Brien, M. B. Weissman, *Phys. Rev. E* **50**, 3446 (1994).
- [15] J. M. González, O. A. Chubykalo, J. González, *Phys. Rev. B* **55**, 921 (1997).
- [16] O. A. Chubykalo, J. M. González, J. González, *Physica D* **113**, 382 (1998).
- [17] O. A. Chubykalo, J. M. González, J. González, *J. Magn. Magn. Mater.* **184**, L257 (1998).
- [18] J. P. Sethna, K. Dahmen, S. Kartha, J. A. Krumhansl, B. W. Roberts, J. D. Shore, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3347 (1993).
- [19] K. Dahmen, J. P. Sethna, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3222 (1993).
- [20] K. Dahmen, J. P. Sethna, *Phys. Rev. B* **53**, 14872 (1996).
- [21] O. Perkovic, K. Dahmen, J. P. Sethna, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4528 (1995).

- [22] K. A. Dahmen, J. P. Sethna, O. Perkovic, IEEE Trans. Magn. **36**, 3150 (2000).
- [23] O. Perkovic, K. A. Dahmen, J. P. Sethna, Phys. Rev. B **59**, 6106 (1999).
- [24] J. S. Urbach, R. C. Madison, J. T. Markert, Phys. Rev. Lett. **75**, 276 (1995).
- [25] O. Narayan, Phys. Rev. Lett. **77**, 3855 (1996).
- [26] B. Alessandro, C. Beatrice, G. Bertotti, A. Montorsi, J. Appl. Phys. **68**, 2901 (1990).
- [27] B. Alessandro, C. Beatrice, G. Bertotti, A. Montorsi, J. Appl. Phys. **68**, 2908 (1990).
- [28] P. Cizeau, S. Zapperi, G. Durin, H. E. Stanley, Phys. Rev. Lett. **79**, 4669 (1997).
- [29] S. Zapperi, P. Cizeau, G. Durin, H. E. Stanley, Phys. Rev. B **58**, 6353 (1998).
- [30] D. Spasojevic, S. Bukvic, S. Milosevic, H. E. Stanley, Phys. Rev. E **54**, 2531 (1996).
- [31] M. Bahiana, B. Koiller, S. L. A. de Queiroz, J. C. Denardin, R. L. Sommer, Phys. Rev. E **59**, 3884 (1999).
- [32] A. P. Mehta, A. C. Mills, K. A. Dahmen, J. P. Sethna, Phys. Rev. E **65**, 046139 (2002).
- [33] G. Durin, S. Zapperi, Phys. Rev. Lett. **84**, 4705 (2000).
- [34] B. Cerruti, S. Zapperi, J. Stat. Mech. P08020 (2006).
- [35] A. Vásquez, O. Sotolongo-Costa, Phys. Rev. Lett. **84**, 1316 (2000).
- [36] S. L. A. de Queiroz, Phys. Rev. E **69**, 026126 (2004).
- [37] E. Puppini, Phys. Rev. Lett. **84**, 5415 (2000).
- [38] E. Puppini, S. Ricci, IEEE Trans. Magn. **36**, 3090 (2000).
- [39] E. Puppini, E. Pinotti, M. Brenna, J. Appl. Phys. **101**, 063903 (2007).
- [40] D. -H. Kim, S. -B. Choe, S. -C. Shin, Phys. Rev. Lett. **90**, 087203-1 (2003).
- [41] S. -C. Shin, K. -S. Ryu, D. -H. Kim, S. -B. Choe, H. Akinaga, J. Magn. Magn. Mater. **310**, 2599 (2007).
- [42] K. -S. Ryu, H. Akinaga, S.-C. Shin, Nature Phys. **3**, 547 (2007).
- [43] S. -C. Shin, K. -S. Ryu, D. -H Kim, H. Akinaga, J. Appl. Phys. **103**, 07D907 (2008).
- [44] L. Santi, F. Bohn, A. D. C. Viegas, G. Durin, A. Magni, R. Bonin, S. Zapperi, R. L. Sommer, Physica B **384**, 144 (2006).
- [45] A. Hubert, R. Schäfer, *Magnetic domains* (Springer, New York, 1998).
- [46] R. C. O'Handley, *Modern Magnetic Materials: Principles and Applications* (Wiley, New York, 2000).
- [47] M. Getzlaff, *Fundamentals of Magnetism* (Springer, Berlin, 2008)

- [48] N. W. Ashcroft, N. D. Mermin, *Solid State Physics* (Thomson Learning, EUA, 1976).
- [49] C. Kittel, *Introdução a Física do Estado Sólido* (LTC, Rio de Janeiro, 2006).
- [50] J. W. Shilling, G. L. Houze Jr., *IEEE Trans. Magn.* **10(2)**, 195, (1974).
- [51] L. Landau, E. Lifschitz, *Phys. Z.* **8**, 153 (1935).
- [52] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics* (Wiley, New York, 1962).
- [53] E. D. T. de Laceyserie, *Magnetostriction - Theory and applications of magnetolasticity* (CRC Press, New York, 1993).
- [54] F. Bohn, A. Gündel, A. M. Severino, F. J. G. Landgraf, R. L. Sommer, *Physica B* **384**, 294 (2006).
- [55] F. Bloch, *Phys. Z.* **74**, 295 (1932).
- [56] L. Néel, *Compt. Rend.* **241**, 533 (1955).
- [57] C. E. Patton III, Tese de doutorado, California Institute of Technology, Pasadena, Califórnia, EUA (1967).
- [58] B. A. Lilley, *Phil. Mag.* **41**, 792, (1950).
- [59] E. E. Huber, D. O. Smith, J. B. Goodenough, *J. Appl. Phys.* **29**, 294 (1958).
- [60] H. Rubinstein, R. J. Spain, *J. Appl. Phys.* **31**, S306 (1960).
- [61] S. Middelhoek, *J. Appl. Phys.* **34**, 1054 (1963).
- [62] L. Néel, *C. R. Acad. Sci. Paris* **241**, 533 (1955).
- [63] G. Bertotti, V. Basso, C. Beatrice, M. LoBue, A. Magni, P. Tiberto, *J. Magn. Magn. Mater.* **226-230**, 1206, (2001).
- [64] H. E. Stanley, *Introduction to phase transitions and critical phenomena* (Oxford University Press, Oxford, 1971).
- [65] S. R. A. Salinas, *Introdução à física estatística* (Editora da Universidade de São Paulo, São Paulo, 1999).
- [66] I. Gleria, R. Matsushita, S. Da Silva, *Rev. Bras. Ens. Fis.* **26**, 99 (2004).
- [67] K. Dahmen, *Nature Phys.* **1**, 13 (2005).
- [68] J. P. Sethna, *Nature Phys.* **3**, 518 (2007).
- [69] I. Main, *Rev. Geoph* **34**, 433 (1996).
- [70] D. S. Fisher, K. Dahmen, S. Ramanathan, Y. Ben-Zion, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4885 (1997).
- [71] A. P. Mehta, K. A. Dahmen, Y. Ben-Zion, *Phys. Rev. E* **73**, 056104 (2006).
- [72] E. M. Kramer, A. E. Lobkovsky, *Phys. Rev. E* **53**, 1465 (1996).

- [73] P. A. Houle, J. P. Sethna, Phys. Rev. E **54**, 278 (1996).
- [74] P. Bak, M. Paczuski, M. Shubik, Physica A **246**, 430 (1997).
- [75] T. Lux, M. Marchesi, Nature **397**, 498 (1999).
- [76] D. Ertas, M. Kardar, Phys. Rev. Lett. **73**, 1703 (1994).
- [77] S. Field, J. Witt, F. Nori, X. Ling, Phys. Rev. Lett. **74**, 1206 (1995).
- [78] D. Ertas, M. Kardar, Phys. Rev. B **53**, 3520 (1996).
- [79] M. Lilly, A. H. Wootters, R. B. Hallock, Phys. Rev. Lett. **77**, 4222 (1996).
- [80] R. A. Guyer, K. R. McCall, Phys. Rev. B **54**, 18 (1996).
- [81] W. A. Curtin, H. Scher, Phys. Rev. Lett. **67**, 2457 (1991).
- [82] A. Petri, G. Paparo, A. Vespignani, A. Alippi, M. Costantini, Phys. Rev. Lett. **73**, 3423 (1994).
- [83] S. Zapperi, P. Ray, H. E. Stanley, A. Vespignani, Phys. Rev. Lett. **78**, 1408 (1997).
- [84] S. Zapperi, A. Vespignani, H. E. Stanley, Nature **388**, 658 (1997).
- [85] A. Garcimartín, A. Guarino, L. Bellon, S. Ciliberto, Phys. Rev. Lett. **79**, 3202 (1997).
- [86] L. I. Salminen, A. I. Tolvanen, M. J. Alava, Phys. Rev. Lett **89**, 185503 (2002).
- [87] M. Cieplak, M. O. Robbins, Phys. Rev. Lett. **60**, 2042 (1988).
- [88] T. Nattermann, S. Stepanow, L. H. Tang, N. Leschhorn, J. Phys. II (Paris) **2**, 1483 (1992).
- [89] O. Narayan, D. S. Fisher, Phys. Rev. B **48**, 7030 (1993).
- [90] H. Leschhorn, T. Nattermann, S. Stepanow, L. H. Tang, Ann. Phys. (Leipzig) **6**, 1 (1997).
- [91] L. Roters, A. Hucht, S. Lubeck, U. Nowak, K. D. Usadel, Phys. Rev. E **60**, 5202 (1999).
- [92] B. Koiller, M. O. Robbins, Phys. Rev. B **62**, 5771 (2000).
- [93] E. Vives, J. Ortín, L. Mañosa, I. Ràfols, R. Pérez-Magrané, A. Planes, Phys. Rev. Lett. **72**, 1694 (1994).
- [94] J. Ortín, J. Phys. IV (Paris) **5**, 209 (1995).
- [95] F. F. Csikor, C. Motz, D. Weygand, M. Zaiser, S. Zapperi, Science **318**, 251 (2007).
- [96] A. Baldassarri, F. Dalton, A. Petri, S. Zapperi, G. Pontuale, L. Pietronero, Phys. Rev. Lett. **96**, 118002 (2006).
- [97] M. Bretz, R. Zaretzki, S.B. Field, N. Mitarai, F. Nori, Europhys. Lett. **74**, 1116 (2006).
- [98] E. V. Colla, L. K. Chao, M. B. Weissman, Phys. Rev. Lett. **88**, 017601 (2001).
- [99] E. T. Lu, R. J. Hamilton, J. M. McTiernan, K. R. Bromond, Astrophys. J. **412**, 841 (1993).

