

**ESTUDOS DE AVALANCHES DE VÓRTICES EM FILMES
SUPERCONDUTORES DE Nb e MgB₂**

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE SÃO CARLOS
CENTRO DE CIÊNCIAS EXATAS E DE TECNOLOGIA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA**

**ESTUDOS DE AVALANCHES DE VÓRTICES EM FILMES
SUPERCONDUTORES DE Nb e MgB₂**

Fabiano Colauto

Tese de Doutorado submetida à Coordenação do Programa de Pós-Graduação em Física, da Universidade Federal de São Carlos, como requisito parcial para a obtenção do título de Doutor em Ciências.

Orientador: **Prof. Dr. Wilson Aires Ortiz**

Co-Orientador: **Prof. Dr. Tom H. Johansen**

**São Carlos
2008**

**Ficha catalográfica elaborada pelo DePT da
Biblioteca Comunitária/UFSCar**

C683ea

Colauto, Fabiano.

Estudos de avalanches de vórtices em filmes supercondutores de Nb e MgB₂ / Fabiano Colauto. -- São Carlos : UFSCar, 2008.
128 f.

Tese (Doutorado) -- Universidade Federal de São Carlos, 2008.

1. Supercondutividade. 2. Flux jumps. 3. Instabilidades termomagnéticas. 4. Filmes finos. I. Título.

CDD: 537.623 (20^a)

Fabiano Colauto

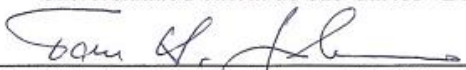
Tese de Doutorado submetida à
Coordenação do Programa de Pós-
Graduação em Física, da Universidade
Federal de São Carlos, como requisito
parcial para a obtenção do título de
Doutor em Ciências.

Aprovada em 28 de outubro de 2008.


BANCA EXAMINADORA



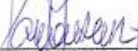
Prof. Dr. Wilson Aires Ortiz (Orientador)
Universidade Federal de São Carlos - DF



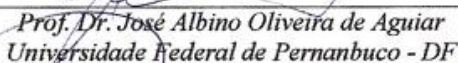
Prof. Dr. Tom Henning Johansen (Co-Orientador)
University of Oslo - DF



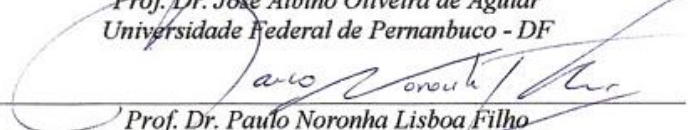
Prof. Dr. Mauro Melchades Dória
Universidade Federal do Rio de Janeiro - IF



Prof. Dr. Paulo Pureur Neto
Universidade Federal do Rio Grande do Sul - IF



Prof. Dr. José Albino Oliveira de Aguiar
Universidade Federal de Pernambuco - DF



Prof. Dr. Paulo Noronha Lisboa Filho
Universidade Estadual Paulista - FC (Bauru)

Aos meus pais

Prefácio

Este documento é a materialização das pesquisas em supercondutividade e avalanches de vórtices em filmes supercondutores, que desenvolvi no Grupo de Supercondutividade e Magnetismo em São Carlos, onde investi com entusiasmo generosas quantidades de horas de trabalho nos quatro anos deste estudo. Finalizo esta etapa com o sentimento de recompensa pela aprendizagem adquirida e pelas amizades construídas. Certamente eu não desenvolveria este trabalho sem a ajuda de colaboradores, principalmente do orientador desta tese. Portanto, devo externar aqui meu profundo agradecimento ao Prof. Dr. Wilson Aires Ortiz por ter me direcionado nesta pesquisa. É preciso também ressaltar seu grande esforço para manter o laboratório de pesquisa em pleno funcionamento e realizando pesquisas na fronteira do conhecimento.

Os colaboradores internacionais também foram essenciais. A cooperação científica entre o Prof. Ortiz e o Prof. Dr. Tom Henning Johansen possibilitou que eu realizasse um estágio de três meses no Laboratório de Supercondutividade na Universidade de Oslo, liderado pelo Prof. Johansen que se tornou co-orientador deste trabalho. Aprendi a técnica de medida de captura de imagem por magneto ótica, participei regularmente das atividades do grupo e pude conviver com cientistas de diversos outros países, entre eles destaco o Prof. Dr. Takayuki Ishibashi. Alguns cientistas do grupo de Oslo colaboraram com este trabalho, o Dr. Daniel V. Shantsev, o Dr. Vitaliy V. Yurchenko e o Dr. Åge A. F. Olsen. O estudo desta tese também não seria possível sem os fornecedores das excelentes amostras, Prof. Dr. Sung-Ik Lee, Prof. Dr. Mark G. Blamire, Prof. Dr. Marco Aprilli e Prof. Dr. Edgar J. Patiño.

Por fim, mas não menos importantes, agradeço aos amigos com quem convivi diariamente no laboratório. Todos, de alguma forma, colaboraram com esta pesquisa ou com minha formação científica de diversas formas, na discussão de resultados, compartilhamento dos equipamentos de medidas, ajuda na realização de experimentos ou discussão de física em geral. Portanto, faço questão de citar a todos: Ana A. M. Oliveira, Rafael Zadorosny, Cesar V. Deimling, Juliana S. Nunes Kapp, Alonso Campoi, Prof. Dr. Adilson J. de Oliveira, Prof. Dr. José Varalda, Prof. Dr. Paulo E. N. de Souza, Fernando R. de Paula, Pedro Schio, André Varella, Alexandre J. Gualdi e Cláudio M. Raffa.

Durante o período de doutorado recebi o apoio financeiro da Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo – FAPESP através da bolsa de Doutorado Direto com o número de processo 2004/00681-9.

Aos meus amigos e familiares, obrigado pelos incentivos!

Toda honra e glória a Deus.

Resumo

Se um supercondutor do tipo II for resfriado na ausência de um campo magnético e, posteriormente, um campo externo maior do que o campo crítico inferior, for aplicado, vórtices penetram pelas bordas até serem ancorados por centros de aprisionamento. Como consequência, o sistema alcança uma distribuição de fluxo inhomogênea, com uma alta densidade de vórtices próxima às bordas, que diminui progressivamente em direção ao centro da amostra. Sob uma pequena perturbação este estado auto-organizado pode levar a avalanches de vórtices, que são precipitadas em decorrência de um processo de instabilidade termomagnética. O movimento do fluxo magnético promove um aquecimento, que suprime as forças de ancoramento dos vórtices e facilita o movimento adicional do fluxo nas suas vizinhanças. Esta dinâmica se realimenta positivamente e pode resultar num descontrole térmico. O estudo experimental foi realizado empregando duas técnicas: magnetometria volumétrica DC e produção de imagens por magneto-ótica. Em certas circunstâncias, as avalanches se manifestam como saltos nas medidas de magnetização e também podem ser visualizadas em tempo real através de imagens. Executamos um estudo sistemático dos parâmetros envolvidos na ocorrência das avalanches de fluxo em filmes supercondutores, submetidos a campos magnéticos perpendiculares, geometria que propicia um perfil dendrítico de penetração. Identificamos os valores limiares de campo e temperatura que delimitam a região onde as avalanches ocorrem e a dependência do contorno desta região com a espessura do filme. Verificamos o efeito de um campo magnético alternado na ocorrência das avalanches e no contorno da região de instabilidades. O estudo se estendeu também à investigação da influência de um disco de alumínio nas proximidades do filme supercondutor, o qual suprime as avalanches de vórtices de forma parcial ou total, dependendo de sua distância em relação ao filme, recapacitando o material a blindar penetrações abruptas de fluxo magnético.

Abstract

If a type-II superconductor is cooled down in a zero applied field and subsequently an external field, larger than the first critical field, is applied, vortices enter through the sample borders until they are captured by pinning centers. As a consequence, the system achieves an inhomogeneous flux distribution, with a higher density of vortices near the border that progressively decreases toward the center of the sample. Under a small perturbation this self-organized state can lead to vortex avalanches that rush into the sample due to a thermomagnetic instability process. The motion of magnetic flux generates heat, which suppresses flux pinning and facilitates further flux motion. This provides a positive feedback mechanism that can result in a thermal runaway. The experimental study was accomplished through two techniques: bulk DC magnetometry and magneto-optical imaging. Under certain circumstances, avalanches develop as jumps in magnetization measurements and can also be seen in real time imaging. We have carried out a systematic study of the parameters involved in the occurrence of flux avalanches in superconducting thin films, submitted to perpendicular magnetic fields, a geometry which leads to dendritic profiles of flux penetration. The threshold values of field and temperature that encompass the region where avalanches to develop, as well as the instability boundary dependence on the film thickness, were identified. We have verified how an AC magnetic field influences on vortex avalanches and on the boundaries of instabilities. The study was also performed with an aluminum disk nearby the superconducting film, which suppresses vortex avalanches partially or totally, depending on the distance between film and disk, bringing the material to recover its capability of screening abrupt penetration of magnetic flux.

Lista de abreviaturas e símbolos

κ	Parâmetro de Ginzburg-Landau
λ	Profundidade de penetração
ξ	Comprimento de coerência
ϕ_0	<i>Quantum</i> de fluxo magnético
AC	<i>Alternating Current</i> (Corrente alternada)
B	Campo de indução magnética
DC	<i>Direct Current</i> (Corrente contínua)
E	Campo elétrico
FC	<i>Field Cooled</i> (Resfriamento na presença de campo magnético)
F_L	Força de Lorentz
F_p	Força de <i>pinning</i> ou Força de ancoramento
GL	Teoria GL – Ginzburg-Landau
H	Campo magnético aplicado
H_{c1}	Campo crítico inferior
H_{c2}	Campo crítico superior
H_{ef}	Campo magnético efetivo
HT	Diagrama HT – campo magnético-temperatura
HTS	<i>High Temperature Superconductor</i> (Supercond. de alta temperatura crítica)
J	Densidade de corrente elétrica
LI	Limite Inferior
LS	Limite Superior
LTS	<i>Low Temperature Superconductor</i> (Supercond. de baixa temperatura crítica)
M	Magnetização
MDC	Magnetometria DC
$m(H)$	Momento magnético em função do campo aplicado
$m(T)$	Momento magnético em função da temperatura
MOI	<i>Magneto-optical Imaging</i> (Técnica de obtenção de imagens por magneto-ótica)
MPMS	<i>Magnetic Properties Measurement System</i>
MV	Matéria de Vórtices
PPMS	<i>Physical Properties Measurement System</i>
T	Temperatura
T_c	Temperatura crítica
v	Velocidade
ZFC	<i>Zero Field Cooled</i> (Resfriamento na ausência de campo magnético)

Sumário

Capítulo 1

Introdução à tese.....	13
1.1 Apresentação.....	13
1.2 Motivação.....	15
1.3 Perspectiva	16

Capítulo 2

Introdução à supercondutividade	19
2.1 Teoria de Ginzburg-Landau	23
2.2 Vórtices em supercondutores	25
2.2.1 Campo magnético de uma linha de fluxo	27
2.2.2 Energia de um vórtice	28
2.2.3 Interação entre vórtices	28
2.2.4 Interação entre vórtices em filmes	29
2.3 Diagrama de fases	29
2.3.1 Diagrama de fases em LTS.....	30
2.4 Dinâmica dos vórtices	32
2.4.1 Movimento dissipativo dos vórtices	34
2.5 Modelo de Bean	35
2.6 Fator de desmagnetização em filmes supercondutores.....	36

Capítulo 3

Avalanches de vórtices	39
3.1 Avalanches de vórtices em filmes supercondutores.....	41

3.2	Instabilidades termomagnéticas	45
3.2.1	Dinâmica das instabilidades	46
3.2.2	Instabilidades termomagnéticas em filmes	47

Capítulo 4

Materiais e métodos.....	52
4.1 Amostras.....	52
4.1.1 MgB ₂ – Pohang	52
4.1.2 Nb – Cambridge	53
4.1.3 Nb – Paris.....	53
4.1.4 YBCO – Maryland.....	53
4.2 Técnicas de Experimentais	54
4.2.1 Magnetometria	54
4.2.1.1 PPMS.....	54
4.2.1.2 MPMS	56
4.2.2 Imagens por magneto-ótica	58
4.3 Montagem experimental.....	60
4.3.1 Magnetômetros.....	60
4.3.1.1 Configuração Simples	60
4.3.1.2 Configuração Supercondutor – vão – alumínio (SC/vão/Al)	61
4.3.1.3 Configuração Supercondutor – lâmina de teflon – alumínio (SC/teflon/Al).....	62
4.3.2 Imagens por magneto-ótica	63
4.3.2.1 Montagem MOI	63
4.3.2.2 Instrumentação associada.....	64

Capítulo 5

Mapeamento das avalanches de vórtices	66
5.1 Magnetometria volumétrica DC	67
5.1.1 MgB ₂ – Pohang	67
5.1.2 Nb – Cambridge	70
5.2 Imagens por magneto-ótica	71
5.2.1 MgB ₂ - Pohang	71

5.2.2	Nb – Cambridge	73
5.3	Similaridade entre MDC e MOI	75
5.4	A região de instabilidades termomagnéticas	78
5.4.1	MgB ₂ – Pohang	78
5.4.2	Nb – Cambridge	82
5.5	Evolução da resposta magnética com o aumento da temperatura.....	83
5.5.1	Filme MgB ₂ – Pohang	85
5.5.2	Filme Nb – Cambridge	88
5.5.2.1	Degraus em filmes de Nb	90
5.6	Dependência dos contornos da região de instabilidade com a espessura do filme..	91

Capítulo 6

	Indução e supressão de avalanches de vórtices	97
6.1	Induções de avalanches por aplicação de um campo AC	98
6.1.1	Excitação AC com campo DC aplicado	98
6.1.2	Excitação AC no estado remanente para diferentes campos	100
6.1.3	Excitação AC no estado remanente para diferentes temperaturas	102
6.1.4	Dependência temporal e com a frequência.....	103
6.1.5	Resposta DC em função de H após uma excitação AC.....	105
6.1.6	Suscetibilidade AC em função de H.....	106
6.1.7	Região de instabilidades afetada pelo campo AC	107
6.2	Supressão das avalanches de vórtices	108
6.2.1	Supressão das avalanches de vórtices pela aproximação de um disco de Al	114
6.2.2	O papel da condutividade térmica dos metais na supressão das avalanches de vórtices	117

Capítulo 7

	Conclusões.....	120
	Referências	123
	Lista de publicações.....	129

Capítulo 1

Introdução à tese

1.1 Apresentação

O estudo da matéria condensada consiste em explorar a física fundamental e a aplicação de novos materiais, bem como analisar e desenvolver os já existentes. Neste contexto, os materiais supercondutores têm uma considerável importância, tanto acadêmica quanto tecnológica. Desde a primeira observação de supercondutividade em mercúrio, há quase cem anos por H. Kamerlingh-Onnes [1], vários materiais que exibem a supercondutividade foram descobertos e houve um expressivo progresso no entendimento do fenômeno. Diversos modelos e teorias foram propostos, destacando-se: a teoria de Ginzburg e Landau [2, 3], que descreve com sucesso a fenomenologia da supercondutividade; a teoria microscópica BCS, desenvolvida por Bardeen, Cooper e Schriffer [4] e o modelo de estado crítico [5], que, embora seja relativamente simples, auxilia enormemente no entendimento da relação entre o campo magnético penetrado no material e a corrente de blindagem. No que se refere ao desenvolvimento de materiais, o advento dos supercondutores de alta temperatura crítica (HTS – *High Temperature Superconductors*) [6] nos últimos 20 anos entusiasmou os cientistas da área e renovou o interesse pela supercondutividade. Entretanto, considerando a aplicabilidade, os supercondutores de baixa temperatura crítica (LTS – *Low Temperature Superconductors*) apresentam melhor desempenho, tanto em grande escala [7, 8], como em dispositivos de tamanhos reduzidos [9, 10]. Portanto, a plena substituição dos LTS pelos HTS é um desafio que ainda precisa ser superado, embora haja um reconhecido progresso neste sentido [11, 12].

Apesar de muitos elementos e compostos exibirem supercondutividade, há apenas um seleto grupo de materiais que apresentam propriedades supercondutoras com real potencial para aplicações. Desde a década de 1960 os LTS Nb-Ti e Nb₃Sn têm sido os materiais escolhidos para a maioria das bobinas supercondutoras, pois apresentam baixo custo de produção e alta densidade de corrente crítica [13]. Entre os HTS, o YBa₂Cu₃O_x e o (Bi,Pb)₂Sr₂Ca₂Cu₃O_x são os mais proeminentes candidatos a apresentar bons desempenhos devido à boa combinação entre corrente crítica, campo crítico e temperatura de operação [11]. O nióbio (Nb), conhecido como supercondutor desde 1930 [14], ainda é o mais utilizado na construção de dispositivos eletrônicos [9, 10]. O diborato de magnésio (MgB₂), cuja característica supercondutora foi descoberta há poucos anos [15], tem uma alta temperatura de transição comparada com as de outros LTS e uma alta corrente crítica. Portanto, é um promissor material para a produção de dispositivos [16, 17], bem como aplicação em grande escala [8, 18].

Os materiais citados no parágrafo anterior pertencem a uma classe de supercondutores, chamados supercondutores do tipo II, que admitem a penetração de fluxo no seu interior. À primeira vista, isso pode parecer prejudicial à manutenção da supercondutividade, entretanto, é esta convivência de supercondutividade com campos magnéticos que possibilita o seu emprego em aplicações. A admissão do fluxo se dá em forma de fluxóides ou vórtices ¹, que são linhas de fluxo quantizadas, cujo movimento na presença de correntes de transporte é viscoso, dissipa energia e tende a destruir localmente a supercondutividade. Portanto, o problema inerente a esses supercondutores é a movimentação dos vórtices. Qualquer alteração no campo aplicado, no transporte de corrente ou na temperatura, é acompanhada por uma redistribuição do fluxo no supercondutor para acomodar a nova situação. Neste contexto, o movimento dos vórtices pode ocorrer de forma suave ou abrupta. Quando o fluxo penetra de forma suave e homogênea, a descrição do perfil do campo no interior do supercondutor pode ser feita por um modelo de estado crítico. Entretanto, em alguns casos quando o movimento de vórtices ocorre de forma abrupta, o perfil de penetração destoa completamente deste cenário: dizemos que houve uma avalanche de vórtices (ou *flux jump*) decorrente de instabilidades

¹ O termo vórtice é conferido em alusão à corrente de blindagem que circula em torno do fluxóide para que o campo magnético penetrado naquela região mantenha-se a ela confinado e não invada o material supercondutor à sua volta.

termomagnéticas no material. De fato, a aplicabilidade dos supercondutores está relacionada à capacidade de manter vórtices ancorados, já que o livre movimento dos vórtices implica na incapacidade do supercondutor em suportar correntes de transporte. No caso de dispositivos digitais, um simples quantum de fluxo no lugar errado pode causar uma falha lógica [10]. Assim, conhecer a respostas dos supercondutores mediante as alterações de parâmetros externos tem, além do evidente interesse acadêmico, uma notável relevância tecnológica. Embora este trabalho não trate especificamente da aplicabilidade de supercondutores é natural que, em se tratando de instabilidade magnética, a questão tecnológica esteja presente como uns dos elementos motivadores deste estudo.

1.2 Motivação

Nesta tese estudamos as avalanches de fluxo magnético em filmes supercondutores de Nb e MgB₂. O trabalho foi motivado por resultados obtidos em estudos anteriores desenvolvidos no Grupo de Supercondutividade e Magnetismo, que revelaram comportamentos não esperados na resposta magnética de filmes de Nb [19, 20] e MgB₂ [21]. Também estimularam a pesquisa trabalhos publicados anteriormente e concomitantemente a estes, por outros grupos de pesquisas [22-24], sobretudo os que mostraram impressionantes imagens do perfil de penetração do campo magnético em filmes supercondutores, obtidas através de imagens reveladas por magneto-ótica (MOI – *magneto-optical imaging*).

Dentre as técnicas que podem ser empregadas na detecção de avalanches de vórtices [25] utilizamos a magnetometria volumétrica DC (MDC) e a que possibilita produzir imagens por magneto-ótica. A primeira permite realizar medidas globais do momento magnético da amostra e, assim, inferir através de variações abruptas da grandeza medida as ocorrências de avalanches de fluxo magnético. Em certas circunstâncias, que são determinadas pelos valores de campo e temperatura, as respostas atípicas se manifestam como saltos na magnetização isotérmica, degraus observados em medidas de magnetização em função da temperatura e degraus na medida do momento magnético após a excitação do sistema por um campo magnético alternado. A segunda abordagem possibilita observações espetaculares, em tempo real, da penetração do fluxo magnético, que em

filmes ocorrem de uma peculiar forma dendrítica. Ambas as técnicas permitem, em princípio, delinear a região de instabilidades no plano campo magnético-temperatura. Através destas abordagens, executamos uma investigação sistemática dos parâmetros envolvidos em avalanches de fluxo em filmes supercondutores submetidos a campos magnéticos perpendiculares aos seus planos, que propiciam a formação de um padrão dendrítico de penetração.

O intuito deste estudo foi identificar valores limiares de campo magnético e temperatura que influenciam na ocorrência das avalanches de fluxo magnético em filmes supercondutores e investigar a dependência da região de instabilidades com a espessura da amostra. Isto permitiu estabelecer as fronteiras nos diagramas campo-temperatura e campo-espessura, que delimitam a região em que ocorrem instabilidades termomagnéticas. Numa outra frente de estudo verificamos a ação de um campo magnético alternado na ocorrência das avalanches, o qual é capaz de dispará-las. Atuamos neste aspecto do estudo de duas formas: (i) submetemos o supercondutor a valores de campos e temperaturas favoráveis à ocorrência de avalanches e variamos a intensidade da amplitude do campo de excitação; (ii) realizamos medidas isotérmicas de magnetização em função do campo aplicado DC após uma excitação do sistema com um campo AC. O estudo se estendeu à investigação da influência de um disco de alumínio nas proximidades do filme supercondutor, o qual suprime consideravelmente a ocorrência dos *flux jumps*. Considerando que as avalanches de vórtices são variações temporais de fluxo magnético, o disco atua nos vórtices em movimento como um freio devido a correntes provocadas por essa variação de fluxo aplicada no disco, conforme a lei de Faraday do eletromagnetismo.

1.3 Perspectiva

No Capítulo 2 apresentamos uma introdução à supercondutividade nas questões que são pertinentes ao trabalho realizado nesta tese. Essa parte foi composta a partir de estudos realizados em diversos livros sobre supercondutividade [26-32], de forma que, inserir referências ao longo do texto carregá-lo-ia demasiadamente de números repetidos. Portanto, optamos por omiti-los, exceto em trechos nos quais as referências sejam imprescindíveis. Inicialmente relembramos as propriedades básicas da

supercondutividade e, em seguida, discorreremos brevemente sobre a teoria fenomenológica de Ginzburg-Landau, a qual fornece as bases necessárias para descrever satisfatoriamente a estrutura e a energia de um vórtice. Posteriormente, mostramos como as diferentes fases de um material supercondutor podem ser representadas num diagrama campo-temperatura e discutimos brevemente sobre diagramas em LTS e suas diferenças com os casos dos HTS. Na seqüência, tratamos da dinâmica e das diversas forças que atuam nos vórtices. Até a iminência da primeira avalanche o perfil de penetração de fluxo é satisfatoriamente descrito por um modelo de estado crítico e a penetração abrupta do fluxo é descrita como um rompimento das condições propostas por esse modelo, resultando num perfil altamente heterogêneo de campo. Assim, relembremos resumidamente as idéias fundamentais desse modelo. Filmes supercondutores constituem um caso em que o efeito de desmagnetização, juntamente à propriedade diamagnética leva o campo efetivo a valores extremamente intensos em determinadas regiões da amostra. No final do capítulo mostramos algebricamente como o campo aplicado está relacionado com o campo efetivo em filmes supercondutores. Certamente um leitor mais experiente estaria dispensado da leitura do Capítulo 2 que, entretanto, foi incluído por completeza, constituindo-se em local apropriado para definir grandezas e recordar conceitos, resultando numa fonte resumida de consulta para os demais capítulos da tese.

No Capítulo 3 tratamos especificamente de avalanches de fluxo em supercondutores e citamos diversos exemplos de ocorrência desse evento em supercondutores de diferentes formatos: amostras volumétricas (*bulk*), fios e filmes. Posteriormente, apresentamos os resultados mais expressivos encontrados na literatura para o caso de avalanches de vórtices em filmes e descrevemos a morfologia e a estrutura dos dendritos formados após as avalanches. O fenômeno tem origem termomagnética, assim, na seqüência, discorreremos como é a proposta do processo no qual se desenvolvem as avalanches e, por fim, apresentamos resumidamente as propostas encontradas na literatura que descrevem as avalanches de fluxo para o caso específico de filmes.

No Capítulo 4 apresentamos inicialmente os materiais empregados neste estudo com uma breve descrição de como foram preparados. A investigação foi conduzida em dois laboratórios que detêm o domínio das técnicas empregadas. As medidas magnéticas MDC foram realizadas nos Laboratórios do GSM (São Carlos) e as imagens MOI foram reveladas no Laboratório de Supercondutividade do Departamento de Física da Universidade

de Oslo. Descrevemos sucintamente nesse capítulo as técnicas, os métodos e os procedimentos necessários para a preparação das medidas. Preferimos descrever o procedimento experimental das medidas juntamente com a apresentação dos resultados para facilitar a leitura do texto.

No Capítulo 5 apresentamos os resultados experimentais e as discussões pertinentes às contribuições científicas proporcionadas pelos estudos desta tese. Mostramos o mapeamento feito através de medidas isotérmicas das instabilidades termomagnéticas nos filmes estudados e a correspondência entre ambas as técnicas empregadas. Em seguida, apresentamos o contorno no qual as avalanches cessam através de medidas de magnetização varrendo a temperatura numa condição isocampo. Posteriormente, examinamos como os contornos que delimitam o início das instabilidades evoluem com a espessura do filme.

No Capítulo 6 mostramos como um campo alternado influi na ocorrência das avalanches de vórtices em filmes supercondutores e nos contornos que delimitam a região de instabilidades. Por fim, investigamos a influência de um disco de alumínio nas proximidades do filme supercondutor e como ele altera a ocorrência das avalanches.

No Capítulo 7 enfatizamos os resultados obtidos, retomamos as questões principais e as conclusões obtidas neste trabalho de doutorado.

Capítulo 2

Introdução à supercondutividade

A descoberta do fenômeno da supercondutividade [1] foi um evento inesperado, ocorrido em 1911, três anos após a liquefação do hélio. Até a sua observação em laboratórios parecia improvável que pudesse ocorrer uma mudança tão notável nas propriedades físicas de um material. O nome tem origem na observação realizada por Kamerlingh Onnes, de que certos metais submetidos a baixas temperaturas apresentam um decréscimo abrupto no valor da resistividade imediatamente abaixo de uma temperatura bem definida. Este comportamento foi, então, o primeiro indicativo de um novo estado termodinâmico exibido por alguns materiais, o estado superconductor. Onnes estava particularmente interessado em verificar uma hipótese corrente na época, de que ao diminuir a temperatura a resistividade elétrica de metais deveria aumentar ². Em seu estudo ele necessitava de materiais puros, por isso, utilizou o mercúrio, cuja purificação era comparativamente fácil em relação a outros metais. Esta foi uma boa escolha, pois o Hg se torna superconductor a uma temperatura próxima à de ebulição do hélio (He), 4.2 K. Não obstante, é lícito afirmar que a supercondutividade certamente se revelaria nos anos posteriores e com grande possibilidade de ocorrer em Leiden, pois nenhum outro laboratório foi capaz de obter He líquido até 1923 [33]. O painel esquerdo da Figura 1 mostra as medidas de resistência elétrica realizadas por Onnes no mercúrio. O valor medido é zero abaixo de 4.2 K que corresponde à temperatura crítica (T_c) da mudança de fase deste material.

² Onnes não estava correto neste aspecto, pois o que ele esperava para metais é na verdade um comportamento típico de semicondutores.

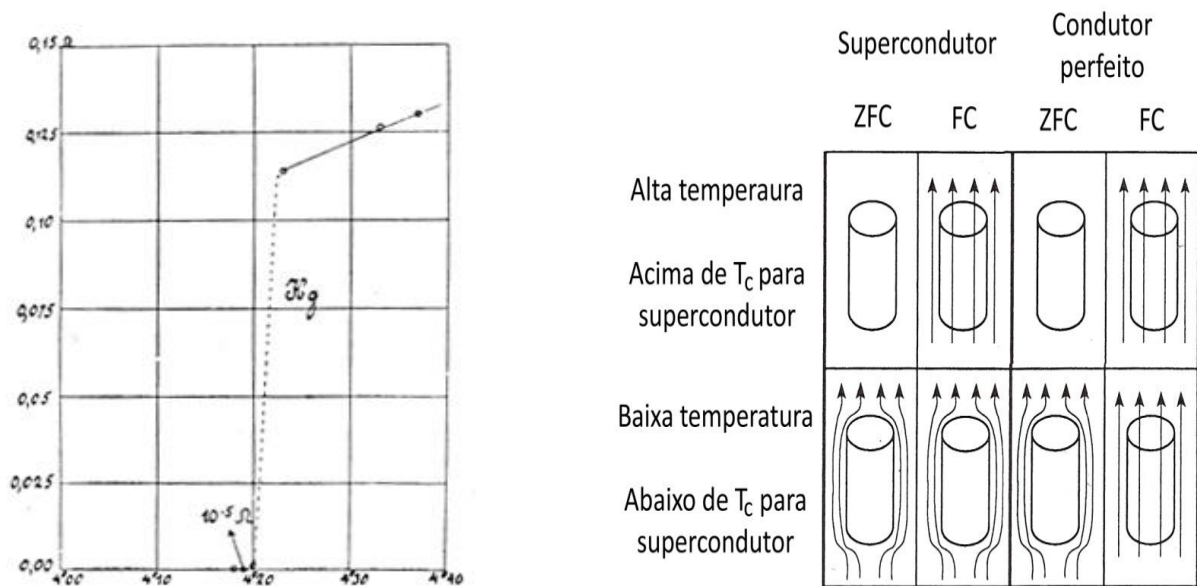


Figura 1. Esquerda: transição supercondutora medida por Kamerling Onnes quando descobriu a supercondutividade em 1911 [1]. **Direita:** representação da diferença entre supercondutor e condutor perfeito.

Todavia, a supercondutividade não é apenas caracterizada pela resistividade nula, mas também pelo diamagnetismo perfeito, ou efeito Meissner, que foi descoberto por Walther Meissner e seu aluno Robert Ochsenfeld em 1933 [34], os quais demonstraram, através de experimentos realizados num supercondutor de chumbo (Pb) no formato cilíndrico, que quando resfriado na presença de campo o fluxo era expelido do seu interior. Quando um supercondutor se encontra na presença de um campo magnético, surgem correntes na superfície da amostra que tendem a cancelar a indução magnética no seu interior e blindam o material de campos magnéticos externos.

Hoje em dia é conhecido que, por exibir este comportamento diamagnético, um supercondutor se distingue claramente de um suposto condutor perfeito. Consideremos a lei de Ohm na forma

$$\mathbf{E} = \rho \mathbf{J}, \quad (1)$$

onde: ρ é a resistividade, \mathbf{E} o campo elétrico e \mathbf{J} a densidade de corrente elétrica. Utilizando a lei de Faraday

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2)$$

onde \mathbf{B} é o campo de indução magnética, para $\rho = 0$ temos $\mathbf{E} = 0$ e, portanto, \mathbf{B} constante. Ocorre que a lei de Ohm não se aplica na supercondutividade e o campo no interior não é apenas constante, mas identicamente nulo. A Figura 1 à direita exemplifica esta distinção, onde estão representados dois procedimentos: resfriamento na presença de campo (FC –

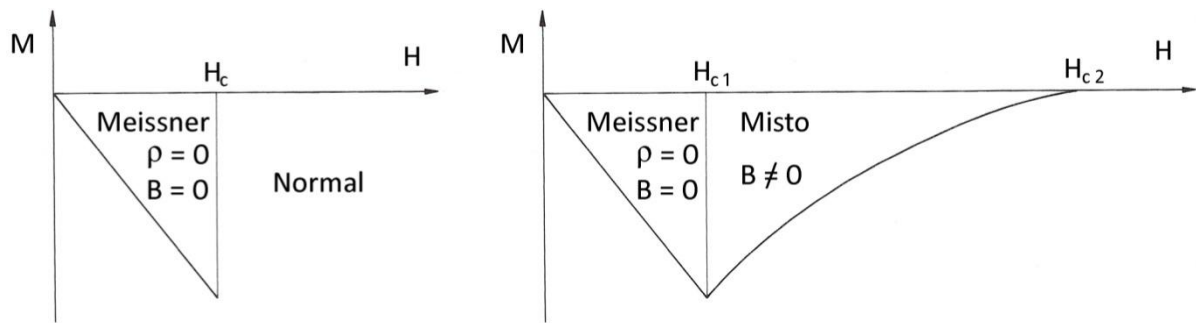


Figura 2. Representação esquemática da variação da resposta magnética em função do campo aplicado num regime isotérmico em supercondutores. O lado esquerdo representa um supercondutor do tipo I e o direito um supercondutor do tipo II.

field cooled) e na ausência de campo (ZFC – *zero field cooled*), para um supercondutor e um condutor perfeito. Seguindo as colunas verticais ZFC, onde o campo é aplicado após o resfriamento, o fluxo magnético é excluído em ambos³. Na representação FC, onde o campo é aplicado antes do resfriamento, o fluxo é expulso no supercondutor, mas no condutor perfeito permanece constante, como na condição inicial. Com isso, a supercondutividade é caracterizada por dois efeitos distintos: a *resistividade nula* e o *diamagnetismo perfeito*.

Com respeito a essa particular característica diamagnética, os supercondutores podem ser divididos em dois grupos: supercondutores do tipo I e do tipo II. Os supercondutores do tipo I exibem apenas as fases Meissner e Normal. A representação à esquerda na Figura 2 esboça uma curva de magnetização isotérmica típica desta classe de materiais. Após um procedimento ZFC, o campo é elevado a partir de zero e, como consequência do efeito Meissner, $\mathbf{B} = 0$, a magnetização (\mathbf{M}) é igual e oposta ao campo aplicado (\mathbf{H}), se este for inferior ao campo crítico ($H_c(T)$), que é o valor de H para o qual o material deixa de exibir a supercondutividade. Isto fica explícito na aplicação da condição Meissner na relação constitutiva dos campos magnéticos:

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}), \quad (3)$$

que resulta em

$$\mathbf{H} = -\mathbf{M}, \quad (4)$$

onde μ_0 é a permeabilidade magnética do vácuo. No caso dos supercondutores do tipo II, ilustrado esquematicamente na Figura 2 à direita, o estado Meissner completo também

³ Por conveniência representamos na Figura 1 à direita o campo magnético paralelo ao eixo do cilindro. Entretanto, as experiências feitas por Meissner e Oschensfeld [34] foram realizadas com o campo aplicado perpendicular à direção axial dos cilindros.

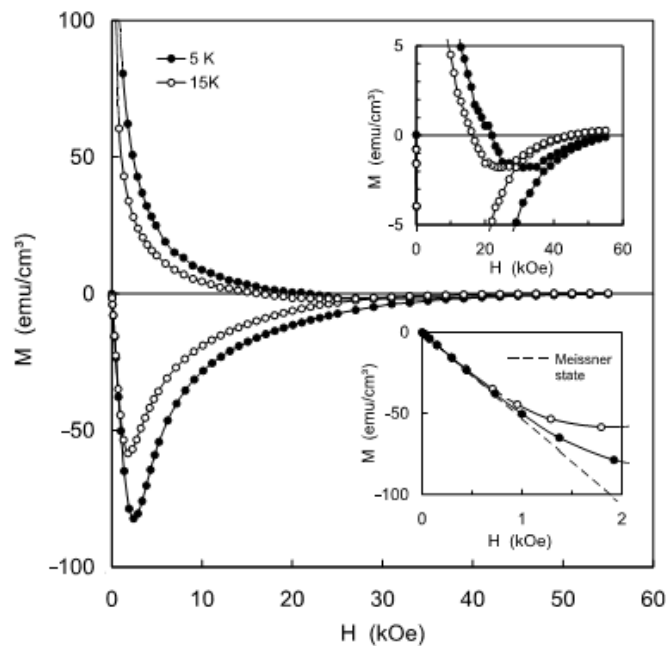


Figura 3. Magnetização isotérmica de um supercondutor do tipo II, MgB_2 [35]. A curva de 5 K apresenta magnetização maior que a de 15 K. O painel inserido inferior mostra o ponto de transição do estado Meissner para o Misto. O painel superior apresenta a amostra sendo conduzida assintoticamente ao estado Normal pela aplicação do campo magnético externo. A bifurcação dos ramos ascendente de descendente corresponde ao ponto de irreversibilidade para os respectivos valores de H e T.

ocorre para campos aplicados menores que o campo crítico inferior (H_{c1}). Acima de H_{c1} , o supercondutor se encontra no estado Misto, no qual há penetração parcial do fluxo na amostra. Em submetendo este supercondutor a campos ainda maiores, o campo crítico superior (H_{c2}) é atingido e o material é levado ao estado Normal ⁴. A princípio, supercondutores do tipo II apresentam resistividade zero tanto no estado Meissner quanto no estado misto, mas diamagnetismo perfeito ou completo ⁵ ocorre apenas para campos aplicados inferiores a H_{c1} . A Figura 3 mostra curvas de magnetização isotérmica de uma amostra volumétrica de MgB_2 após um processo ZFC [35]. O painel inserido inferior mostra uma ampliação em baixos campos expondo o ponto em que a amostra deixa o estado Meissner, o qual é representado pela linha tracejada. O painel inserido superior mostra a resposta magnética da amostra para campos próximos de H_{c2} . Para campos abaixo do ponto de bifurcação, a resposta se torna irreversível.

⁴ A rigor, em algumas circunstâncias, supercondutores do tipo II exibem um campo crítico H_{c3} , maior que H_{c2} . Entre os campos H_{c2} e H_{c3} as propriedades supercondutoras persistem na superfície da amostra.

⁵ Neste estado o fluxo é expelido do material, entretanto, existe uma fina camada superficial onde o fluxo penetra no material, cujo comprimento é denominado profundidade de penetração.

2.1 Teoria de Ginzburg-Landau

A estrutura básica da teoria de Ginzburg-Landau (GL) para a supercondutividade é a expansão da densidade de energia livre para um supercondutor, que é uma extensão da idéia proposta por Landau [3] para as transições de fase de segunda ordem. A teoria GL tem como aspecto central a noção do parâmetro de ordem supercondutor $\psi(\mathbf{r})$, onde $|\psi|^2$ representa a densidade de superelétrons (n_s). Assim a expansão da energia livre no estado Supercondutor fica

$$\mathcal{G}_s(\psi, \mathbf{A}) = \mathcal{G}_n + \int d^3r \left\{ \alpha(T)|\psi|^2 + \frac{\beta}{2}|\psi|^4 + \left(\frac{1}{2m^*}\right) \left| \left[\frac{\hbar}{i} \nabla - e^* \mathbf{A} \right] \psi \right|^2 + \frac{B^2}{2\mu_0} - \mu_0 \mathbf{H} \cdot \mathbf{M} \right\}, \quad (5)$$

onde: \mathcal{G}_n é a energia livre do estado Normal e \mathbf{A} é o potencial vetor. O parâmetro $\alpha = -\alpha(0)(1 - T/T_c)$ muda de sinal em T_c , enquanto que β é considerado constante com a temperatura. No estado Normal a corrente elétrica é transportada por elétrons que possuem massa m_e e carga e , entretanto, no estado Supercondutor a corrente é transportada por superelétrons ⁶ de massa $m^* = 2m_e$ e carga $e^* = 2e$. Decorrem da minimização da energia livre de GL, em relação a ψ e a \mathbf{A} , a primeira e a segunda equação de GL, respectivamente,

$$\alpha\psi + \beta\psi|\psi|^2 - \frac{1}{2m^*} (i\hbar\nabla + e^* \mathbf{A})^2\psi = 0 \quad (6)$$

e

$$\mathbf{J} = -\frac{i\hbar e^*}{2m^*} (\psi^* \nabla \psi - \psi \nabla \psi^*) - \frac{e^* \mathbf{A}}{m^*} |\psi|^2. \quad (7)$$

A partir destas equações podemos obter dois comprimentos de escala da supercondutividade, o comprimento de coerência, ξ , e a profundidade de penetração, λ , respectivamente. O primeiro determina a magnitude da distância na qual ψ varia apreciavelmente, ou seja, a escala na qual ocorre a formação dos superelétrons. O segundo é definido como a distância característica na qual o campo magnético penetra na região supercondutora a partir da interface com a região normal. Aplicando as Equações (6) e (7) numa superfície que delimita semi-espacos Normal-Supercondutor, obtemos:

$$\xi = \left(\frac{\hbar^2}{m^* |\alpha|} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (8)$$

e

⁶ A teoria GL foi proposta em 1951, antes do desenvolvimento da teoria microscópica BCS, da qual emergem naturalmente e^* e m^* dos portadores no estado supercondutor.

$$\lambda = \left(\frac{m^* \beta}{e^2 |\alpha|} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (9)$$

A partir desses dois comprimentos característicos, define-se o parâmetro de Ginzburg-Landau como

$$\kappa = \frac{\lambda}{\xi}. \quad (10)$$

Desta forma, é possível classificar tecnicamente os dois tipos de supercondutores. Os esboços na Figura 4 auxiliam nessa compreensão. Para um supercondutor do tipo I, $\kappa < 1/\sqrt{2}$, $|\psi|^2$ evolui mais lentamente que o campo penetrado na vizinhança de uma interface Normal-Supercondutora, Figura 4 (a). Neste caso, a contribuição da energia livre devida à formação dos superelétrons, varia mais lentamente do que a contribuição magnética, Figura 4 (b). Com isso, a energia de interface entre as regiões Normal e Supercondutora é positiva, implicando que a existência da interface aumenta a energia livre total do sistema, Figura 4 (c). Para os supercondutores do tipo II, $\kappa > 1/\sqrt{2}$, $|\psi|^2$ varia mais rapidamente do que o campo magnético na vizinhança da interface, Figura 4 (d). Portanto, a contribuição energética decorrente da formação dos superelétrons também varia mais rapidamente do que a contribuição magnética, Figura 4 (e). Desta forma, a energia de interface é negativa, Figura 4 (f), implicando que a existência de interfaces diminui a energia livre do sistema. A razão $1/\sqrt{2}$ é o valor para o qual a energia de interface

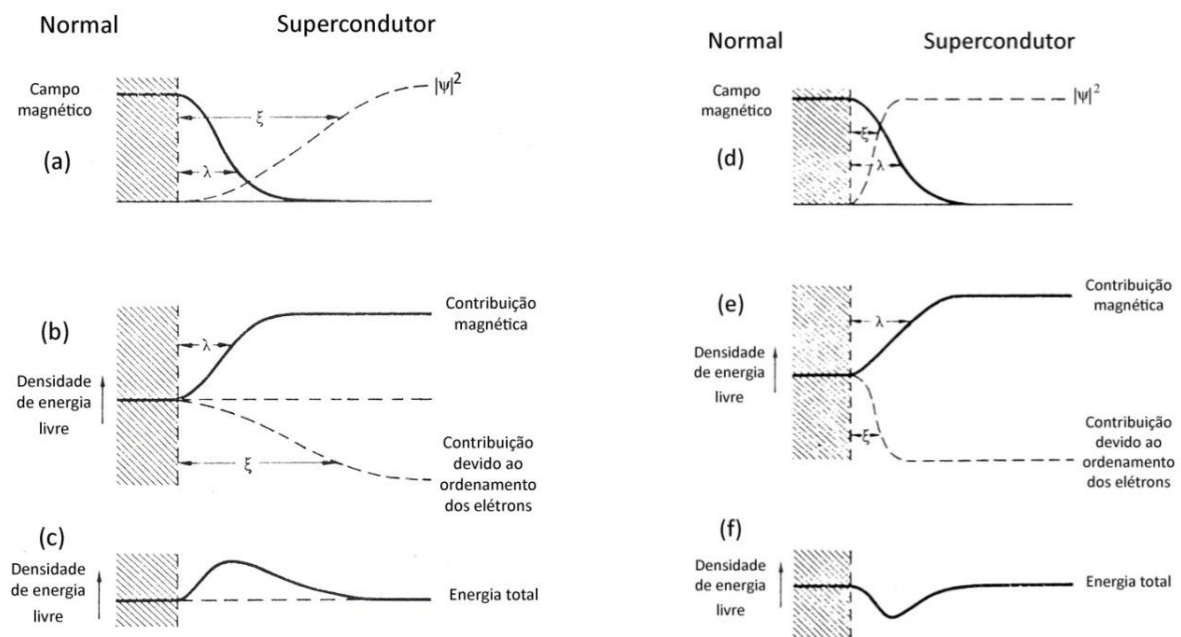


Figura 4. Supercondutor do tipo I: (a) variação espacial de $|\psi|^2$ e B na vizinhança da interface Normal-Supercondutora; (b) contribuição energética; (c) Energia total positiva. **Supercondutor do tipo II:** (d) variação espacial de $|\psi|^2$ e B; (e) contribuição energética; (f) Energia total negativa.

Normal-Supercondutora, calculada pela teoria GL, é zero.

2.2 Vórtices em supercondutores

Em campos suficientemente intensos, entre H_{c1} e H_{c2} , fluxo magnético penetra nos supercondutores do tipo II em forma de finos filetes de regiões levadas ao estado Normal, composta por vórtices de supercorrentes, que dá origem ao formato cilíndrico do fluxóide. Isso ocorre porque é energeticamente favorável a nucleação de regiões normais no interior desses supercondutores, de tal forma que a área de interface seja maximizada. As dimensões dos vórtices são determinadas pelos comprimentos ξ e λ , conforme ilustrado na Figura 5 à esquerda. Cada linha de fluxo consiste num núcleo de material no estado normal com raio de tamanho ξ , envolvido por uma supercorrente radialmente decrescente com comprimento característico λ . A corrente é acompanhada por um campo magnético axial que decai no mesmo comprimento, e engloba uma quantidade total de fluxo igual a um *quantum de fluxo*, $\phi_0 = h/2e \sim 2 \times 10^{-15} \text{ Tm}^2$, onde h é a constante de Planck. A aplicação da segunda equação de GL, Equação (7), num anel supercondutor revela que a soma do fluxo contido num circuito fechado de uma integral de linha envolvendo uma densidade de corrente J é quantizada. Isso ocorre, pois é uma propriedade das supercorrentes que o fluxo magnético passando por qualquer área cerrada por esta corrente seja quantizado.

A previsão da existência de vórtices em supercondutores do tipo II foi feita por Abrikosov em 1957 [36], mas a primeira visualização, e, portanto, a confirmação, só ocorreu após dez anos por Essmann e Trauble [37] que observaram o estado remanente de uma amostra cilíndrica de Chumbo dopada em 4% com Índio – com diâmetro de 4 mm e comprimento de 50 mm – a 1.1 K, a qual foi submetida a um campo de 3000 Oe. A técnica utilizada, chamada *Bitter Decoration*, consiste em depositar pequenas partículas ferromagnéticas no espécime a ser estudado, as quais decoram a região onde há campo magnético. A amostra é então levada a um microscópio eletrônico que reproduz a imagem, como mostra o painel direito da Figura 5. A estrutura hexagonal formada pelo agrupamento dos vórtices em supercondutores é denominada rede de Abrikosov, a qual foi observada também por outras técnicas em outros materiais [38-42].

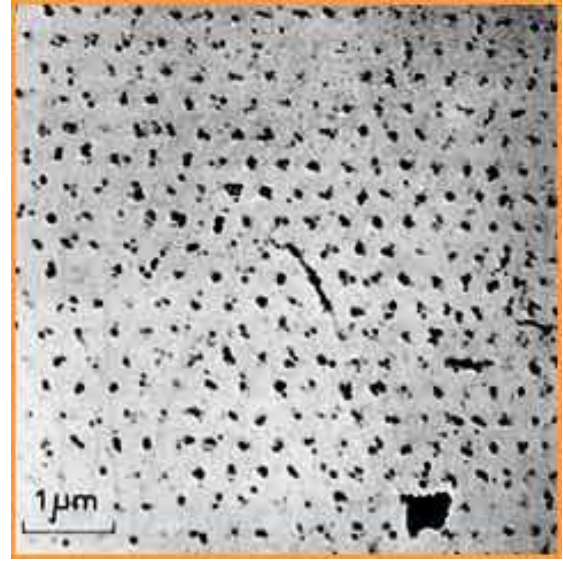
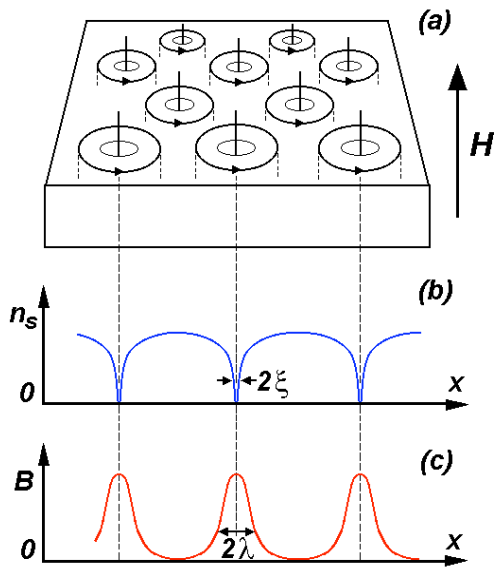


Figura 5. Esquerda: representação esquemática de uma rede periódica de vórtices em supercondutor. Sendo o vórtice um filete tubular, seu núcleo tem um diâmetro de 2ξ e o campo contido no vórtice penetra o supercondutor em uma profundidade λ , a mesma profundidade que a corrente circula o vórtice. Direita: rede de vórtices visualizada pela técnica *Bitter Decoration* [37].

O elemento protagonista da fase Mista são os vórtices, que em supercondutores apresentam-se em diversos estados de agregação, formando estruturas cujas propriedades assemelham-se às da matéria condensada, justificando assim o termo Matéria de Vórtice (MV) [43] para designar o conjunto de fluxóides penetrados e denominar o objeto de investigação que caracteriza este estado. Quando a separação média entre eles é maior do que a profundidade de penetração, assumindo que não haja centros de aprisionamento, os vórtices podem mover-se independentemente uns dos outros, semelhantemente a uma fase gasosa. Este é o cenário quando o número de vórtices é muito pequeno. Quando os vórtices se tornam suficientemente numerosos formam uma fase condensada, que tanto pode ser uma fase líquida, se a temperatura é suficientemente alta, ou sólida, para temperaturas baixas. Na ausência de centros de aprisionamento, os vórtices formam um padrão hexagonal (rede de Abrikosov), no entanto, a existência de centros de aprisionamento distribuídos aleatoriamente resulta num arranjo que, neste contexto, é chamado de *vidro de vórtices*.

2.2.1 Campo magnético de uma linha de fluxo

A teoria GL permite descrever satisfatoriamente vórtices em supercondutores do tipo II. Uma abordagem detalhada requer um tratamento numérico, entretanto, no limite em que $\kappa \gg 1$ é possível deduzir expressões analíticas do perfil de campo e da energia de um vórtice. Para raios maiores que ξ , podemos considerar a variação do parâmetro de ordem aproximadamente constante. Assim, a segunda equação GL, se reduz à chamada equação de London para supercondutores, com $\mathbf{h} = \nabla \times \mathbf{A}$ sendo o campo magnético microscópico,

$$\lambda^2 \nabla \times \nabla \times \mathbf{h} + \mathbf{h} = 0. \quad (11)$$

Esta expressão pode ser aplicada numa interface Normal-Supercondutor, como está ilustrado na Figura 4 (d). Entretanto, estamos interessados na descrição de um cilindro com campo cercado por um mar supercondutor, ilustrado na Figura 5 (c). Portanto, um termo fonte deve ser inserido na Equação (11),

$$\lambda^2 \nabla \times \nabla \times \mathbf{h} + \mathbf{h} = \frac{\phi_0}{\mu_0} \delta(\mathbf{r}) \hat{k}, \quad (12)$$

onde \hat{k} é um vetor unitário na direção axial ao vórtice, a função $\delta(\mathbf{r})$ representa uma singularidade bi-dimensional localizada em $\mathbf{r} = 0$, no plano perpendicular a \hat{k} . Usando a identidade vetorial $\nabla \times \nabla \times \mathbf{h} = -\nabla^2 \mathbf{h} + \nabla(\nabla \cdot \mathbf{h})$ e a lei de Gauss escrevemos a Equação (12) como

$$\lambda^2 (\nabla^2 + 1) \mathbf{h} + \mathbf{h} = \frac{\phi_0}{\mu_0} \delta(\mathbf{r}) \hat{k}, \quad (13)$$

cuja solução é a função de Bessel de ordem zero

$$h(r) = \frac{\phi_0}{2\pi\lambda^2\mu_0} K_0\left(\frac{r}{\lambda}\right) \quad (14)$$

e o comportamento assintótico desta função é:

$$h(r) \sim \frac{\phi_0}{2\pi\lambda^2\mu_0} \ln\left(\frac{\lambda}{r}\right) \quad \xi \leq r \ll \lambda \quad (15)$$

$$h(r) \sim \frac{\phi_0}{2\pi\lambda^2\mu_0} \left(\frac{\pi\lambda}{2r}\right)^{1/2} e^{-\frac{r}{\lambda}} \quad r \rightarrow \infty \quad (16)$$

Assim, $h(r)$ diverge logaritmicamente para pequenos valores de r e decresce exponencialmente a zero em grandes distâncias.

2.2.2 Energia de um vórtice

A energia total, por unidade de comprimento, de um vórtice isolado pode ser calculada a partir do campo magnético microscópico, sendo parte da energia associada ao campo magnético local e parte associada à corrente que circula ao redor do vórtice,

$$\varepsilon_1 = \frac{\mu_0}{2} \int (h^2 + \lambda^2 (\nabla \times \mathbf{h})^2) dS. \quad (17)$$

Com a relação vetorial $\nabla \cdot (\mathbf{h} \times (\nabla \times \mathbf{h})) = (\nabla \times \mathbf{h})^2 - \mathbf{h} \cdot (\nabla \times (\nabla \times \mathbf{h}))$ a Equação (17) se transforma em

$$\varepsilon_1 = \frac{\mu_0}{2} \int (\mathbf{h} + \lambda^2 \nabla \times \nabla \times \mathbf{h}) \cdot \mathbf{h} dS + \frac{\lambda^2 \mu_0}{2} \oint (\mathbf{h} \times \nabla \times \mathbf{h}) \cdot d\mathbf{S} \quad (18)$$

e usando a Equação (12), admitindo que $\mathbf{h} = h\hat{\mathbf{k}}$, obtemos

$$\varepsilon_1 = \frac{\phi_0}{2} \int h \delta(\mathbf{r}) dS + \frac{\lambda^2 \mu_0}{2} \oint (\mathbf{h} \times \nabla \times \mathbf{h}) \cdot d\mathbf{S}. \quad (19)$$

Estamos considerando a integração para $r \geq \xi$, portanto, a primeira integral do lado direito é zero. O segundo termo vai a zero no infinito, mas existe uma contribuição na integração da área que contorna o núcleo do vórtice. Assim, a integral resulta em

$$\varepsilon_1 = \lambda^2 \mu_0 \pi \left[r h \frac{dh}{dr} \right]_{\xi}. \quad (20)$$

Utilizando a Equação (15), obtemos:

$$\varepsilon_1 \sim \frac{\phi_0^2}{4\pi\lambda^2\mu_0} \ln \kappa. \quad (21)$$

Segue da Equação (21) que a energia de um vórtice isolado é positiva, implicando que vórtices não ocorrem espontaneamente, desta forma, sem um campo magnético externo vórtices não podem existir no interior de supercondutores do tipo II.

2.2.3 Interação entre vórtices

Vamos considerar a interação entre dois vórtices. O campo magnético local em um ponto \mathbf{r} é a sobreposição linear dos campos magnéticos correspondentes aos dois vórtices, assim podemos escrever

$$h(\mathbf{r}) = h_1(\mathbf{r}) + h_2(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{12}), \quad (22)$$

onde supomos que o vórtice 1 está na origem e o outro na posição \mathbf{r}_{12} .

A energia total pode ser deduzida de forma semelhante à obtida por um vórtice, porém será a soma da energia individual de cada vórtice mais a contribuição de um termo de interação

$$\varepsilon_T = 2\varepsilon_1 + \varepsilon_{12}, \quad (23)$$

onde a energia de interação pode ser representada por um quantum de fluxo multiplicado pelo campo criado por um dos vórtices na posição do outro

$$\varepsilon_{12} = \phi_0 h(|\mathbf{r}_{12}|). \quad (24)$$

Usando a Equação (14), temos

$$\varepsilon_{12} = \frac{\phi_0^2}{2\pi\lambda^2\mu_0} K_0\left(\frac{r_{12}}{\lambda}\right). \quad (25)$$

A interação é positiva e, portanto, os fluxóides repelem-se entre si. Este comportamento de repulsão mútua tem um papel importante na dinâmica coletiva dos vórtices e na formação de redes.

2.2.4 Interação entre vórtices em filmes

Em amostras volumétricas a corrente ao redor de cada vórtice e o campo estão confinados em um filete de fluxo de raio ξ e, a longas distâncias, $r \gg \lambda$, a corrente e o campo de um vórtice isolado decaem na forma exponencial, $e^{-\frac{r}{\lambda}}$. Em filmes finos, a corrente e o campo magnético se estendem a longas distâncias, $\lambda_{filme} = \frac{2\lambda}{d}$ (comprimento de penetração efetivo em filmes); assim, a corrente de blindagem e o campo para, $r \gg \lambda_{filme}$, decaem com r^{-3} [44-47]. Portanto, a interação entre vórtices em filmes é de longo alcance. Esta forte interação tem um papel relevante na dinâmica dos vórtices durante a ocorrência das avalanches de fluxo em filmes supercondutores [48].

2.3 Diagrama de fases

O estudo fenomenológico dos supercondutores é essencialmente pautado na compreensão dos estados supercondutores e suas diversas fases, as quais podem ser representadas no plano campo-temperatura. Uma maneira de construí-los é a partir de medidas magnéticas, como as esquematizadas na Figura 2 ou apresentadas na Figura 3. A

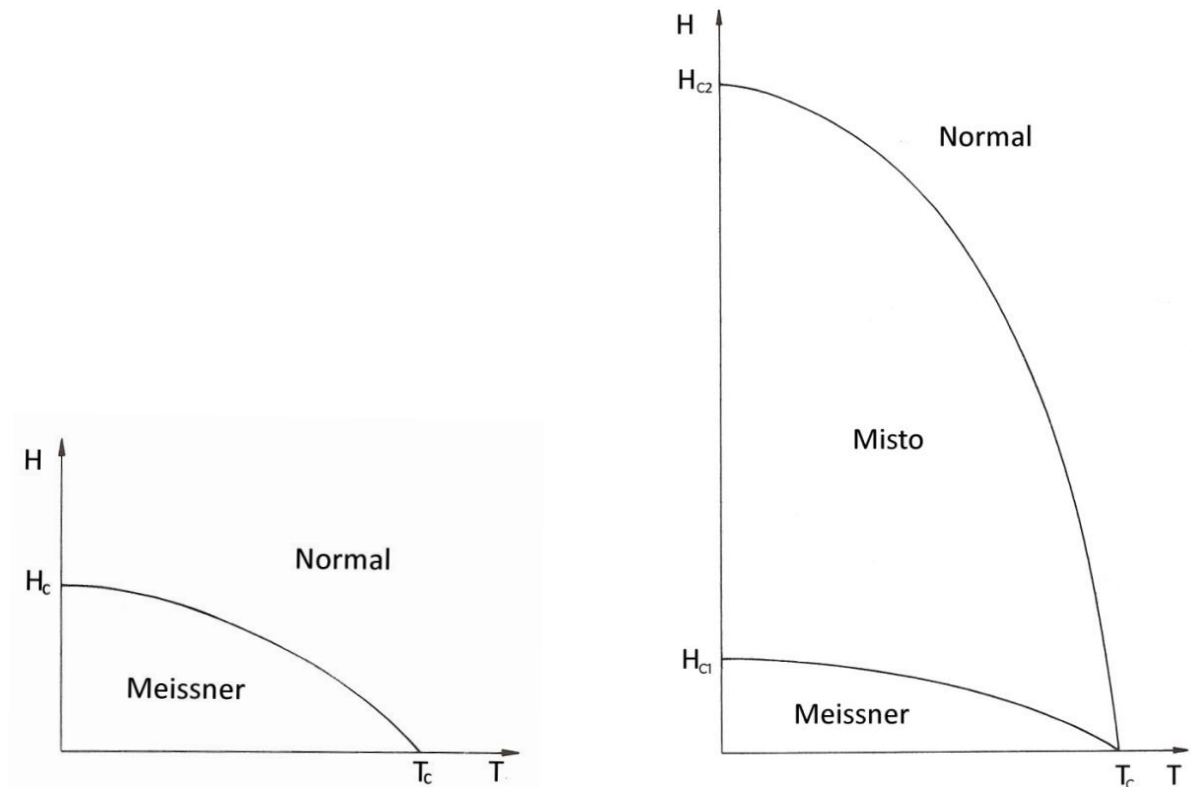


Figura 6. Diagramas de fases esquemáticos para supercondutores. As linhas esboçam o comportamento dos campos críticos em função da temperatura. **Esquerda:** supercondutor do tipo I. **Direita:** supercondutor do tipo II, que além dos estados Meissner e Normal possui o estado Misto.

Figura 6 exemplifica de forma simplificada diagramas HT para os dois tipos de supercondutores, onde as curvas esboçam o comportamento dos campos críticos em função da temperatura. Para os supercondutores do tipo I existem apenas as fases Meissner e Normal, representadas na figura do lado esquerdo. Os supercondutores do tipo II exibem uma região adicional, o estado Misto, no qual há a penetração de vórtices.

2.3.1 Diagrama de fases em LTS

O advento dos HTS trouxe consigo um novo desenho do plano HT, no qual foi preciso incluir a possibilidade de novas fases da MV, cujas propriedades são fortemente afetadas pela interação com o meio inerentemente complexo dos materiais cerâmicos. Esta complexidade e a ocorrência do estado supercondutor em temperaturas mais altas do que os LTS tornou o diagrama de fases muito mais rico e intrincado [49]. A princípio, os diagramas HT em LTS não apresentam toda essa complexidade, pois as flutuações térmicas

são pouco relevantes. Um parâmetro que permite estimar a importância das flutuações em supercondutores é dado pelo critério de Ginzburg [50],

$$\frac{|T_c - T|}{T_c} < G_i, \quad (26)$$

sendo que o número de Ginzburg (G_i) e pode ser definido como

$$G_i = 10^{-9} \frac{\kappa^4 T_c^2}{H_{c2}(0)}, \quad (27)$$

onde κ é o parâmetro de Ginzburg-Landau definido na Equação (10).

Em HTS, por exemplos, nos cupratos YBCO e BSCCO, cujos valores de G_i estão entre os maiores [51, 52], as flutuações térmicas aumentam a riqueza dos diagramas HT com diferentes fases no estado Misto [49, 50], onde a MV pode se encontrar em diversas formas de agregação como sólido, líquido ou vidro de vórtices. Entretanto, alguns sistemas LTS como: $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$, CeRu_2 , 2H-NbSe_2 e MgB_2 têm G_i com valores intermediários [52, 53], o que indicam que as flutuações térmicas assumem alguma relevância, por esta razão os diagramas HT deste LTS apresentam algumas similaridades com os cupratos. Em supercondutores com baixo G_i , como o caso do Nb, praticamente não há o estado líquido de vórtices. A Tabela I trás valores de G_i para os materiais citados acima.

Jung *et al.* [54] estudaram, através de condutividade Hall, a fase de vórtices em filmes de MgB_2 , cujo diagrama está reproduzido na Figura 7. O H_{irr} é descrito com o início da mobilidade dos vórtices e H^* o contorno onde o regime de movimento dos vórtices muda de comportamento. A região *Crossover* é considerada como um estado de transição entre a fase supercondutora chamada Sólido de Vórtices e a dissipativa do estado chamado Líquido

Tabela I. Número de Ginzburg para diferentes materiais supercondutores.

YBCO [51]; BSCCO, $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$, CeRu_2 , 2H-NbSe_2 [52]; MgB_2 [53]; Nb [50]

Material	Número de Ginzburg
Nb	10^{-10}
MgB_2	10^{-6}
$\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$	10^{-6}
CeRu_2	10^{-5}
2H-NbSe_2	10^{-4}
YBCO	10^{-2}
BSCCO	10^{-2}

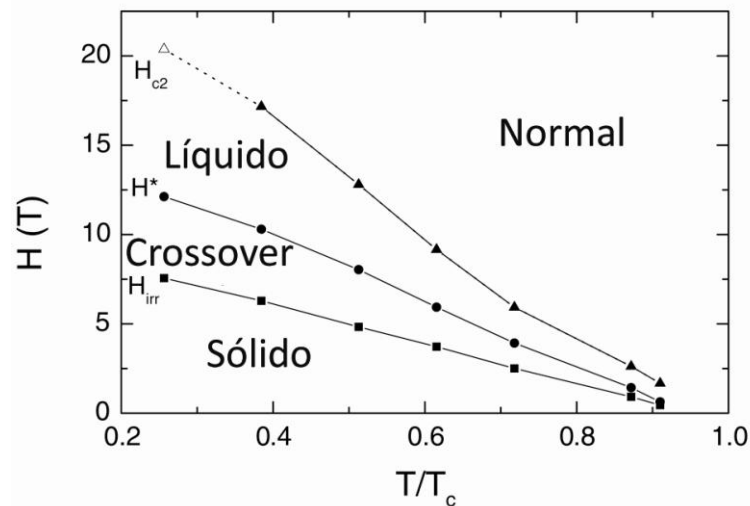


Figura 7. Diagrama de fase no plano HT para um filme de MgB₂ [54].

de Vórtices. Outros exemplos de diagramas para LTS podem ser encontrados nos trabalhos de Barnejee *et al.* [52] e Li *et al.* [55]. O último, aliás, abordou através da teoria GL diagramas para o caso de campos bem acima de H_{c1} e encontrou diferentes fases no estado Misto tanto em HTS quanto em LTS.

2.4 Dinâmica dos vórtices

A aplicação de campos acima de H_{c1} induz a nucleação de vórtices que se movem ao interior da amostra, até se acomodarem à nova distribuição de equilíbrio correspondente à nova corrente associada ao aumento do campo aplicado. Este movimento pode ser ocasionado pela difusão dos vórtices, por virtude da repulsão mútua entre eles, e/ou pela força de Lorenz (F_L), que ocorre devido à presença de correntes de blindagem J no material,

$$F_L = J \times \phi_0. \quad (28)$$

Em certo sentido, a força de repulsão entre os vórtices tem origem na força de Lorenz devido à corrente de blindagem de um vórtice agindo sobre o outro. Em amostras reais, inhomogeneidades associadas a defeitos e desordem, que possuem dimensões da ordem do comprimento ξ , agem como centros de aprisionamento que promovem uma força de curto alcance denominada força ancoramento ou força de *pinning* (F_p), a qual afeta a ordem da rede de vórtices. Um supercondutor do tipo II diminui sua energia livre permitindo

a entrada de fluxo no material de forma quantizada. Entretanto, a existência de vórtices no material, por sua vez, causa um aumento de energia, representada pela Equação (21), que é a energia necessária para levar a porção que o vórtice ocupa ao estado Normal. Desta forma, o sistema diminui sua energia sobrepondo o núcleo normal do vórtice com regiões inerentemente normais da amostra. Assim, os centros de aprisionamento funcionam como atratores de vórtices por formarem poços de potenciais, para onde os fluxóides são naturalmente dirigidos. A força de interação dos vórtices com defeitos é dependente de T e H, e pode apresentar diversas formas características, mas essencialmente diminui conforme aumenta a temperatura ou a intensidade do campo aplicado [56].

Considerando um vórtice isolado, se $F_L < F_p$ o vórtice permanece ancorado e imóvel. Entretanto, se $F_L > F_p$ ocorre seu movimento, implicando em dissipação de energia. A intensidade máxima da F_p pode ser entendida como $F_p = F_L$ na iminência do movimento do vórtice. Uma possível equação de movimento [30] levando em consideração a ação de uma força viscosa representada de forma geral por \mathbf{f} pode ser escrita como

$$\mathbf{J} \times \boldsymbol{\phi}_0 - \gamma n_s e (\mathbf{v} \times \boldsymbol{\phi}_0) - \mathbf{f} = m_\phi \frac{d\mathbf{v}}{dt}, \quad (29)$$

onde m_ϕ é uma massa efetiva por unidade de comprimento e \mathbf{v} é a velocidade do vórtice. O segundo termo do lado esquerdo da expressão representa a força de Magnus, onde o coeficiente γ assume diferentes valores para diferentes modelos teóricos. O processo dissipativo será mais intenso conforme \mathbf{v} aumenta, pois o movimento dos vórtices induz um campo elétrico (\mathbf{E}) dado por

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B}. \quad (30)$$

Assim, a potência dissipada será quantificada como o produto $\mathbf{E} \cdot \mathbf{J}$.

2.4.1 Movimento dissipativo dos vórtices

Quando os vórtices se tornam suficientemente numerosos formam uma fase condensada, tanto líquida, se a temperatura for relativamente alta, quanto sólida para temperaturas menores. Se a sobreposição dos vórtices for grande, se torna razoável considerá-los como um contínuo de fluxo magnético, de forma que, o movimento desse contínuo tem algumas propriedades de um fluido viscoso e muitos vórtices movem-se como uma unidade ou em grandes grupos. A perda energética que acompanha o movimento de vórtices é um sério obstáculo na aplicação de supercondutores do tipo II e assume proporções maiores quando os vórtices se movimentam coletivamente. A seguir discutimos os três principais regimes de movimento de fluxo que envolvem dissipação de energia:

- O *flux creep* se manifesta quando a força de *pinning* é predominante [57]. Ocorre no limite de baixas velocidades dos vórtices e bem abaixo de T_c . Nestas circunstâncias a energia térmica pode fazer com que os vórtices saltem de um ponto de aprisionamento para outro, em resposta a gradientes de densidade de fluxo.
- O *flux flow* ocorre quando a força de Lorentz é predominante [58, 59]. Se o supercondutor estiver sendo percorrido por uma corrente de transporte, a corrente representada na expressão (29) deve ser a soma da corrente de blindagem com a corrente aplicada. Esta nova força atua no sentido de colocar em movimento a rede de vórtices, porém, sua ação tende a ser compensada pela F_p . No regime que $F_L > F_p$ o movimento dos vórtices é dissipativo e dependente da viscosidade efetiva do meio em que se deslocam.
- O *flux jump* é um processo de invasão abrupta de um agrupamento de vórtices, semelhante a uma avalanche. Ocorre na fase Mista, geralmente em supercondutores com uma forte interação entre a rede de vórtices e os centros de aprisionamento.

2.5 Modelo de Bean

Ao aplicarmos um campo magnético superior a H_{c1} num supercondutor do tipo II, ocorre penetração de fluxo no material, o qual se organiza de tal forma que sua densidade diminui a partir da borda da amostra. Se o campo aplicado for suficientemente fraco o campo interno será, zero após certo valor característico de penetração. Uma corrente crítica fluirá onde o campo está presente, de acordo com a lei de Ampère

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}_c. \quad (31)$$

Este é o chamado Modelo de Estado Crítico. Há diversas propostas motivadas por esta idéia inicial, cada uma baseada na suposição de uma relação particular entre o campo interno e a densidade de corrente crítica. Alguns exemplos mais freqüentes na literatura são: Bean [5], *fixed pinning* [60], Kim [61] e exponencial [62].

O modelo de Bean permite descrever de forma simples a distribuição de corrente em um supercondutor. Este modelo assume que, qualquer que seja o campo aplicado, a corrente de blindagem será sempre igual à corrente crítica do material, cuja relação com o campo de indução magnética é dada pela Equação (31). Desta forma, a densidade de vórtices diminui linearmente, a partir da borda, com inclinação $\mu_0 J_c$, como ilustrado na Figura 8 (a). A Figura 8 (b) à esquerda mostra um conjunto de perfis que ocorrem em diferentes estágios durante o aumento do campo aplicado. A Figura 8 (b) à direita representa perfis de campo externo no processo de desmagnetização da amostra. Observa-se que quando o campo externo volta à zero resta fluxo aprisionado no interior da amostra. Este simples modelo permite simular razoavelmente uma curva de histerese de magnetização e estimar a densidade de corrente crítica em supercondutores.

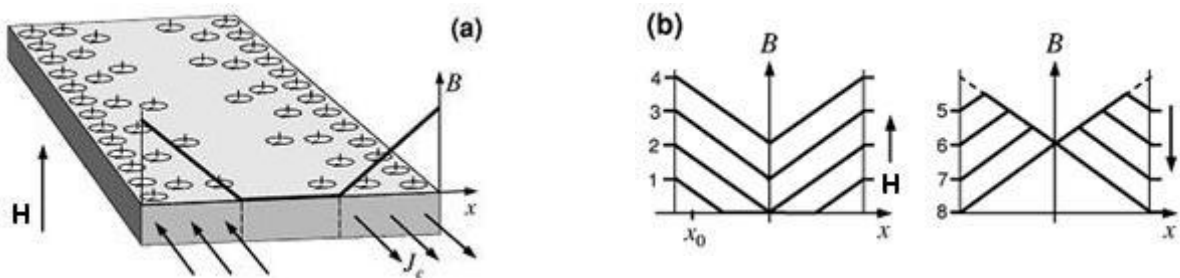


Figura 8. Representação do modelo de estado crítico de Bean. **(a)** Distribuição dos vórtices, campo interno e corrente em um supercondutor submetido a um campo magnético externo. **(b)** Perfis do campo interno ao aumentar (esquerda) e diminuir (direita) o campo aplicado.

2.6 Fator de desmagnetização em filmes supercondutores

Em geral, livros-texto [26, 29, 30, 63] apresentam tratamentos matemáticos em supercondutores com geometria cilíndrica de comprimento longitudinal infinito, submetidos a um campo magnético axial, evitando, assim, geometrias e configurações que tornariam mais complicado o cálculo do campo magnético efetivo e da magnetização, devido ao efeito de desmagnetização. Filmes supercondutores constituem um caso conhecido, onde o efeito de desmagnetização juntamente à propriedade diamagnética destes materiais leva o campo efetivo na periferia da amostra a valores extremamente intensos, podendo amplificar o campo aplicado por um fator de até 10^5 , dependendo da relação entre a área e a espessura da amostra em questão. Nesta seção exploramos a influência das dimensões dos filmes na determinação dos valores efetivos de campo no interior de um filme supercondutor.