- [100] R. V. Solé, S. C. Manrubia, Phys. Rev. E **54**, R42 (1996).
- [101] M. E. Newman, Proc. R. Soc. Lond. B **263**, 1605 (1996).
- [102] R. V. Solé, S. C. Manrubia, M. Benton, P. Bak, Nature **388**, 764 (1997).
- [103] B. Suki, A. -L. Barabási, Z. Hantos, F. Peták, H. E. Stanley, Nature **368**, 615 (1994).
- [104] F. Colaiori, submetido ao Advances in Physics (2008).
- [105] P. Weiss, J. de Physique **6**, 661 (1907).
- [106] F. Bitter, Phys. Rev. **38**, 1903 (1931).
- [107] F. Bitter, Phys. Rev. **41**, 507 (1931).
- [108] W. C. Elmore, Phys. Rev. **53**, 757 (1938).
- [109] L. V. Meisel, P. J. Cote, Phys. Rev. B **46**, 10882 (1992).
- [110] G. Bertotti, G. Durin, A. Magni, J. Appl. Phys. **75**, 5490 (1994).
- [111] G. Durin, A. Magni, G. Bertotti, Fractals **3**, 351 (1995).
- [112] I. Rafols, E. Vives, Phys. Rev. B **52**, 12651 (1995).
- [113] P. Mazzetti, Nuovo Cimento **25**, 1322 (1962).
- [114] P. Arquès, J. de Phys. **29**, 369 (1968).
- [115] M. C. Kuntz, J. P. Sethna, Phys. Rev. B **62**, 11699 (2000).
- [116] G. Durin, S. Zapperi, J. Magn. Magn. Mater. **242**, 1085 (2002).
- [117] G. Bertotti, F. Fiorillo, A. M. Rietto, IEEE Trans. Magn. **20**, 1481 (1984).
- [118] G. Couderchon, J. L. Porteseil, G. Bertotti, F. Fiorillo, G. P. Soardo, IEEE Trans. Magn. **25**, 3973 (1989).
- [119] S. Zapperi, C. Castellano, F. Colaiori, G. Durin, Nature Phys. **1**, 46 (2005).
- [120] G. Durin, A. Magni, G. Bertotti, J. Magn. Magn. Mater. **140**, 1835 (1995).
- [121] G. Durin, S. Zapperi, J. Stat. Mech. P01002 (2006).
- [122] E. Puppini, L. Callegaro, P. Vavassori, Rev. Sci. Instr. **71**, 1752 (2000).
- [123] D. -H. Kim, S. -B. Choe, S. -C. Shin, J. Appl. Phys. **93**, 6564 (2003).
- [124] D. S. Fisher, Phys. Rev. Lett. **50**, 1486 (1983).
- [125] P. Bak, C. Tang, K. Wiesenfeld, Phys. Rev. Lett. **59**, 381 (1987).
- [126] P. Bak, C. Tang, K. Wiesenfeld, Phys. Rev. A **38**, 364 (1988).
- [127] H. J. Jensen, K. Christensen, H. C. Fogedby, Phys. Rev. B **40**, 7425 (1989).

- [128] L. P. Kadanoff, S. R. Nagel, L. Wu, S. -M. Zhou, Phys. Rev. A **40**, 6524 (1989).
- [129] J. P. Sethna, Science **318**, 207 (2007).
- [130] L. Néel, Cahiers Phys. **12**, 1 (1942).
- [131] L. Néel, Cahiers Phys. **13**, 13 (1943).
- [132] H. J. Williams, W. Shockley, C. Kittel, Phys. Rev. **80**, 1090 (1950).
- [133] H. R. Hilzinger, H. Kronmüller, J. Magn. Magn. Mater. **2**, 11 (1976).
- [134] L. Néel, Ann. Univ. Grenoble **22**, 299 (1946).
- [135] G. Durin, S. Zapperi, Physica A **314**, 230 (2002).
- [136] B. Cerruti, S. Zapperi, Phys. Rev. B **75**, 064416 (2007).
- [137] M. Paczuski, S. Maslov, P. Bak, Phys. Rev. E **53**, 414 (1996).
- [138] L. W. Chen, M. C. Marchetti, Phys. Rev. B **51**, 6296 (1995).
- [139] M. J. Alava, J. Phys. Cond. Mat. **14**, 2353 (2002).
- [140] Milton Ohring, *The Materials Science of Thin Films* (Academic Press, San Diego, 1992).
- [141] *Introduction to x-ray diffractometry*, Manual do usuário do equipamento de raios-x Shimadzu XD-7A.
- [142] H. P. Klug, L. E. Alexander, *X-ray diffraction procedures: for polycrystalline and amorphous materials* (Wiley-Interscience, Nova York, 1974).
- [143] B. D. Cullity, *Elements of x-ray diffraction* (Addison-Wesley, Reading, 1978).
- [144] S. Foner, Rev. Sci. Instrum. **30**, 548 (1959).
- [145] S. Foner, Rev. Sci. Instrum. **46**, 1425 (1975).
- [146] S. Foner, IEEE Trans. Magn. **17**, 3358 (1981).
- [147] J. Mallinson, J. Appl. Phys. **37**, 2514 (1966).
- [148] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, B. P. Flannery, *Numerical Recipes in Fortran 77: The art of scientific computing* (Cambridge University Press, Cambridge, 1992).
- [149] T. W. Krause, J. A. Szpunar, M. Birsan, D. L. Atherton, J. Appl. Phys. **79**, 3156 (1996).
- [150] D. K. Bhattacharya, S. Vaidyanathan, J. Magn. Magn. Matter. **166**, 111 (1997).
- [151] A. Gündel, A. M. Severino, F. J. G. Landgraf, R. L. Sommer, J. Magn. Magn. Mater **272**, E541 (2004).
- [152] P. Sharma and A. Gupta, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B **244**, 105 (2005).
- [153] S. F. Cheng, P. Lubitz, Y. Zheng, A. S. Edelstein, J. Magn. Magn. Mater. **282**, 109 (2004).

- [154] T. J. Klemmer, K. A. Ellis, L. H. Chen, B. Van Dover, S. Jim, *J. Appl. Phys.* **87**, 830 (2000).
- [155] S. Jo, Y. Choi, S. Ryu, *IEEE Trans. Magn.* **33**, 3634 (1997).
- [156] H. Aitlamine, L. Abelmann, I. B. Puchalska, *J. Appl. Phys.* **71**, 353 (1992).
- [157] D. O. Smith, M. S. Cohen, G. P. Weiss, *J. Appl. Phys.* **31**, 1755 (1960).
- [158] A. D. C. Viegas, M. A. Corrêa, L. Santi, R. B. da Silva, F. Bohn, M. Carara, R. L. Sommer, *J. Appl. Phys.* **101**, 033908 (2007).
- [159] G. Durin *et al.*, em preparação.
- [160] F. Colaiori, S. Zapperi, G. Durin, *J. Magn. Magn. Matter.* **202**, e533 (2004).
- [161] Y. Yoshizawa, S. Oguma, K. Yamauchi, *J. Appl. Phys.* **64**, 6044 (1988).
- [162] G. Herzer, *J. Magn. Magn. Mater.* **112**, 258 (1992).
- [163] *PCI-DAS4020/12 Analog & Digital I/O Board, User's guide, Measurement Computing*, Manual do usuário da placa digitalizadora PCI-DAS4020/12 da Measurement Computing.

APÊNDICE A – Ruído Barkhausen e magnetostricção em aços elétricos de grão não-orientado

Medidas de ruído Barkhausen e magnetostricção foram realizadas em aços elétricos de grão-não-orientado FeSi_{3,2%}, classe E110, produzidos pela empresa Acesita, com o objetivo de obter maiores informações sobre os processos de magnetização em aços e, em particular, identificar os mecanismos responsáveis pelos processos de magnetização ao longo da curva de magnetização.