O efeito de desmagnetização ocorre em qualquer corpo magnetizado, cuja geometria propicia este fenômeno, e surge do fato da magnetização divergir na superfície do corpo, ou seja, cessar abruptamente. Embora \mathbf{M} possa sofrer divergência, o campo magnético induzido não diverge. Das equações de Maxwell podemos destacar aquela que revela esta propriedade,

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (32)$$

que indica a inexistência de monopolos magnéticos e, portanto, as linhas de \mathbf{B} se fecham formando *loops*. Entretanto, utilizando a relação constitutiva dos campos magnéticos, dada pela Equação (3) podemos escrever:

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = -\nabla \cdot \mathbf{M}. \quad (33)$$

Encontramos, assim, que existe uma divergência associada a \mathbf{M} , que é oposta à de \mathbf{H} . A situação é como se houvessem monopolos magnéticos na superfície que agissem como fontes de \mathbf{H} , resultando num campo interno \mathbf{H}_i , também chamado de campo de desmagnetização. Esta situação está ilustrada na Figura 9, que mostra a magnetização de um plano infinito, análogo ao caso de um filme. Se a magnetização estiver no plano, Figura 9 (a), as divergências de \mathbf{M} estão nas extremidades laterais, que supostamente estão separadas por uma distância infinita. Portanto, não há campo de desmagnetização. Se a magnetização estiver perpendicular ao plano, Figura 9 (b), pólos magnéticos são induzidos nas

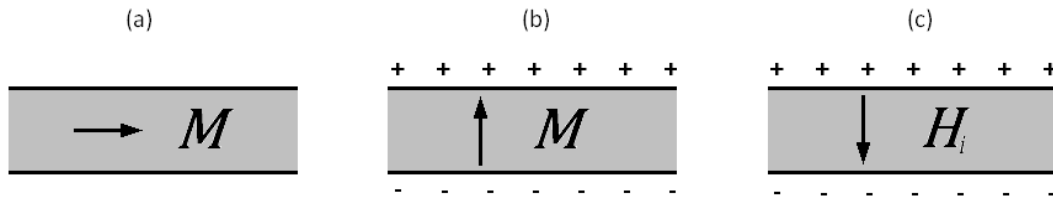


Figura 9. Desmagnetização em um plano infinito. **(a)** Se a magnetização estiver no plano não há pólos magnéticos na superfície do plano (exceto nas finas extremidades laterais). **(b)** Se a magnetização estiver perpendicular ao plano criam-se pólos na extremidade superior e inferior. **(c)** Isto resulta em um campo interno conhecido como campo de desmagnetização.

extremidades superior e inferior, promovendo um campo de desmagnetização $\mathbf{H}_i = -\mathbf{M}$ no interior do plano, Figura 9 (c).

Na prática, para um formato arbitrário o cálculo do campo de desmagnetização em função da posição pode se tornar extremamente complicado. Entretanto, torna-se relativamente simples no caso limite de um elipsóide de revolução [64], circunstância em que é uniforme dentro do material, com \mathbf{H}_i dado por

$$\mathbf{H}_i = -N\mathbf{M}, \quad (34)$$

onde N é o fator de desmagnetização que obedece à condição de normalização $N_x + N_y + N_z = 1$. O campo efetivo (\mathbf{H}_{ef}) no interior do plano é a soma dos campos \mathbf{H} e \mathbf{H}_i , que pode ser escrito como:

$$\mathbf{H}_{ef} = \mathbf{H} - N\mathbf{M} \quad (35)$$

Para um supercondutor no estado Meissner ou submetido a um campo ligeiramente maior que H_{c1} podemos considerar

$$\mathbf{H}_{ef} \sim -\mathbf{M}. \quad (36)$$

Com isso, encontramos a seguinte relação entre o campo aplicado e o campo efetivo:

$$\mathbf{H}_{ef} \sim \frac{1}{(1-N)} \mathbf{H}. \quad (37)$$

Para um elipsóide com dimensões $a = b \neq c$ ao longo dos eixos x , y e z , respectivamente, tendo como simetria o eixo z , temos as expressões diferentes para o fator de desmagnetização nos casos: oblato ($c < a$) e prolato ($c > a$) [30].

Para o oblato,

$$N_z = \frac{1}{\epsilon^2} - \frac{(1-\epsilon^2)^{1/2}}{\epsilon^3} \sin^{-1} \epsilon, \quad (38)$$

onde a excentricidade, ϵ , oblata é:

$$\epsilon = \left[1 - \left(\frac{c}{a} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (39)$$

Para o prolato,

$$N_{x,y} = \frac{1-\epsilon^2}{\epsilon^2} \left[\frac{1}{2\epsilon} \ln \left(\frac{1+\epsilon}{1-\epsilon} \right) - 1 \right], \quad (40)$$

onde a excentricidade prolata é:

$$\epsilon = \left[1 - \left(\frac{a}{c} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (41)$$

Nosso caso de interesse são amostras no formato de filmes, que podem ser consideradas como um caso limite onde $c \ll a$. Assim:

$$N_z \sim 1 - \frac{\pi c}{2 a} \quad (42)$$

e

$$N_{x,y} \sim \frac{\pi c}{4 a} \quad (43)$$

Portanto, com as Equações (37) e (42) o campo magnético efetivo fica

$$\mathbf{H}_{ef} \sim \frac{2 a}{\pi c} H \hat{z}. \quad (44)$$

Como o fator de desmagnetização na direção z de um filme é muito próximo a 1 o campo efetivo no interior do supercondutor atinge a ordem de 10^4 a 10^5 Oe, dependendo da relação entre as dimensões laterais e a espessura da amostra. Por exemplo, para uma amostra em formato de um fino disco cilíndrico com espessura de 100 nm e diâmetro de 1 mm $\mathbf{H}_{ef} \sim 6 \times 10^3 H \hat{z}$. Devido a este enorme campo efetivo o fluxo é intensamente forçado contra as bordas da amostra até romper o equilíbrio que sustenta a amostra blindada. Neste instante, avalanches de fluxo podem ser deflagradas para o interior da amostra.

Capítulo 3

Avalanches de vórtices

O modelo de estado crítico permite descrever satisfatoriamente a penetração do fluxo magnético no interior de um supercondutor do tipo II, e prevê uma variação do perfil de forma contínua para o interior da amostra e distribuído homoganeamente ao longo da borda. Na prática isto ocorre se a amostra for do formato de uma agulha longa com o campo aplicado na direção axial. Para outros formatos ou orientações, o campo efetivo no interior da amostra atingirá o valor crítico em algumas regiões antes de outras, podendo apresentar perfis não uniformes. A formação do estado crítico envolve tipicamente vários milhões de vórtices que se organizam sob a ação de forças competitivas, F_L e F_p , resultando num estado metaestável. Nesta conjuntura pode ocorrer um processo súbito de redistribuição do fluxo magnético no interior da amostra, *flux jump*, quando esta estiver submetida a certas circunstâncias. Este nome tem origem na observação do deslocamento de fluxo de forma demasiadamente rápida para ser seguida com os olhos [65]. A primeira visualização em tempo real foi realizada por Schawlow [66] em 1956 ao estudar o estado intermediário ⁷ de supercondutores. O método empregado consiste em depositar pó de Nb na superfície da amostra que, por ser diamagnético abaixo de T_c , se redistribui evitando as regiões com fluxo magnético e assim revela o perfil do campo. Schawlow notou uma diferença na forma de redistribuição do fluxo em duas amostras diferentes. A Figura 10, do lado esquerdo, mostra a formação do estado intermediário num disco de Pb (supercondutor do tipo I) e a imagem do lado direito mostra a distribuição de campo numa amostra

⁷ Dependendo da geometria da amostra pode ocorrer um estado Intermediário, que consiste em domínios de regiões no estado Normal contendo fluxo magnético, porém o fluxo não penetra de forma quantizada como no estado Misto.

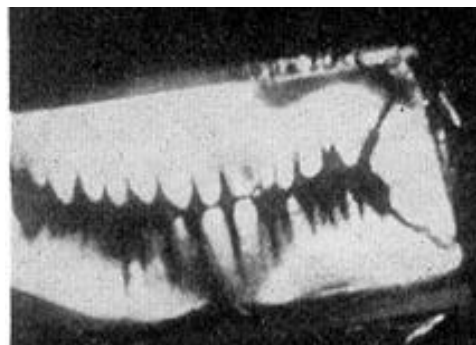
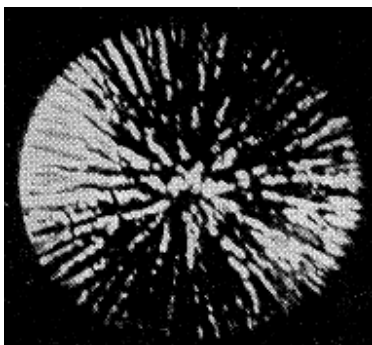


Figura 10. Esquerda: visualização do estado intermediário num disco de Pb com 2 cm de diâmetro e 1.4 cm de altura. **Direita:** visualização do estado misto de numa amostra retangular de V, as estruturas em forma de dedo corresponde às penetrações abruptas de fluxo no interior do material [66].

retangular de vanádio (V) (supercondutor do tipo II). Enquanto no Pb o fluxo se separa de forma suave e em grandes domínios, no vanádio toma a amostra de maneira uniforme e eventualmente ocorrem penetrações abruptas⁸, as quais são observadas exclusivamente em supercondutores do tipo II.

O fenômeno *flux jump* tem recebido muita atenção ao longo dos anos devido à sua relevância na aplicação de supercondutores, pois a estabilidade magnética é um fator crucial na operação de dispositivos que se valem das propriedades supercondutoras destes materiais. Devido à similaridade com fenômenos de avalanches observados na natureza, *flux jumps* são referidos também como avalanches de vórtices, as quais podem ser detectadas através de diversas técnicas [25]. Além da observação pioneira de Schawlow [66], a magnetometria volumétrica também tem sido extensivamente utilizada; a primeira detecção através desta forma foi anunciada por Kim *et al.* [67] em 1963. Há também os recursos de medir localmente a variação do fluxo na amostra através de micro-sensoriamento Hall e imagens obtidas por magneto ótica⁹. Avalanches de fluxo já foram observadas em diversos materiais, em diferentes formatos, por exemplo: em amostras volumétricas de Nb₃Sn [67], Nb [19, 68-70], NbTi [71], Nb-Zr [72], YBCO [73], BSCCO [74] e MgB₂ [75]; em fios de Nb-Zr [76], Nb-Ti-Zr [77] e MgB₂ [78]; e em filmes de Nb [22, 70, 79-81], Nb₃Sn [82], NbN [83], YBCO[23], YNi₂B₂C [84] e MgB₂[21, 24, 85-88].

⁸ A observação de Schawlow [66] foi anterior à publicação do trabalho de Abrikosov [36], portanto, ele não conseguia explicar a forma do “estado intermediário” observado no V, sobretudo, o fato da energia de superfície esperada ser tão discrepante com a que ele estimou pelas imagens.

⁹ Detalhes das técnicas de MDC e MOI, que utilizamos no estudo apresentado nesta tese, estão discutidos no Capítulo 4.

3.1 Avalanches de vórtices em filmes supercondutores

Penetrações abruptas em filmes não seriam tão intrigantes se não fossem as espetaculares imagens do formato dendrítico do perfil do campo magnético penetrado, as quais são reveladas com nitidez por MOI. Por ter uma resolução espacial adequada e permitir obter imagens em tempo real [89], a técnica MOI permitiu desvendar os detalhes das avalanches de vórtices em filmes, cuja morfologia dificilmente seria conhecida sem uma visualização eficiente. A Figura 11 mostra um painel com exemplos de avalanches dendríticas observadas em diversos filmes, os quais estão relacionados na legenda da figura. As imagens (a) e (b) mostram avalanches num filme de Nb [22] nas temperaturas de 5.97 K e 3.3 K, respectivamente, no estado remanente após um FC na presença de 135 Oe. A estrutura dendrítica varia de grandes ramificações a segmentos quase unidimensionais, dependendo da temperatura em que o filme se encontra. Na imagem (a) o fluxo penetra de forma análoga à prevista por um modelo de estado crítico próximo da borda, mas na região onde ocorre a ramificação o perfil de campo é severamente desfigurado. Em temperaturas menores, imagem (b), os dendritos são estreitos, porém, ocupam toda a borda da amostra, destoando consideravelmente da descrição convencional. Este mesmo comportamento é observado em outro filme de Nb após um ZFC [79] (imagem d), MgB_2 [24] (imagem g), Nb_3Sn [82] (imagem i) e NbN [83] (imagem c), sendo que o último apresenta uma penetração pouco suave na borda. Em YNi_2B_2C [84] (imagem e) instabilidades desta natureza foram observadas apenas diminuindo o campo magnético e em YBCO [23] (imagem f) somente após submeter a amostra a um pulso a laser. A imagem (h) mostra o estado remanente de um filme de MgB_2 após ter sido submetido a 350 Oe à temperatura de 4 K. O caminho percolativo do êxodo de fluxo, representado pelas regiões escuras, possui a mesma morfologia da observada na invasão, regiões claras, no entanto, não segue exatamente a mesma trilha, mas desenvolve o seu próprio caminho de saída.

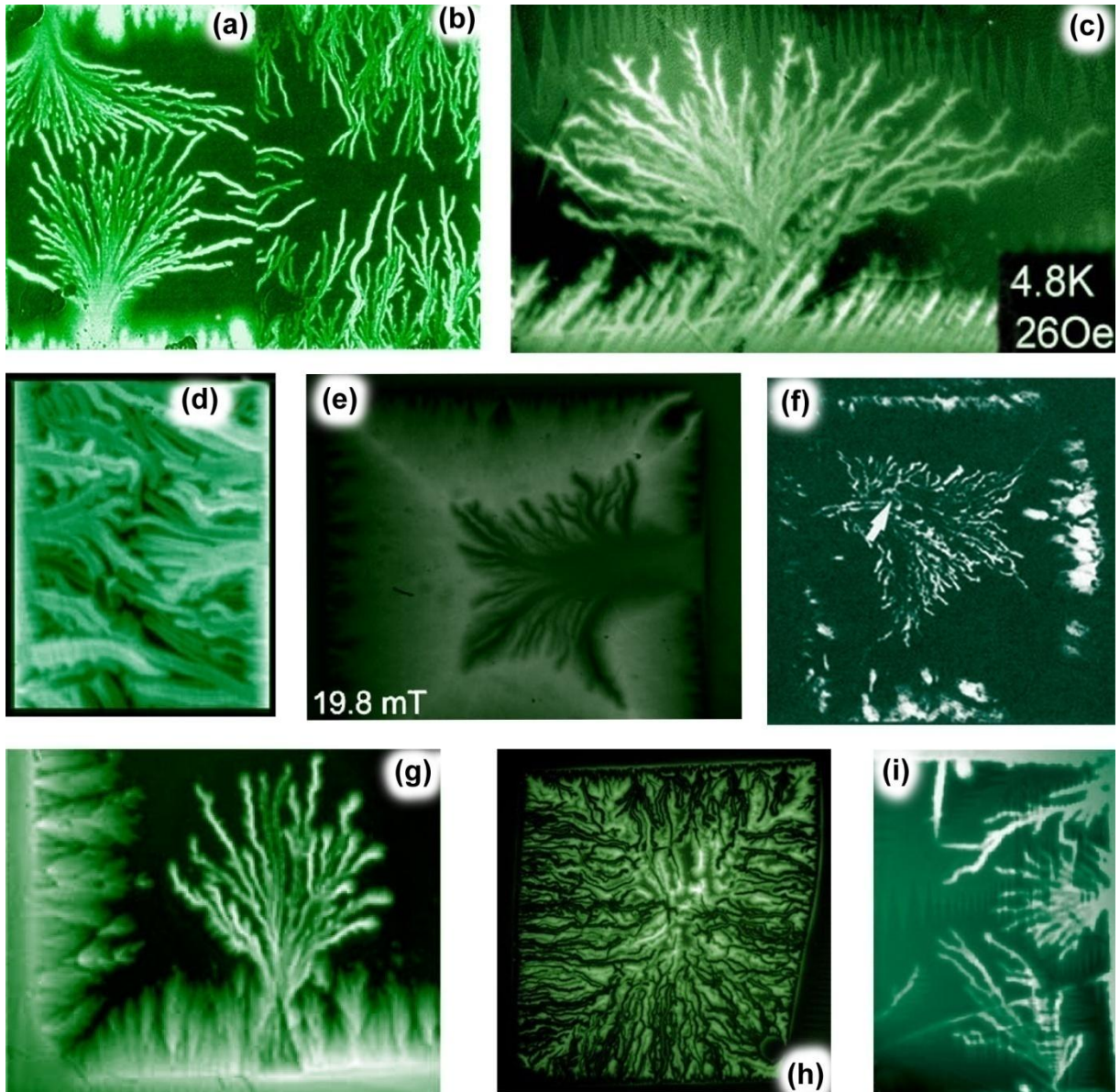


Figura 11. Avalanches de vórtices em filmes supercondutores. **(a)** Nb com 500 nm de espessura e área de $3 \times 8 \text{ mm}^2$ depositado em substrato de safira, estado remanente após um FC com campo de 135 Oe a 5.37 K, e **(b)** mesmo que (a), porém com $T = 3.30 \text{ K}$ no mesmo campo [22]. **(c)** NbN com 300 nm de espessura e área de $3 \times 10 \text{ mm}^2$ depositado em substrato de safira, primeira avalanche após um ZFC [83]. **(d)** Nb com espessura 500 nm e área de $9 \times 1.8 \text{ mm}^2$ depositado em substrato de safira, submetido a 400 Oe e 4.7 K, após um FC [79]. **(e)** $\text{YNi}_2\text{B}_2\text{C}$ com 700 nm de espessura e área de $5 \times 5 \text{ mm}^2$ depositado em substrato de MgO , avalanche observada a 4 K ao diminuir o campo após a aplicação de 1 kOe [84]. **(f)** YBCO com espessura de 300 nm e área de $1 \times 1 \text{ cm}^2$ depositado em substrato de LaAlO_3 , a avalanche foi disparada por meio de um aquecimento localizado no ponto indicado pela seta, através de um pulso a laser com a amostra submetida a um campo de 600 Oe a 1.8 K [23]. **(g)** MgB_2 com espessura de 400 nm e área de $5 \times 5 \text{ mm}^2$ depositado em substrato de safira, submetido a 170 Oe e 9.9 K, e **(h)** MgB_2 estado remanente após submeter o filme a 350 Oe a 4 K [24]. **(i)** Nb_3Sn com espessura de 100 nm depositado em substrato de safira, submetido a 145 Oe e 3.5 K [82].

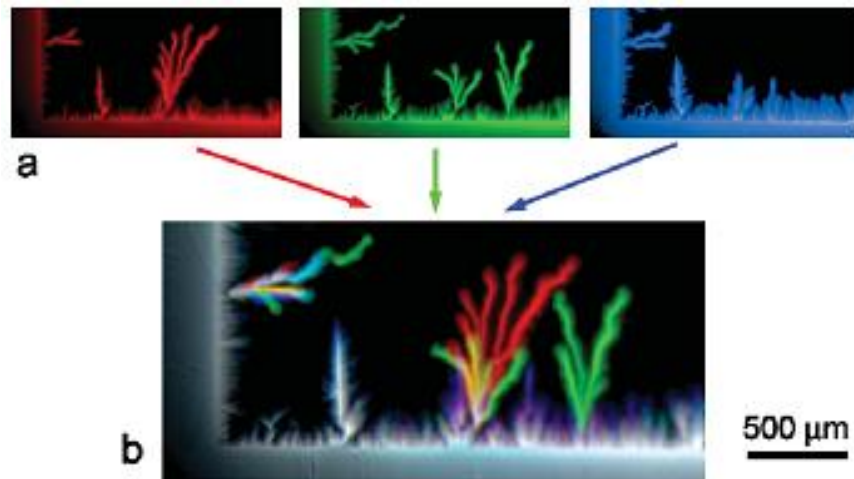


Figura 12. (a) Medidas da penetração do fluxo magnético num filme supercondutor de MgB_2 repetidas três vezes de forma idêntica (b) Imagem obtida pela adição das três acima. Na imagem resultante os tons em cinza indicam regiões cujas penetrações ocorreram de forma semelhante e as regiões coloridas mostram onde não há sobreposição ou se sobrepõem parcialmente [90].

Uma vez formada a ramificação dendrítica, a estrutura como um todo permanece congelada. Porém, quando o campo é aumentado novos dendritos aparecem com características semelhantes, mas diferentes nos detalhes, e não acompanham os caminhos de fluxo criados pelos dendritos já existentes, mas criam seus próprios percursos. Isto mostra explicitamente que o fenômeno não é devido a rompimento de *weak links* e que o percurso desenvolvido pelos dendritos não é ditado por defeitos contidos na amostra. Uma evidência adicional é o fato de o fenômeno ser estocástico, como exemplifica a Figura 12, que reproduz em (a) imagens capturadas num filme de MgB_2 em experimentos repetidos três vezes de forma idêntica [90], representadas por diferentes cores. A imagem em (b) é obtida pela composição das três imagens apresentadas em (a). A região com tons de cinza representa penetrações de fluxo que se reproduziram nos três experimentos, todavia, as penetrações que não foram reproduzíveis ou se repetiram parcialmente são destacadas pelas suas respectivas cores ou composições de cores.

O termo *dendrito* tem origem na palavra grega para se referir a *árvores* e é utilizado na ciência em diversos contextos, como: a projeção de um ramo de neurônios, penetração de água no solo, relâmpagos, etc. Especificamente nas avalanches de fluxo em filmes supercondutores, dendritos se referem aos *flux jumps* em forma de “galhos” ou “arbustos”, semelhantes aos da Figura 11. Entretanto, um observador atento perceberá que ao longo da borda da amostra se desenvolvem penetrações que também se pode atribuir

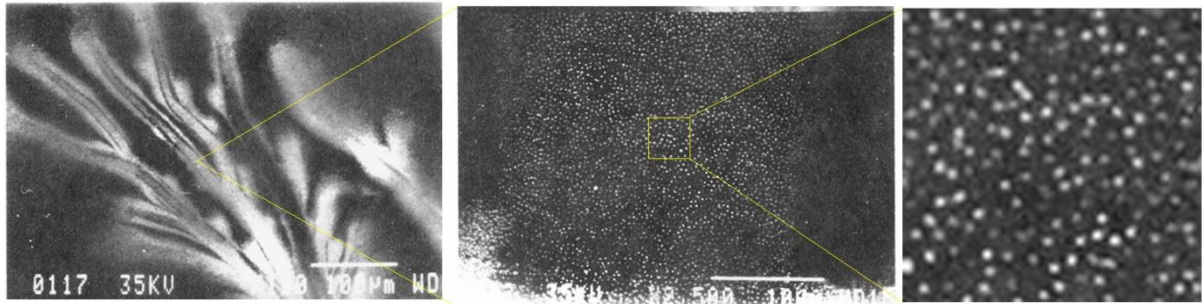


Figura 13. **Esquerda:** ramificação dendrítica de fluxo obtida através da técnica *Bitter Decoration*, a barra de escala representa 100 μm . **Central:** a imagem mostra uma região no interior do dendrito, onde a barra de escala representa 10 μm . **Direita:** os pontos claros na imagem representam vórtices que constituem a ramificação dendrítica [22].

uma morfologia dendrítica, porém, num arranjo mais uniforme, como ocorre na borda da amostra na Figura 11 (g). Neste caso, não se trata de avalanche, mas penetrações suaves do fluxo no material. Desta forma, quando mencionamos dendritos estamos nos referindo àqueles que correspondem a penetrações abruptas de fluxo magnético no interior de filmes supercondutores, que ocorrem muito rapidamente, com velocidade média da ordem de 10^4 m/s, conforme medido por Leiderer *et al.* [23] em avalanches disparadas por pulso a laser em filmes de YBCO.

Uma análise mais detalhada na microestrutura dos dendritos está mostrada na Figura 13 com imagens obtidas usando *Bitter Decoration* em uma amostra de Nb [22]. A imagem à esquerda mostra uma estrutura dendrítica onde se observa uma largura típica de 20 – 30 μm . Estudos feitos em MgB_2 [24] mostraram que, a altas densidades de fluxo, os dendritos têm uma região central com dimensões similares à dos observados em Nb, região esta que é envolvida por um gradiente de fluxo, e uma região periférica resultando numa largura total do dendrito de até 100 μm . A Figura 13 central mostra uma amplificação em 10 vezes de um setor do interior do dendrito (esquerda), mostrando que este é constituído de vórtices. A imagem à direita mostra uma ampliação da região indicada na figura central, onde se pode observar que vórtices contidos nos dendritos formam um arranjo desordenado de curto alcance.

3.2 Instabilidades termomagnéticas

Pode-se explicar o desenvolvimento das avalanches de fluxo em supercondutores do tipo II pela ocorrência de instabilidades termomagnéticas [56] no material. Neste contexto, diversos parâmetros físicos estão envolvidos no processo, sendo alguns sensivelmente dependentes da temperatura, particularmente a temperaturas criogênicas, como: condutividade térmica, calor específico, resistividade e força de *pinning*, de modo que, uma descrição teórica completa seria demasiadamente complicada. Entretanto, alguns modelos propõem um tratamento baseado essencialmente da transferência – entre o sistema de vórtices e o material que o abriga – da energia envolvida num processo de avalanche. De fato, durante uma penetração abrupta de fluxo magnético, energia é liberada como consequência do efeito Joule, e a questão importante é descrever como esse calor é assimilado pelo sistema.

Supercondutores sem defeitos não mantêm um gradiente de fluxo no estado misto, entretanto, supercondutores que exibem irreversibilidade são capazes de sustentar uma condição de equilíbrio metaestável. Swartz e Bean [91] desenvolveram o conceito de “estado crítico adiabático”, que é uma extensão do modelo de Bean [92] de “estado crítico isotérmico”. No caso isotérmico, apenas o campo induzido se altera com a variação do campo externo, mas no caso adiabático o campo induzido, a corrente e a temperatura estão associados à variação do campo externo. Neste cenário, as instabilidades são vistas como decorrentes de uma mudança de um estado crítico isotérmico para um estado crítico adiabático. Há uma vertente no estudo das instabilidades que propõe uma descrição isotérmica para o fenômeno [93, 94], onde as avalanches são caracterizadas pela elevação catastrófica da temperatura na amostra como um todo, isto é, as avalanches não ocorrem apenas numa região localizada da amostra. Esta condição se ajusta bem à descrição de *flux jumps* em amostras volumétricas, onde são observadas variações na magnetização que levam a amostra próxima ao estado normal [73, 74, 95].

3.2.1 Dinâmica das instabilidades

As instabilidades termomagnéticas estão relacionadas à capacidade do conjunto formado por amostra e substrato de assimilar o calor gerado pela movimentação de vórtices [65]. O aparecimento de instabilidades é controlado, basicamente, pela importância relativa da *difusão térmica*, caracterizada pelo coeficiente

$$\mathfrak{D}_t = \frac{\kappa}{c}, \quad (45)$$

perante a *difusão magnética*, descrita por

$$\mathfrak{D}_m = \frac{1}{\mu_0 \rho}, \quad (46)$$

onde κ é a condutividade térmica e ρ é a resistividade, que depende do regime em que os vórtices se movem. Num caso estacionário, em que os vórtices estão submetidos a uma força viscosa proporcional à velocidade, a resistividade *flux flow* é relacionada com a resistividade normal por

$$\rho_f = \rho_n \frac{B}{\mu_0 H_{c2}}. \quad (47)$$

O movimento dos vórtices produz calor e causa um aumento local na temperatura, maior em baixas temperaturas, porque o calor específico é menor. Isso facilita o movimento adicional de fluxo, que desencadeia a invasão na forma de avalanche. Por outro lado, a condutividade térmica do supercondutor também é menor em baixas temperaturas, portanto, a difusão térmica diminui consideravelmente. Se $\mathfrak{D}_t > \mathfrak{D}_m$, a quantidade de calor gerado em certa região da amostra se redistribui num processo suave. No entanto, se $\mathfrak{D}_t < \mathfrak{D}_m$ o sistema não terá tempo suficiente para redistribuir a quantidade de calor gerado pelo movimento dos vórtices, aproximando-se de um processo adiabático e tornando mais provável o desenvolvimento de instabilidades.

Uma seqüência esquemática do processo de avalanche pode ser acompanhada no fluxograma da Figura 14. Considere um estado crítico isotérmico à temperatura T_0 ; uma perturbação na corrente de blindagem pode ser ocasionada por uma alteração no campo, que modifica a força de Lorentz de F_L para $F_L + \Delta F_L$ e a força de *pinning* de F_p para $F_p + \Delta F_p$. A avalanche se desencadeia na competição entre estas forças quando

$$\begin{array}{ccc} \textit{instabilidade} & & \\ F_L + \Delta F_L & \geq & F_p + \Delta F_p. \\ \textit{estabilidade} & & \end{array} \quad (48)$$

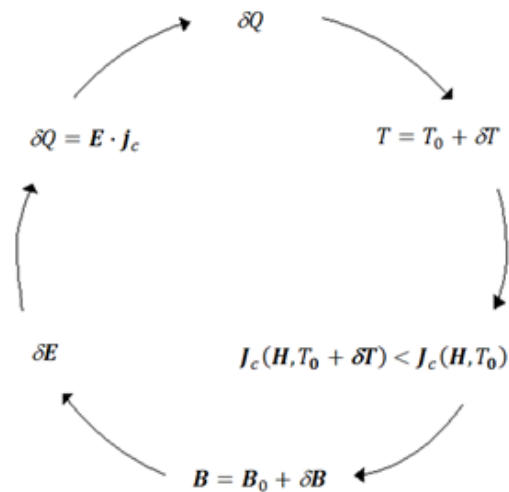


Figura 14. Fluxograma ilustrativo do processo de instabilidade. O calor gerado pelo movimento dos vórtices eleva a temperatura, que por sua vez diminui a corrente crítica. Como consequência há a penetração de campo, onde o movimento do fluxo induz um campo elétrico, cujo produto com a corrente crítica quantifica uma intensidade de calor adicional que realimenta o sistema.

Quando o estado crítico é rompido, ou seja, a força de Lorentz excede a força de *pinning*, há uma quantidade de calor δQ liberada pelo movimento dos vórtices. Isso aumenta a temperatura T_0 numa perturbação δT . Como a corrente crítica é decrescente com a temperatura, a densidade de corrente crítica blindando o campo magnético em $T_0 + \delta T$ é menor do que em T_0 . Esta redução da corrente crítica permite a penetração de mais vórtices no supercondutor. O movimento adicional do fluxo magnético na amostra induz um campo elétrico perturbativo δE , cujo produto com a corrente crítica quantifica um novo aquecimento que realimenta o processo. Sob certas circunstâncias, este ciclo pode resultar num aumento incontrolável da temperatura seguido por uma penetração catastrófica do campo, ou seja, um *flux jump*. Quando a quantidade δQ não for suficientemente intensa para aumentar a temperatura localmente a ponto de liberar os vórtices aprisionados, o ciclo é interrompido.

3.2.2 Instabilidades termomagnéticas em filmes

Uma observação importante do ponto de vista tecnológico é a dependência com a temperatura do campo limiar em que ocorre a primeira avalanche, pois define o limite de estabilidade do material [93]. Amostras volumétricas apresentam campos limiares da ordem de $10^3 - 10^4$ Oe, ao passo que em filmes este limiar é reduzido a dezenas ou

centenas de Oersteds. Isto se deve fundamentalmente ao efeito causado pelo campo de desmagnetização em filmes finos supercondutores. Avalanches de fluxo devidas às instabilidades termomagnéticas em um experimento de magnetização versus campo magnético se originam na região periférica da amostra, onde há fluxo penetrado. Nesta região o campo efetivo é máximo e sua variação induz um campo elétrico. A presença de defeitos na borda de filmes modifica fortemente o fluxo da corrente e aumenta o campo elétrico gerado nas vizinhanças do defeito, alterando também a estabilidade do estado crítico [96].

A teoria convencional de instabilidades termomagnéticas [56] prediz avalanches uniformes, onde o fluxo invade a amostra mediante uma frente plana. Entretanto, em filmes as avalanches ocorrem na peculiar forma dendrítica, cuja morfologia tem sua real origem em discussão [48, 97-100]. Tal comportamento indica que a descrição convencional explica qualitativamente as avalanches em filmes, contudo, muitos pontos precisam ser elucidados. Algumas tentativas para descrever o desenvolvimento não uniforme das instabilidades termomagnéticas têm sido feitas. Em geral, as equações de Faraday (2) e de Ampère (32) acopladas à equação de condução de calor,

$$C \frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \nabla^2 T + \mathbf{J} \cdot \mathbf{E}, \quad (49)$$

são as equações básicas para o desenvolvimento das expressões analíticas e simulações.

Aranson *et al.* [97] analisaram as penetrações dendríticas através de simulações considerando a difusão magnética não isotérmica em tiras, na condição em que as avalanches são disparadas por um pulso a laser, semelhante ao experimento realizado por Leiderer *et al.* [23]. Baseados nas simulações e em evidências experimentais, incluindo as avalanches originadas nas bordas ao aumentar o campo isotermicamente, propuseram a seguinte dinâmica para uma penetração dendrítica de campo. Uma vez deflagrada a avalanche, cria-se um domínio resistivo aquecido devido ao processo de instabilidade termomagnética. A densidade de corrente no domínio resistivo diminui, forçando a corrente de blindagem excedente a fluir pela interface do domínio. A alta corrente nesta interface causa um forte aumento no campo elétrico e, conseqüentemente, mais dissipação, alargando o domínio resistivo na sua extremidade e acelerando a propagação. Ao mesmo tempo, a temperatura no centro do domínio resistivo diminui, facilitando o restabelecimento do estado supercondutor. Quando o domínio resistivo cruza a área central

da amostra a corrente de blindagem muda a direção compensando a corrente na borda do domínio. Isto reduz a dissipação Joule e para a propagação do domínio aquecido, que assume a forma de uma estrutura dendrítica de fluxo magnético. Em um trabalho posterior, Aranson *et al.* [101] reproduziram através de simulações as estruturas dendríticas, as quais são originadas por defeitos na borda da amostra, e formam ramificações devido à separação do agrupamento de vórtices causados por transiente de aquecimento devido a defeitos no interior da amostra.

Johansen *et al.* [48] reproduziram o padrão dendrítico através de simulações, onde consideraram o caráter de longo alcance da força de repulsão entre vórtices. Os resultados permitem inferir que as avalanches têm origens nas instabilidades termomagnéticas. Rosenstein *et al.* [98] propuseram uma simulação da formação de instabilidades dendríticas onde uma onda de choque constituída de fluxo magnético se propaga para o interior de um filme supercondutor espesso devido ao aquecimento Joule produzido pela corrente elétrica que circula no domínio normal da frente de fluxo, que se desenvolve num processo adiabático.

Baggio *et al.* [99] estudaram penetrações abruptas de fluxo através de um modelo de camadas, levando em consideração o acoplamento térmico da amostra com o substrato. A abordagem foi baseada na descrição interfacial de um domínio de vórtices e permitiu investigar as propriedades de escala relacionadas a diferentes valores do coeficiente que controla a troca de calor entre amostra e substrato. O modelo está de acordo com observações experimentais de que, conforme a temperatura diminui, os dendritos se tornam mais estreitos. Levando em consideração o mecanismo físico, as formações dendríticas podem ser entendidas nos seguintes termos. Em havendo uma dissipação de calor, os vórtices são rapidamente levados para o interior da amostra devido às instabilidades termomagnéticas, conduzidas na direção em que a força de Lorentz é máxima. Assim, considerando uma mesma quantidade de fluxo, os dendritos em baixa temperatura são mais estreitos, pois tanto o calor específico quanto a condutividade térmica são menores [102-105], o que intensifica o aquecimento e dificulta sua dispersão em direções diferentes daquela da força de Lorentz.

Entre os modelos vigentes que contemplam o estudo teórico das instabilidades termomagnética em filme, o proposto por Denisov *et al.* [100] é o que apresenta uma abordagem mais abrangente. Nessa proposta os autores consideram a

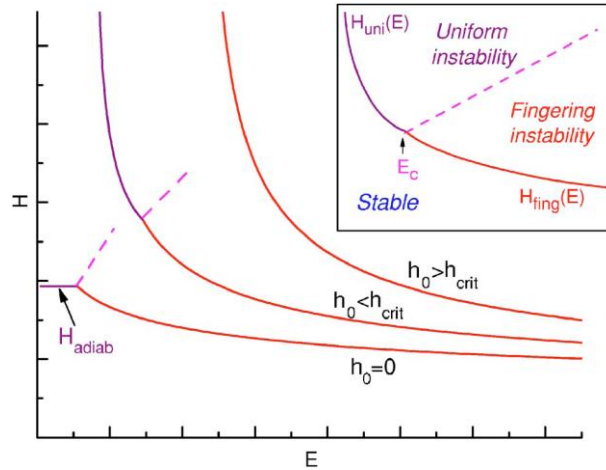


Figura 15. Diagrama de estabilidade relacionando o campo aplicado e o campo elétrico de fundo, que pode ser induzido pela variação do campo magnético externo ou pelo próprio movimento dos vórtices. O diagrama é dividido em três regiões: estável, instabilidade uniforme e estabilidade dendrítica (*fingering*). O painel principal apresenta três casos: adiabático ($h_0 = 0$), baixo coeficiente de transferência de calor entre a amostra e substrato ($h_0 < h_{crit}$, mostrado em detalhe no painel inserido) e alto coeficiente de transferência de calor ($h_0 > h_{crit}$) [100].

eletrodinâmica não localizada num filme supercondutor e seu acoplamento térmico com o substrato, onde se assume que a transferência de calor segue a lei de resfriamento de Newton. A condição de contorno aplicada na superfície do filme é dada por

$$\kappa \nabla(T + \delta T) = h_0(T + \delta T - T_0), \quad (50)$$

onde T_0 é a temperatura do ambiente e h_0 o coeficiente de transferência de calor do filme para o substrato. As instabilidades termomagnéticas se desenvolvem quando o campo elétrico de fundo é suficientemente alto e h_0 é baixo. O resultado principal do modelo pode ser resumido graficamente no diagrama da Figura 15, que apresenta três fases: estável, instável com desenvolvimento de penetrações dendríticas e instável com penetrações uniformes, como indicadas no painel inserido. Quando h_0 é zero, ou seja, não há remoção de calor, o caso adiabático extremo é considerado. Nesta circunstância, o modelo resulta em um campo limite constante entre a condição de estabilidade e instabilidade uniforme, entretanto, na prática há sempre troca de calor entre a amostra e o substrato. O valor h_{crit} corresponde à transferência de calor ao substrato de modo que as instabilidades uniformes deixam de ocorrer.

Neste modelo, o campo limiar no qual se iniciam as instabilidades dendríticas, H_{dend} , apresenta uma forma simplificada para h_0 pequeno,

$$H_{dend} = \left(\frac{J_c d^2}{\pi w} \sqrt{\frac{\kappa T_1 J_c}{E}} \right)^{1/2}, \quad (51)$$

onde: d é a espessura do filme, $2w$ é a sua largura e $T_1 = -(\partial \ln J_c / \partial T)^{-1}$ é a escala característica da dependência de J_c com a temperatura. O modelo prevê uma dependência linear do campo limiar com a espessura do filme, $H_{dend} \propto d$, e um decaimento de H_{dend} com $E^{-1/4}$. O campo elétrico de fundo necessário para a ocorrência das instabilidades dendríticas pode ser induzido, por exemplo, pela variação do campo magnético aplicado ou pela movimentação dos vórtices. Comparações dos resultados deste modelo com o caso em que se considera um filme espesso [106] mostraram que filmes finos são mais suscetíveis a exibir avalanches de fluxo magnético na forma dendrítica.

Capítulo 4

Materiais e métodos

Para melhor apreciação dos resultados apresentados e discutidos no Capítulo 5, apresentamos nesta seção as informações técnicas sobre a produção das amostras e as estações experimentais utilizadas neste estudo. As amostras investigadas foram produzidas por nossos colaboradores internacionais, assim, nomeamos cada espécime com o nome do composto ou elemento seguido de uma identificação de sua origem. No presente estudo investigamos as amostras MgB₂ – Pohang, Nb – Cambridge e Nb – Paris. No filme YBCO – Maryland realizamos algumas medidas que permitiram uma análise comparativa.

4.1 Amostras

4.1.1 MgB₂ – Pohang

O MgB₂ – Pohang, com espessura de 400 nm e área 5 x 3 mm², foi produzido pelo grupo do Prof. Dr. Sung-Ik Lee, da *University of Science and Technology* – Coréia do Sul. A amostra foi confeccionada utilizando um método de dois estágios [107], em que um filme fino amorfo de boro foi depositado em um substrato de safira (Al₂O₃) à temperatura ambiente, pela técnica de deposição por laser pulsado (*pulsed laser deposition*, PLD). Posteriormente, este conjunto foi inserido em um tubo de tântalo com magnésio de alta pureza (99.9%), selado em atmosfera de argônio, tratado termicamente a 900 °C durante 30 min e em seguida resfriado à temperatura ambiente.

4.1.2 Nb – Cambridge

O Nb – Cambridge, com espessura de 200 nm e área $4 \times 4 \text{ mm}^2$, foi produzido pelo grupo do Prof. Dr. Mark G. Blamire, da *University of Cambridge* – Grã-Bretanha. O filme foi depositado em um substrato de Si (100) usando um sistema de deposição por *sputtering* a ultra-alto vácuo (UHV *dc-magnetron sputtering*) em uma câmara com temperatura abaixo de $100 \text{ }^\circ\text{C}$, resfriada com nitrogênio líquido. A pressão foi mantida menor que 3×10^{-9} mbar e a pressão parcial de oxigênio foi monitorada utilizando espectrômetro de massa, que mostrou um valor menor que 10^{-11} mbar.

4.1.3 Nb – Paris

Os filmes finos de Nb – Paris, de área $3 \times 3 \text{ mm}^2$ com espessuras de 20, 40, 60 e 80 nm, foram fornecidos pelos colaboradores Prof. Dr. Marco Aprilli e Dr. Edgar J. Patiño, do *Laboratoire de Physique des Solides, Université Paris-Sud, C.N.R.S.*, França. Os filmes foram depositados em substratos de Si (100) usando um sistema de evaporação por feixe eletrônico a ultra-alto vácuo (UHV *e-beam evaporation*), onde a pressão de evaporação foi mantida abaixo de 10^{-7} mbar. A espessura foi monitorada utilizando cristal de quartzo, que proporciona uma resolução da ordem de nanômetros.

4.1.4 YBCO – Maryland

O filme de YBCO – Maryland possui espessura de 200 nm e área transversal de $3 \times 3 \text{ mm}^2$ e foi depositado em um substrato de NdGaO_3 através da técnica PLD. Foi fornecido pelo grupo do Prof. Dr. Chris Lobb, da *University of Maryland*, EUA.

4.2 Técnicas de Experimentais

As medidas magnéticas foram realizadas no Laboratório de Supercondutividade e Magnetismo do Departamento de Física da Universidade Federal de São Carlos. Os magnetômetros utilizados foram produzidos pela *Quantum Design: Physical Properties Measurement System* (PPMS-6000) e *Magnetic Properties Measurement System* (MPMS-5S). As imagens do perfil do campo magnético foram obtidas no Laboratório de Supercondutividade do Departamento de Física da Universidade de Oslo. Essa estação experimental, cujos detalhes estão apresentados na seção 4.3.2.2, foi construída com a associação de equipamentos de diferentes procedências.

4.2.1 Magnetometria

4.2.1.1 PPMS

O PPMS-6000 é um equipamento que possui uma arquitetura aberta, que permite configurar módulos de operação correspondentes aos tipos de medida desejadas, como: magnetometria, transporte elétrico AC ou DC, resistividade Hall e calor específico. A plataforma principal, cuja ilustração aparece na Figura 16 à esquerda, é constituída de um criostato, que opera na faixa de temperaturas entre 1.8 a 350 K – controlada por um fluxo de gás He – e uma bobina supercondutora que atinge campos magnéticos de até 9 T. Quando operada no modo persistente, ao atingir o campo desejado a alimentação da fonte de corrente é removida do circuito por uma chave supercondutora, o que evita ruídos inerentes aos circuitos retificadores e torna o campo magnético extremamente estável.

Com a opção *AC/DC Magnetometry System* (ACMS) instalada, o PPMS se torna um magnetômetro DC ou um suscetômetro AC. O conjunto de bobinas, representadas na Figura 16 à direita, é inserido no criostato de forma concêntrica à bobina supercondutora. As bobinas ACMS são construídas com fios de cobre e enroladas num carretel de safira que possui uma excelente condutividade térmica, o que garante um eficiente controle de temperatura. Uma bobina de compensação enrolada na parte periférica do carretel garante que o campo de excitação fique praticamente confinado ao volume do conjunto de bobinas,

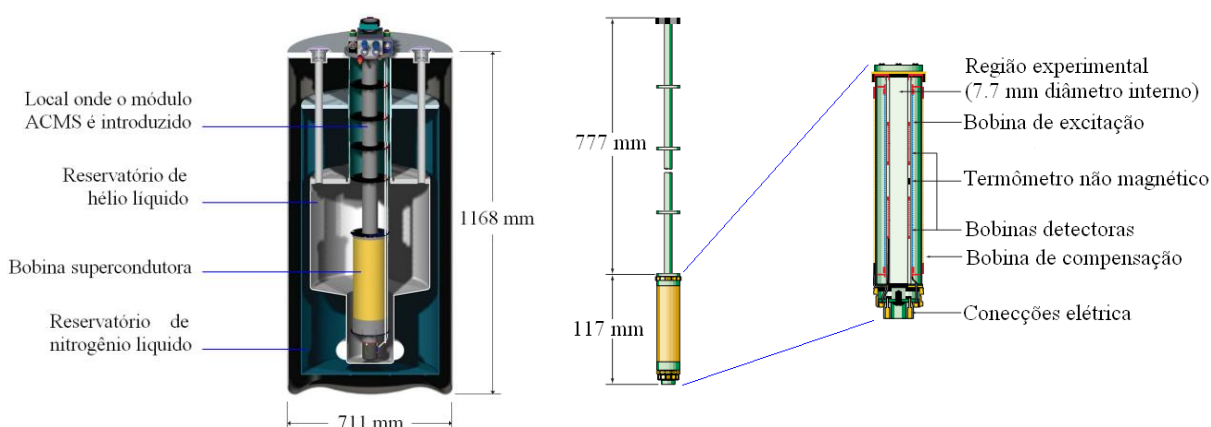


Figura 16. À esquerda: corte lateral do criostato e disposição da bobina supercondutora. À direita: sistema de bobinas para medidas magnéticas (dispositivo ACMS) que é acoplado de forma concêntrica à bobina supercondutora.

minimizando a interação com materiais fora da região experimental. A amostra é montada em um canudo plástico e presa na extremidade de uma vareta de fibra de carbono. Todo o conjunto é inserido no dispositivo de bobinas ACMS e sustentado num motor acoplado ao topo do PPMS, responsável pelo movimento da amostra. Os detalhes da montagem da amostra estão discutidos na seção 4.3.1.

Para medidas de suscetibilidade AC, um campo alternado é aplicado através das bobinas de excitação, cuja amplitude pode variar de 2 mOe a 15 Oe, com frequências entre 10 Hz a 10 kHz. O sinal medido pela bobina de detecção, construída em forma de um gradiômetro de primeira ordem, é processado por um *chip DSP (Digital Signal Processor)* instalado no console do equipamento, que converte as tensões induzidas em fase e fora de fase na bobina de detecção em valores de momento magnético.

As medidas de Magnetização DC são realizadas por extração. Ao mover a amostra magnetizada através das bobinas, uma tensão é induzida nas bobinas detectoras, de acordo com a lei de Faraday. A amplitude do sinal é proporcional ao momento magnético e à velocidade de extração, a qual atinge 100 cm por segundo, o que aumenta significativamente o sinal, se comparado com outros sistemas de magnetometria por extração. A rápida extração também reduz erros provenientes de efeitos dependentes do tempo e permite realizar várias varreduras a cada medida, para efetuar médias.

4.2.1.2 MPMS

O MPMS-5S permite analisar as propriedades magnéticas de pequenas amostras, pois possui excelente sensibilidade. Para isso, utiliza um dispositivo SQUID – *Superconducting Quantum Interference Device* integrado ao sistema de detecção. Opera na faixa de temperatura entre 1.8 a 400 K, controlada por um fluxo de gás He. Permite aplicar campos magnéticos de até 5 T, gerado por uma bobina construída com fio supercondutor que também pode operar no modo persistente, como a do PPMS.

A amostra é montada em um canudo plástico e fixada na extremidade de uma vareta rígida de 1.2 m, construída de aço inox. Os detalhes da montagem da amostra no canudo plástico que escora a amostra estão discutidos na seção 4.3.1. O conjunto é inserido na câmara de medição de modo que a amostra possa alcançar a região experimental. A extremidade da vareta oposta à amostra é presa a uma plataforma controlada por um motor de passo, o qual conduz a amostra através das bobinas detectoras numa série de passos discretos. Neste sistema é possível excursionar a amostra em passos discretos, porque o conjunto de bobinas detectoras é inteiramente feito de fio supercondutor, assim, a corrente induzida não decai como no caso de um condutor normal.

O elemento principal na detecção do momento magnético é o dispositivo

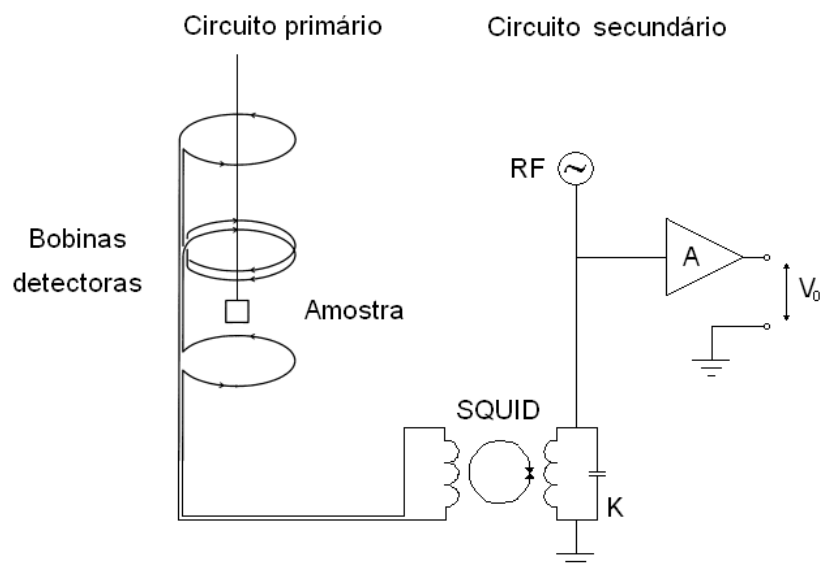


Figura 17. Diagrama esquemático de um SQUID RF. O circuito primário é construído inteiramente de fio supercondutor. A bobina de detecção é formada por um gradiômetro de segunda ordem que é acoplada a um circuito ressonante e a um loop supercondutor contendo uma junção Josephson (SQUID). O circuito secundário é formado por uma fonte de corrente de alta frequência (RF), um amplificador (A) e um circuito ressonante (K).

SQUID. Um dispositivo SQUID-RF consiste em uma espira de fio supercondutor contendo uma única constricção, junção Josephson, por onde passa a corrente [31]. A Figura 17 mostra um diagrama em blocos simplificado do circuito que opera com a configuração SQUID-RF, a qual possibilita medir o momento magnético da amostra excursionada na região experimental. O setor primário é composto pelas bobinas detectoras que configuram um gradiômetro de segunda ordem. Nesta configuração as bobinas centrais encontram-se enroladas no sentido oposto ao das periféricas. O circuito secundário é composto por uma fonte de corrente AC de alta frequência (RF), um amplificador de alta frequência (A) e um circuito ressonante (K). O anel supercondutor contendo a junção se encontra no acoplamento dos dois circuitos, formando um transformador de fluxo. O movimento da amostra magnetizada induz uma corrente no circuito primário que gera um campo no SQUID através da bobina primária de acoplamento. Como resposta imediata, uma corrente de blindagem é induzida no anel, que gera um campo no sentido oposto.

Conforme o campo sob o SQUID aumenta, a corrente de blindagem do anel também aumenta até atingir um valor crítico. Neste momento, o sistema se torna instável, admite a entrada de um quantum de fluxo e salta outro estado. Esse processo se repete com um período de ϕ_0 . A aplicação de uma corrente alternada (I_{AC}) pela fonte RF causa dissipação de energia do circuito ressonante diminuindo a amplitude da corrente RF, porém esta é restabelecida após certo número de ciclos [31]. O tempo de restabelecimento depende da Qualidade do circuito ressonante e do valor de I_{AC} , que para certos valores fornece um valor V_0 constante. Portanto, para realizar a leitura do momento magnético é fixada uma corrente de trabalho, desta forma um campo externo gerado pelo circuito primário altera a voltagem monitorada. Em resumo, excursão da amostra magnetizada através das bobinas detectoras gera um campo no transformador de fluxo através do circuito primário, que altera o valor de V_0 . A varredura completa é ajustada por um algoritmo, que compara o sinal medido de V_0 , ao passar a amostra através de um gradiômetro de segunda ordem, ao momento magnético esperado de um dipolo pontual. Em última análise, o dispositivo SQUID-RF se revela em um sofisticado voltímetro que possibilita medir frações de quantum de fluxo.

4.2.2 Imagens por magneto-ótica

A técnica de aquisição de imagens por magneto-ótica possibilita visualizar o perfil do campo magnético utilizando luz visível. O método permite uma resolução espacial de 10^{-6} metros, sensibilidade magnética de 10^{-1} Gauss e tempo de medida de 10^{-6} segundos [89]. O princípio fundamental desta técnica é o efeito Faraday magneto-ótico, exemplificado na Figura 18 à esquerda, o qual é exibido por alguns materiais. Quando uma luz polarizada incide em um cristal que exibe esse efeito, ocorre uma rotação de um ângulo de θ_F de seu plano de polarização. O ângulo de rotação é proporcional à componente do campo paralela à direção de propagação da luz, à distância percorrida no cristal e à constante Verdet, específica de cada material, cujo valor típico é $100 \text{ grau G}^{-1} \text{ cm}^{-1}$.

Este efeito não é exibido de forma significativa em materiais supercondutores, portanto, é necessário utilizar uma camada magneto-ótica posicionada próxima à superfície do supercondutor, a qual atua como um elemento revelador de campo. Diversos compostos exibem este efeito e têm sido utilizados como indicadores [108], dentre os quais destacam-se os filmes ferromagnéticos constituídos de Ítrio, Ferro e dopados com Bismuto (Bi:YIG – *itrium iron garnet*), crescido em substrato de Gadolínio Gálio Garnet ¹⁰ [109]. Esse material se destaca entre os demais por possuir uma magnetização espontânea (M_s) no plano do filme, o que permite uma relação direta entre a componente local do campo e o ângulo de rotação Faraday, sendo então possível realizar medidas quantitativas [110]. Além disso, o material não apresenta coercividade, possibilitando uma maior sensibilidade magnética em comparação com outros filmes indicadores; opera numa ampla extensão de temperaturas, abaixo de 400 K; e tem também a conveniente característica de que a rotação é



Figura 18. Esquerda: Luz polarizada incidente em um cristal que exibe o efeito Faraday, submetido a um campo magnético. **Direita:** a componente do campo perpendicular ao plano do filme causa uma rotação (θ_F) da direção de polarização.

¹⁰ Garnet: nome geral dos membros de um grupo de minerais com formações cristalinas constituídas por dodecaedros e trapezoedros.

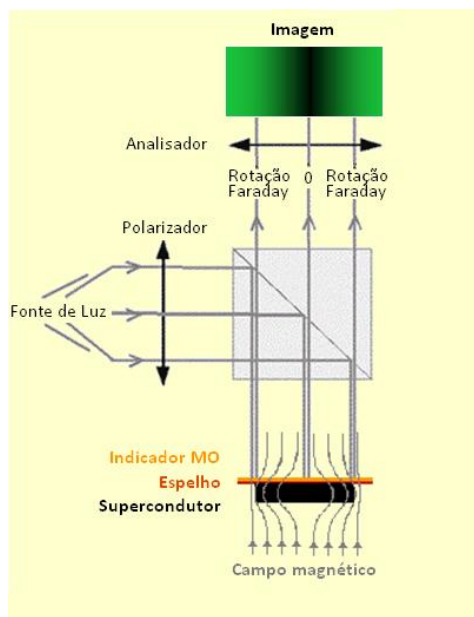


Figura 19. Esboço de um sistema de magneto-ótica. A Luz polarizada é incidida no conjunto supercondutor/espelho/indicador. A luz refletida passa pelo analisador e revela o contraste das porções rotacionada e inalterada, indicando o perfil de campo no supercondutor através de imagens.

aproximadamente independente da temperatura abaixo de 150 K [109]. A Figura 18 à direita exemplifica como um campo externo, representado pelas setas que transpassam a região do filme indicador, altera a magnetização espontânea no seu plano. A componente de M_s perpendicular ao plano do filme será responsável pelo efeito Faraday.

A Figura 19 esboça um arranjo experimental de um sistema MOI. A parte inferior da figura representa a montagem da amostra com o indicador, que está apresentada com detalhes na seção 4.3.2.1. Para intensificar o efeito da rotação e aumentar o contraste da imagem, uma fina camada metálica é adicionada entre o supercondutor e o filme indicador e funciona como um espelho. A luz emitida pelo microscópio passa por um polarizador e incide no conjunto supercondutor/espelho/indicador. A porção da amostra que se encontra no estado Meissner blinda o campo magnético e, com isso, M_s se mantém no plano do indicador. Já a porção da amostra penetrada pelo campo permite a existência de uma componente da magnetização fora do plano do filme indicador. A luz refletida que passa pelo analisador, regulado a 90° em relação ao polarizador, exhibe o contraste entre a porção da luz rotacionada e a que se manteve inalterada. Quanto maior a rotação do plano de polarização da luz, maior é a intensidade observada na imagem. A imagem capturada por um *chip* CCD revela o perfil do campo magnético no supercondutor.

4.3 Montagem experimental

4.3.1 Magnetômetros

4.3.1.1 Configuração Simples

Para ambos os magnetômetros, a montagem da amostra é feita num tubo plástico (canudo) com 5 mm de diâmetro. A Figura 20 à esquerda mostra detalhes da montagem. Para obter o valor correto do momento magnético, apenas o movimento de extração ou excursão de todo o conjunto é admitido. Portanto, a fim de evitar movimentos adicionais da amostra, dois cilindros de *teflon* foram inseridos formando um sanduíche com a amostra. Além disso, uma fina camada de graxa Dow Corning foi acrescentada entre o filme e os cilindros e todo o conjunto foi fixado com linhas de algodão. A montagem para medir no PPMS está mostrada na Figura 20 central: o comprimento do canudo é de 14 cm, a amostra é instalada a 1 cm de uma das extremidades e o lado oposto é preso à vareta extratora. A montagem para medir no MPMS está representada na Figura 20 à direita: o comprimento do canudo é de 20 cm e a amostra é instalada no centro do canudo. Ambos os magnetômetros possuem procedimentos de centragem que posicionam corretamente a amostra nas bobinas detectoras.

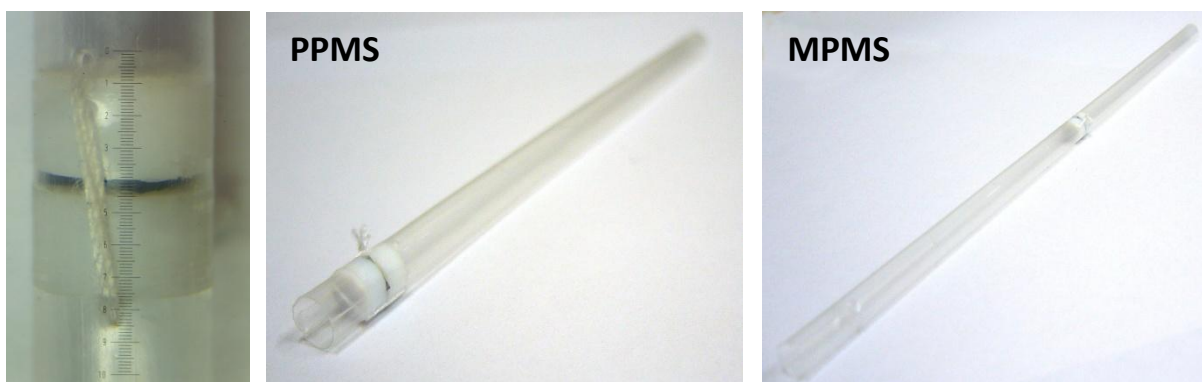


Figura 20. Esquerda: detalhes da montagem experimental para medidas nos magnetômetros, o filme supercondutor é imobilizado por dois discos de *teflon* e amarrados com uma linha de algodão. **Central:** disposição da montagem no canudo para medir no PPMS. **À direita:** montagem para medir no MPMS.

4.3.1.2 Configuração Supercondutor – vão – alumínio (SC/vão/Al)

Para investigar o efeito causado por um metal nas proximidades do filme MgB_2 - Pohang realizamos a montagem como está representada na Figura 21. Um disco de Al é mantido afastado do filme supercondutor, a uma distância controlada por colunas de teflon colocadas ao lado do filme, como está representado no esboço esquemático da Figura 21 à esquerda. O posicionamento do conjunto no canudo é semelhante ao da Configuração Simples descrita anteriormente. Entre o substrato e o disco de teflon adicionamos uma fina camada de graxa Dow Corning para manter a amostra presa. Diferentes pares de colunas foram confeccionados e aferidos por um micrômetro com precisão de $10 \mu\text{m}$. Os distanciamentos escolhidos foram 50, 100, 200, 300 e $450 \mu\text{m}$. A foto do lado direito mostra a montagem para um espaçamento de $200 \mu\text{m}$. A superfície supercondutora do filme foi limpa apropriadamente e nada foi inserido entre o filme e o disco de Al. O conjunto todo foi costurado com linhas de algodão. Medimos também com o disco encostado no filme, sem as colunas laterais de teflon, medida essa que está identificada na apresentação dos resultados com o rótulo “Encostado”. Experimentos similares podem ser realizados com folhas de Al comercial, entretanto, para as configurações com os objetos espaçadores não há garantia de que as bordas da lâmina permanecerão às distâncias, desejadas pelo fato da folhas serem muito flexíveis.

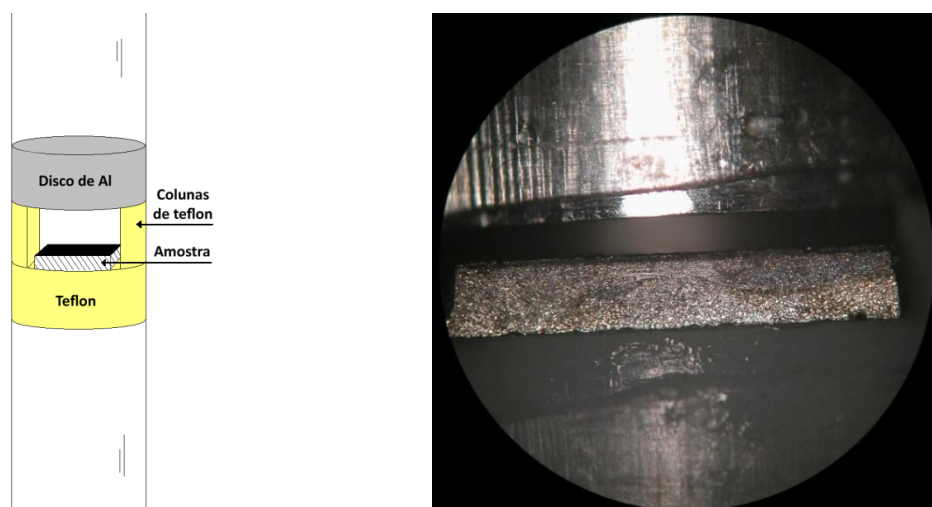


Figura 21. À esquerda: figura esquemática da montagem experimental de um disco de alumínio próximo a um supercondutor, separados por um vão. A distância é controlada por colunas de teflon. À direita: foto da montagem experimental para a distância de $200 \mu\text{m}$, obtida com o auxílio de um microscópio.

4.3.1.3 Configuração Supercondutor – lâmina de teflon – alumínio (SC/teflon/Al)

Esta configuração também permite investigar a presença de um disco de Al nas proximidades de um supercondutor e foi utilizada para realizar experimentos com o filme de Nb-Cambridge, pois as dimensões laterais do filme não permitiram inserir colunas na montagem, como no caso do filme de MgB_2 – Pohang, apresentado na seção 4.3.1.2. A distância entre o disco de Al e o filme supercondutor é controlada por uma fatia de *teflon*, aferidas por um micrômetro com precisão de $10\ \mu\text{m}$. Os distanciamentos escolhidos para os experimentos foram 15, 50, 100 e $200\ \mu\text{m}$. A Figura 22 à esquerda apresenta uma imagem obtida com o auxílio de um microscópio, a qual traz detalhes da montagem experimental para um espaçamento de $100\ \mu\text{m}$. A Figura 22 à direita mostra o disco de Al e o exemplo de uma lâmina de *teflon*. Este tipo de montagem apresenta vantagens em relação à configuração SC/vão/Al, pois além de possibilitar montar mais rapidamente a amostra, há mais segurança de que o paralelismo se mantenha ao diminuir a temperatura, apesar da contração do objeto espaçador. Medidas comparativas mostraram não haver diferenças substanciais entre resultados obtidos com o disco de Al afastado da amostra por uma mesma distância, pelas colunas ou pelas lâminas de *teflon*.

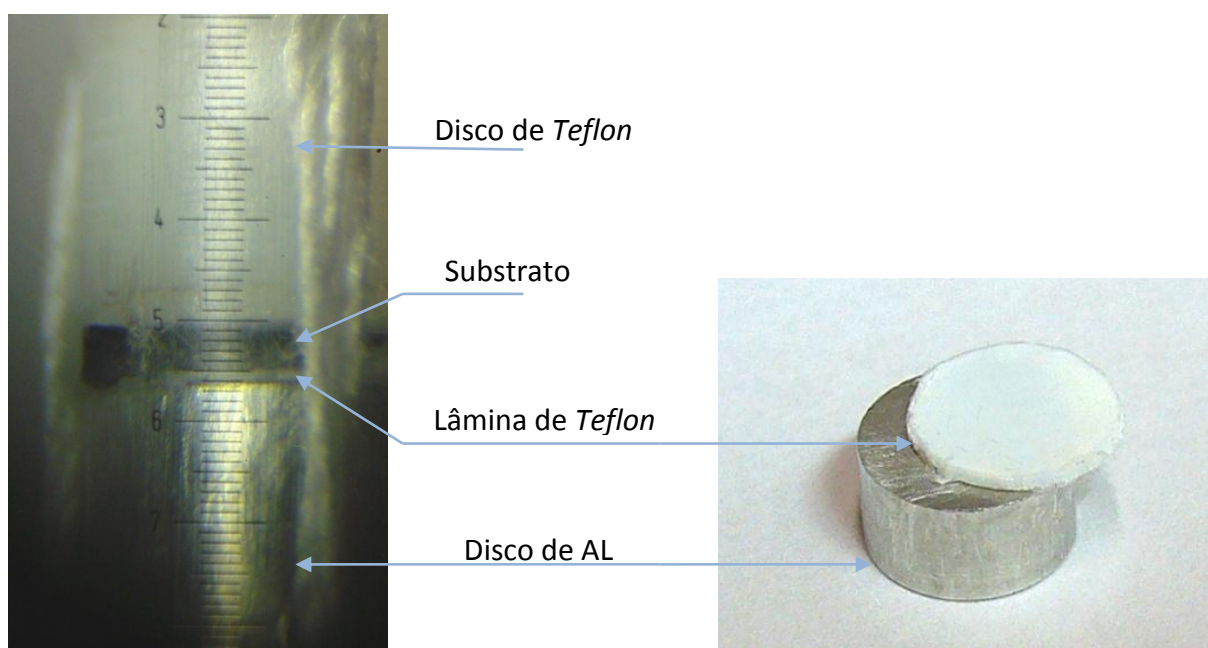


Figura 22. À esquerda: Montagem experimental de um disco de alumínio separado da amostra por uma lâmina de *teflon* de $100\ \mu\text{m}$. À direita: Disco de Al e uma lâmina de *teflon*. O disco foi confeccionado com 3 mm de altura para garantir um bom paralelismo com a amostra e as lâminas de *teflon* foram feitas com o mesmo diâmetro do disco (5 mm) para cobrir todo o filme.

4.3.2 Imagens por magneto-ótica

4.3.2.1 Montagem MOI

A montagem do filme indicador sobre o filme supercondutor é a etapa mais delicada do processo de medida de MOI. Para haver o mais íntimo contato entre o filme supercondutor e o indicador, foi preciso limpar ambos muito bem e não permitir que nenhum resíduo de pó ou fibras de papel se instalasse entre eles. Para isso, foi necessário um papel especial, utilizado para limpar lentes de microscópio, pois este tipo de papel não desprende demasiadamente pequenas fibras, as quais distanciam o indicador do supercondutor e interferem na medida, diminuindo o contraste da imagem [111]. O supercondutor foi fixado no dedo frio do criostato com uma fina camada de graxa Dow Corning aplicada no lado do substrato. Em seguida, o filme indicador foi posto sobre o supercondutor. É importante que não haja graxa de vácuo entre o filme supercondutor e o indicador, pois isso causa dispersão da luz e impossibilita realizar a medida. A Figura 23 à esquerda mostra uma foto da montagem no dedo frio, pronta para ser inserida no criostato. As porcas não magnetizáveis e foram adicionadas para evitar o deslocamento do filme indicador, pois este permanece apenas depositado sobre a amostra. O desenho na Figura 23 à direita mostra com detalhe a composição da montagem.

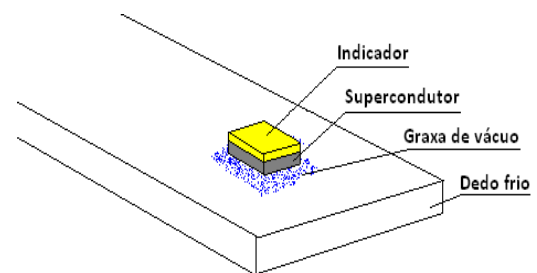
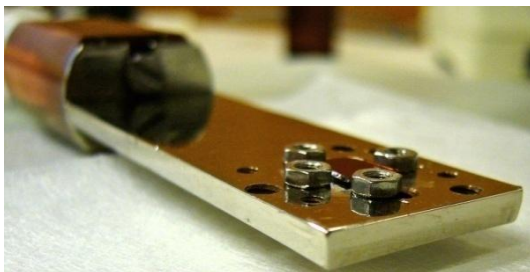


Figura 23. Esquerda: foto da montagem do filme indicador sobre o filme supercondutor no dedo frio. As porcas impedem que a montagem se desmanche. Direita: representação esquemática.

4.3.2.2 *Instrumentação associada*

Diferentemente das plataformas de medidas fechadas, PPMS e MPMS, o sistema de obtenção de imagens em supercondutores por magneto-ótica utilizado neste trabalho é constituído de uma instrumentação associada. A fotografia da Figura 24 mostra a disposição dos equipamentos na estação experimental. Após a montagem da amostra, descrita na seção 4.3.2.1, o dedo frio é inserido no criostato Oxford MicrostatHe. Para ajustar corretamente o filme na posição horizontal, busca-se obter a máxima intensidade de luz refletida ao girar ligeiramente a baioneta que sustenta o dedo frio no criostato. O ajuste dos polarizadores a 90° é feito observando a mínima intensidade de luz ao girar o analisador. Em seguida o criostato é evacuado por uma bomba turbomolecular Pfeiffer TMH 071 até a pressão 10^{-6} mbar. Ao atingir esta pressão o sistema é resfriado, para isso, é preciso abrir a válvula de fluxo de gás no tubo de transferência de He Oxford GFS 600 conectado ao criostato e à bomba mecânica Oxford GF3. A temperatura é controlada e medida pelo Oxford ITC 502 e pode ser ajustada entre 3.5 K e 300 K. Um sistema de movimento X-Y Newport 460A-XY permite o posicionamento apropriado da amostra no microscópio Leica DM RXP. Para aplicar o campo magnético DC, uma bobina de Helmholtz foi construída e instalada no criostato pelo próprio grupo, a qual é alimentada por uma fonte de corrente contínua Delta Elektronika SM7020-D e permite atingir campos de até 500 Oe. O campo magnético é variado manualmente através de um potenciômetro. As imagens são capturadas por uma câmera CCD Q-Imaging Retiga Exi Fast 1394 conectada ao computador e visualizadas através do programa ImageJ 1.37v, de domínio público.

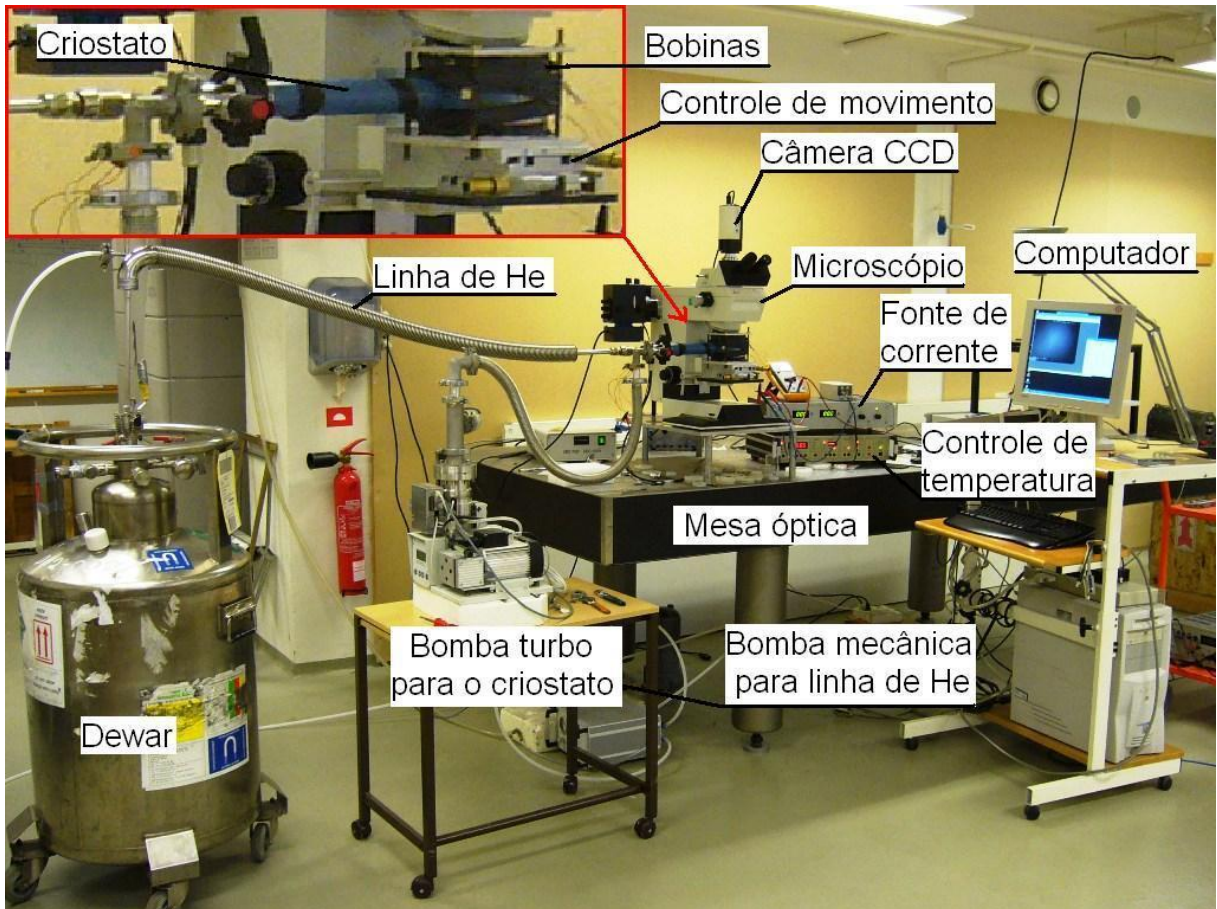


Figura 24. Estação experimental utilizada para medidas por imagens de magneto-ótica.