A.1 Ruído Barkhausen

Neste caso, as medidas de ruído Barkhausen foram realizadas utilizando o mesmo procedimento utilizado para os filmes ferromagnéticos, descrito na seção 4.5, portanto não será descrito novamente. Entretanto, duas considerações devem ser enfatizadas.

Primeiro, como principal diferença, as medidas foram realizadas ao longo de todo o meio ciclo da histerese, com campo magnético externo triangular, frequência de 50 mHz e amplitude de ± 520 Oe, e não apenas em torno do campo coercivo. Assim, partindo do estado de saturação negativa para a positiva, a estatística do BN foi realizada através de medidas em subseqüentes ciclos, de modo que é possível expressar os sinais Barkhausen em função do tempo, campo ou indução ao longo da curva de magnetização.

Segundo, com o objetivo de quantificar a atividade Barkhausen ao longo da curva de magnetização, o valor médio quadrático V_{rms} em função da indução magnética foi calculado [10]. O valor médio quadrático é definido por

$$V_{rms} = \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (V_i)^2 \right)^{1/2}, \quad (\text{A.1})$$

onde V é o sinal Barkhausen e N é o número total de pontos por amostragem. Neste caso, o V_{rms} efetivo é obtido através da média aritmética do V_{rms} de cada uma das aquisições.

A.2 Magnetostricção

Curvas de magnetostricção $\lambda(B)$ foram medidas utilizando uma técnica baseada em “strain gauges”. A idéia básica de um “strain gauge” reside no fato de que um fio metálico, quando esticado, tem seu comprimento aumentado e sua seção transversal diminuída, ambos relacionados a um observado aumento na resistência elétrica do fio. Sendo assim, estes sensores de deformação, disponíveis comercialmente, consistem em um fio fino, condutor ou semiconductor, em formato sinuoso com o padrão de zig-zag, colado num material flexível, tal como plástico. A figura A.1 um exemplo de “strain gauge”, similar ao utilizado.



Figura A.1: “Strain gauge” similar ao utilizado, sendo que a parte em preto corresponde ao fio metálico e a parte em amarelo, ao material flexível.

Este dispositivo é firmemente colado sobre o material com o objetivo de se expandir e contrair solidariamente com a amostra. Sendo assim, o material sendo deformado, provocará uma deformação no “strain gauge” e, deste modo, haverá uma variação da resistência elétrica do “strain gauge”. Esta variação na resistência é proporcional à variação do comprimento da amostra, ou seja, proporcional à magnetostricção. A relação de proporcionalidade é dada pela seguinte expressão:

$$\frac{\Delta R}{R} = K \frac{\Delta l}{l}, \quad (\text{A.2})$$

onde K é o fator de “gauge”.

Apesar de muito práticos e relativamente baratos, os “strain gauges” possuem resolução típica de 10^{-8} . Os “strain gauges” são adaptados para medidas em sistemas macroscópicos ou em materiais na forma de fitas delgadas, não sendo úteis em fios ou filmes finos.

A.2.1 Sistema experimental de medidas de magnetostricção

A figura A.2 mostra uma representação esquemática do sistema experimental, montado no LMMM, utilizado para a realização de medidas de magnetostricção. O sistema é basicamente composto por um eletroímã comercial GMW Magneto System 5403, um amplificador lock-in Stanford Research Systems Modelo SR830, uma fonte de potência/amplificador operacional bipolar Kepco (± 20 A), um sensor Hall modelo Globalmag TMAG-01T, “strain gauges”, ponte de Wheatstone e um computador.

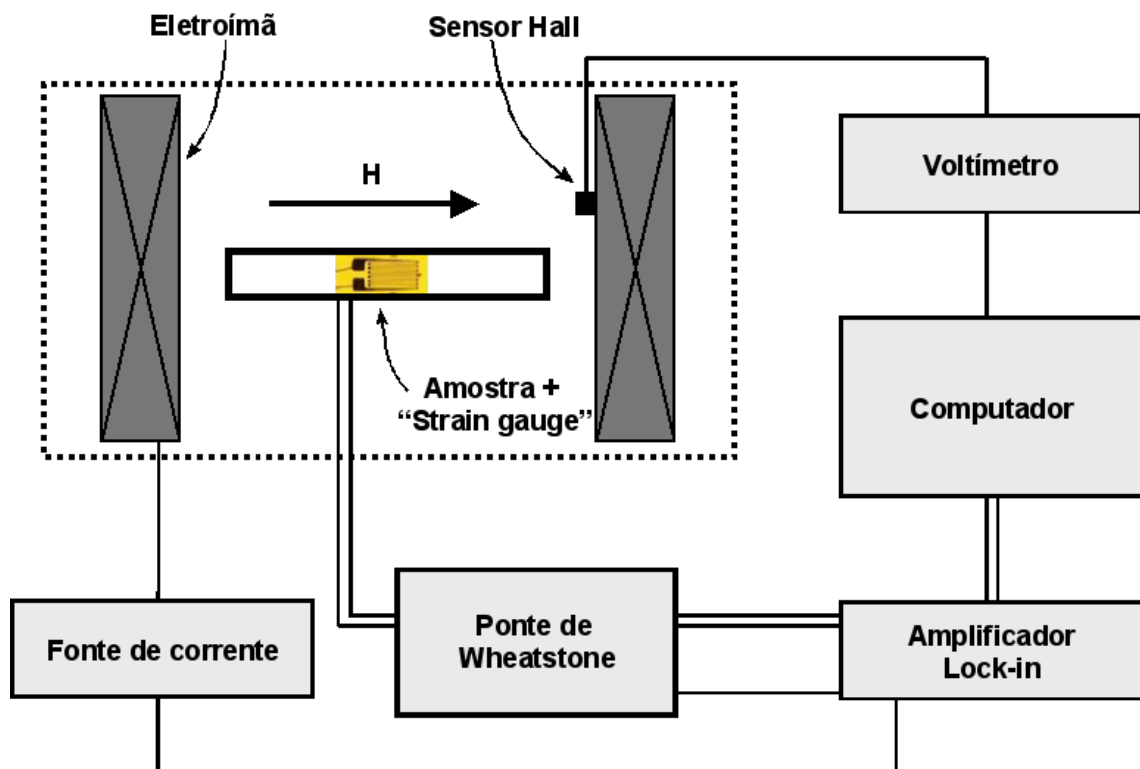


Figura A.2: Representação esquemática do sistema experimental para medidas de magnetostricção, composto por um eletroímã, um amplificador lock-in, uma fonte de corrente, um sensor Hall (indicado como voltímetro), “strain gauges”, uma ponte de Wheatstone e um computador.

Neste sistema, o sinal de voltagem proporcional à variação da resistência do “strain gauge” e ao alongamento do material foi medido usando uma ponte de Wheatstone, com quatro resistores, na qual um destes resistores é o “strain gauge”, conectada a um amplificador lock-in. O mesmo lock-in controla uma fonte de corrente, que fornece ± 20 A ao eletroímã, que é responsável pelo campo magnético aplicado ao longo do eixo principal da amostra. O campo aplicado, durante toda a medida, é medido por um sensor Hall. Um programa desenvolvido pelo Prof. Dr. André Gündel, da Universidade Federal do Pampa, na plataforma Agilent VEE, controla e monitora o experimento.

Em particular, a magnetostricção longitudinal foi medida nos experimentos realizados. Em uma medida longitudinal, o “strain gauge” é colado paralelamente ao eixo principal da amostra. Foram utilizados “strain gauges”, modelo 062BG de constantan, produzidos pela empresa Excel Sensors Ind. Com. E Exportação Ltda, com resistência de 350Ω , fator de “gauge” igual a 2.10 ± 0.05 e dimensões para grelha de (a) $1.57 \text{ mm} \times$ (b) 1.27 mm e totais de (c) $2.79 \text{ mm} \times$ (d) 1.27 mm , como indicado na figura A.3. Para a realização da medida, o “strain gauge” foi montado como um braço de uma ponte de Wheatstone com os outros três braços consistindo de três resistores de 350Ω cada. A voltagem de excitação para a ponte de Wheatstone fornecida pelo lock-in foi de 2.5 V .

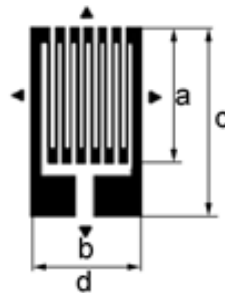


Figura A.3: Representação esquemática das dimensões do “strain gauge” utilizados para a realização das medidas de magnetostricção. (a) Comprimento da grelha, (b) comprimento total do strain gauge, (c) largura da grelha e (d) largura total do strain gauge.

Com o objetivo de identificar os efeitos externos de temperatura e campo magnético aplicado sobre o “strain gauge”, realizou-se o procedimento de colagem sobre uma amostra de cobre, com as mesmas dimensões das amostras estudadas. Nenhuma variação de resistência foi observada. Sendo assim, tem-se que as variações de resistência observadas são associadas somente a variações dimensionais da amostra.