Capítulo 5

Mapeamento das avalanches de vórtices

Diversas técnicas experimentais podem ser empregadas para detectar avalanches de vórtices e dentre as principais está a magnetometria volumétrica DC, uma técnica global que pode utilizar bobinas convencionais ou sensores SQUID. Igualmente importantes são as abordagens via magneto-ótica e por micro sensoriamento Hall (μ Hall), as quais podem ser classificadas como locais [25]. A MDC quantifica as invasões e exclusões do fluxo magnético na amostra como um todo, através do valor médio do momento magnético, razão pela qual é classificada como global. Essa forma de medida permite mapear num diagrama HT regiões onde supercondutores exibem avalanches de fluxo, as quais se manifestam como saltos escarpados na medida do momento magnético em função do campo aplicado. A MOI é uma forma de magnetometria que permite identificar visualmente regiões da amostra onde se desenvolvem invasões catastróficas do fluxo magnético. Neste sentido esta é uma medida local, entretanto, também possui um caráter panorâmico, pelo fato da imagem capturada abranger toda a amostra. Entre as técnicas de medida citadas acima, a MOI é a que permite examinar com mais detalhes a ocorrência de avalanches, pois, além de fornecer informações pontuais sobre sua incidência, permite saber, no mesmo instante, se em outras regiões da amostra também ocorreram avalanches, simultaneamente ou anteriormente às observadas. Além disso, é possível saber se, juntamente com as avalanches, houve também penetração do fluxo de forma uniforme. Portanto, permite mapear com clareza a região de instabilidades termomagnéticas, caracterizada pela ocorrência de avalanches. Neste capítulo apresentamos o mapeamento da região de instabilidades termomagnéticas para os filmes MgB_2 – Pohang e Nb – Cambridge num

diagrama HT. As montagens experimentais para a realização destas medidas foram feitas na *Configuração Simples*, descrita em 4.3.1.1. O modo como MDC e MOI foram utilizadas para mapear as regiões de instabilidades está apresentado nas seções 5.1 e 5.2, respectivamente. Uma comparação entre MDC e MOI é feita na seção 5.3, mostrando as similaridades e equivalências dos resultados obtidos com as duas técnicas. Os resultados extraídos deste mapeamento estão compilados na seção 5.4. Na seção 5.5 confrontamos o limite de instabilidade com resultados extraídos de medidas realizadas a campos constantes e na seção 5.6 exploramos a evolução do limite de instabilidade com a espessura do filme.

5.1 Magnetometria volumétrica DC

5.1.1 MgB_2 – Pohang

A Figura 25 apresenta um conjunto de medidas isotérmicas do momento magnético em função do campo aplicado, $m(H)$, obtidas para o filme MgB_2 - Pohang. Após

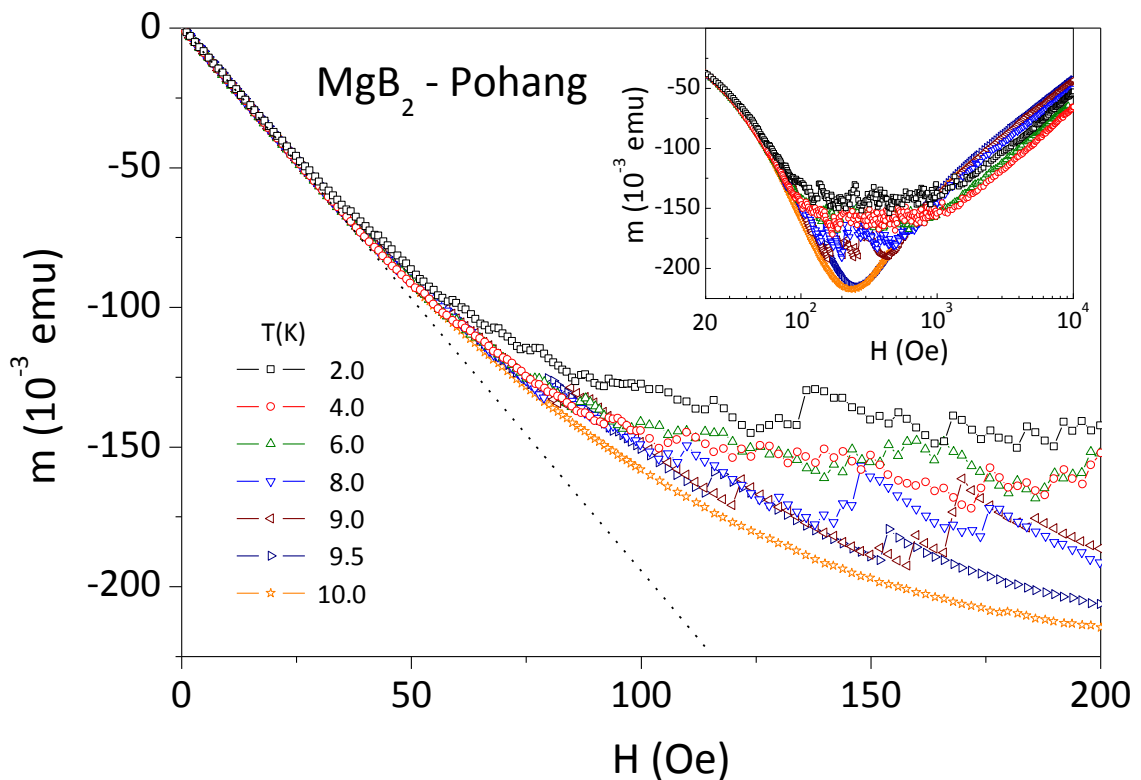


Figura 25. Saltos observados nas medidas isotérmicas do momento magnético versus campo aplicado para o filme de MgB_2 – Pohang. A figura inserida mostra a continuação das curvas para valores maiores do campo aplicado.

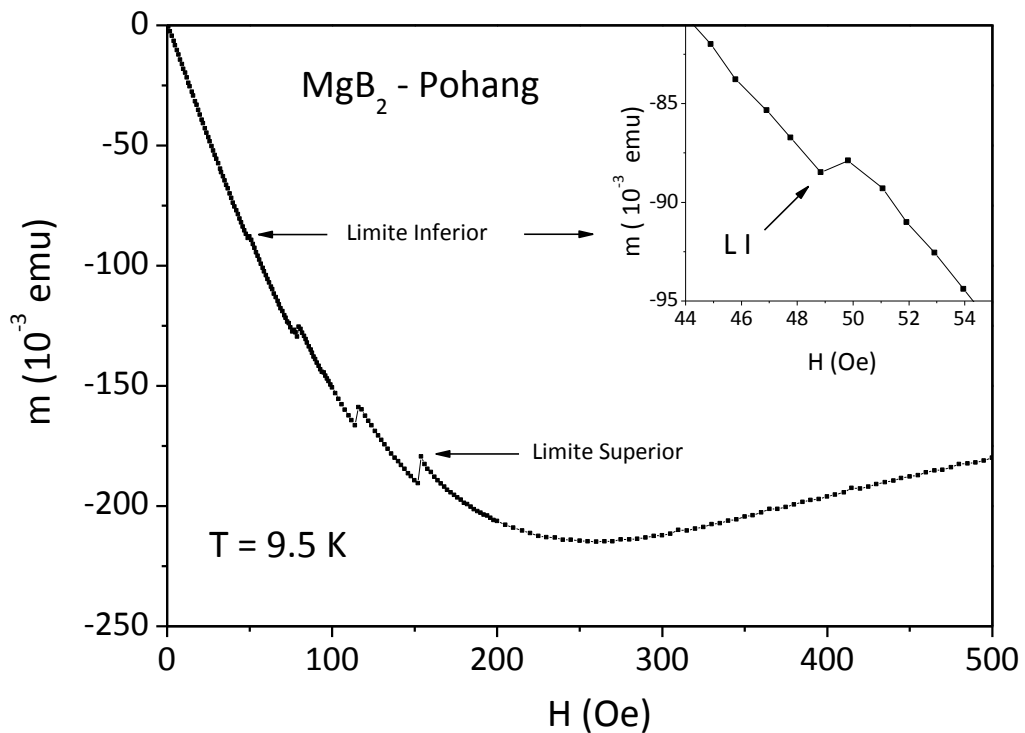


Figura 26. Determinação dos valores limiares numa isoterma de magnetização. O painel inserido mostra uma ampliação do primeiro salto.

um ZFC até a temperatura desejada, o campo foi aplicado a uma taxa de aproximadamente 10 Oe/s e, após cada variação, as medidas magnéticas foram realizadas depois que o campo se estabilizou, com a bobina no modo permanente. Observa-se claramente manifestações de instabilidades na resposta magnética através de saltos que estão restritos a certa extensão de campos e temperaturas. Em baixos campos a resposta da amostra tem a forma esperada para supercondutores canônico. Porém, conforme o campo é aumentado iniciam-se, num certo valor limiar, que chamamos Limite Inferior (LI), saltos ou flutuações que se estendem até o campo aplicado atingir o Limite Superior (LS), acima do qual os saltos cessam e a resposta retoma o comportamento canônico, conforme pode ser acompanhado no painel inserido na Figura 25, que mostra a continuação das isotermas até valores maiores de campo aplicado. Em baixas temperaturas os saltos são menores, entretanto, ocorrem em uma longa extensão de campo, ao passo que, em temperaturas mais elevadas são poucos, porém, grandes. Há uma Temperatura Característica (T^*), aproximadamente 10 K no caso do MgB_2 , acima da qual não se observam saltos desta natureza e a resposta magnética é canônica em toda a extensão de campo aplicado.

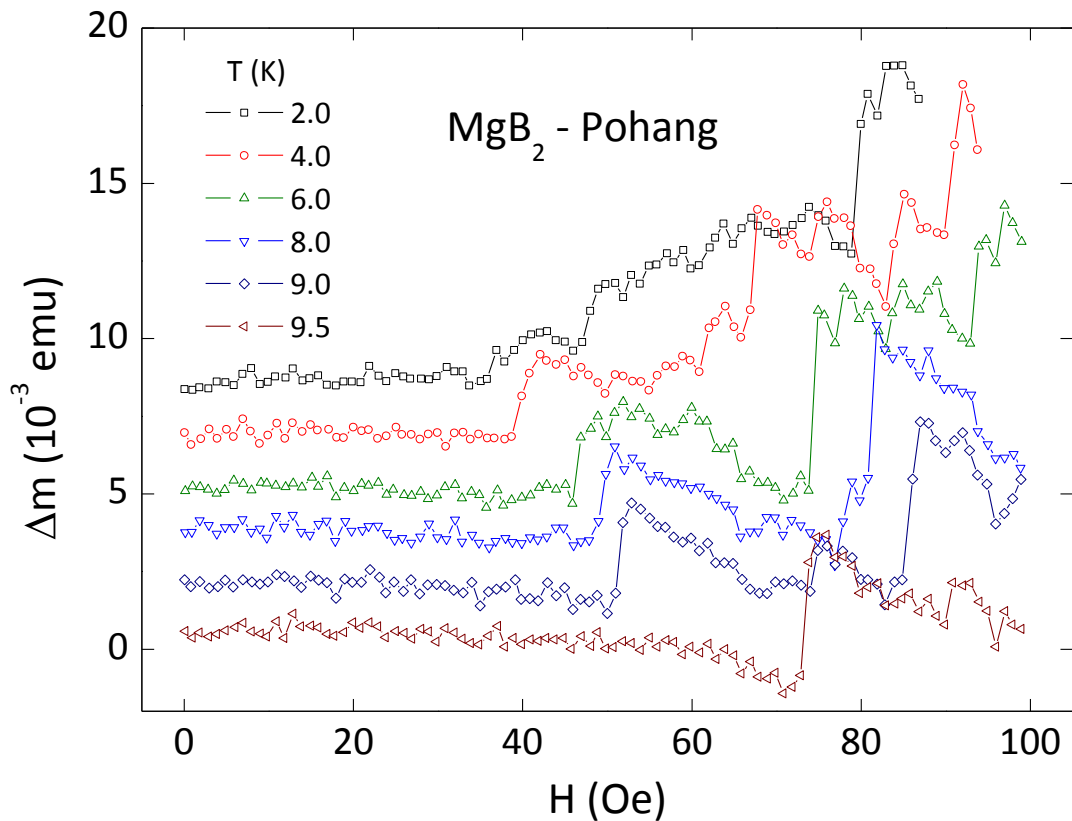


Figura 27. Diferença Δm entre medidas do momento magnético medido a várias temperaturas e a curva obtida a 10 K. Com a subtração os primeiros saltos são evidenciados. As curvas foram transladadas para facilitar a visualização.

A partir das curvas apresentadas na Figura 25 é possível identificar os valores limiares que delimitam a fronteira da região de instabilidades e representá-los num diagrama HT. A Figura 26 trás um exemplo de como os limiares foram identificados, cujo critério também foi utilizado em todas as determinações de valores limiares em curvas $m(H)$ nos demais filmes estudados nesta tese. O LI é definido como o último ponto pertencente ao regime suave antes das flutuações e o LS como o primeiro ponto pertencente ao regime suave após as flutuações, para as respectivas temperaturas.

No caso do filme MgB_2 - Pohang a determinação da primeira avalanche de fluxo, em baixas temperaturas, é menos evidente do que em temperaturas mais elevadas. Isto ocorre devido ao caráter global da MDC, que oculta pequenas quantidades de fluxo magnético penetrado de forma abrupta, pois outras porções da amostra são invadidas por fluxo de maneira uniforme, ou seja, como uma penetração semelhante à descrita por um modelo de estado crítico. A fim de minimizar este efeito e enfatizar o primeiro salto, subtraímos de cada isoterma a resposta suave exibida pela de 10 K. Isso permite avaliar com

maior segurança os primeiros saltos. A Figura 27 mostra a subtração realizada, a qual revela claramente que há uma dependência do valor do LI com a temperatura. Os valores LS são facilmente adquiridos nas isotermas $m(H)$, sem a necessidade de realizar subtrações. O conjunto de pontos coletados, que representa os valores limiares, está apresentado mais adiante, no diagrama da Figura 34, que compila todas as informações em uma única curva. Outra forma de tornar os saltos mais evidentes é subtrair sucessivos pontos, de forma que as avalanches passem a se manifestar como picos em vez de saltos. Utilizamos este artifício para um estudo comparativo entre MDC e MOI que está apresentado na seção 5.3.

5.1.2 Nb – Cambridge

O filme Nb – Cambridge exibe um comportamento semelhante ao MgB_2 – Pohang, conforme pode ser observado na Figura 28 que mostra isotermas $m(H)$. Pode-se notar que há uma extensão de valores de campo e temperatura para os quais as curvas são ruidosas, exibindo saltos e flutuações. O procedimento utilizado para realizar a medida é semelhante ao descrito para o MgB_2 – Pohang. A curva de 2 K no painel esquerdo mostra de forma evidente o LS, no qual a resposta retoma o comportamento canônico até o campo atingir H_{c2} , independentemente de o campo estar aumentando ou diminuindo. O painel superior direito mostra saltos na curva virgem, cujos valores do LI são bem definidos, diferentemente dos observados no filme de MgB_2 – Pohang. Neste caso, não houve a necessidade de realizar subtrações para identificar melhor o LI. A temperatura característica para o Nb – Cambridge é 4 K, acima da qual os saltos não são observados, como pode ser visto no painel superior direito, onde ocorreu um único salto caracterizando o encontro de LI e LS no campo de 28 Oe na temperatura de 4 K. Em 5 K a resposta é lisa em toda a extensão de campos aplicados. O painel inferior direito confronta, para campos próximos a zero, duas ramificações da isoterma 2 K: a curva virgem e sua continuação após um ciclo, passando por 9 T e -9 T. Na comparação vemos que ao aumentar o campo a partir de zero a resposta da amostra é suave até um determinado ponto onde, subitamente, ocorre um salto. Na seqüência, avalanches de fluxo se propagam para o interior da amostra, originando mais saltos. Por outro lado, observamos no segmento representado por losangos cheios que, quando a amostra cruza a região de campo zero com fluxo já penetrado, saltos aparecem tanto diminuindo quanto aumentando o campo. Ademais, após um resfriamento sem

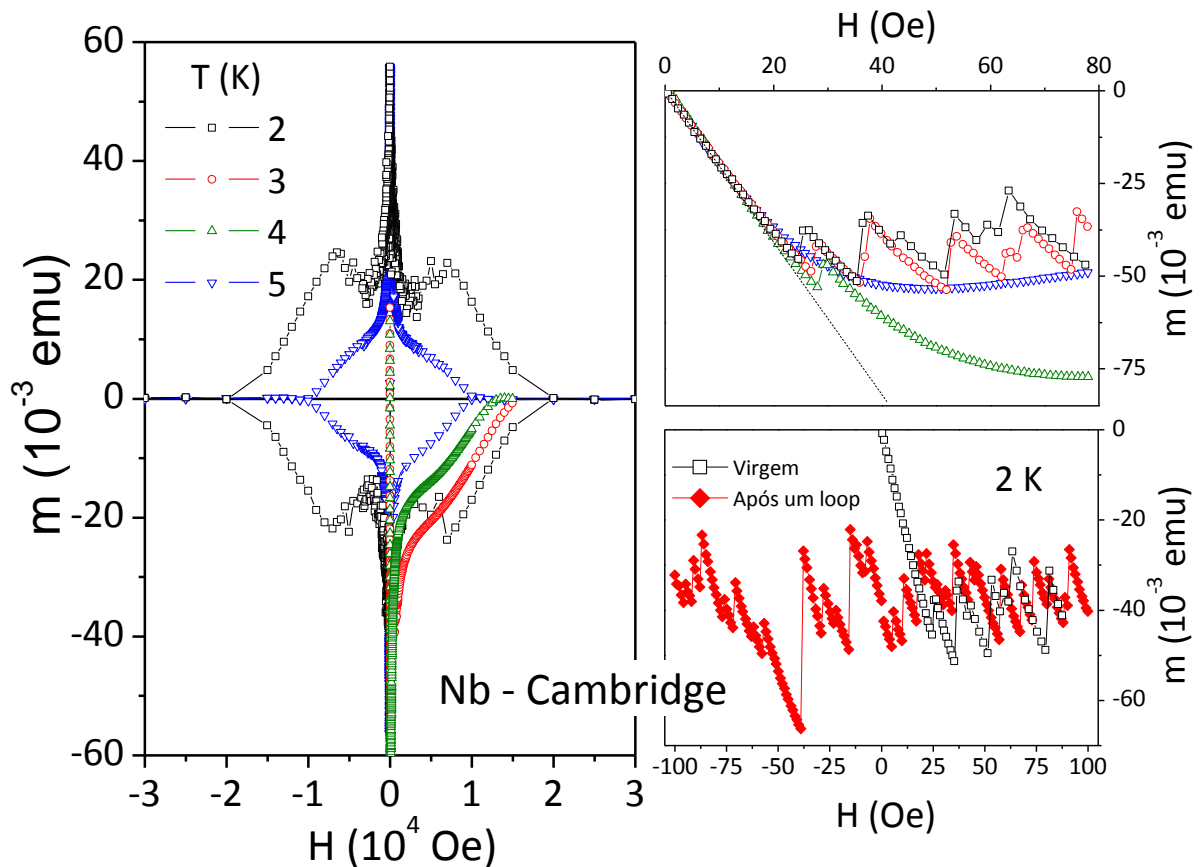


Figura 28. Laços de magnetização isotérmica medidos para o filme de Nb – Cambridge. O painel superior direito mostra uma ampliação do quarto quadrante para enfatizar os perfis das curvas virgens em baixos campos. O painel direito inferior compara, para campos próximos a zero, a isoterma 2 K com a ramificação virgem e após um loop de 9 T.

campo, a amostra foi capaz de blindar o fluxo magnético, mas após expô-la a um campo suficientemente alto, as penetrações abruptas ocorreram mesmo para campos próximos a zero, tanto para fluxo evadindo a amostra, ao diminuir o campo, quanto invadindo, ao aumentá-lo. Nos valores de campo onde as curvas se sobrepõem os saltos não são exatamente iguais devido à natureza estocástica dos eventos.

5.2 Imagens por magneto-ótica

5.2.1 MgB₂ - Pohang

No filme MgB₂ – Pohang realizamos medidas de magneto-ótica para mapear os valores de campo e temperatura que delimitam a ocorrência das avalanches de fluxo e estudar o perfil de penetração do campo quando a amostra é submetida às mesmas

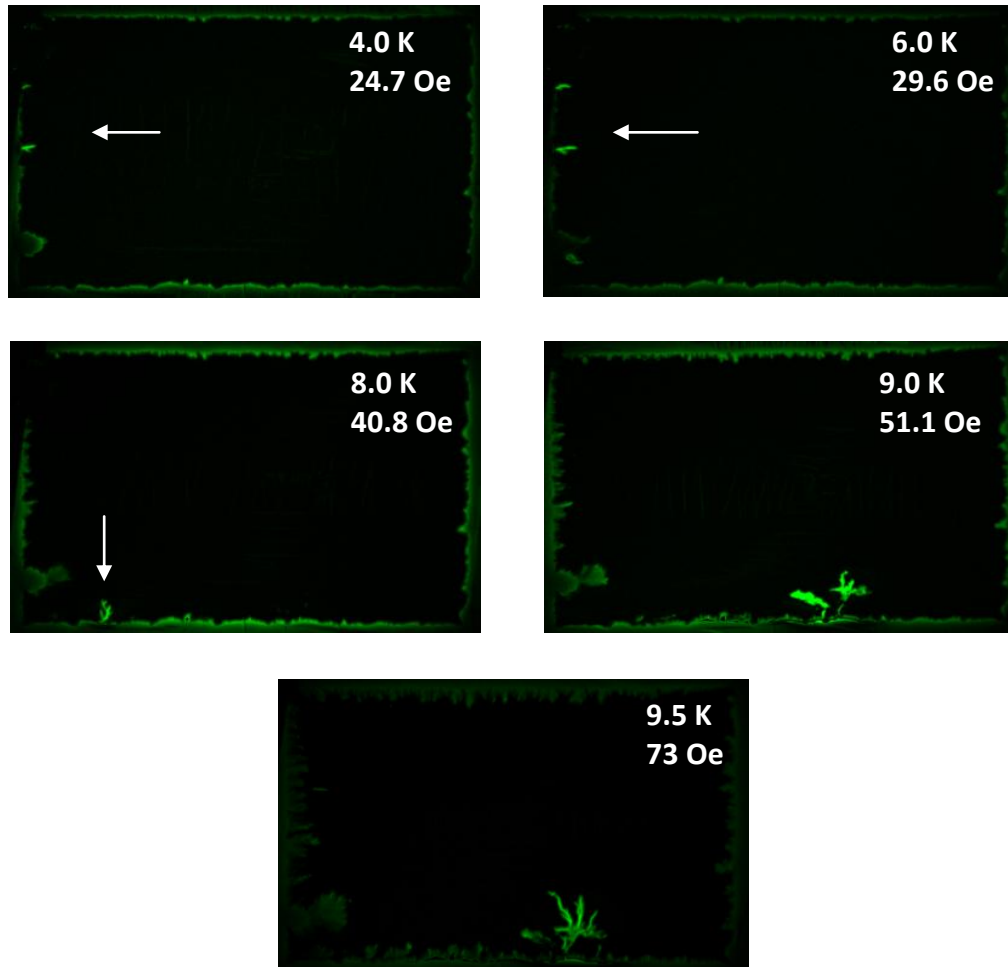


Figura 29. Ocorrência dos primeiros dendritos. As setas indicam onde ocorreram dos dendritos menores. Cada imagem é resultado da diferença entre imagens tomadas no campo indicado na figura e num valor ligeiramente menor: 22.5; 29.1; 36.4; 42.9 e 64.1 Oe para as respectivas temperaturas 4; 6; 8; 9; 9.5 K.

condições em que ocorrem as flutuações nas medidas por MDC. A Figura 29 trás imagens que correspondem às primeiras avalanches dendríticas, cujo conjunto de valores de campo magnético e temperatura compõem o LI obtido através desta abordagem, os quais também estão apresentados no diagrama da Figura 34. Após um ZFC até a temperatura desejada, o campo foi aumentado lentamente, aproximadamente 10 Oe/s. A cada variação de campo uma imagem foi capturada. Para realçar a ocorrência das avalanches subtraímos de cada imagem outra precedente, isto é, tomada em um campo ligeiramente menor, os quais estão indicados na legenda da figura para as respectivas temperaturas. Para isso, utilizamos o *software* ImageJ 1.37v. Este artifício permite identificar com clareza a mudança entre imagens consecutivas, desde que mantidos os parâmetros de captura de imagem como: *offset*, ganho e tempo de exposição. Os valores limiares onde cessam as avalanches também foram determinados por esta técnica e estão apresentados na Figura 30, porém, somente

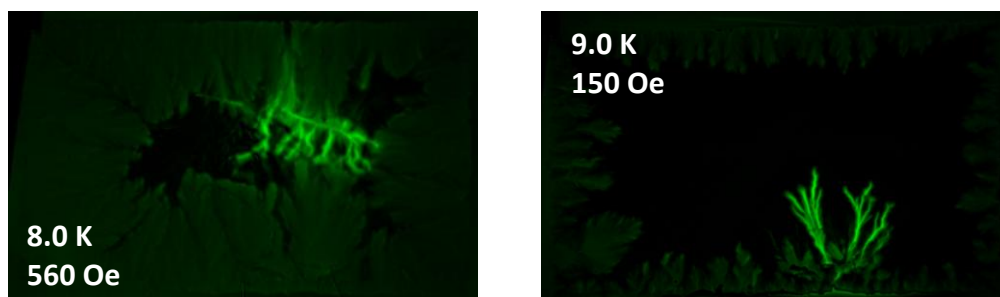


Figura 30. Ocorrência dos últimos dendritos. As imagens são resultado da diferença entre o resultado para o campo indicado na imagem, com 500 e 138 Oe, para as respectivas temperaturas 8 e 9 K.

para alguns valores de temperatura, devido a uma limitação natural da técnica MOI [87], a qual será mais discutida na seção 5.3. Os valores coletados a partir das imagens por magneto-ótica permitiram construir parte do contorno da região de instabilidades, apresentado na Figura 34, onde se pode ver que este acompanha o obtido pelas medidas magnéticas.

5.2.2 Nb – Cambridge

Esperávamos capturar imagens com penetrações na forma dendrítica no filme Nb – Cambridge à mínima temperatura acessível na estação experimental de magneto-ótica utilizada neste estudo, que em raras ocasiões, após controlar cuidadosamente o fluxo de He, atingiu 3.5 K. Entretanto, dendritos não foram observados neste filme, como mostram as imagens da Figura 31. É provável que a temperatura no filme não tenha atingido exatamente o valor indicado pelo controlador, apesar do fabricante do microstato garantir que a temperatura indicada é muito próxima daquela da região experimental. As imagens superiores da Figura 31 estão expostas assim como foram observadas durante o experimento. Nota-se um baixo contraste, que geralmente ocorre quando a corrente crítica da amostra é relativamente baixa [112]. Quanto maior a temperatura, menor a corrente crítica. Assim, uma explicação plausível para a ausência de dendritos é a possibilidade da temperatura efetiva no filme estar acima da temperatura indicada no controlador, o que significaria estar acima de T^* e, portanto, numa região do diagrama HT onde não ocorrem avalanches de fluxo. Isto é reforçado pelos painéis inferiores, que mostram o perfil de penetração semelhante ao MgB_2 em temperaturas superiores a T^* , apresentadas nas imagens 7 e 8 da Figura 35. As imagens das figuras superiores são as mesmas das figuras

inferiores, porém as últimas foram manipuladas no programa ImageJ 1.37v para realçar o perfil de penetração, onde de cada imagem foi subtraída outra tomada à mesma temperatura, mas sem campo magnético aplicado. Embora o campo magnético penetre de uma forma não-homogênea não observamos avalanches de fluxo. Entretanto, avalanches dendríticas como as observadas no filme MgB_2 – Pohang, já foram capturadas em imagens por Duràn *et al.* [22] e Welling *et al.* [79] em filmes de Nb, o que nos permite inferir que os saltos nas curvas $m(H)$ são fortes evidências de penetrações dendríticas no filme Nb – Cambridge. No experimento realizado por Welling *et al.* o contato térmico entre o filme e a região experimental é em princípio mais eficiente do que no experimento por MOI realizado no filme Nb – Cambridge, pois a amostra foi submetida a um fluxo de gás em uma câmara criogênica que permite controlar a temperatura de forma mais eficaz do que num microstato [113].

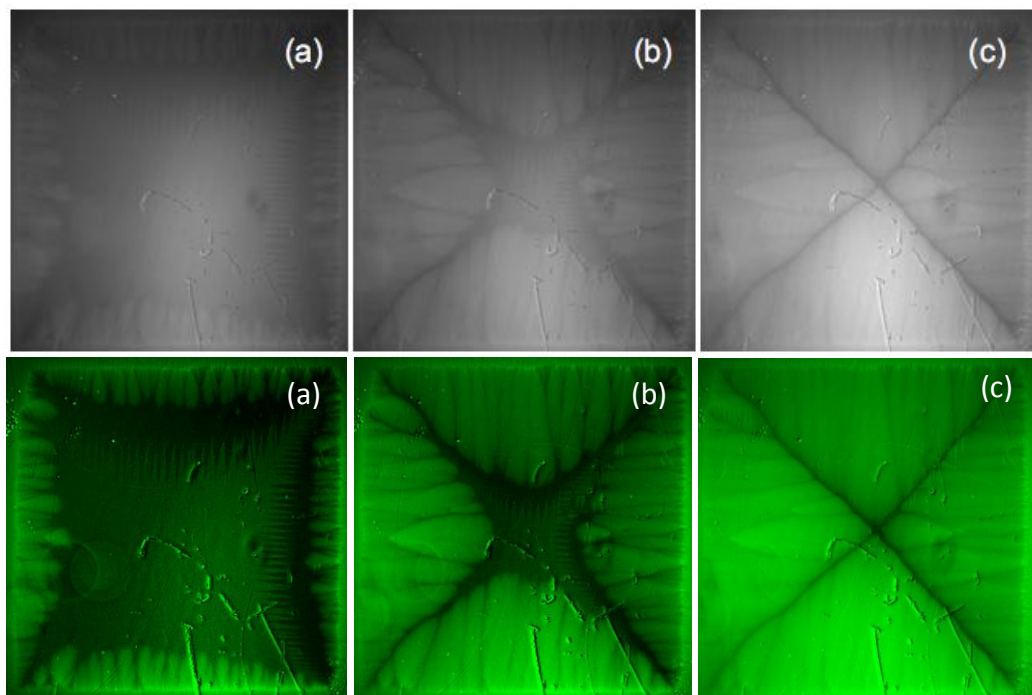


Figura 31. Perfil de penetração do campo magnético para o filme Nb – Cambridge à temperatura de 3.5 K. (a) $H = 20$ Oe, (b) $H = 45$ Oe e (c) $H = 84$ Oe. As imagens superiores são representações de como foram observadas no microscópio. Nas inferiores as mesmas imagens foram subtraídas de outra, tomada sem campo magnético aplicado, para enfatizar o perfil de penetração.

5.3 Similaridade entre MDC e MOI

São várias as evidências de que as penetrações dendríticas em filmes supercondutores observadas por MOI estão relacionadas com variações abruptas em $m(H)$: MgB_2 [48, 87, 88, 114], Nb_3Sn [82], NbN [83], YNi_2B_2C [84], Pb [115] e Nb [22, 79, 81, 116]. Entretanto, havia a necessidade de comparar de forma mais sistemática a similaridade de ambas as abordagens. Stamopoulos *et al.* [116] discutem superficialmente esta questão, mas faltava ainda um estudo mais profundo a respeito da paridade entre MDC e MOI, que realizamos recentemente [87] e está discutido com detalhes nesta seção.

Considerando que tanto MDC quanto MOI são medidas magnéticas indiretas, à primeira vista, pode-se questionar a possibilidade dos resultados serem fruto de artefato experimental, pois saltos em $m(H)$ e penetrações dendríticas representam um comportamento não canônico em supercondutores. Todavia, se observarmos que as avalanches de fluxo até então observadas [22, 25, 48, 79, 81-84, 87, 88, 114-117] foram conduzidas em diferentes sistemas experimentais e por técnicas distintas, logo descartaremos esta hipótese. Portanto, resta-nos mostrar de forma mais contundente que os resultados de ambas as abordagens são realmente promovidos pelo mesmo fenômeno físico e o quanto são equivalentes.

A Figura 32 mostra, através de experimentos tomados a 9 K, um exemplo da similaridade entre as técnicas MDC e MOI. Diversas imagens foram coletadas sucessivamente, na medida em que o campo foi aumentado após um ZFC em uma taxa relativamente lenta, aproximadamente 10 Oe/s. As imagens (a) e (b) representam a distribuição do campo capturada imediatamente antes e depois do surgimento do segundo dendrito. Analogamente, aumentamos o campo em taxas similares e medimos o momento magnético da amostra. O painel principal mostra subtrações de seus valores sucessivos. Com a subtração os saltos são enfatizados nas isotermas, os quais aparecem agora na forma de picos. A diferença do campo magnético entre as imagens, ΔH , é exatamente a mesma mostrada na figura inserida (c), que apresenta o dado original antes da subtração, na região onde ocorre o segundo maior salto na $m(H)$. O painel inserido (d) é resultado da subtração da imagem (b) da (a) e o aumento relativo na intensidade (I) que ela representa, $\Delta I/I = 0.094$, é inequivocamente correlacionado ao salto relativo correspondente, $\Delta m/m = 0.092$. Vale

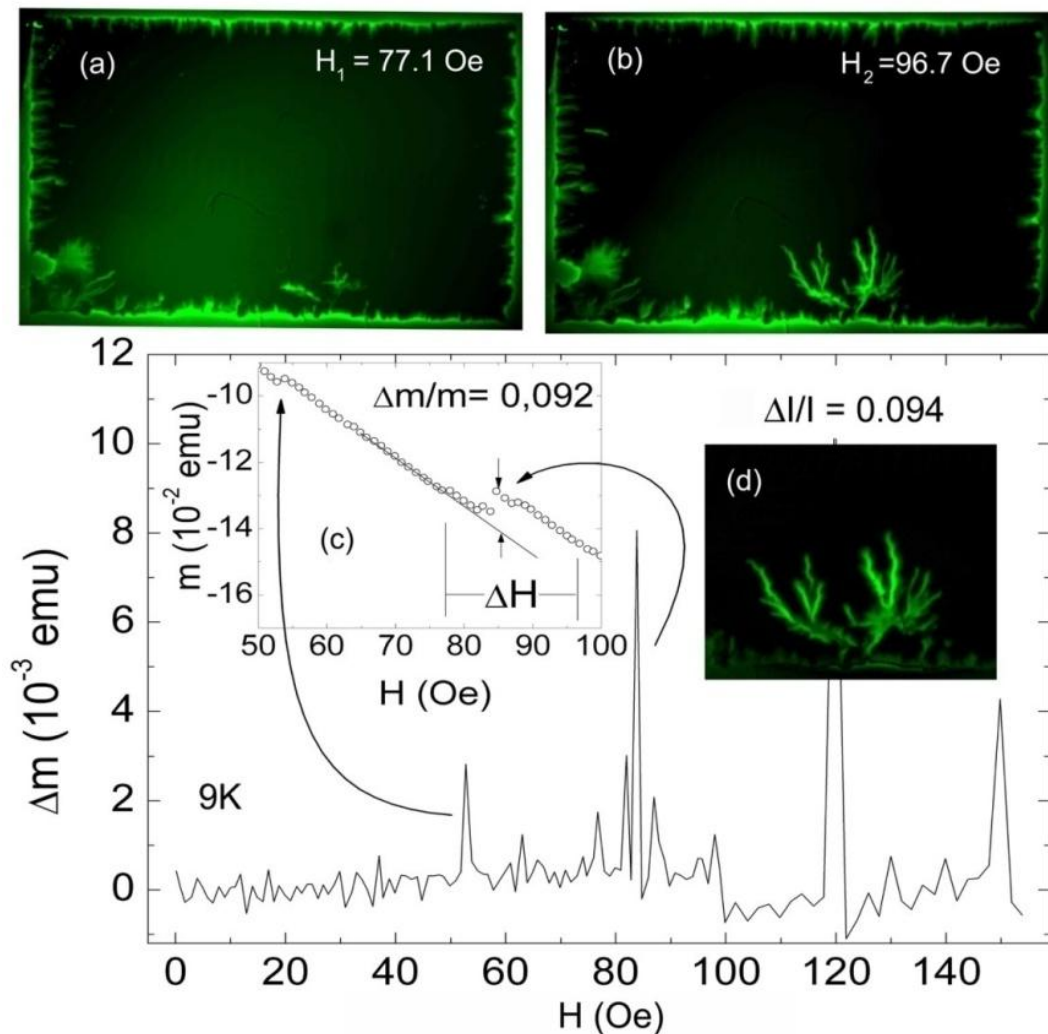


Figura 32. O painel principal mostra a diferença entre sucessivos valores do momento magnético medidos a 9 K. As imagens (a) e (b) foram tomadas nos campos indicados, de modo que ΔH é igual mostrado na curva original $m(H)$, figura inserida (c). A figura inserida (d) representa a diferença entre as intensidades em (a) e (b): $I_b - I_a$.

mencionar que o primeiro salto também está estritamente relacionado com a primeira avalanche: ambos ocorrem em $H \sim 51$ Oe e correspondem às razões $\Delta I/I = 0.0287$ e $\Delta m/m = 0.0291$.

Uma demonstração complementar da paridade das técnicas pode ser analisada através da Figura 33, que mostra o efeito de uma folha de Al em contato com um filme de MgB_2 . O fenômeno da supressão das avalanches está discutido com mais detalhes na seção 6.2. Por ora, evocaremos a figura apenas para expor a similitude das técnicas. Pode-se ver na imagem de um filme de MgB_2 ¹¹ parcialmente coberto por uma folha de alumínio, obtida a 4 K e 120 Oe, que as avalanches de fluxo resultam em um padrão com

¹¹ O filme, similar ao MgB_2 – Pohang, foi produzido pela mesma técnica e pelo mesmo grupo.

dendritos enraizados ao longo da borda na parte descoberta. Entretanto, na parte coberta a penetração do campo ocorre de forma visivelmente diferente, onde as avalanches são amplamente suprimidas. De modo equivalente, nas isotermas medidas a 4 K no filme de MgB_2 – Pohang as avalanches, evidenciadas por saltos nas $m(H)$, ocorrem no filme descoberto e são praticamente suprimidas neste mesmo filme quando completamente coberto pela folha de alumínio.

A correspondência biunívoca na detecção das avalanches de vórtices é ainda mais evidente quando comparamos os valores limiares obtidos por ambas as técnicas de medidas magnéticas, através da Figura 34 que mostra o diagrama HT para o filme MgB_2 – Pohang. Todavia, uma técnica pode ser mais vantajosa do que outra, dependendo da região do diagrama que se deseja investigar. Por exemplo, a MOI é mais sensível em baixos campos, como se pode inferir pelo fato do limite inferior, sobretudo em baixas temperaturas, estar sistematicamente abaixo do determinado por MDC. Pode-se atribuir

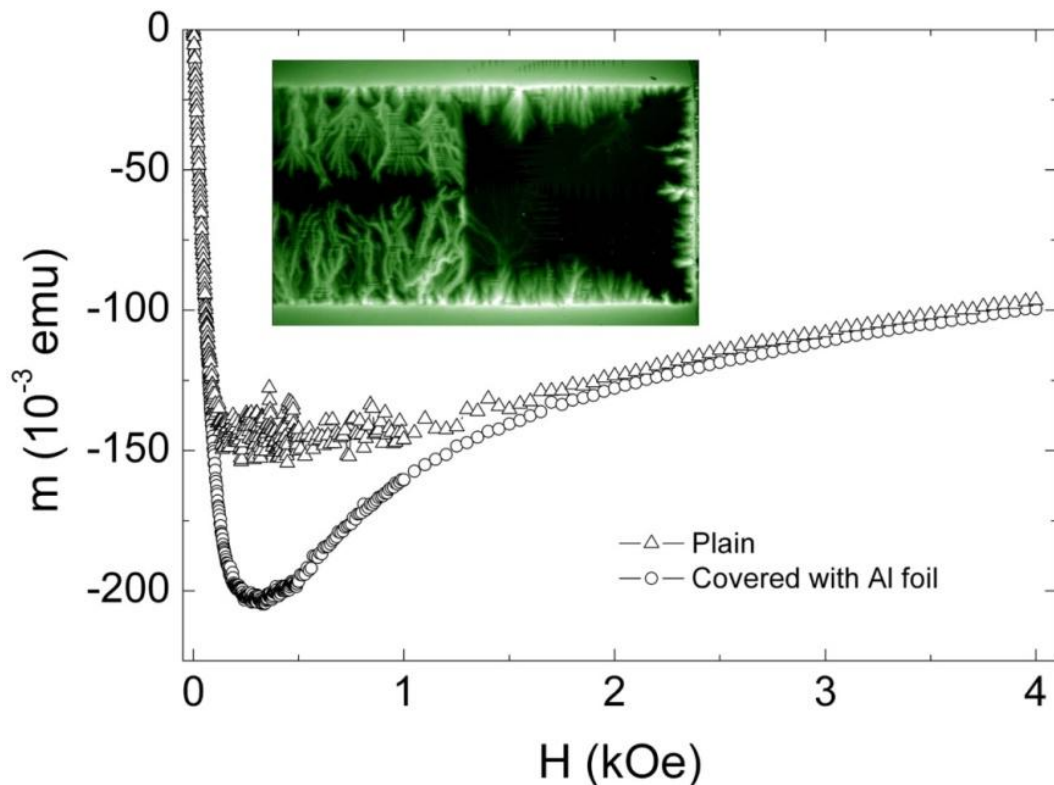


Figura 33. Isotermas de magnetização tomada a 4 K no filme MgB_2 – Pohang descobertos (flutuações) e no mesmo filme coberto com uma folha de alumínio (suave). A figura inserida mostra para um filme de MgB_2 similar uma imagem tomada a 4 K e 120 Oe para o filme coberto parcialmente com uma folha de alumínio.

esta diferença ao fato da MOI permitir localizar as avalanches individualmente, ao passo que MDC é uma medida global, a qual representa uma média, onde penetrações uniformes ocorrem simultaneamente às avalanches e ocultam pequenos dendritos. Assim, as flutuações em $m(H)$ ocorrem em curvas inclinadas, que tendem a mascarar saltos diminutos, embora este efeito possa ser atenuado pela subtração de uma curva suave tomada a temperaturas maiores que T^* ou através de subtrações sucessivas de medidas em uma $m(H)$. No diagrama da Figura 34 se observa que, à medida que a temperatura se aproxima de 10 K, partindo de temperaturas menores, a discrepância entre as técnicas se torna menor e acima de 10 K não se observam avalanches por ambas as abordagens.

A equivalência é mais impressionante quando se considera que MDC e MOI *não* foram conduzidas simultaneamente. O destaque na MDC está no fato de permitir investigar avalanches em altos valores de campo aplicado, o que não é possível em MOI devido a uma saturação natural do filme indicador [118] em detrimento desta última técnica, que impõe uma limitação prática para a detecção de eventos ocorrendo em altos campos.

Diante da incontestável consistência e reprodutibilidade das técnicas concluímos com segurança que as flutuações nas isotermas $m(H)$ em filmes supercondutores estão verdadeiramente associadas a penetrações abruptas de fluxo magnético na forma dendrítica. As similaridades das técnicas credenciam ambas como legítimas observações de invasões abruptas de fluxo magnético. Assim, na ausência de imagens podemos certamente utilizar as medidas magnéticas como um indicador seguro da ocorrência de avalanches de vórtices.

5.4 A região de instabilidades termomagnéticas

5.4.1 MgB₂ – Pohang

Os conjuntos de dados experimentais coletados a partir dos resultados apresentados nas seções 5.1.1 e 5.2.1 estão compilados no diagrama HT da Figura 34, que confronta os limites LI e LS obtidos por MDC e MOI, os quais encerram a região de instabilidades para o filme de MgB₂ – Pohang. O erro experimental é correspondente ao

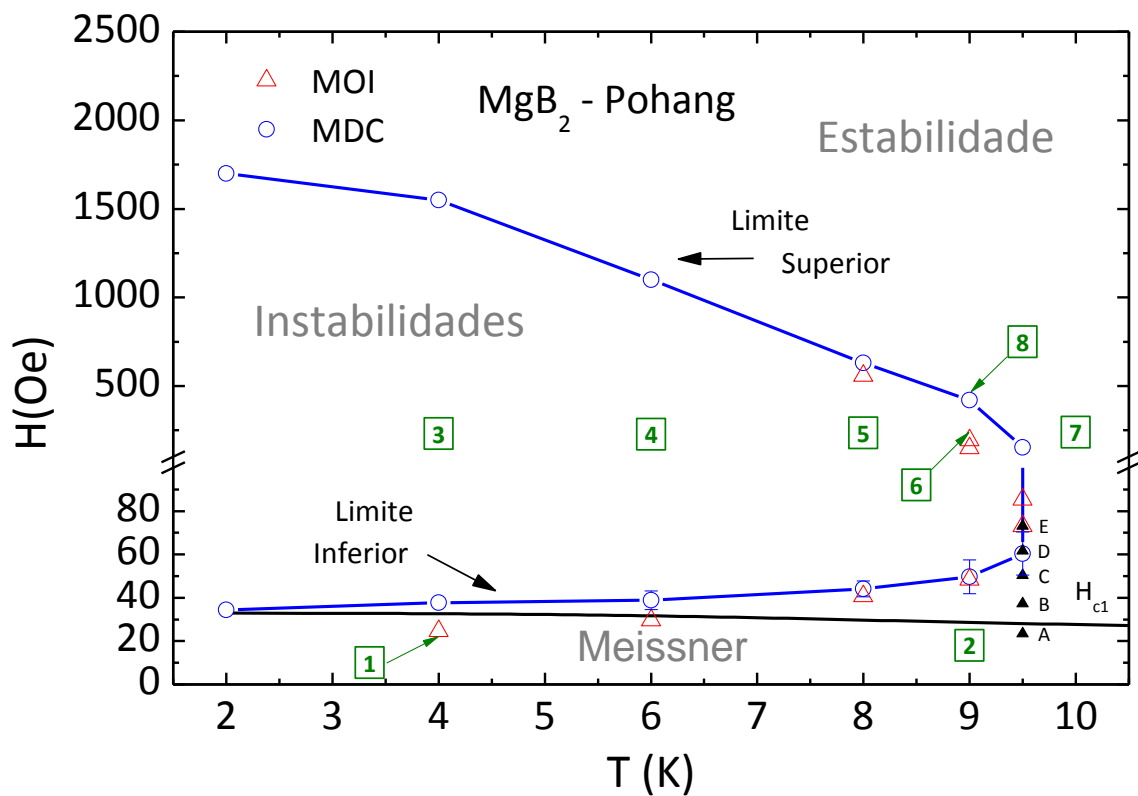


Figura 34. Limites da região de instabilidade determinados pelas técnicas de MDC e MOI. Os erros experimentais estão indicados pelo tamanho dos símbolos ou pelas barras verticais. Há uma quebra no eixo das ordenadas para que se possa identificar melhor a região de interesse.

tamanho do símbolo, exceto quando indicado por barras de erro verticais. Apesar do caráter estocástico do fenômeno, os resultados mostraram-se reproduzíveis: algumas medidas foram tomadas repetidamente, no caso do limite inferior para MDC, cada ponto representa uma média de cinco pontos experimentais. Note que há uma quebra no eixo das ordenadas para facilitar a visualização da região de interesse, com seus diferentes regimes. Em todo o intervalo de temperaturas acessível nas estações experimentais, a fronteira inferior pode ser determinada por ambas as técnicas; já o limite superior pode ser comparado apenas em temperaturas de 8 a 9.5 K.

As diversas regiões no diagrama podem ser discutidas à luz das imagens de MOI apresentadas na Figura 35, identificados por números que correspondem aos indicados no diagrama da Figura 34. As Imagens 1 e 2 representam o supercondutor na região Meissner, cujo limite H_{c1} foi determinado como o primeiro desvio de uma resposta linear nas curvas $m(H)$ da Figura 25. Nestas imagens é possível observar que o fluxo excluído forma uma moldura irregular que contorna a amostra. As bordas contêm localidades com propriedades supercondutoras menos robustas que sua vizinhança, favorecendo, assim, que

as avalanches disparem preferencialmente nesses pontos, que podem ser identificados por acúleos de fluxo. Acima de H_{c1} o supercondutor está no estado Misto, o qual contém duas regiões: *Instabilidades* e *Estabilidade*.

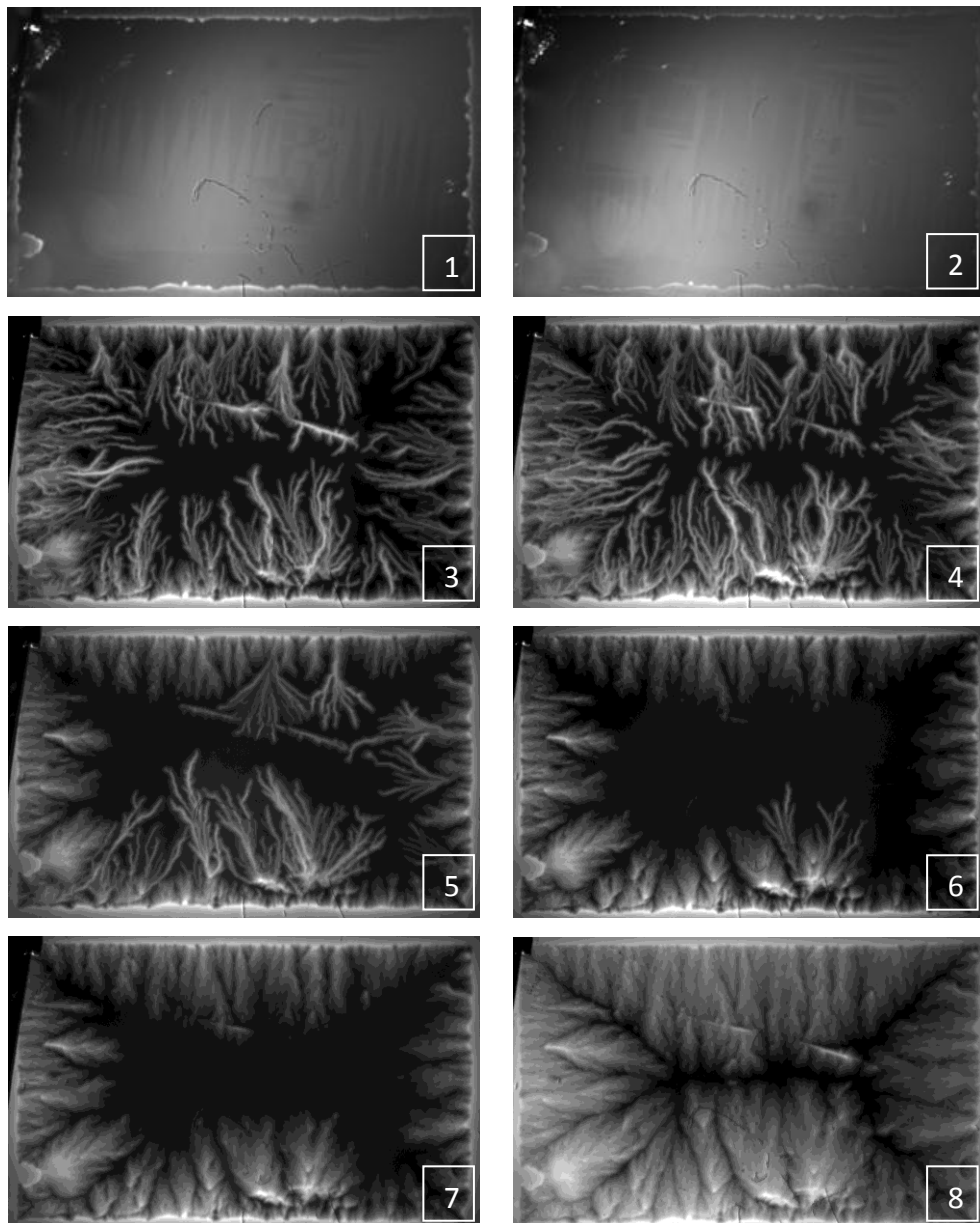


Figura 35. Perfil de penetração do campo magnético para diferentes regiões indicadas no diagrama da Figura 11 pelos respectivos números. [1] 4 K e 22 Oe; [2] 9 K e 18 Oe; [3] 4 K e 232 Oe; [4] 6 K e 227 Oe; [5] 8 K e 236 Oe; [6] 9 K e 225 Oe; [7] 10 K e 240 Oe; [8] 9 K e 460 Oe. As imagens foram intencionalmente apresentadas em seu formato monocromático original para manter resolução.

No setor *Instabilidades* do diagrama de fases, o fluxo magnético invade o filme na forma de avalanches, à medida que o campo é aumentado a uma temperatura constante, como mostram os saltos na Figura 25, e a representação do perfil dendrítico nas Imagens de 3 a 6, cujos valores de campo e temperatura estão indicados na legenda da Figura 35. Em baixas temperaturas os dendritos são finos e numerosos, Imagens 3 e 4 tomadas respectivamente a 4 e 6 K. Porém, em temperaturas mais elevadas são robustos e com pouca ocorrência, Imagens 5 e 6 tomadas respectivamente a 8 e 9 K. O LI delineia o valor do campo no qual a primeira avalanche aparece. Cruzando este limite as avalanches podem facilmente ocorrer com uma pequena variação do campo magnético aplicado. Um aumento adicional do campo magnético passando pelo LS leva o filme à seção *Estabilidade*, onde não são observadas novas avalanches de fluxo. Acima do LS o fluxo penetra de modo uniforme, como representa o perfil de penetração da Imagem 8 e também a característica

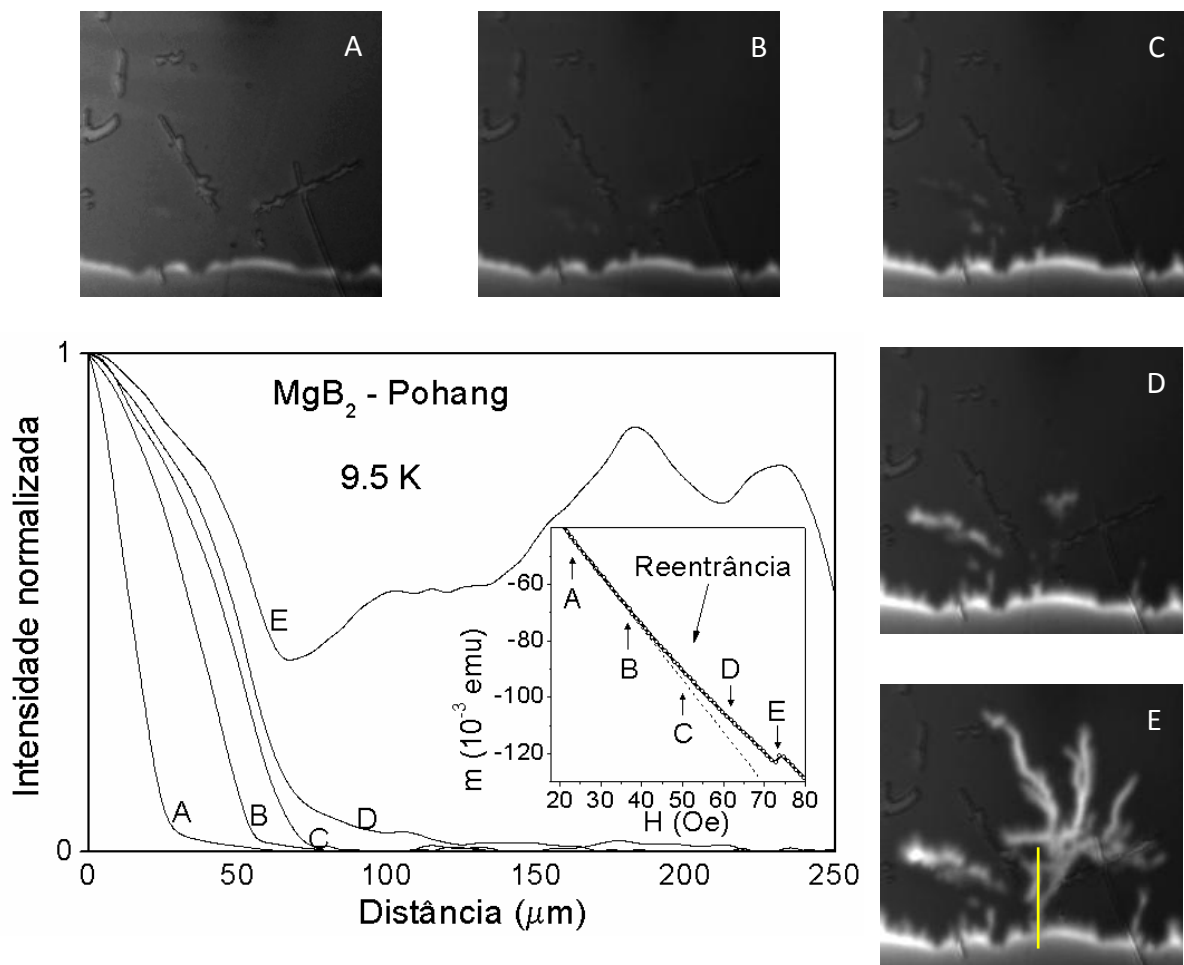


Figura 36. Perfil do campo magnético na região reentrante do diagrama HT para o filme MgB_2 – Pohang à temperatura de 9.5 K. Os valores do campo magnético aplicado nas imagens de A a E são respectivamente 23.4; 37.2; 50.3; 61.7 e 73.1 Oe. As intensidades foram obtidas através das imagens na região indicado pelo traço na Imagem E.

suave da diminuição da amplitude da resposta diamagnética isotérmica, Figuras 25. Para temperaturas acima de 10 K não se observam avalanches, como está representado na Imagem 7, e o fluxo penetra suavemente em toda a extensão de campo aplicado, até atingir H_{c2} , como mostra a curva $m(H)$ para a respectiva temperatura na Figura 25. Entre os contornos H_{c1} e LI há uma região reentrante onde o fluxo penetra de forma similar a um modelo de estado crítico, como pode ser observado pelas Imagens de A a E apresentadas na Figura 36, cujos valores de campo, que estão identificados na legenda, são representados por pontos indicados por letras no diagrama da Figura 34. As imagens exemplificam o perfil do campo na região reentrante, partindo do estado Meissner, Imagem A, até atingir a região de instabilidades, Imagem E, quando o campo é elevado a partir de zero em uma isoterma de 9.5 K. O painel principal mostra o perfil da intensidade no local indicado pelo segmento na Imagem E. Na região reentrante, Imagens de B a D, o campo penetra de forma similar à descrita por um modelo de estado crítico, como pode ser inferido pelo perfil da intensidade e pelo desvio suave do comportamento linear de maneira suave, apresentado no painel inserido. Ao atingir a região de instabilidades, o perfil do campo torna-se desfigurado na porção da amostra em que ocorreu a avalanche.

5.4.2 Nb – Cambridge

O filme de Nb – Cambridge apresenta o contorno da região de instabilidades termomagnéticas no diagrama HT semelhante ao do MgB_2 – Pohang. Entretanto, o valor de T^* no caso do Nb é 4 K. Embora faltem imagens mostrando avalanches para este filme, podemos nos munir da relação biunívoca entre MOI de MDC discutida na secção 5.3 e entender, a partir das isotermas $m(H)$ da Figura 28, o comportamento da penetração do fluxo magnético nas diversas regiões do diagrama HT da Figura 37. Não obstante, imagens de penetração dendrítica foram publicadas para filmes de Nb, por exemplo, por Durán *et al.* [22] para um estado remanente após resfriar o supercondutor na presença de campo, e por Welling *et al.* [79] em experimentos semelhantes ao procedimento praticado no filme Nb – Cambridge. Neste último, os autores também delinearam a parte inferior no diagrama HT, mostrando a linha de primeiros dendritos muito similar ao limite inferior apresentado aqui.

Na Figura 37 a região Meissner, delineada pela linha H_{c1} , foi determinada pelo desvio de uma resposta linear nas curvas $m(H)$ em diferentes temperaturas. Acima de H_{c1} o

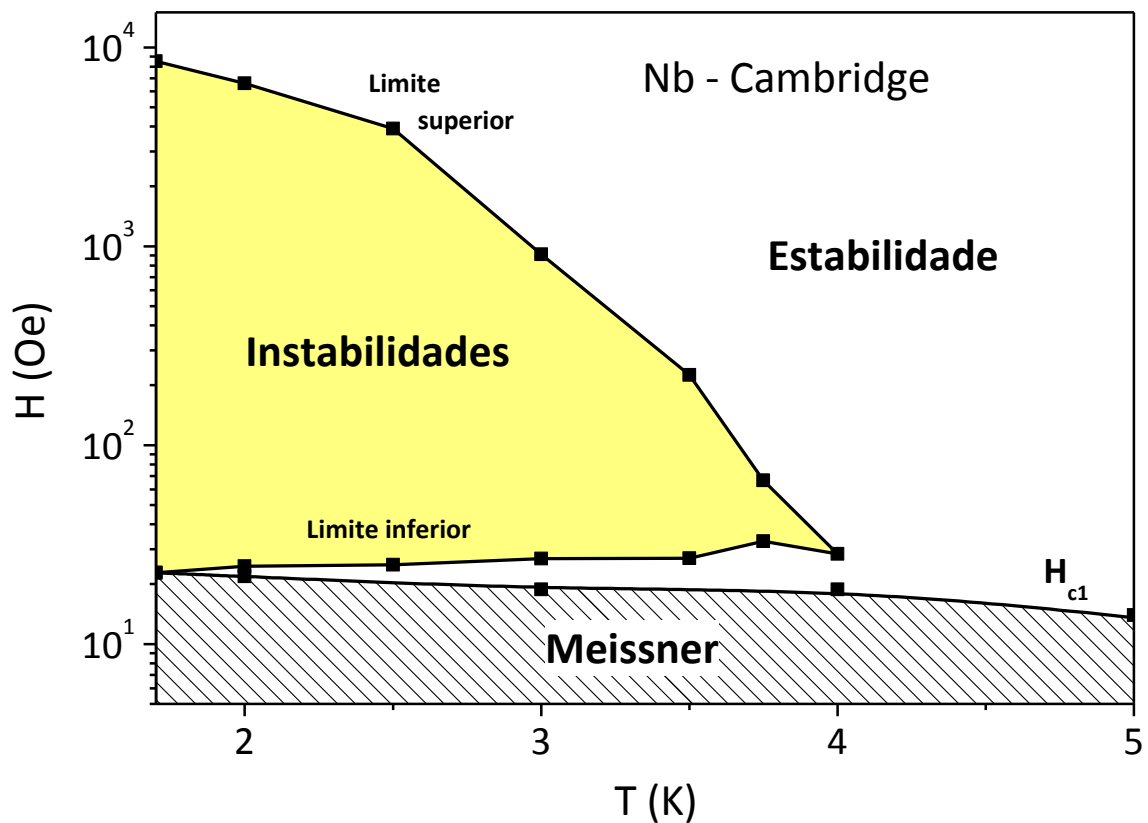


Figura 37 Contorno da região de instabilidades para o filme Nb – Cambridge determinado por MDC.

supercondutor se encontra no estado misto e também apresenta as regiões *Instabilidades* e *Estabilidade*. Para temperaturas acima de 4 K não ocorrem avalanches de fluxo e o campo penetra suavemente em toda extensão de campo aplicado até atingir H_{c2} . Similarmente ao MgB_2 – Pohang, existe uma região reentrante entre H_{c1} e o LI, onde o fluxo penetra com o perfil de estado crítico.

5.5 Evolução da resposta magnética com o aumento da temperatura

Nas seções 5.1 e 5.2 identificamos, a partir das medidas da magnetização isotérmica, a região no diagrama HT em que ocorrem instabilidades termomagnéticas. Na presente seção exploramos essa região através de outra abordagem, pela qual realizamos

medidas do momento magnético em função da temperatura, $m(T)$, para a amostra submetida a alguns valores de campos aplicados.

A invasão de vórtices num sistema supercondutor é caracterizada pela diminuição da sua resposta magnética. Neste contexto, a repulsão mútua dos fluxóides e a “pressão magnetomecânica” devida ao campo externo obrigam a formação de um arranjo dos vórtices ao longo do material [36], os quais se acomodam em poços de potencial formados por defeitos que os ancoram [25, 50], minimizando, assim, a energia livre do sistema [119]. Entretanto, tanto um aumento do campo magnético como da temperatura podem fornecer energia suficiente para promover o desprendimento destes fluxóides, que se deslocam no interior do material devido à força de Lorentz, até serem ancorados novamente [56].

Antes de discutirmos os resultados correspondentes às regiões de instabilidades para os filmes de MgB_2 e Nb vamos analisar medidas de $m(T)$ para o filme YBCO – Maryland, que não exhibe saltos em medidas $m(H)$. Assim, poderemos contrastar dois tipos de sistemas: os que exibem e os que não exibem avalanches. Para realizar as medidas

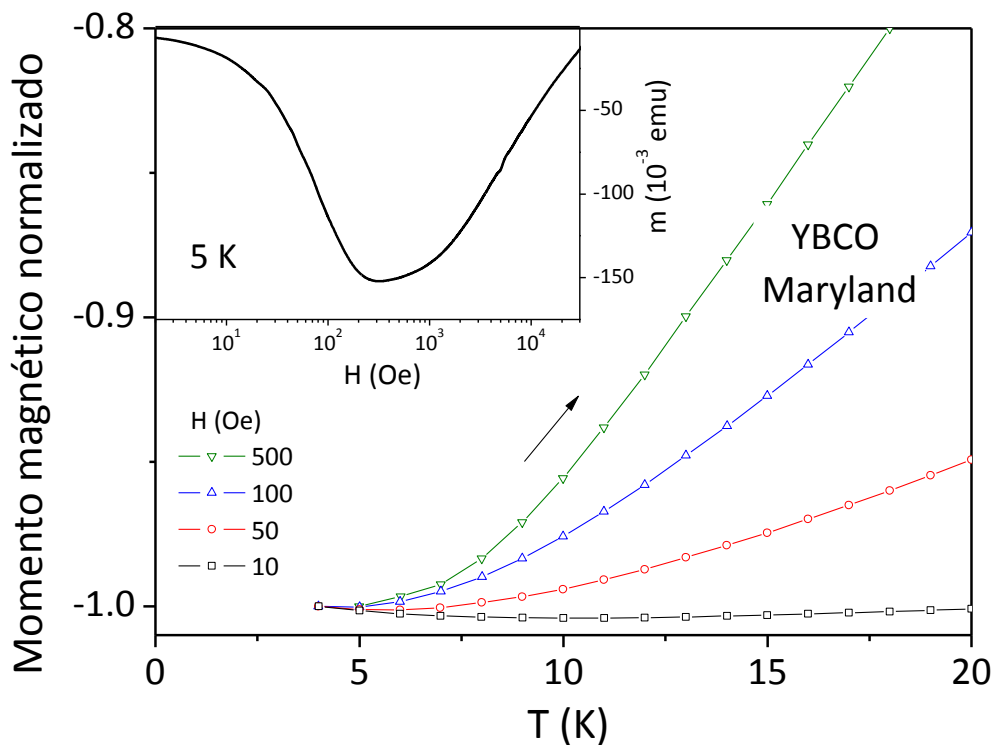


Figura 38. Momento magnético normalizado em função da temperatura para o filme de YBCO – Maryland. O painel inserido mostra uma isoterma a 5 K onde não se observa avalanches de vórtices.

tomamos o cuidado de “preparar o estado inicial” antes de varrer a temperatura. Os experimentos foram conduzidos da seguinte forma: (i) A amostra de YBCO foi resfriada até 4 K a partir de uma temperatura acima da temperatura crítica. (ii) Em seguida, o campo magnético foi aplicado até o valor desejado – esta é a etapa de preparação do estado e (iii) a medida do momento magnético em função da temperatura foi realizada. A Figura 38 mostra medidas de $m(T)$ para cinco valores de campo. As curvas estão normalizadas para facilitar a comparação. O painel principal mostra com detalhes o comportamento em baixas temperaturas e o painel inserido mostra uma isoterma a 5 K, onde não há flutuações nas medidas magnéticas deste filme. Ao aumentar a temperatura o sinal diamagnético diminui gradualmente desde o início até atingir o estado normal em T_c .

5.5.1 Filme MgB_2 – Pohang

A Figura 39 mostra medidas do momento magnético em função da temperatura para o filme MgB_2 – Pohang. O estado foi preparado após um ZFC, partindo de uma temperatura maior que T_c , até 2 K. A amostra foi submetida ao campo indicado na legenda e o momento magnético foi medido em função da temperatura. Observamos dois regimes: (i) um patamar aproximadamente constante em baixas temperaturas e (ii) uma acentuada diminuição do momento magnético após certo limiar de temperatura, até a temperatura de transição. As curvas completas podem ser observadas no painel inserido para quatro valores de campo com diferentes ordens de grandeza. Para campos maiores, o patamar se torna menor, a ponto de não ser observado em 10^4 Oe. No painel principal é possível notar claramente uma mudança de comportamento das curvas, cada uma possui um ponto no qual a resposta magnética deixa o patamar de valor constante, e então tem início a uma diminuição no sinal diamagnético da amostra. Através de uma visão geral do gráfico é possível notar que há uma evolução do ponto inicial de mudança do comportamento da curva, T_{onset} , com o campo magnético aplicado. Observa-se também que quanto maior o campo aplicado maior é a inclinação após o T_{onset} .

Embora seja visível a mudança de comportamento, não é possível obter uma identificação exata do T_{onset} , pois as curvas não mudam abruptamente. Utilizamos então um critério que permite estabelecer o limite procurado, mediante uma barra de erro. Para isso, realizamos a diferença entre pontos sucessivos, Δm , da curva analisada, cujo resultado

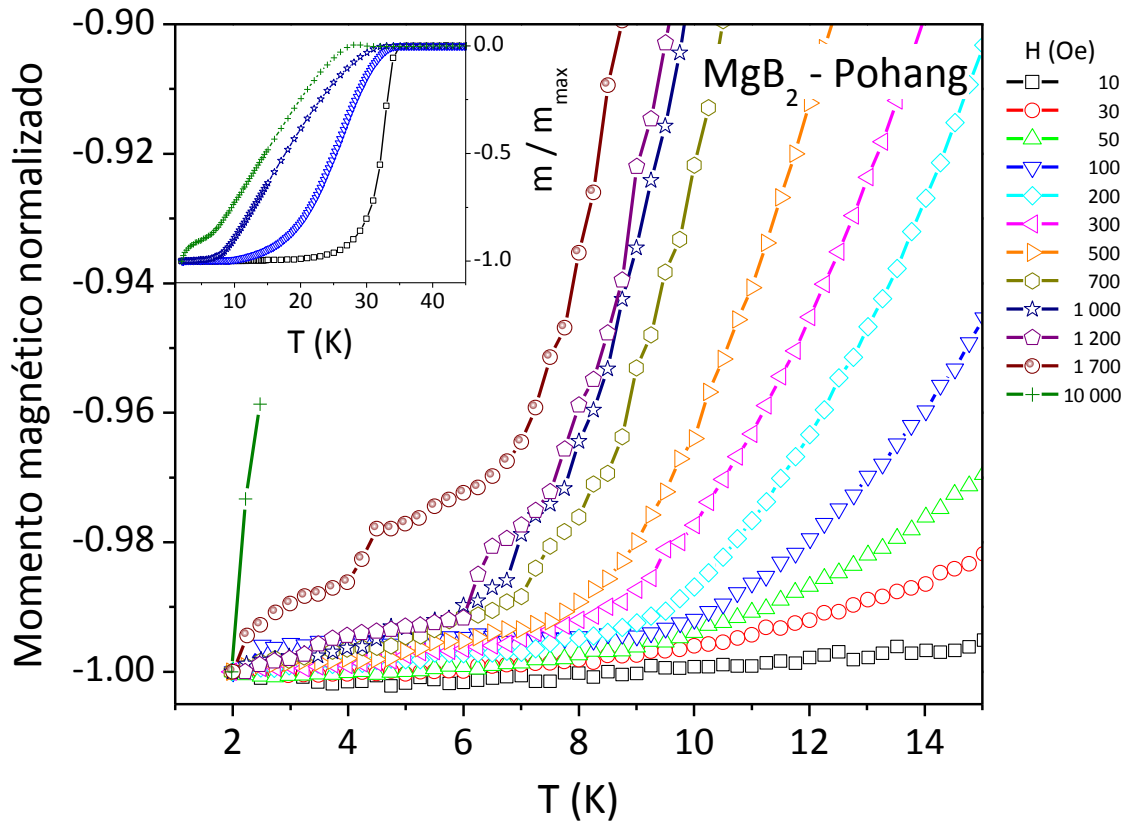


Figura 39. Momento magnético normalizado, medido após um procedimento ZFC no filme MgB_2 – Pohang. O painel principal ressalta a mudança de regime e o painel inserido mostra as curvas completas.

expressa a taxa de variação do momento magnético com o aumento da temperatura. Isto facilitou a identificação da região na curva onde se encontra a mudança. A Figura 40 exemplifica a forma como os pontos T_{onset} foram obtidos. No caso da figura apresentada, $T_{onset} = (8.0 \pm 0.6)$ K para um campo aplicado de 500 Oe. Nela está apresentada $\Delta m(T)$ pelos símbolos quadrados e $m(T)$ pelos circulares. Para valores de temperatura inferiores a 8 K consideramos a resposta magnética aproximadamente constante e acima deste valor a curva apresenta uma visível inclinação. A barra de erro representa, portanto, a indeterminação do ponto.

Com a análise das curvas da Figura 39, obtivemos pontos que foram inseridos no mesmo diagrama construído anteriormente através de isotermas de magnetização, rerepresentado na Figura 41. O novo contorno, representado pelos pontos, concorda de modo satisfatório com o resultado anterior, confirmando que a técnica baseada em curvas $m(T)$ pode ser empregada na determinação da fronteira, embora com imprecisão maior do que a que resulta de medidas $m(H)$.

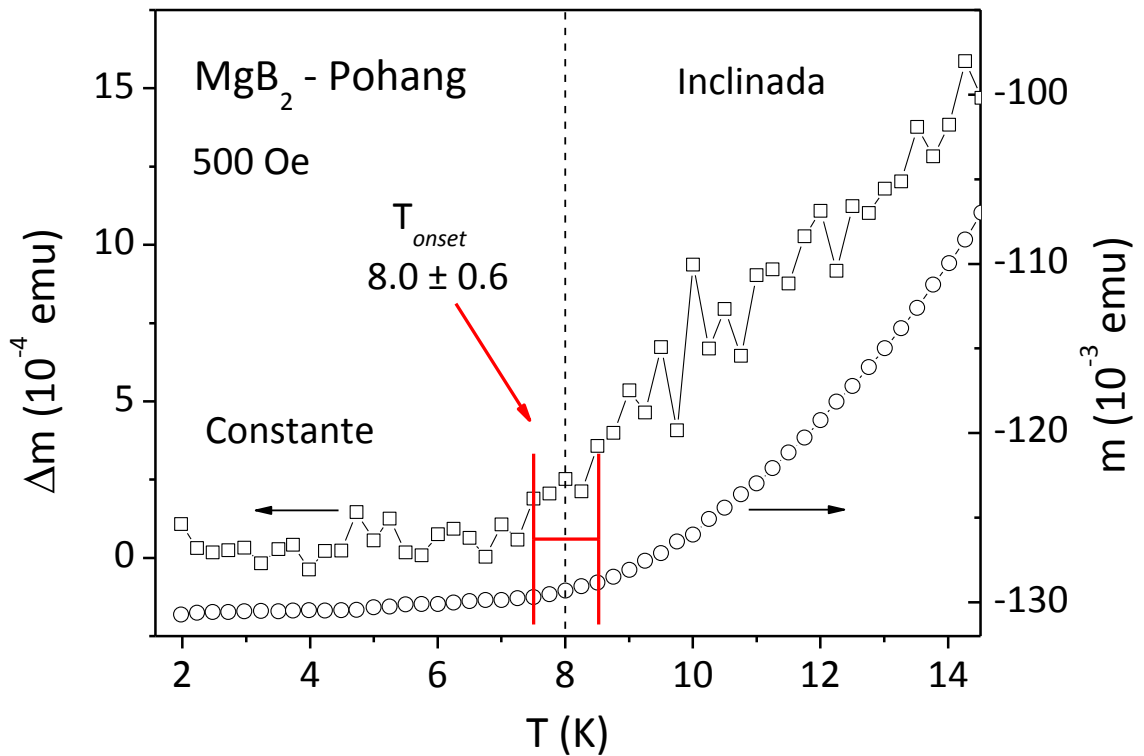


Figura 40. Determinação da temperatura de *onset*, onde ocorre a mudança de comportamento da curva. A barra de erro mostra a imprecisão visual na determinação de T_{onset} .