Todas as medidas foram realizadas com um campo magnético estático com amplitude máxima de 2000 Oe . O campo foi aplicado ao longo do eixo principal da amostra. Para cada amostra foram realizadas várias medidas uma vez que o sistema é muito sensível a ruídos externos.

A.2.2 Colagem do “strain gauge”

Uma etapa crítica do processo para realizar as medidas de magnetostricção é a colagem dos “strain gauges”, pois, se conduzida de forma incorreta, pode comprometer os resultados obtidos. O objetivo é o “strain gauge” reproduzir fielmente todas as deformações da superfície da peça. Para tanto, a primeira condição é o “strain gauge” estar firmemente aderido a esta

superfície, durante todo o tempo de medida. A preparação foi realizada com cuidado para evitar contaminação da amostra e do “strain gauge”. Toda a manipulação foi feita com pinça, isso porque os “strain gauges” são fabricados, limpos e embalados em ambientes controlados. Os materiais usados na limpeza da superfície, tais como algodão hidrófilo e papéis absorventes, são de alta pureza e os produtos químicos são da classe PA.

Na primeira etapa, lixa-se a amostra com lixas d’água com diferentes graduações ou granulometrias, partindo das mais grossas, lixa de 400, até as mais finas, de 600, com o objetivo de retirar as impurezas mais grosseiras. Após essa etapa, se limpa a superfície com acetona para a remoção de contaminantes.

Para a colagem do “strain gauge”, utiliza-se um adesivo, à base de Epoxi KBR-610. Usa-se fita adesiva com 12 mm de largura para auxiliar na manipulação, transferência e posicionamento dos “strain gauges”. Uma almofada de borracha de silicone, com dimensões de 40 mm × 40 mm, permite a distribuição da pressão aplicada sobre o “strain gauge” e uma película de teflon isola o contato do adesivo com o que não deve ser colado, quando o adesivo se espalhar pela pressão exercida. Todo o material utilizado foi produzido pela empresa Excel Sensores. O “strain gauge”, através de uma fita, fica preso à superfície da amostra por apenas um de seus lados, como se fosse a página de um livro. Então, levantando-se o “strain gauge”, como se fosse virar a página do livro, aplica-se o adesivo a base de Epóxi na superfície da amostra e do lado inferior do “strain gauge”. Com uma película de teflon por sobre o “strain gauge”, este é virado e encostado na amostra com a pressão dos dedos. Sobre o teflon coloca-se uma almofada de borracha de silicone, que é presa sobre a amostra utilizando um suporte, desenvolvido no LMMM.

Com o suporte, aplica-se pressão de 1 a 5 kg/mm². As duas partes, suporte mais amostra com “strain gauge”, são levadas para cura em um forno a temperatura de aproximadamente 150°C por 2 horas. Após o processo de cura, retira-se a almofada de borracha de silicone e a película de teflon e, com uma pinça, remove-se a fita adesiva.

APÊNDICE B – Dedução da relação de escala entre as expoentes τ , α e $1/(\sigma v_z)$

Considerando que $\int P(s)ds = \int P(T)dT = 1$, tem-se

$$P(s) = P(T) \frac{dT}{ds}. \quad (\text{B.1})$$

Como, de acordo com a relação 3.4, $\langle s(T) \rangle \sim T^{1/(\sigma v_z)}$, fazendo $\frac{ds}{dT}$, chega-se a $\frac{dT}{ds} \propto T^{1-1/(\sigma v_z)}$, logo

$$P(s) = P(T) T^{1-1/(\sigma v_z)}. \quad (\text{B.2})$$

Substituindo as leis de potência em $P(s)$ e $P(T)$, dados, respectivamente, pelas equações 3.2 e 3.3, tem-se

$$s^{-\tau} = T^{-\alpha} T^{1-1/(\sigma v_z)}. \quad (\text{B.3})$$

Como, de acordo com a equação 3.4, $T = s^{\sigma v_z}$, tem-se

$$s^{-\tau} = s^{-\alpha(\sigma v_z)} s^{\sigma v_z[1-1/(\sigma v_z)]}, \quad (\text{B.4})$$

$$s^{-\tau} = s^{-[\sigma v_z(\alpha-1)+1]}. \quad (\text{B.5})$$

Assim, obtém-se a seguinte relação de escala

$$\alpha = \frac{1}{\sigma v_z}(\tau - 1) + 1. \quad (\text{B.6})$$

APÊNDICE C – Espectros de difração de raios-x a baixos ângulos dos pós utilizados na produção dos alvos

Nesta seção, são apresentados os espectros de difração de raios-x a alto ângulo dos pós utilizados para fabricação dos alvos. A figura C.1 mostra o espectro para cada um dos pós, sendo que picos de difração são identificados através da comparação com os padrões de difração do International Centre for Diffraction Data (ICDD).

Embora os pós sejam considerados puros, devido à armazenagem dos mesmos, é possível observar também, nos padrões de difração de raios-x dos pós de Si, Cu e B, picos associados a óxidos.

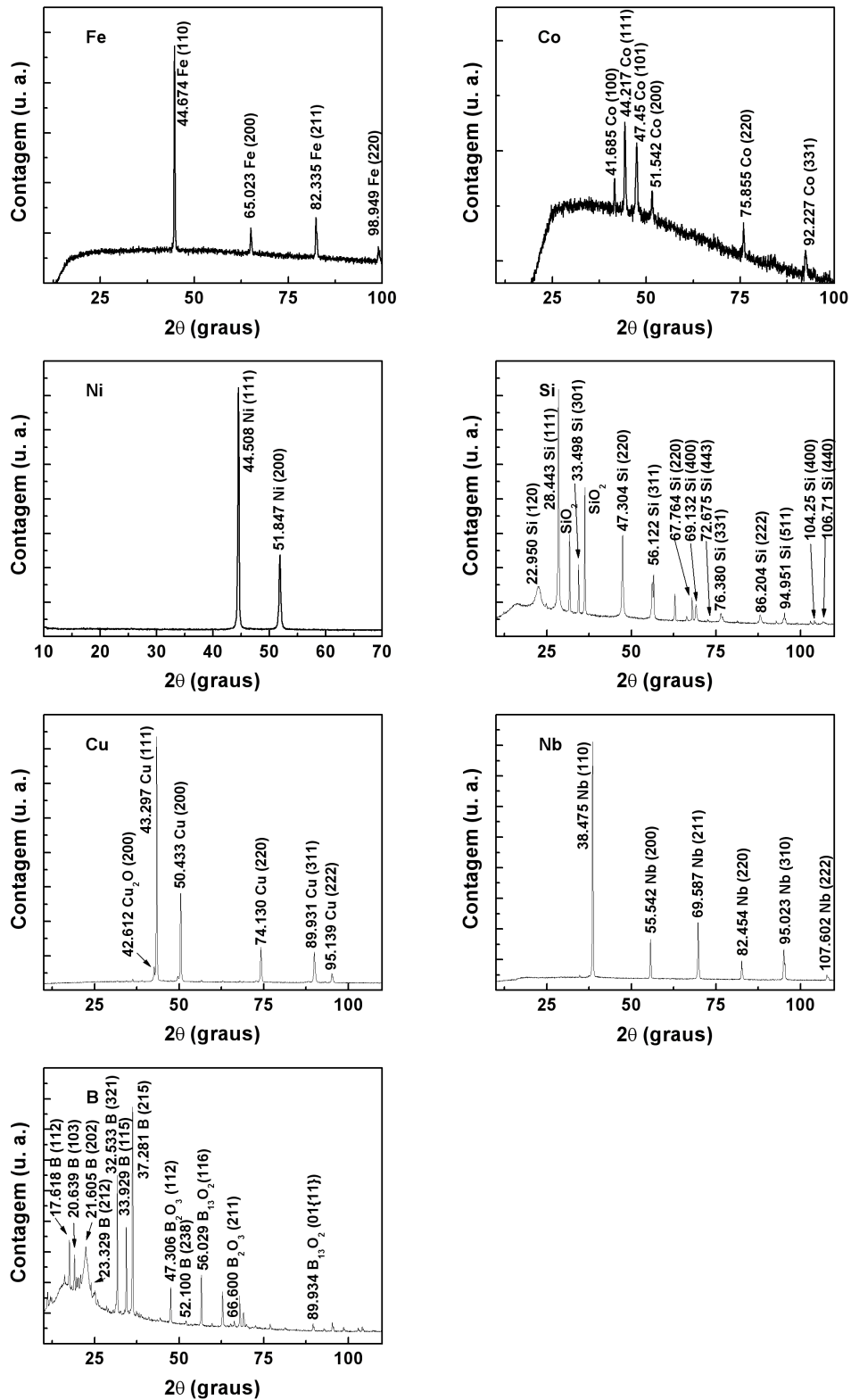


Figura C.1: Espectros de difração de raios-x a alto ângulo dos pós de Ferro (Ficha JCPDS 06-0696), Cobalto (Ficha JCPDS 15-0806, 05-0727), Níquel (Ficha JCPDS 04-0850), Silício (Fichas JCPDS 27-1402, 39-0973 e 44-1394), Cobre (Fichas JCPDS 05-0667, 34-1354 e 33-0480), Nióbio (Fichas JCPDS 35-0789 e 34-0370), Boro (Fichas JCPDS 11-0617, 31-0210 e 06-0634).