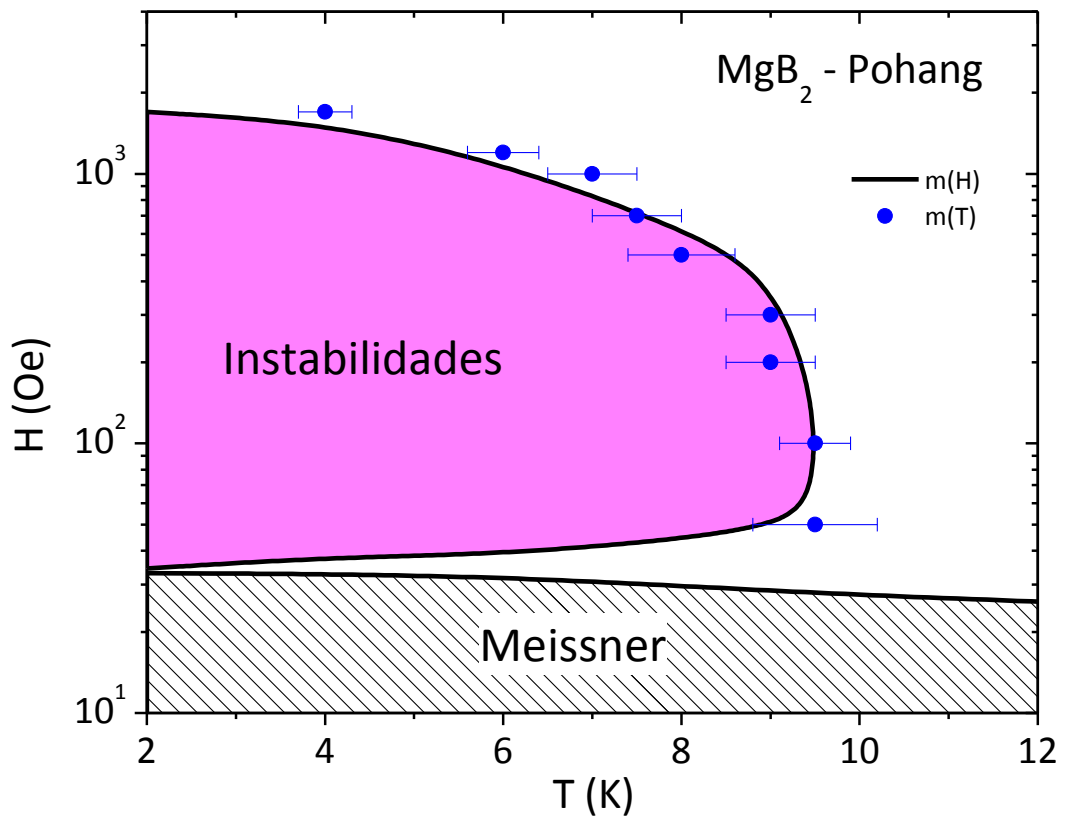


Figura 41. Comparação entre os limites da região de instabilidades para o filme de MgB₂ – Pohang, obtidos por isotermas $m(H)$ (linhas cheias) e por medidas $m(T)$ (pontos).

A impressionante correspondência entre os limites obtidos pelas medidas isotérmicas e a campo constante sugere a seguinte descrição. Ao submeter o supercondutor a valores de campo que correspondem à região de instabilidades, após um ZFC, avalanches em formato dendrítico são formadas. O subsequente aumento da temperatura não modifica esse perfil de penetração, até que a temperatura é levada a valores acima da região de instabilidades, onde a F_L passa a ser substancialmente maior do que a F_p e os vórtices são conduzidos para o interior da amostra, dissolvendo as ramificações dendríticas e homogeneizando o perfil desfigurado formado pelas avalanches de vórtices.

5.5.2 Filme Nb – Cambridge

O filme Nb – Cambridge também apresentou um comportamento semelhante ao de MgB_2 – Pohang, no qual a resposta magnética em função da temperatura muda de regime na fronteira da região de instabilidades. O estado foi preparado após um ZFC partindo de uma temperatura maior que T_c e resfriando-se até 2 K, quando então a amostra foi submetida ao campo indicado na legenda. O painel principal da Figura 42 mostra o trecho inicial de medidas de $m(T)$ para baixas temperaturas e o painel inserido superior mostra, para três valores do campo magnético, medidas realizadas até temperaturas logo acima de T_c . Observamos que o patamar em baixas temperaturas é menor à medida que o campo se torna maior. O contorno formado pelos $T_{onset}(H)$ concorda com o limite da região de instabilidades construído anteriormente através de medidas isotérmicas de magnetização, como está apresentado na Figura 43.

As medidas a campo constante apresentadas na Figura 42 revelaram, além de dois regimes, a ocorrência de degraus, que correspondem à redistribuição do fluxo magnético no interior da amostra conforme a temperatura é elevada. Ao verificar os valores de campo e temperatura nos quais os degraus ocorrem, vemos que estes estão contidos na região de instabilidades do diagrama HT. Na seção seguinte, exploramos com mais atenção os degraus nas curvas $m(T)$ para o Nb – Cambridge.

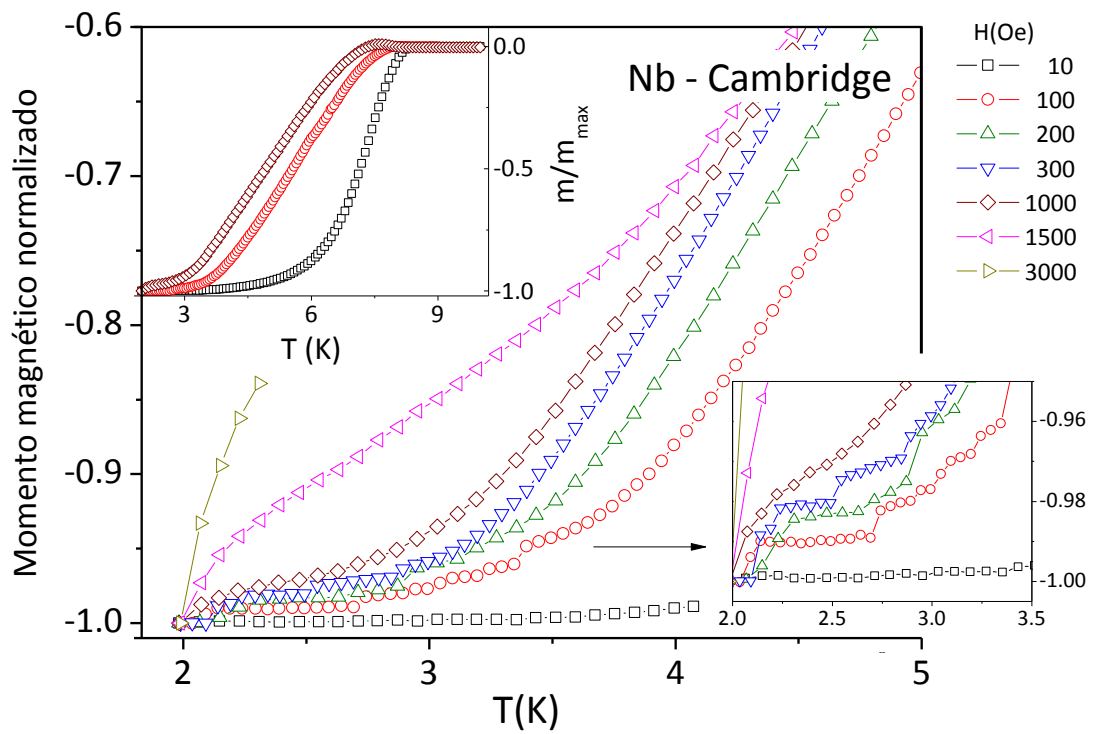


Figura 42. Momento magnético normalizado para o filme Nb – Cambridge, medido após um procedimento ZFC. O painel inserido superior mostra as curvas completas. O painel inserido inferior resalta os degraus observados que correspondem a avalanches de vórtices

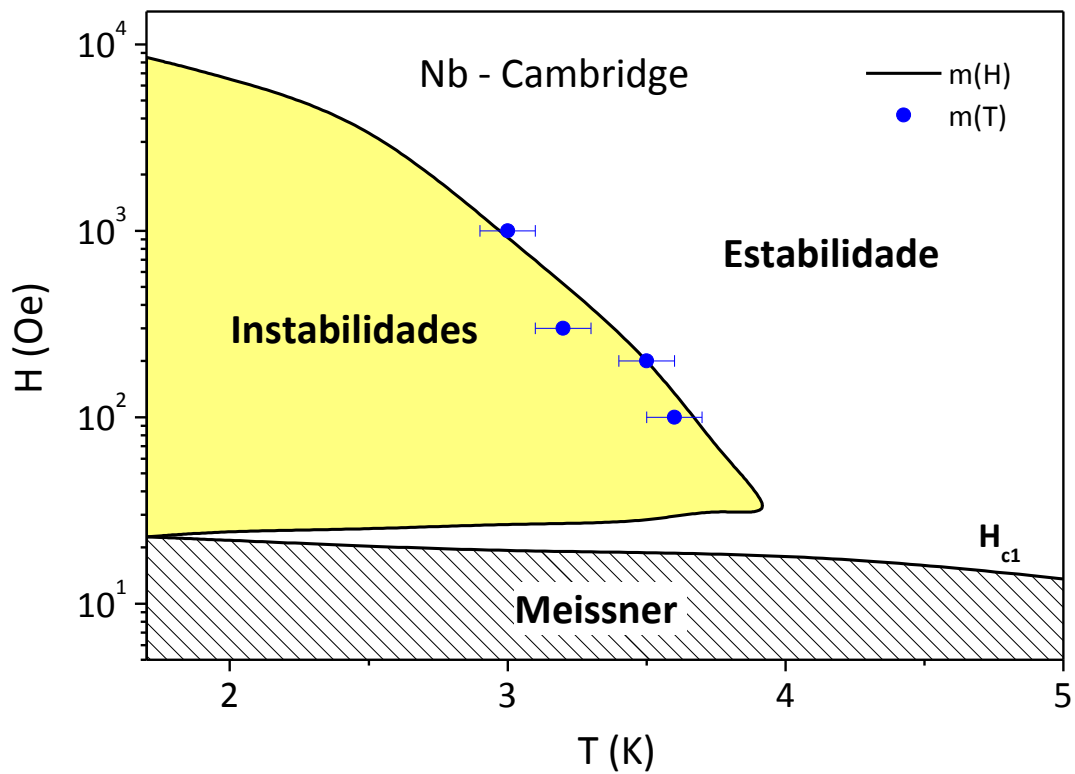


Figura 43. Comparação entre os limites da região de instabilidades para o filme de Nb – Cambridge, obtidos por isotermas $m(H)$ (linhas cheias) e por medidas $m(T)$ (pontos).

5.5.2.1 Degraus em filmes de Nb

A Figura 44 mostra resultados de experimentos repetidos quatro vezes em condições idênticas. Após um ZFC até 2 K, a partir de uma temperatura acima de T_c , a amostra foi submetida a 100 Oe. Em seguida realizamos as medidas de $m(T)$ aumentando a temperatura. Devido ao caráter estocástico das medidas, a quantidade de fluxo penetrado e a forma das ramificações não se repetem, justificando os diferentes valores do momento magnético inicial. A ocorrência dos degraus está relacionada à amplitude inicial do sinal diamagnético, indicando que estes dependem fortemente das condições iniciais. O sinal diamagnético inicial da curva preta (quadrados) foi o maior; sendo justamente esta a corrida que exibiu o maior degrau. À medida que o valor inicial do sinal diamagnético se apresentou menor a ocorrência de degraus diminuiu. A curva com triângulos apontados para baixo não apresentou degraus, todavia a mudança do regime de patamar para o de resposta inclinada é claramente observada. Podemos atribuir isso ao fato do sistema iniciar num estado de maior equilíbrio comparado ao das demais corridas, de forma que os vórtices iniciam a ocupação gradativa da amostra apenas em T_{onset} . Assim como os saltos em $m(H)$, os degraus em $m(T)$ também revelam uma natureza estocástica das ocorrências. Entretanto, neste caso os eventos são provocados pelo aumento da temperatura, que libera os vórtices e

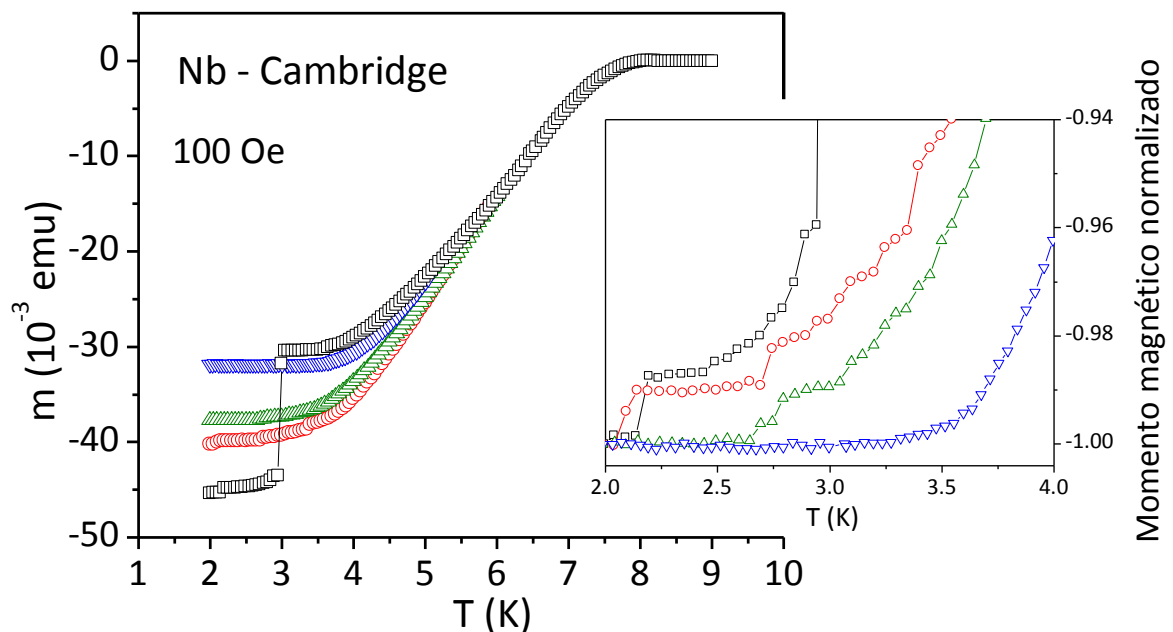


Figura 44. Quatro medidas de $m(T)$ repetidas de forma idêntica. O filme de Nb foi submetido a um campo de 100 Oe após um ZFC partindo de uma temperatura acima de T_c . O painel direito mostra uma ampliação do setor que ocorrem degraus.

desencadeia avalanches que causam uma redistribuição no interior da amostra, alterando drasticamente a resposta magnética do material.

Tudo indica que, a dinâmica que explica saltos em isotermas $m(H)$ também está presente neste caso. O processo se inicia com o aumento controlado na temperatura, que afeta localmente a F_p e eventualmente libera fluxóides aprisionados. O movimento dos vórtices libera calor e aumenta localmente a temperatura a uma taxa maior do que a que pode ser assimilada pelo sistema, provocando o desprendimento dos vórtices vizinhos em um processo que se realimenta dando origem à redistribuição do fluxo no interior da amostra, detectada pelos degraus nas curvas $m(T)$.

5.6 Dependência dos contornos da região de instabilidade com a espessura do filme

Discutimos brevemente na seção 3.2.2 os resultados obtidos por Denisov *et al.* [100], que desenvolveram uma análise teórica das instabilidades termomagnéticas para o caso de um filme submetido a um campo magnético perpendicular ao seu plano, de forma que as equações de termodifusão e de Maxwell foram resolvidas usando eletrodinâmica não-local no filme e seu acoplamento térmico com o substrato. A análise mostrou que filmes finos são mais instáveis que supercondutores volumétricos, com maior tendência de formar padrões de penetração em forma de dendritos. Outro resultado fornecido pelo modelo é a dependência linear do campo em que ocorre a primeira instabilidade termomagnética (H_{LI}) em função da espessura do filme (d), que está explícita na Equação 51. Exploramos esta previsão teórica, $H_{LI} \propto d$, em filmes extremamente finos de Nb, através do estudo da região de instabilidades, e pudemos verificar sua validade [120]. A Figura 45 reúne num único diagrama HT os contornos das porções em que ocorrem as instabilidades para os filmes Nb – Paris com espessuras, 20, 40, 60, 80 nm. Os contornos foram construídos a partir de medidas de magnetização isotérmica, cujos valores foram obtidos em duas etapas. Na primeira, coletamos apenas os limites inferiores, onde o campo foi aplicado até no máximo 100 Oe. Isso garante que o campo remanente da bobina supercondutora no magnetômetro se mantenha na ordem do campo magnético da Terra, pois antes das medidas sua remanência foi devidamente reduzida. Na segunda etapa, conduzimos a medida aplicando campos

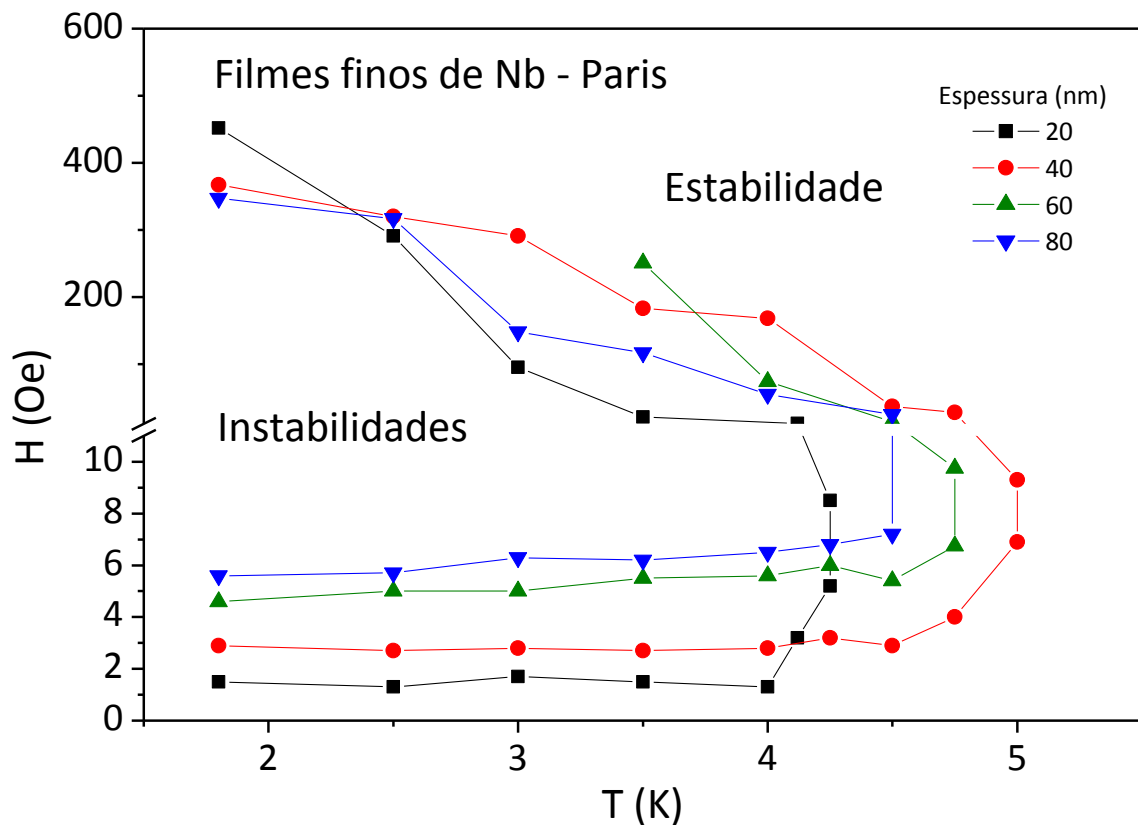


Figura 45. Contornos das regiões de instabilidade para filmes de Nb – Paris de diferentes espessuras.

magnéticos até valores maiores, e assim identificamos os limites superiores. Esta divisão havia sido necessária, pois, devido aos baixos valores de H_{c1} para estes filmes, um resfriamento das amostras na presença de campos de alguns Oesteds implicaria na retenção de fluxo na amostra no estado supercondutor.

A comparação dos limites em uma única figura permite perceber como estes evoluem à medida que os filmes se tornam mais volumosos. É notável a progressão do limite inferior conforme a espessura dos filmes aumenta. Quanto mais espesso; maior é o campo onde ocorre a primeira avalanche. Assim como no caso do filme Nb – Cambridge, os filmes Nb – Paris também apresentaram os limites inferiores praticamente constantes até temperaturas próximas de T^* , onde o campo limiar aumenta abruptamente. Os valores da temperatura característica para as diversas espessuras apresentam um desvio considerável, sobretudo no filme de 20 nm, cujo comportamento é discrepante em relação aos demais. Considerando a evolução de T^* para os filmes de 40 a 80 nm e observando que o filme de 200 nm apresenta $T^* = 4$ K, Figura 37, é possível afirmar que T^* diminui com o aumento da espessura. Isto é condizente com o entendimento de que a região de

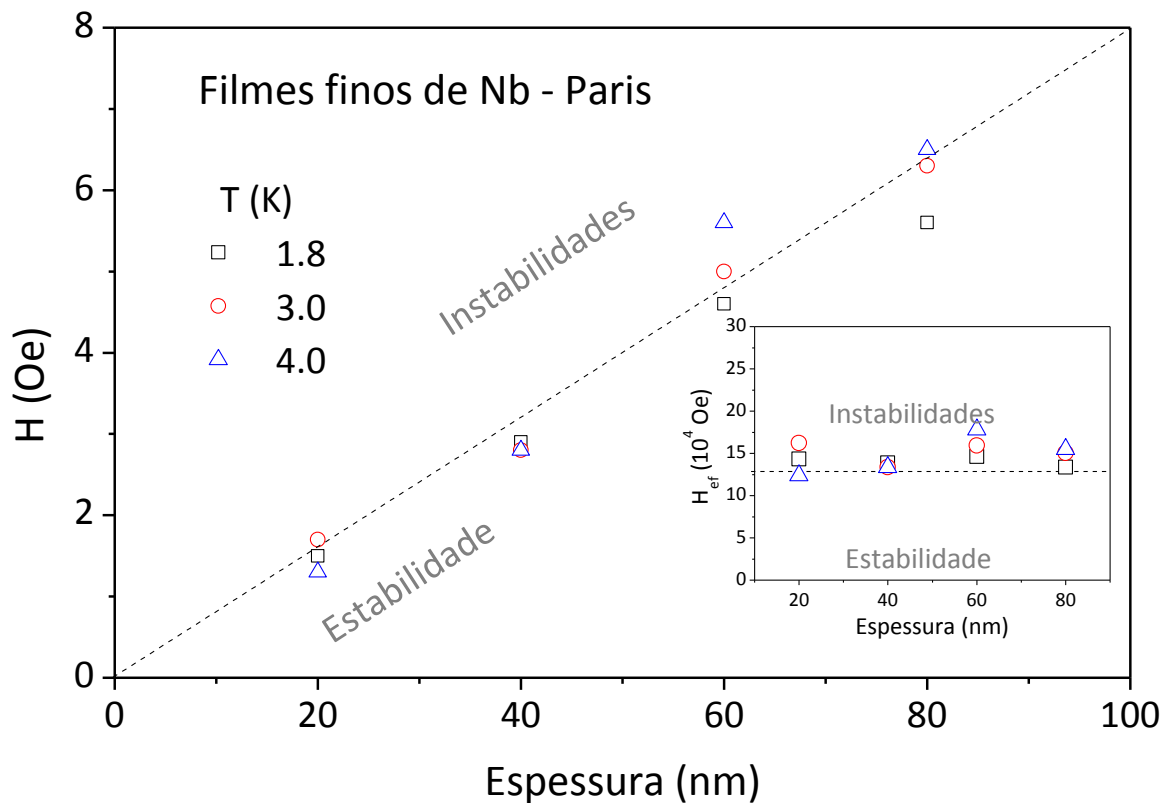


Figura 46. Dependência linear de LI com a espessura do filme de Nb. O painel inserido mostra que o campo limiar independente da espessura.

instabilidades tende a diminuir conforme o filme se torna mais espesso, o que concorda com os resultados teóricos [100]. A evolução do LS com a espessura não é monotônica; contudo, é notável a diminuição com a temperatura dos limites superiores de todas as amostras. O LS para o filme de 60 nm não pôde ser determinado para temperaturas menores que 3.5 K, pois a resposta magnética apresentou flutuações em toda extensão de campo até H_{c2} . A dependência linear do campo limiar inferior com a espessura do filme, previsto por Denisov *et al.* [100], está evidente no diagrama da Figura 46, para três valores de temperatura. Abaixo da reta pontilhada, inserida como guia para olhos, se encontra a região *Estabilidade* e, acima, a região *Instabilidades*. O fato das curvas indicarem que não existe um coeficiente linear dá uma validação adicional à proposta da relação linear de LI com a espessura, pois é razoável admitir que quando a espessura tende a zero o campo limiar seja nulo.

Na iminência da primeira avalanche, apenas a região periférica da amostra é invadida por vórtices, tomando uma porção muito pequena do material. Portanto, nesta circunstância, o fator de desmagnetização é relevante na determinação do campo efetivo e a discussão realizada na secção 2.6 se aplica. O efeito de desmagnetização pode ser observado

visualmente através de imagens de MOI, as quais mostram uma luminosidade intensa próxima à borda da amostra que representa uma alta densidade de fluxo magnético [24]. Podemos, portanto, aliar a Equação (44) à dependência linear de LI, onde o comprimento c do elipsóide corresponde à espessura da amostra e a à dimensão lateral. O resultado está representado no painel inserido na Figura 46, onde o valor do campo efetivo é em torno de dez vezes superior ao H_{c2} típico para estes filmes de Nb. Com isso, não é possível advogar que o campo efetivo tenha atingido este valor em toda a amostra, mas apenas em regiões localizadas, caso contrário o estado supercondutor não se sustentaria. A Equação (44) decorre de um caso limite de um elipsóide de revolução que, considerando apenas a geometria, entendemos ser análogo ao caso de um filme. É lícito admitir que, para amostras reais, os valores absolutos dos campos devido ao efeito de desmagnetização possam ser diferentes; todavia, o comportamento geral, em primeira análise, deve ser válido. De qualquer forma, a aproximação exposta na Equação (44) é adequada para filmes finos e, sua aplicação sugere que o campo limiar efetivo, ao qual os vórtices estão submetidos ao longo da borda da amostra na iminência de uma avalanche, independe da espessura do filme e corresponde a aproximadamente 15 Tesla, como se deduz da dependência de H_{ef} com a espessura, mostrada no painel inserido.

Denisov *et al.* [90] realizaram experimentos com a intenção de verificar a validade do modelo proposto anteriormente [100], utilizando filmes de MgB_2 em forma de tiras com comprimento de 3 mm e espessura de 300 nm, produzidos de forma semelhante ao MgB_2 – Pohang [107]. Num mesmo substrato foram litografadas oito tiras com larguras variando entre 0.2 a 1.6 mm, de forma que as observações foram realizadas simultaneamente. O gráfico da Figura 47 mostra o limite da região de instabilidades obtido por MOI e a imagem do lado direito mostra os perfis de penetração a 4 K com campo aplicado de 150 Oe, perpendicularmente ao filme ¹². O painel principal mostra o H_{ef} calculado utilizando Equação (44) a partir dos dados originais, apresentados, no painel inserido, onde consideramos a dimensão a como a largura da tira. O H_{ef} reflete essencialmente a multiplicação de H por a , e o resultado constante mostra que, também para o MgB_2 , o campo efetivo tem um papel importante na nucleação de fluxo ocasionado por instabilidades termomagnéticas. A linha tracejada representa o valor médio dos pontos

¹² A referência [90] apresenta detalhes do experimento.

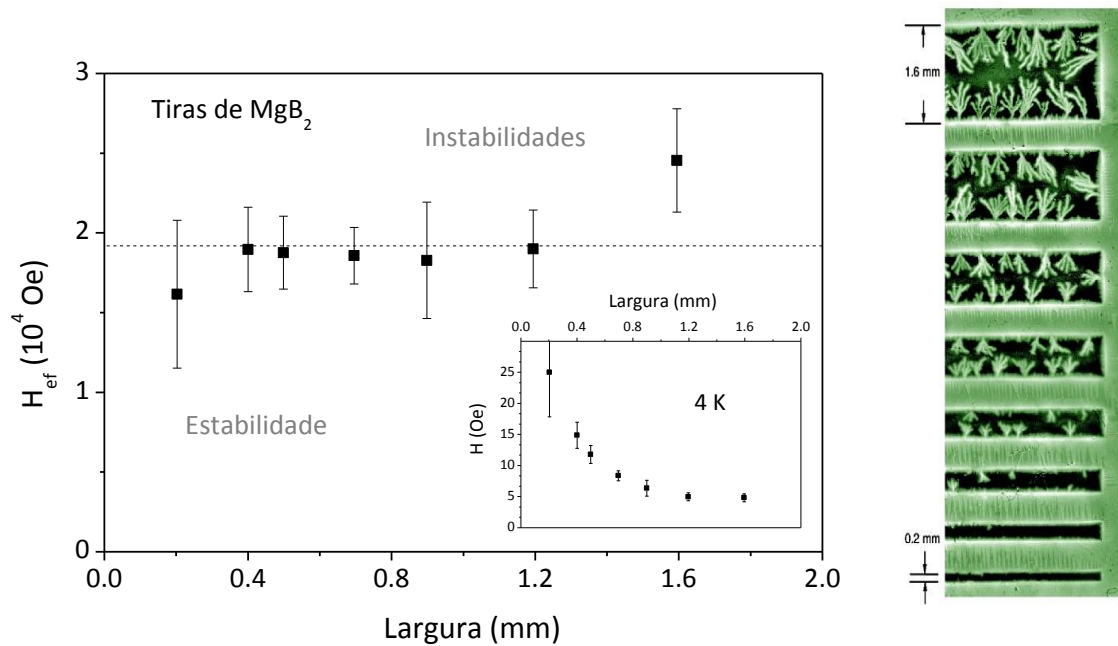


Figura 47. Painel esquerdo: Campo magnético efetivo limiar do início da região de instabilidades para tiras de MgB₂ de diferentes larguras. **Painel direito:** Imagens por MOI da distribuição do fluxo nas tiras de MgB₂ a 4 K e 150 Oe. **Painel inserido:** Campo limiar inferior da região de instabilidades em função da largura das tiras [90].

apresentados. A discrepância para a espessura 1.6 mm decorre do comportamento assintótico apresentado no painel inserido. No modelo proposto por Denisov *et al.* [90, 100], a fronteira de instabilidades se inicia após o fluxo penetrar um comprimento limiar, entretanto há outros parâmetros que devem ser considerados para equacionar a ocorrência das instabilidades, como: a corrente crítica, o coeficiente de transferência térmica entre o filme e o substrato, a condutividade térmica do material e a relação fortemente não-linear entre o campo elétrico e a densidade de corrente. Todos estes elementos certamente influenciam a ocorrência de instabilidades; entretanto, o conjunto de dados apresentados nessa sessão mostra que a relação entre espessura e área do filme se torna relevante no processo, já que determina o valor do campo magnético efetivo no material.

Portanto, há um campo efetivo limiar, ao qual está vinculada a fronteira de estabilidade, que pode ser estimado através da normalização do campo aplicado pelas dimensões da amostra. Embora não tenhamos estudos realizados em amostras volumétricas neste trabalho, podemos especular que, à medida que o material se torna mais volumétrico, a correção devida ao fator de desmagnetização deixa de ser relevante, ou seja, deixa de ocorrer a enorme amplificação do campo efetivo local. Desta forma, para amostras volumétricas seria necessário um campo extremamente intenso para ocasionar uma

avalanche da mesma natureza da que observamos em filmes. Prozorov *et al.* [121] mostram que, para tiras de Nb de 25 μm de espessura, o campo aplicado para a ocorrência da primeira avalanche é de 500 Oe, e Kimishima *et al.* [122] reportaram limiares para a ocorrência da primeira avalanche em amostras volumétricas de MgB_2 em campos da ordem de 10^4 Oe, que são valores consideravelmente maiores do que os encontrados em filmes.

Capítulo 6

Indução e supressão de avalanches de vórtices

Avalanches de vórtices em supercondutores são indesejáveis, pois implicam em sérias limitações na aplicabilidade destes materiais. Assim, identificar os parâmetros externos que potencializam a ocorrência de instabilidades é um passo importante na compreensão do fenômeno. Outra linha de investigação que também deve ser explorada é o entendimento de como as instabilidades termomagnéticas se relacionam com a microestrutura da amostra, porém, este enfoque foge do escopo do presente estudo. Entretanto, há alguns trabalhos que podem direcionar esta linha de investigação. Zeng *et al.* [123] produziram, através da técnica *hybrid physical chemical vapor deposition* (HPCVD), filmes de MgB_2 que não exibem avalanches mas, uma vez dopados com carbono, desenvolvem penetrações dendríticas como as que ocorrem nos filmes produzidos por PLD [124, 125]. Lucarelli *et al.* [126] mostraram significantes diferenças na morfologia do perfil de penetração entre filmes de MgB_2 produzidos por *Reactive Deposition* (RD) comparados aos crescidos por PLD.

Controlar penetrações abruptas de fluxo magnético em filmes supercondutores, conhecendo as circunstâncias que as induzem, potencializam ou suprimem, é importante para o sucesso destes materiais em aplicações. Por exemplo, em filmes de YBCO só foram observadas avalanches de vórtices com morfologia dendrítica após a aplicação de um pulso de laser na amostra [23]; pulsos de corrente de transporte também podem disparar avalanches [127]; e avalanches de vórtices podem ser suprimidas pela presença de uma camada metálica nas proximidades do filme supercondutor [70, 128, 129] ou pela inserção de uma rede de centros de aprisionamento na amostra [130]. Neste

capítulo investigamos como as avalanches são influenciadas pela aplicação de um campo magnético AC paralelo ao campo DC e apresentamos também o resultado da colocação de um disco de Al nas proximidades da superfície do filme supercondutor, quando este está submetido a campos DC e temperaturas que o predispõem à ocorrência de avalanches.

6.1 Induções de avalanches por aplicação de um campo AC

Imagens por MOI mostram que as ramificações dendríticas são bastante estáveis com relação ao tamanho à medida que o campo DC é elevado, ou seja, uma vez formado o caminho dendrítico, este permanece “congelado” e, com o aumento do campo, novos dendritos surgem em outras regiões da amostra. Neste cenário, a resposta devida a um campo AC poderia ser dominada pelo movimento dos vórtices dentro dos dendritos ou pela precipitação de novos dendritos.

6.1.1 Excitação AC com campo DC aplicado

A Figura 48 mostra medidas do momento magnético tomadas após excitar o filme MgB_2 – Pohang com um campo magnético alternado de amplitude h e frequência de 1 kHz. A amostra foi resfriada até 6 K, na ausência de campo, partindo de uma temperatura acima de T_c . Em seguida, foi submetida ao campo H indicado na legenda – este é o processo de preparação do estado. Imediatamente antes de cada medida do momento magnético DC, o supercondutor foi submetido a um campo h , que, no entanto, permaneceu desligado durante a medida DC. A cada nova medida DC, a amplitude do campo AC foi incrementada. Para facilitar a visualização de todo o conjunto de dados em uma única figura, subtraímos de cada curva o momento magnético inicial (m_{ini}) que está apresentado no painel inserido superior, no qual podemos observar que os valores iniciais acompanham o mesmo comportamento de uma isoterma de magnetização. Os traços verticais neste painel correspondem ao limites LI e LS, portanto, as instabilidades estão compreendidas entre estes valores de campo a 6 K.

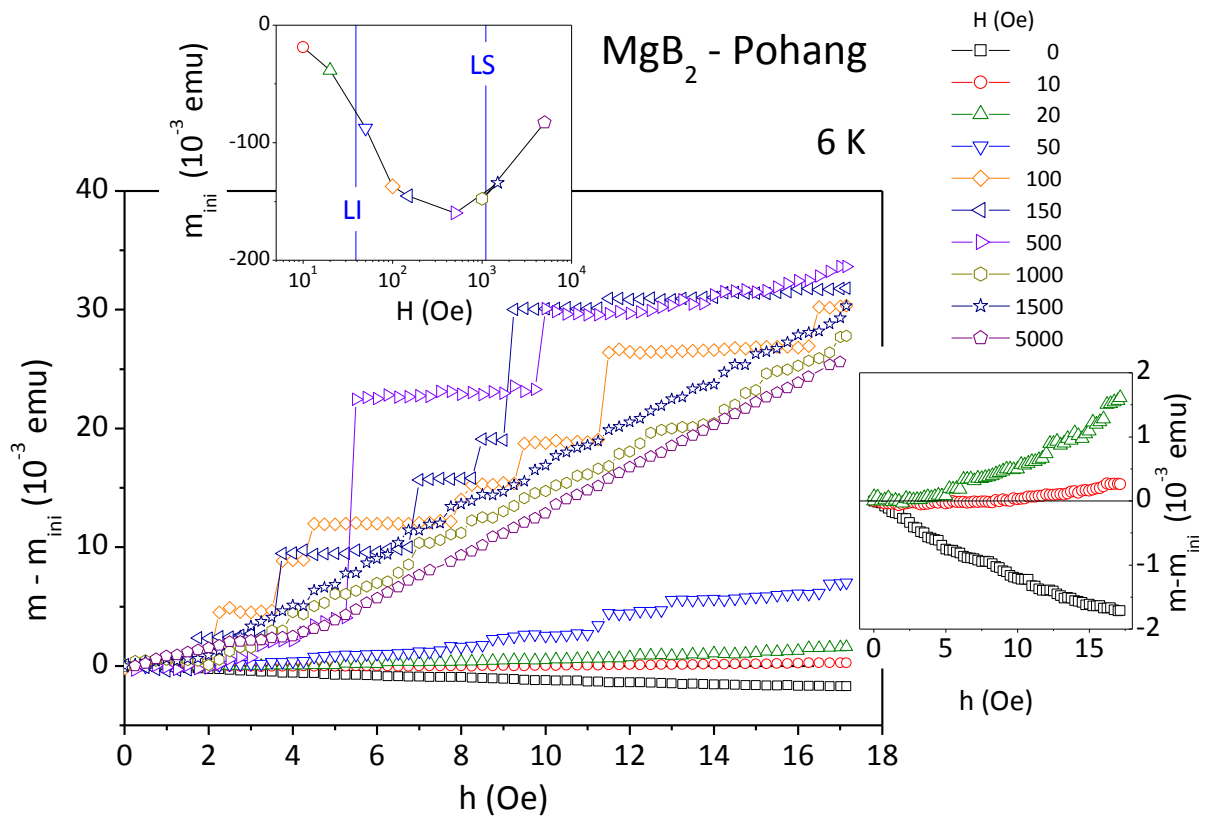


Figura 48. Momento magnético DC medido em 6K após a excitação do filme MgB_2 - Pohang com um campo magnético AC de 1 kHz. De cada curva foi subtraído o valor do momento magnético antes da aplicação do campo AC, que está apresentado no painel inserido superior. A região de instabilidades está compreendida entre os limites LI e LS. O painel inserido à direita mostra uma ampliação para baixos campos DC aplicados. Note que a diferença $m - m_{\text{ini}}$ é positiva, porém m é negativo.