APÊNDICE D – Software para cálculo da massa dos pós para produção dos alvos

Para a fabricação dos alvos, o cálculo da massa foi realizado através de um programa desenvolvido, juntamente com o doutorando João Tibúrcio Dias de Oliveira, utilizando o Microsoft Office Excel. A figura D.1 apresenta o “layout” do programa desenvolvido. Neste, as partes em azul correspondem aos itens digitados pelo usuário, como a espessura do alvo, símbolo do elemento e porcentagem atômica, e o restante, número atômico, massa molar e densidade, é obtido através de uma tabela periódica como base de dados.

Dimensões do Alvo

Diâmetro (pol)	Espessura (mm)	Volume Total (cm ³)
2	1.27	2.574073994

50 mils = 1,27 mm

Composição do Alvo

Símbolo	Elemento	% atômica	Número atômico	Massa Molar (g/mol)	Densidade (g/cm ³)
Fe	Ferro	73.5	26	55.847	7.874
Cu	Cobre	1	29	63.546	8.96
Nb	Nióbio	3	41	92.906	8.57
Si	Silício	13.5	14	28.086	2.33
B	Boro	9	5	10.811	2.34

TOTAL 100 %

Composto Fe_{73.5}Cu₁Nb₃Si_{13.5}B₉

Volume de Ferro	68.124 %	e uma massa de	13.8075 gramas
Volume de Cobre	0.927 %	e uma massa de	0.2138 gramas
Volume de Nióbio	4.25 %	e uma massa de	0.9375 gramas
Volume de Silício	21.265 %	e uma massa de	1.2754 gramas
Volume de Boro	5.434 %	e uma massa de	0.3273 gramas

TOTAL 100 % MASSA TOTAL 16.5615 gramas
DENSIDADE DO ALVO 6.434 gramas/cm³

Figura D.1: “Layout” do programa “alvos.xls”, utilizado no cálculo da massa do pó de cada elemento que constitui a liga. As partes em azul correspondem aos itens digitados pelo usuário.

D.1 Cálculo da massa dos elementos que compõem a liga

A massa de cada elemento é calculada pelo programa através do seguinte procedimento:

Na liga, o volume de cada elemento é dado pela soma do volume dos átomos do elemento. Sendo assim, para um dado elemento \mathbb{A} , com $N_{\mathbb{A}}$ átomos, cada um com volume $V_{\mathbb{A}_i}$, tem-se

$$V_{\mathbb{A}} = \sum_{i=1}^{N_{\mathbb{A}}} V_{\mathbb{A}_i} = N_{\mathbb{A}} V_{\mathbb{A}_i}. \quad (\text{D.1})$$

Deste modo, o volume total do alvo é dado pela soma do volume de cada elemento que compõe a liga, ou seja,

$$V_{\text{total}} = \sum_{i=1}^{N_{\text{elementos}}} V_i = V_{\mathbb{A}} + V_{\mathbb{B}} + V_{\mathbb{C}} + \dots, \quad (\text{D.2})$$

$$V_{\text{total}} = N_{\mathbb{A}} V_{\mathbb{A}_i} + N_{\mathbb{B}} V_{\mathbb{B}_i} + N_{\mathbb{C}} V_{\mathbb{C}_i} + \dots \quad (\text{D.3})$$

A partir da equação D.3, pode-se obter duas expressões principais. Primeiro, o volume de cada elemento pode ser escrito como

$$V_{\mathbb{A}} = N_{\mathbb{A}} V_{\mathbb{A}_i} \Rightarrow V_{\mathbb{A}} = \frac{N_{\mathbb{A}}}{N_{\text{total}}} V_{\mathbb{A}_i} N_{\text{total}}, \quad (\text{D.4})$$

e, segundo, dividindo a equação (D.3) pelo número total de átomos, N_{total} , tem-se

$$\frac{V_{\text{total}}}{N_{\text{total}}} = \frac{N_{\mathbb{A}}}{N_{\text{total}}} V_{\mathbb{A}_i} + \frac{N_{\mathbb{B}}}{N_{\text{total}}} V_{\mathbb{B}_i} + \frac{N_{\mathbb{C}}}{N_{\text{total}}} V_{\mathbb{C}_i} + \dots, \quad (\text{D.5})$$

onde $\frac{N_{\mathbb{A}}}{N_{\text{total}}}$, $\frac{N_{\mathbb{B}}}{N_{\text{total}}}$ e $\frac{N_{\mathbb{C}}}{N_{\text{total}}}$ correspondem, respectivamente, ao percentual atômico dos elementos \mathbb{A} , \mathbb{B} e \mathbb{C} .

Escrevendo a seguinte igualdade

$$N_{\text{total}} = \frac{V_{\text{total}}}{V_{\text{total}}/N_{\text{total}}}, \quad (\text{D.6})$$

e substituindo D.5 em D.6, o número total de átomos, N_{total} , será

$$N_{\text{total}} = \frac{V_{\text{total}}}{\frac{N_{\mathbb{A}}}{N_{\text{total}}} V_{\mathbb{A}_i} + \frac{N_{\mathbb{B}}}{N_{\text{total}}} V_{\mathbb{B}_i} + \frac{N_{\mathbb{C}}}{N_{\text{total}}} V_{\mathbb{C}_i} + \dots}. \quad (\text{D.7})$$

A partir da massa molar e da densidade de cada elemento, pode-se calcular o volume de um átomo do respectivo elemento através da expressão

$$V_{\mathbb{A}_i} = \frac{m_{\text{molar}\mathbb{A}}/\rho_{\mathbb{A}}}{6.02 \times 10^{23}}. \quad (\text{D.8})$$

A massa total da liga é $M_{\text{total}} = m_{\text{A}} + m_{\text{B}} + m_{\text{C}} + \dots$, logo, como $\rho = \frac{m}{V}$ é a densidade do elemento, tem-se

$$M_{\text{total}} = \rho_{\text{A}}V_{\text{A}} + \rho_{\text{B}}V_{\text{B}} + \rho_{\text{C}}V_{\text{C}} + \dots, \quad (\text{D.9})$$

de modo que a massa de um dado elemento é

$$m_{\text{A}} = \rho_{\text{A}}V_{\text{A}}. \quad (\text{D.10})$$

Substitui-se a equação D.4 em D.10, a massa de um dado elemento é

$$m_{\text{A}} = \rho_{\text{A}} \frac{N_{\text{A}}}{N_{\text{total}}} V_{\text{A}_i} N_{\text{total}}, \quad (\text{D.11})$$

onde ρ_{A} é a densidade do elemento, $\frac{N_{\text{A}}}{N_{\text{total}}}$ corresponde ao percentual atômico, V_{A_i} é o volume de cada átomo, calculado através da equação D.8, e N_{total} é o número total de átomos do elemento, dado pela equação D.7.

APÊNDICE E – Softwares desenvolvidos

Ao longo do período de doutoramento, foram desenvolvidos vários programas na plataforma Agilent Vee. Alguns tinham como objetivo aperfeiçoar os sistemas já existentes no LMMM, como as rotinas atualmente utilizadas para controle do experimento e aquisição de dados dos sistemas Magnetômetro de torque, Magnetorrestistência, Magnetoimpedância, Magnetostricção e VSM, e novos, como o do sistema Barkhausen do Labmag do CBPF. Outros, porém, são utilizados na análise estatística de ruído Barkhausen, como os softwares de cálculo do valor médio quadrático nível de atividade Barkhausen, espectro de potência. As figuras E.1 - E.6, mostram o “layout” de cada um dos programas diretamente utilizados neste trabalho.

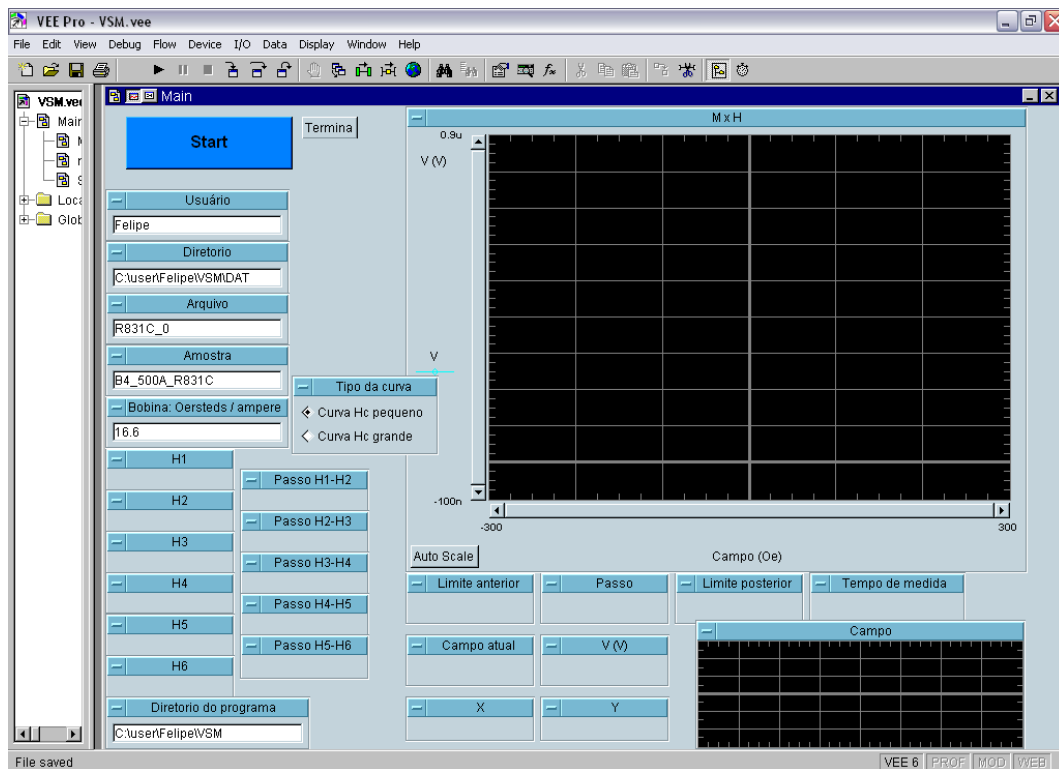


Figura E.1: “Layout” do programa “VSM.vee”, utilizado no controle do experimento e aquisição das curvas de magnetização, obtidas via VSM.

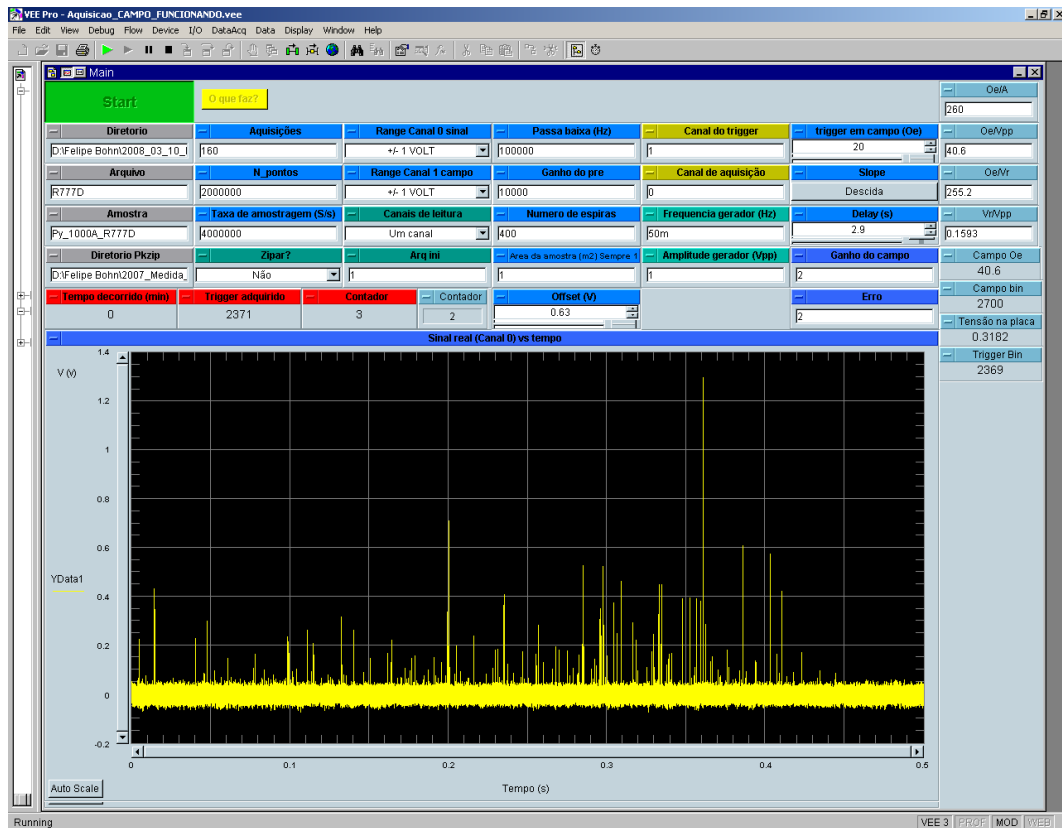


Figura E.2: “Layout” do programa “Acquire_BN.vee”, utilizado no controle do experimento e aquisição de séries temporais de BN.

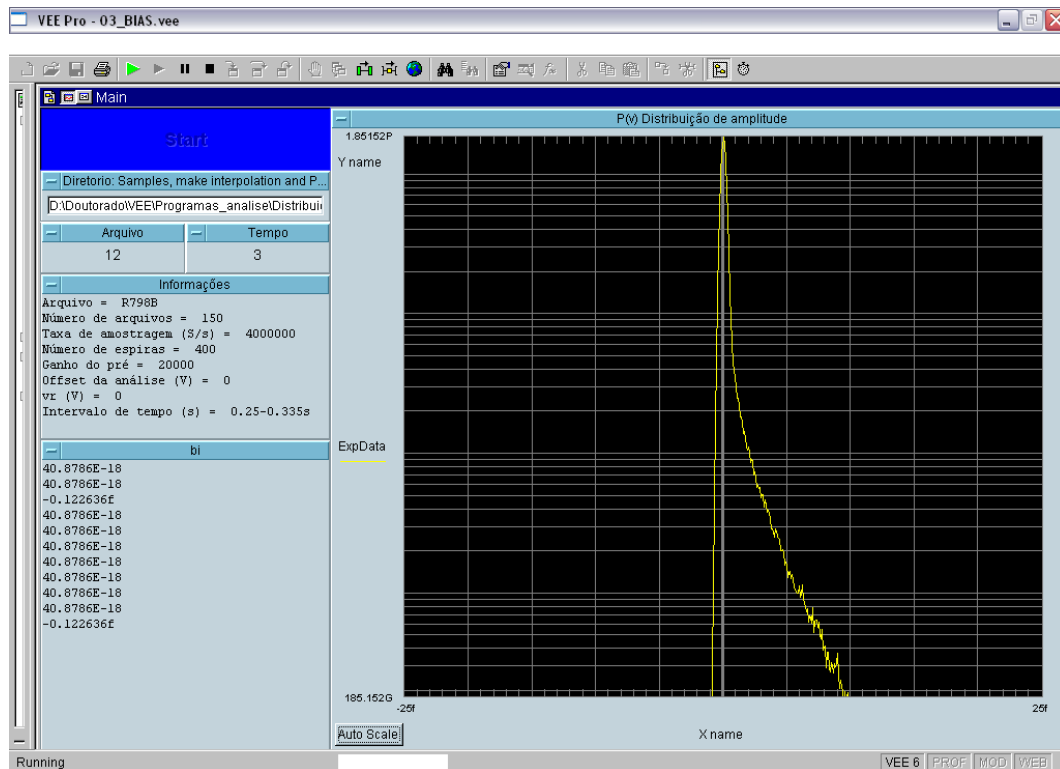


Figura E.3: “Layout” do programa “Bias.vee”, utilizado no cálculo da permeabilidade média e subtração do “offset” de cada série temporal

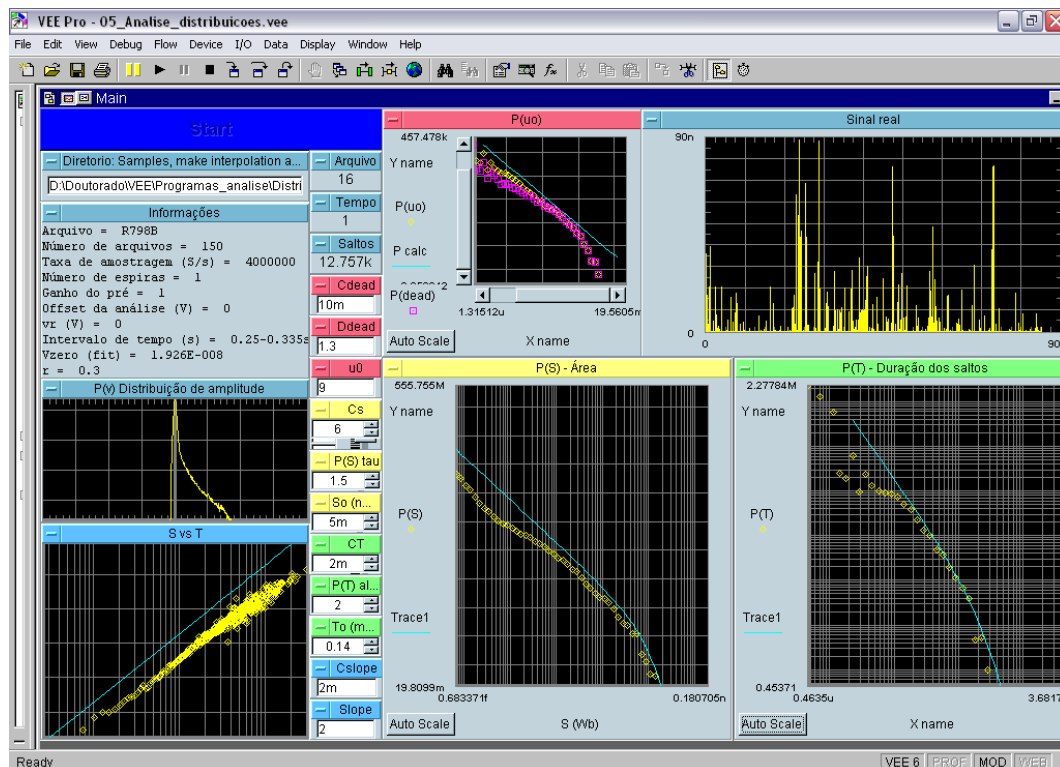


Figura E.4: “Layout” do programa “Analise_distribuicoes.vee”, utilizado no cálculo das distribuições de área e duração dos saltos, área média vs. duração e distribuições de tempo de espera e zeros. Programa desenvolvido pelo prof. Dr. Gianfranco Durin.

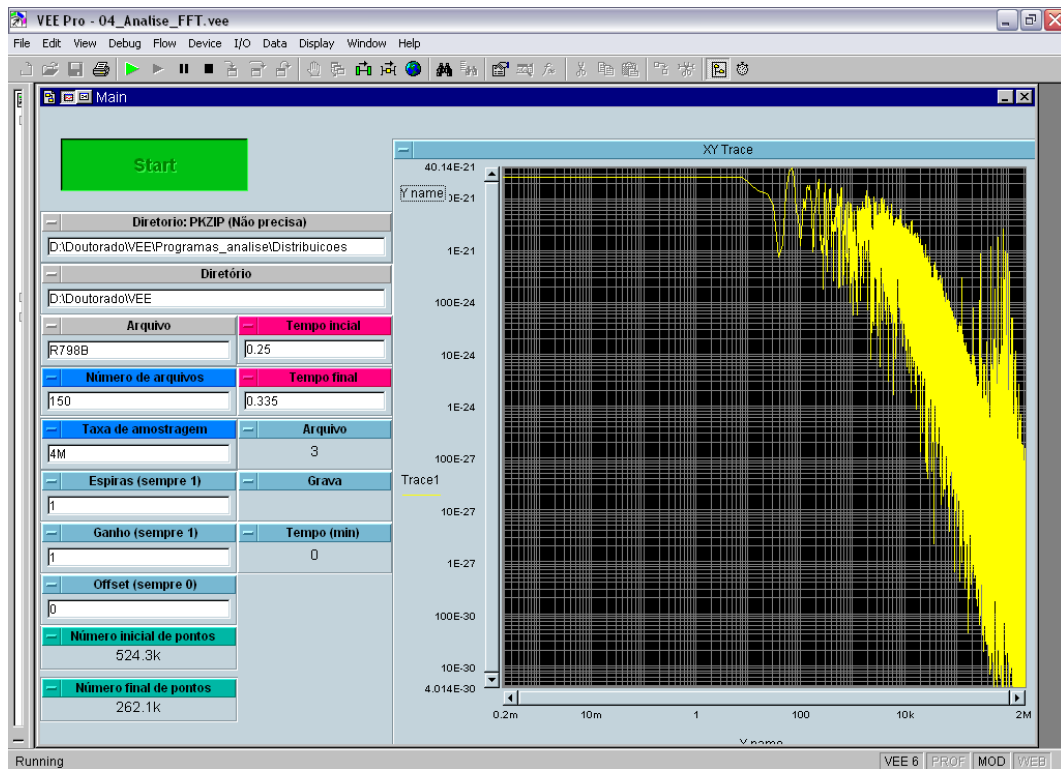


Figura E.5: “Layout” do programa “Analyse_FFT_Bartlet.vee”, utilizado no cálculo dos espectros de potência.

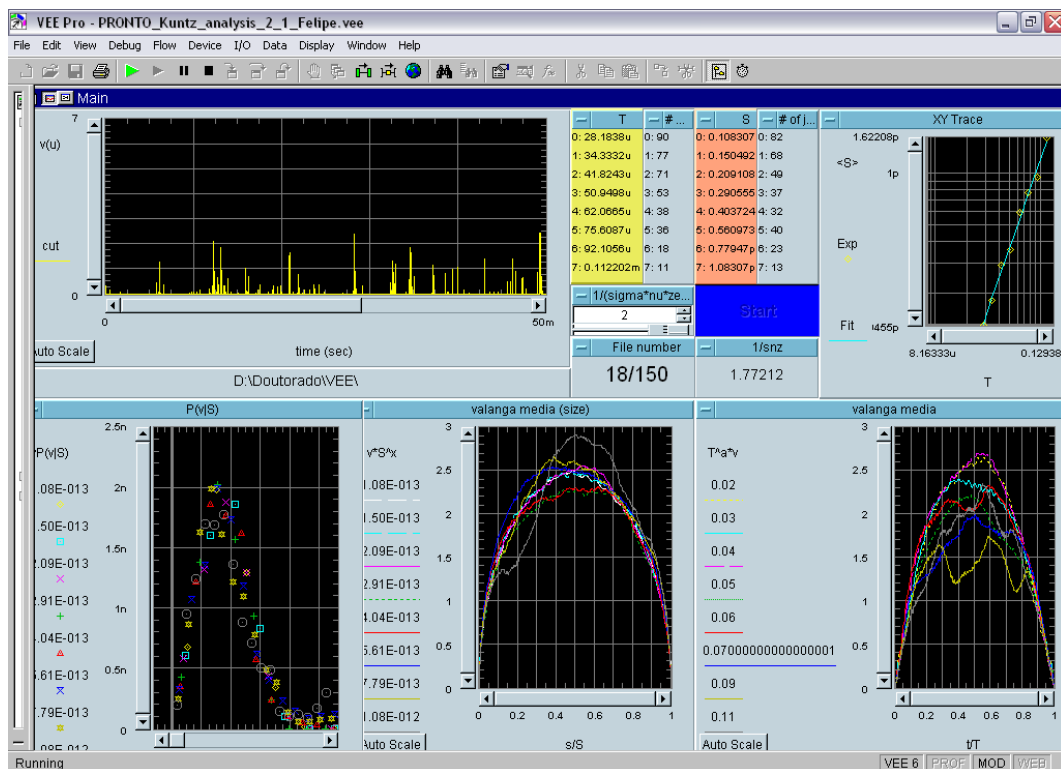


Figura E.6: “Layout” do programa “Kuntz_Analysis.vee”, utilizado na determinação da forma média dos saltos Barkhausen. Programa desenvolvido pelo prof. Dr. Gianfranco Durin.

APÊNDICE F – Sinal de voltagem induzido

Pela definição de fluxo, tem-se

$$\Phi = \vec{B} \cdot \vec{A}, \quad (\text{F.1})$$

onde \vec{B} é o vetor indução magnética e \vec{A} é a área da região que intercepta o vetor indução. Sendo assim, no caso que todos os vetores apresentam a mesma direção, considerando uma bobina, com seção transversal A_{bobina} , enrolada em torno de uma amostra, A_{amostra} , o fluxo total, devido às contribuições do campo magnético aplicado H e do material, será

$$\Phi_1 = N \left(A_{\text{bobina}} \mu_0 H + A_{\text{amostra}} \mu_0 M \right). \quad (\text{F.2})$$

No caso de filmes, como $A_{\text{amostra}} \ll A_{\text{bobina}}$, é necessário compensar a o fluxo associado ao campo magnético, de modo que, geralmente, é utilizada uma segunda bobina sensora, com mesmo número de espiras e seção transversal, em série, porém em oposição de fase com a primeira. Na segunda, somente o campo magnético aplicado é atuante. Deste modo, o fluxo magnético total, bobina 1 + bobina 2, pode ser escrito como

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2, \quad (\text{F.3})$$

$$\Phi = NA_{\text{bobina}} \mu_0 H + A_{\text{amostra}} \mu_0 M - NA_{\text{bobina}} \mu_0 H. \quad (\text{F.4})$$

De acordo com a definição da Lei de indução de Faraday, o sinal induzido em uma bobina sensora com N espiras, por uma variação do fluxo dado pela equação F.4 será

$$V = -N \frac{d\Phi}{dt} = \left\{ -NA_{\text{bobina}} \mu_0 \frac{dH}{dt} - NA_{\text{amostra}} \mu_0 \frac{dM}{dt} \right\} + \left\{ NA_{\text{bobina}} \mu_0 \frac{dH}{dt} \right\}. \quad (\text{F.5})$$

Assim, tem-se que o sinal de voltagem induzido no conjunto de bobinas sensoras é

$$V = -N \frac{d\Phi}{dt} = -NA_{\text{amostra}} \mu_0 \frac{dM}{dt}. \quad (\text{F.6})$$

APÊNDICE G – PCI-DAS4020/12

A PCI-DAS4020/12 é uma placa I/O multifuncional com alta velocidade para aquisição de dados. A figura G.1 apresenta uma foto da placa digitalizadora utilizada no sistema de aquisição de séries temporais de ruído Barkhausen do CBPF. O LMMM dispõe de um osciloscópio digital Tektronix Modelo TDS320, com taxa de aquisição ajustável até 500 MS/s e resolução de 8 bits. Entretanto, este não foi utilizado pois em cada aquisição, obtêm-se somente 1000 pontos, de forma que, quando utilizadas taxas de aquisições maiores, um intervalo de tempo muito pequeno poderia ser adquirido. Neste caso, a placa digitalizadora, além de possuir resolução superior, permite fazer aquisições de séries temporais mais longas. Como principais características, ela apresenta [163]:

- (a) quatro canais de entrada de alta velocidade, resolução de 12 bits, com conexões BNC;
- (b) escalas programáveis dos canais de entrada para ± 1 V ou ± 5 V;
- (c) taxa amostragem de 10 S/s a 20 MS/s, ajustável, dependendo do número de canais utilizados;
- (d) uma entrada para “trigger” externo;
- (e) impedância de entrada ajustável: 1.5 M Ω ou 50 Ω .

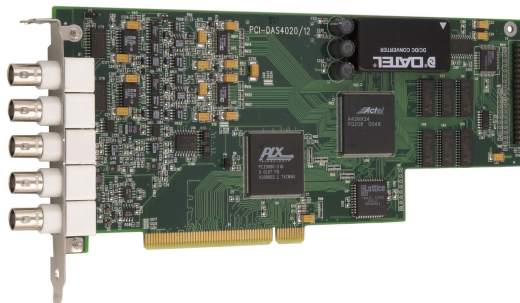


Figura G.1: PCI-DAS4020-12 da Measurement Computing. Retirada da referência [163].

APÊNDICE H – Projeto e construção do solenóide utilizado no sistema experimental para aquisição de ruído Barkhausen

Para a realização das medidas de ruído Barkhausen, foi projetado e construído, juntamente com o técnico em mecânica Marcelo Fogaça, um solenóide com compensação nas extremidades, necessária para reduzir os efeitos de bordas e garantir a aplicação de um campo magnético homogêneo ao longo de todo comprimento da amostra.

A figura H.1 mostra o campo magnético ao longo do eixo central do solenóide. Nesta, são apresentados os valores medidos, utilizando-se um sensor Hall, e os valores obtidos por simulação, através de um programa em linguagem Basic desenvolvido pelo prof. Dr. Lúcio Strazzabosco Dorneles, utilizados para determinação do número de camadas e espiras no desenvolvimento do solenóide.

A homogeneidade de campo obtida nesta bobina, entre $x = 30$ mm e $x = 90$ mm, foi melhor que 96%. Sendo assim, o suporte para amostra foi construído adequadamente de modo que a mesma ficasse posicionada nesta região do solenóide.

A tabela H.1 apresenta as características do solenóide.

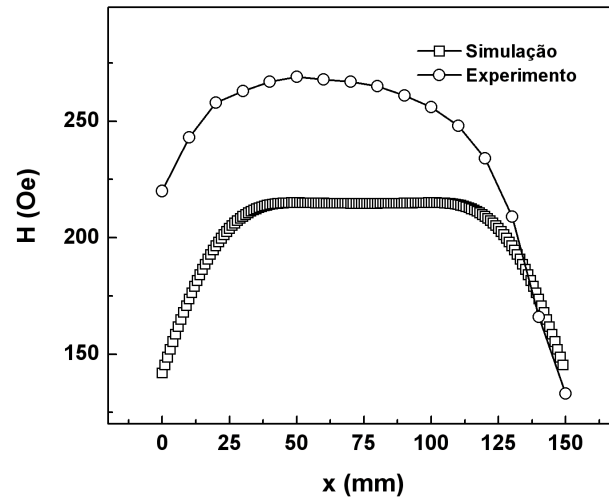


Figura H.1: Campo magnético ao longo do eixo central do solenóide vs. posição x . O valor $x = 0$ corresponde à parte inferior do solenóide, de acordo com a figura 4.21.

Tabela H.1: Características técnicas do solenóide.

Fio	15 AWG
Comprimento total	15 cm
Diâmetro interno	1.5 cm
Camadas completas	30
Espiras por camada completa	97
Camadas de compensação	12
Espiras das camadas de compensação (em cada lado)	30, 29, 27, 24, 21, 18, 15, 12, 9, 6, 3, 1
Resistência	9 Ω
Indutância	25 mH
Relação campo/corrente	260 Oe/A

APÊNDICE I – Frequência de ressonância do conjunto de bobinas sensoras do sistema Barkhausen

Para a determinação do sinal Barkhausen, um parâmetro crítico é a frequência de ressonância do conjunto de bobinas sensoras do sistema Barkhausen. Em particular, a frequência de ressonância deve ser maior do que a frequência máxima a ser analisada. Caso contrário, o sinal será “sujo” pela própria bobina sensora.

Sendo assim, após serem enroladas, o conjunto passa por um teste de ressonância. A figura I.1 mostra uma representação esquemática do sistema utilizado no teste para determinação da frequência de ressonância. Neste caso, tem-se uma bobina de excitação, posicionada no interior da bobina sensora, conectada ao gerador de tensão através de um resistor variável em série. Este último é responsável pelo casamento de impedância, em 50Ω , na saída do gerador. No gerador de funções, foi selecionada uma forma de onda quadrada, com $2 V_{pp}$ de amplitude e frequência de 0.5 Hz.

Na figura I.2 (a), o canal 1 do osciloscópio mostra o sinal adquirido no resistor e o canal 2, o sinal lido nos terminais da bobina sensora. Quando há a variação do fluxo, devido ao campo gerado pela bobina de excitação, a bobina sensora detecta um sinal e este é amortecido uma vez que o conjunto é resistivo. O amortecimento se dá através de uma oscilação. A frequência da oscilação corresponde à frequência de ressonância do conjunto de bobinas sensoras. Para o conjunto de bobinas sensoras utilizado, com resistência de aproximadamente 80Ω , composto por duas bobinas idênticas com 400 espiras cada, a frequência de ressonância é de 1.25 MHz. Consequentemente, uma vez que a frequência do filtro passa-baixa foi de 100 kHz, os experimentos foram realizadas dentro do regime desejado.

Uma fato interessante é que, no caso de uma bobina sensora de apenas uma camada de enrolamento, observa-se apenas uma frequência de ressonância. Entretanto, como a sensibilidade ficou muito baixa, optou-se por bobinas com várias camadas e, como consequência, observou-

se, no teste de ressonância, uma pequena modulação no sinal amortecido, como pode ser visto na figura I.2 (b).

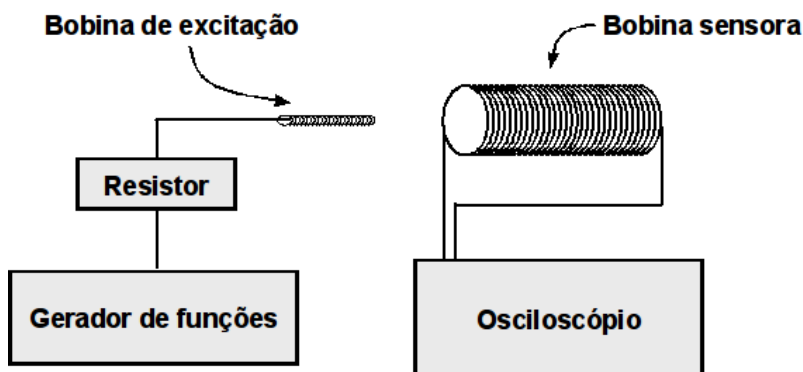


Figura I.1: Representação esquemática do sistema utilizado para a determinação da frequência de ressonância das bobinas sensoras. Lado esquerdo: gerador de funções, resistor variável e bobina de excitação. Lado direito: Osciloscópio e bobina sensora. Para facilitar a visualização, a bobina de excitação não está posicionada no interior da bobina sensora.

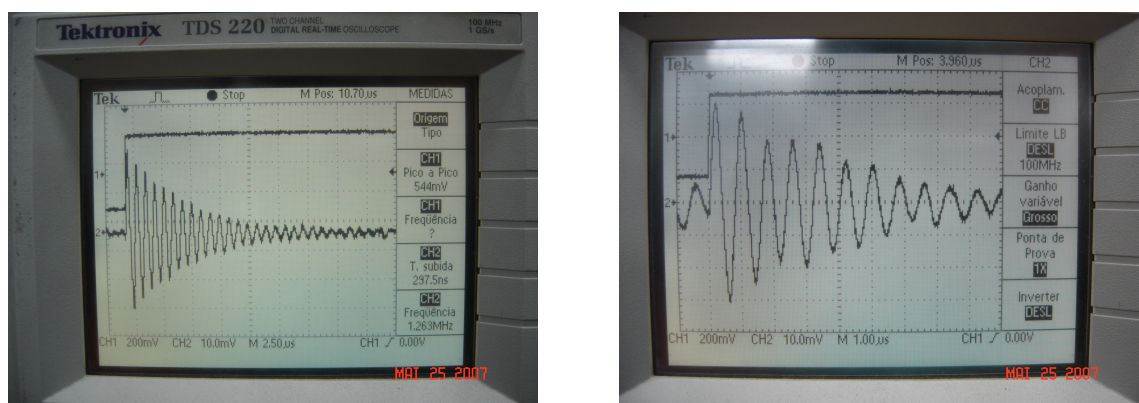


Figura I.2: (a) Sinal induzido na bobina sensora, devido à aplicação de um sinal de campo com forma de onda quadrada e, em detalhe, (b) modulação do sinal de voltagem durante o amortecimento.