O painel inserido no canto direito mostra uma ampliação das curvas com baixos valores de H . Acompanhando a curva tomada na ausência de campo DC, pontos quadrados, vemos que ao aumentar h a resposta magnética torna-se mais negativa. Neste caso, m_{ini} é zero. Contudo na presença de $H = 10$ Oe, ao aplicar uma excitação AC, o sinal diamagnético se torna menor à medida que a amplitude de h aumenta, implicando que o campo AC facilita a penetração de vórtices no supercondutor, uma vez que apenas com a aplicação de um campo DC, equivalente à soma $H + h$, o sinal diamagnético deveria aumentar, como pode ser observado na Figura 25. Na curva com $H = 20$ Oe há uma diminuição mais acentuada do momento magnético, seguida de pequenas discontinuidades. Submetendo a amostra a valores de H ainda maiores, após ultrapassar LI, observamos grandes degraus que correspondem a avalanches de vórtices disparadas pela aplicação do campo AC. Vale notar que, embora a diferença $m - m_{\text{inicial}}$ seja positiva, a resposta magnética “ m ” é negativa, portanto, cada degrau corresponde a uma diminuição

do sinal diamagnético. Os degraus assinalam que, para valores de campo e temperaturas correspondentes à região de instabilidade no diagrama HT, o supercondutor se encontra num estado metaestável e vulnerável à ação de um campo magnético alternado. A campos suficientemente altos, que leva a amostra bem acima do LS, em vez de patamares a resposta magnética apresenta uma contínua diminuição que corresponde à penetração suave do fluxo magnético no material, mostrando que a estes valores de H e T o sistema não exhibe avalanches mesmo com a aplicação de um campo AC até a amplitude máxima investigada.

6.1.2 Excitação AC no estado remanente para diferentes campos

A Figura 49 mostra medidas do momento magnético DC tomadas após excitar o filme de MgB_2 – Pohang no estado remanente com um campo alternado de amplitude h e frequência 1 kHz. A amostra foi resfriada até 6 K, na ausência de campo, partindo de uma temperatura acima de T_c . Em seguida, foi submetida ao campo H indicado na legenda, que posteriormente foi reduzido a zero, criando-se, assim, o estado remanente. Antes de cada medida do momento magnético DC, o supercondutor foi submetido a um campo h , que, no entanto, permaneceu desligado durante a medida DC. A cada medida DC, a amplitude AC foi incrementada. Subtraímos de cada curva o momento magnético remanente inicial ($m_{rem\ ini}$) que está apresentado no painel inferior direito, no qual podemos observar que para pequenos valores de H há uma baixa remanência e, à medida que aplicamos campos maiores, há um aumento na remanência, que tende a saturar. O painel superior direito mostra uma ampliação da resposta remanente para baixos valores de H. Para campos DC que não levam o supercondutor à região de instabilidades, nenhum degrau foi observado. Entretanto, a resposta remanente para 50 Oe apresenta diversas descontinuidades que correspondem a evasões de fluxo na forma de avalanches. A resposta magnética remanente é positiva, assim, a diferença $m_{rem} - m_{rem\ ini}$ é negativa; portanto, cada degrau corresponde a uma diminuição da magnetização remanente, ou seja, fluxo magnético que deixa a amostra em processo disparado pelo campo AC.

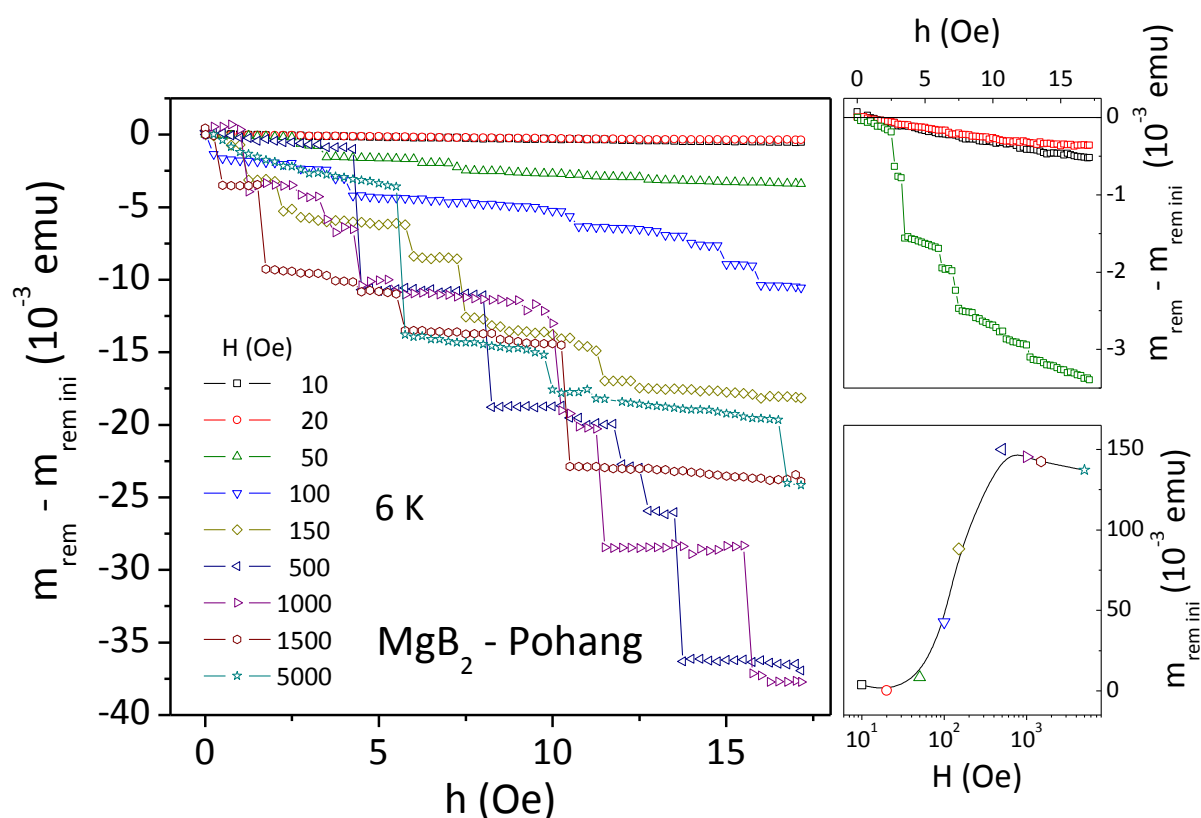


Figura 49. Momento magnético DC remanente medido em 6K após a excitação do filme MgB_2 – Pohang com um campo magnético AC de 1 kHz. Os valores na legenda correspondem aos campos DC aos quais a amostra foi submetida após um ZFC, o qual foi levado a zero antes do início das medidas. De cada curva foi subtraído o valor do momento magnético inicial, que está apresentado no painel inferior direito. O painel superior direito mostra uma ampliação para baixos campos DC. Note que a diferença $m_{\text{rem}} - m_{\text{rem ini}}$ é negativa, porém m_{rem} é positivo.

Diferente do procedimento discutido na seção 6.1.1, onde o campo permanece aplicado, no caso do estado remanente observamos avalanches de vórtices evadindo a amostra mesmo quando o campo foi elevado a valores acima de L_S . Isso ocorre porque, ao diminuir o campo, o supercondutor retorna à condição metaestável, com um perfil de campo semelhante ao apresentado na Figura 11 (h). Neste caso, há uma sobreposição de dendritos que invadem a amostra e anti-dendritos que evadem da amostra. Nestas circunstâncias, as avalanches de fluxo retido são disparadas pela aplicação do campo AC.

6.1.3 Excitação AC no estado remanente para diferentes temperaturas

A Figura 50 também mostra medidas do momento magnético DC após excitar o filme MgB_2 – Pohang no estado remanente com um campo alternado de 1 kHz. O procedimento de preparação do estado remanente é semelhante ao realizado na seção 6.1.2. Porém, nesta abordagem foram feitos experimentos isotérmicos, conduzidos em diferentes temperaturas, com o estado remanente criado após ter sido aplicado um campo $H = 500$ Oe. O painel inserido mostra o estado remanente inicial antes de cada medida. Para temperaturas menores que T^* , $m_{\text{rem ini}}$ é aproximadamente constante, mas acima de T^* há um aumento seguido de uma queda, à medida que a temperatura se aproxima de T_c . Ciclos completos de $M \times H$ para um filme de MgB_2 semelhante podem ser encontrados na referência [88], mostrando este mesmo comportamento.

Para valores de temperatura que levam a amostra à região de instabilidades, o campo magnético AC causa uma diminuição da magnetização remanente através de

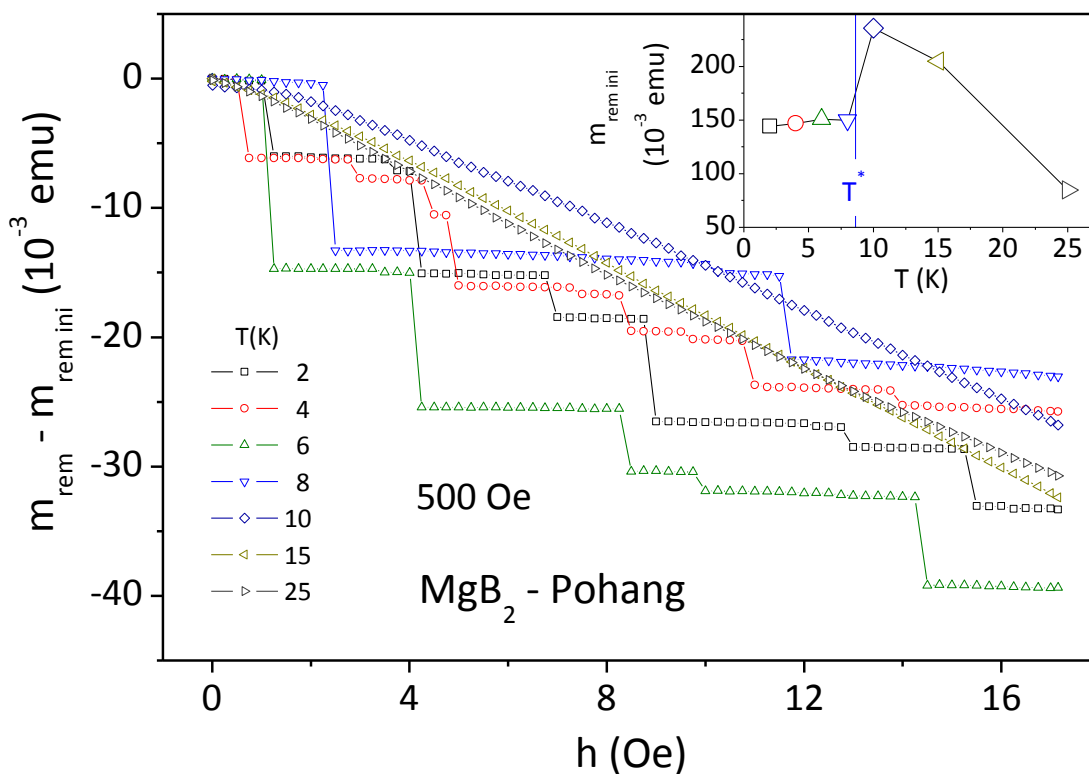


Figura 50. Momento magnético DC remanente medido em 6K após a excitação do filme MgB_2 - Pohang com um campo magnético AC de 1 kHz. Após um ZFC a amostra foi submetida a 500 Oe e em seguida o campo foi levado a zero antes do início da medida. De cada curva foi subtraído o valor do momento magnético inicial, que está apresentado no painel inserido. Note que a diferença $m_{\text{rem}} - m_{\text{rem ini}}$ é negativa, porém m_{rem} é positivo.

variações abruptas, que correspondem a avalanches de fluxo que evadem a amostra. Contudo, para temperaturas acima de T^* a diminuição de m_{rem} é contínua, de forma consistente com o observado nas medidas de magnetização isotérmica apresentadas no Capítulo 5.

6.1.4 Dependência temporal e com a frequência

Para certificarmos-nos que os degraus não ocorrem espontaneamente, mas são induzidos pelo campo AC, conduzimos um experimento para medir a relaxação do supercondutor no estado remanente, como está apresentado no painel principal da Figura 51. O procedimento tomado para preparar o estado remanente é o mesmo discutido na seção 6.1.2, onde aplicamos um campo magnético DC de 500 Oe que, em seguida, foi levado a zero. Posteriormente monitoramos o momento magnético remanente por cerca de 30 minutos, como está representado pela curva com pontos quadrados. O eixo das abscissas correspondente a esta curva é o superior, como está indicado pela seta. A resposta magnética se mantém praticamente constante durante todo o experimento e nenhum degrau se desenvolve espontaneamente. Contrastamos este resultado com uma medida tomada sob as mesmas circunstâncias iniciais, na qual, entre tanto, a amostra foi submetida a um campo AC imediatamente antes da medida DC, conforme exploramos anteriormente. O tempo decorrido para a medida com campo AC pode ser acompanhado no eixo horizontal superior, e o respectivo campo de excitação, no eixo inferior. A comparação entre os dois resultados mostra que, de fato os degraus não surgem espontaneamente, mas são induzidos pelo campo de excitação.

Conduzimos também experimentos investigando a influência da frequência nas medidas realizadas neste estudo. Devido à natureza estocástica das avalanches, não foi possível chegar a uma conclusão definitiva sobre o papel da frequência na indução dos degraus pelo aumento do campo AC. Porém, o conjunto de dados nos inclina a dizer que não há uma alteração sistemática das curvas. Preferimos apresentar este aspecto do estudo com experimentos conduzidos sob outra abordagem, que será discutida melhor na seção 6.1.5. No painel inserido da Figura 51 mostramos o resultado de quatro experimentos isotérmicos em que medimos a magnetização DC após uma excitação AC para diferentes frequências. Entretanto, desta vez mantivemos fixo o valor de h e medimos o momento magnético em

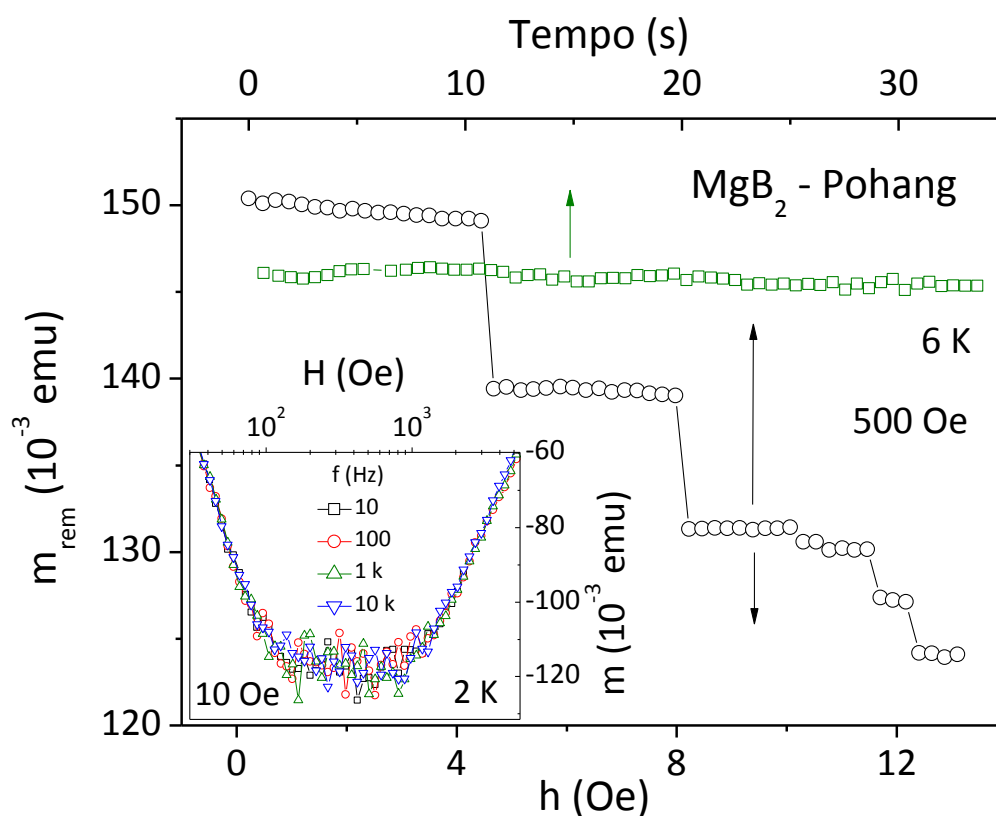


Figura 51. Painel principal: Relaxação da magnetização remanente do filme MgB₂ – Pohang (quadrados – eixo horizontal superior) comparada com a magnetização remanente afetada pelo campo AC (círculos – ambos os eixos horizontais). Não ocorrem degraus espontaneamente no supercondutor. **Painel inserido:** Magnetização DC após uma excitação AC em diferentes frequências. Não há uma evolução significativa dos valores limiares com a frequência do campo de excitação.

função do campo H . De forma semelhante, não há uma evolução significativa do comportamento das curvas. A independência das avalanches com a variação do campo também foi observada por Silhanek *et al.* [131], Esquinazi *et al.* [80] e Aranson *et al.* [97]. Porém, esta questão é controversa, já que o modelo proposto por Denisov *et al.* [100] prevê uma dependência do campo elétrico de fundo na seguinte forma: $E \propto \frac{dH}{dt} H^2$. Baseando-se nesta equação, pode-se inferir que o aumento da frequência deve induzir um campo elétrico de fundo maior, promovendo mais instabilidades.

Um experimento mostrando a influência da variação do campo foi feito também por Stamopoulos *et al.* [116]. Embora o autor tenha concluído que quanto maior a taxa com que o campo é elevado, mais raras são as avalanches, seus resultados não parecem suficientemente claros para tal conclusão. Ademais, o experimento foi realizado num MPMS,

onde não há controle na taxa de variação do campo ¹³. Assim, o experimento foi conduzido acreditando que o aumento do passo implica numa maior taxa de aplicação do campo. Contudo, as evidências experimentais, tanto deste trabalho quanto de outras publicações, não fornecem elementos suficientes para afirmar qual a real dependência das avalanches com a variação do campo magnético. Com base em nossos resultados, podemos afirmar que não há uma dependência significativa na faixa de frequências (10 Hz a 10 kHz) cobertas pelos experimentos que conduzimos.

6.1.5 Resposta DC em função de H após uma excitação AC

A Figura 52 mostra medidas MDC tomadas após excitar o filme Nb – Cambridge com um campo alternado de 1 kHz. A amostra foi resfriada até 2.5 K, na ausência de campo, partindo de uma temperatura superior a T_c . Antes de cada medida do momento

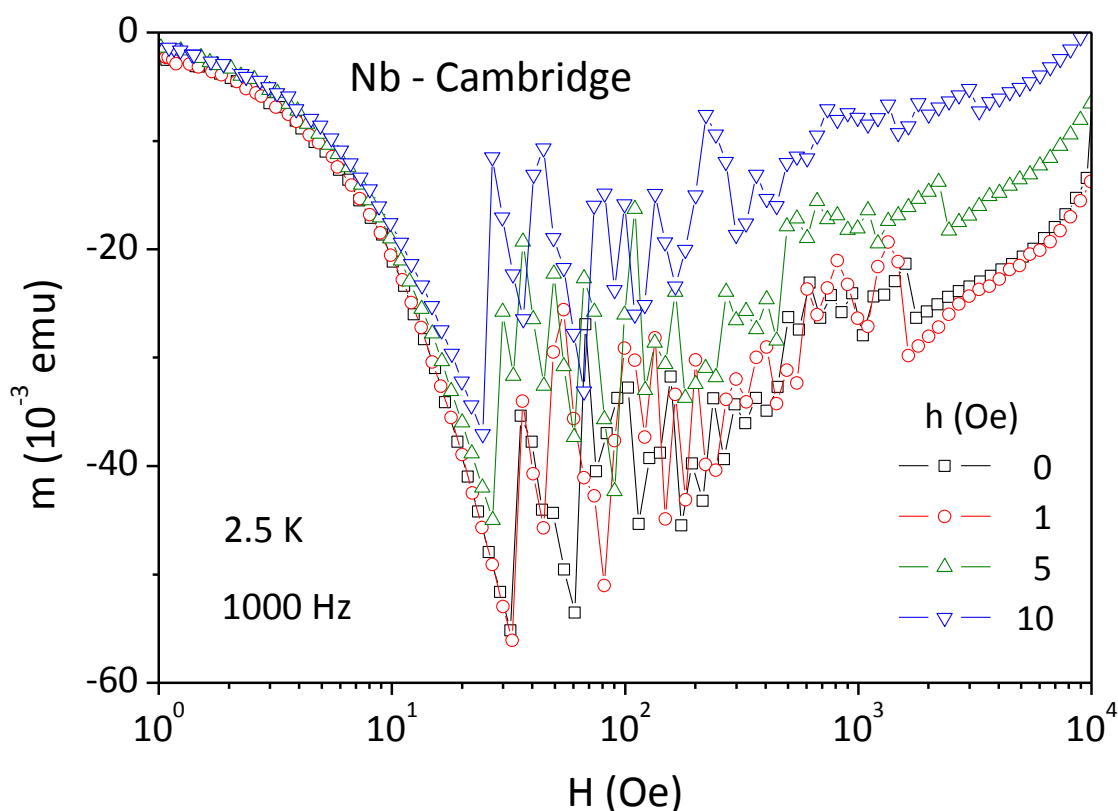


Figura 52. Momento magnético DC após uma excitação do filme Nb - Cambridge com um campo magnético AC de 1 kHz a 2.5 K.

¹³ No PPMS há um controle nominal da taxa de variação do campo, porém testes mostraram que este parâmetro não pode ser efetivamente controlado.

magnético DC o supercondutor foi submetido ao campo h indicado na legenda. A curva com pontos quadrados foi obtida sem aplicar campo AC, de modo a contrastar o caso estudado no Capítulo 5 com as medidas realizadas após a aplicação de h . Comparando a medida sem campo AC com a de $h = 1$ Oe, vemos que a resposta magnética não é grandemente afetada em baixos valores de H . O comportamento da magnetização na região de instabilidades é essencialmente o mesmo para as quatro curvas. Ao retornarem ao regime canônico, há um notável desvio entre as curvas, que se reencontram em campos mais elevados. O fato notável de que as curvas com $h = 0$ e $h = 1$ estejam praticamente sobrepostas é consistente com os resultados descritos na seção 6.1.1, onde degraus foram observados apenas para amplitudes AC maiores do que 2 Oe. À medida que o campo AC é aumentado, a região de instabilidades tende a se ampliar e a magnitude da resposta magnética deve diminuir, devido à indução de avalanches ocasionadas pela ação do campo magnético alternado. Nota-se também que o campo h provoca uma discreta diminuição dos valores do limite inferior e um aumento no limite superior. Os limites de instabilidade para essa e outras temperaturas estão compilados nos diagramas da Figura 54.

6.1.6 Suscetibilidade AC em função de H

Cada medida da parte real da suscetibilidade AC (χ') apresentada na Figura 53 foi tomada imediatamente antes das apresentadas na Figura 52, para os respectivos valores de H e h . Considerando que χ' indica a capacidade da amostra em blindar o campo alternado, vemos que a ocorrência das avalanches leva a uma redução das propriedades de blindagem do filme e, portanto, a uma redução na corrente crítica média. Quando o sistema passa de um regime canônico para o de instabilidades, ocorre uma supressão na corrente de blindagem [129]. Assim, cada salto na magnetização DC vai se manifestar como um decréscimo em $|\chi'|$. Embora haja avalanches detectadas pela MDC, não há flutuações na suscetibilidade AC. Isto ocorre pois, ao realizar as medidas foram aplicados campos alternados com frequência de 1000 Hz em um tempo de integração de 0.5 s, números que representam a quantidade de 500 pequenos ciclos de histereses. Como a medida AC representa uma média tomada no período, as avalanches de vórtices observadas em MDC não se manifestam como grandes variações em χ_{AC} . Observamos pequenas flutuações próximo ao limite inferior e um progressivo decréscimo da amplitude do sinal medido em

Figura 53. Parte real da suscetibilidade AC em função do campo DC para diferentes amplitudes do campo de excitação a 2.5 K com frequência de 1 kHz. O painel inserido mostra uma ampliação da resposta magnética.

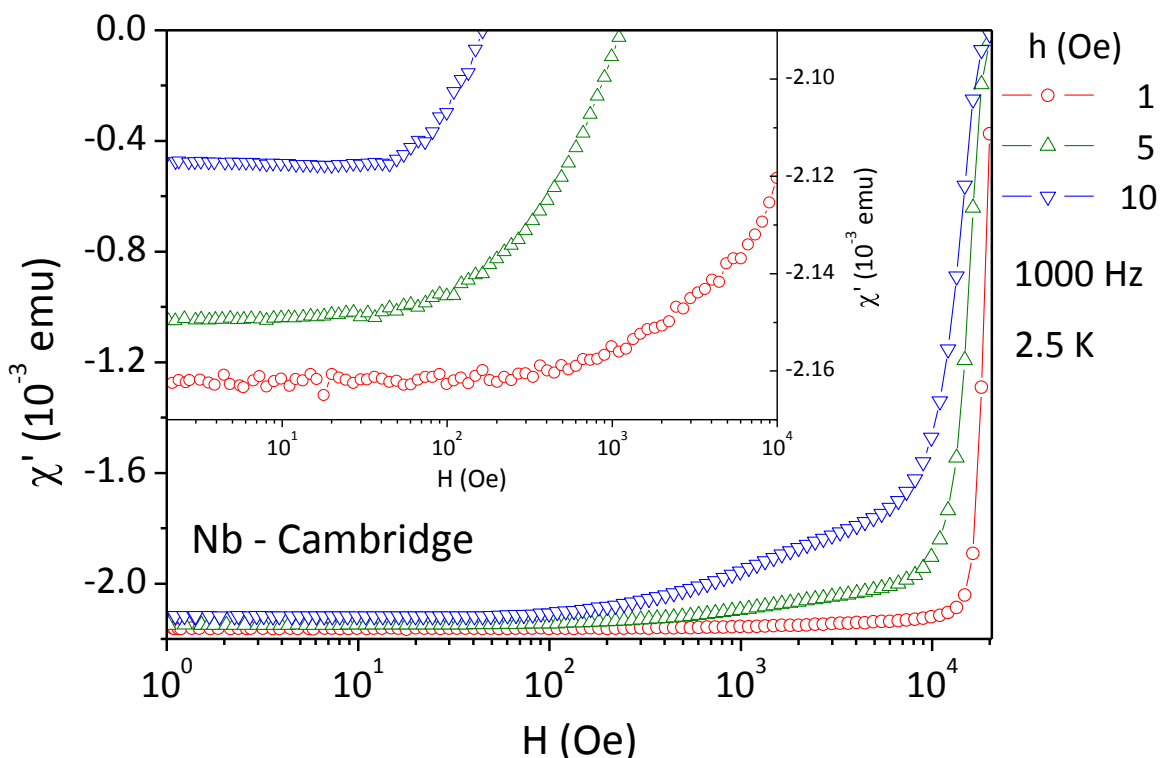
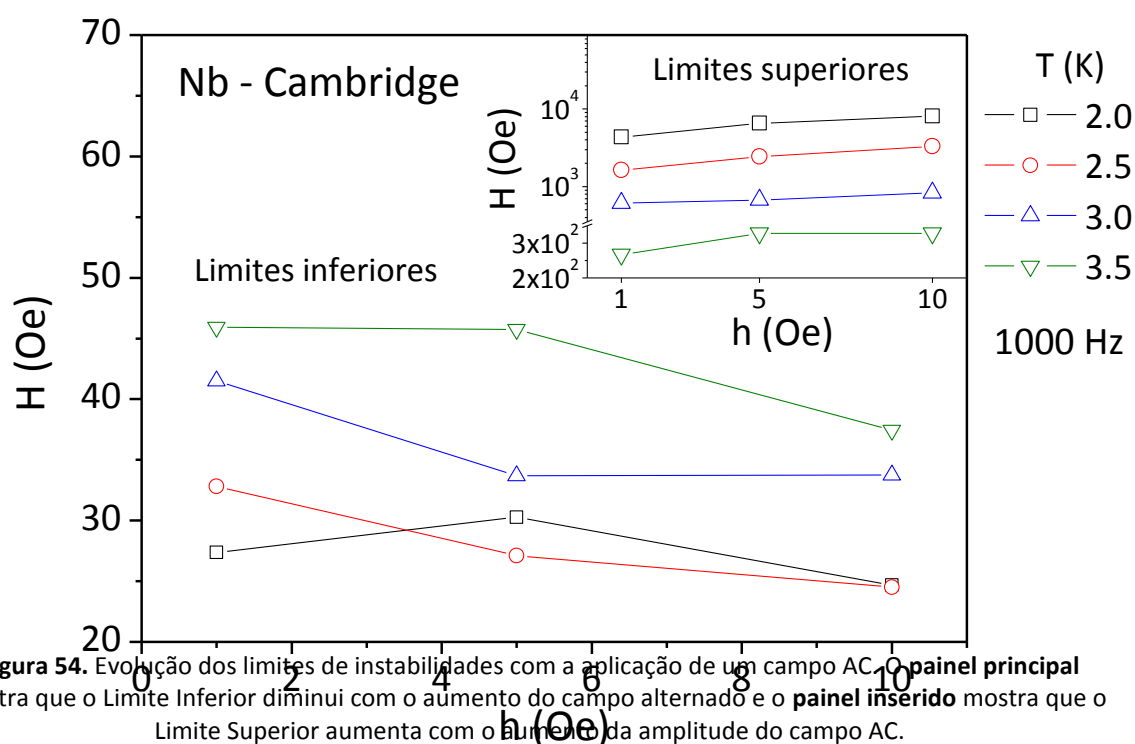


Figura 58. Parte real da suscetibilidade AC em função do campo DC para diferentes amplitudes do campo de excitação a 2.5 K com frequência de 1 kHz. Cada medida foi tomada imediatamente antes da apresentada na Figura 57, para os respectivos valores de H e h. O painel inserido mostra uma ampliação da resposta magnética.

campos maiores. Uma análise ampliando as curvas em baixos campos mostra que, até H_{c1} , a suscetibilidade AC se mantém num patamar constante, a entrada no estado misto é marcada por um desvio deste valor constante, que se acentua com o início do regime com avalanches. Silhanek *et al.* [131] identificaram uma correspondência entre reentrâncias detectadas em medidas de χ_{AC} e a passagem de um regime flutuante para suave em medidas de magnetização DC, em filmes de Pb dotados de uma rede de centros de aprisionamento colunares. Em nossas medidas, esse comportamento não foi observado com clareza, havendo apenas um prenúncio de reentrância para campos de excitação de 10 Oe.

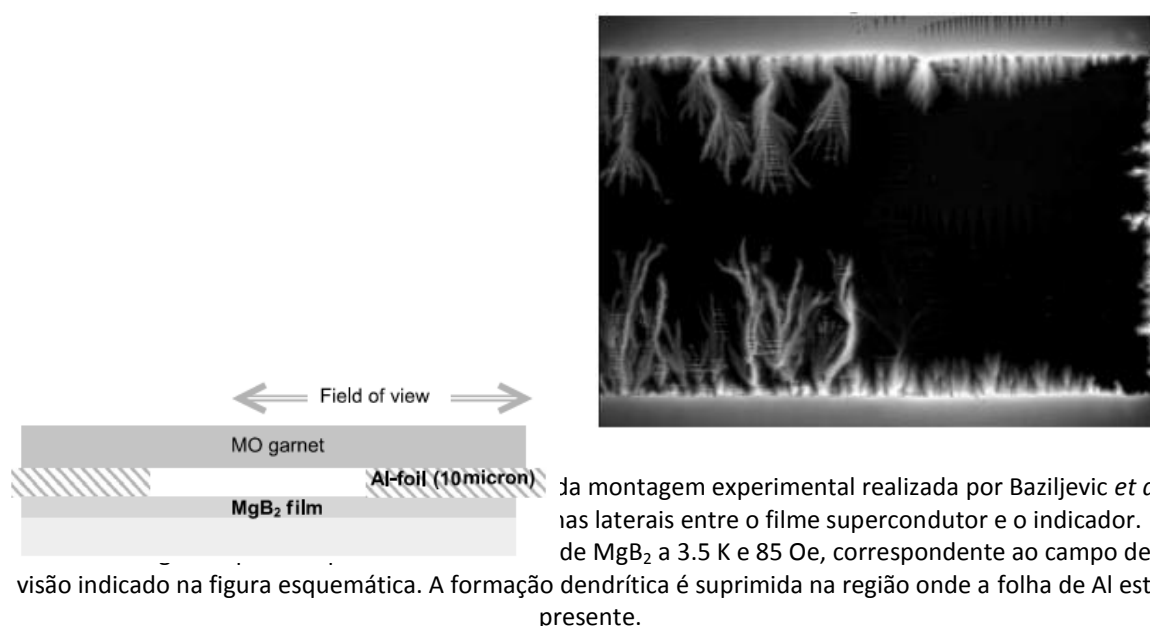
6.1.7 Região de instabilidades afetada pelo campo AC

Os diagramas da Figura 54 expõem a evolução dos contornos de estabilidade com a aplicação de um campo AC no filme Nb – Cambridge em diversas temperaturas, onde observamos uma fraca influência dos limiares à medida que a amplitude de h é aumentada. O painel principal mostra que o Limite Inferior tende a diminuir com o aumento de h e o painel inserido mostra que o Limite Superior tende a aumentar. Com isso, o aumento da amplitude do campo AC aplicado concomitantemente ao campo DC causa uma expansão da região de instabilidades. Comportamento semelhante a este foi observado também no filme MgB_2 – Pohang, entretanto os dados que coletamos não são suficientes para construir um diagrama.

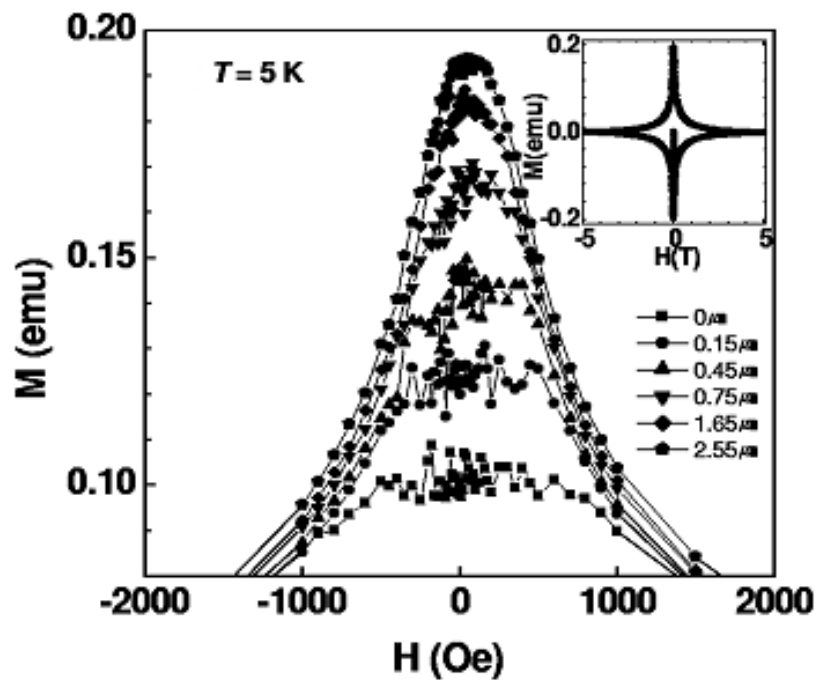


6.2 Supressão das avalanches de vórtices

As avalanches de vórtices são convencionalmente atribuídas a instabilidades termomagnéticas, como discutimos na seção 3.2. Em resumo, o movimento dos vórtices produz calor que aquece localmente o supercondutor e suprime as forças de *pinning*, facilitando o movimento adicional do fluxo. Isto dá origem a um processo que se realimenta, o qual pode resultar num desequilíbrio térmico e culminar numa avalanche macroscópica de vórtices. Baziljevich et al. [128] elaboraram uma forma de suprimir as instabilidades termomagnéticas posicionando uma folha de Al na superfície do supercondutor. Os autores argumentam que, o Al, sendo um bom condutor térmico, é capaz de assimilar o calor gerado durante o movimento dos vórtices. Assim, o processo ilustrado no fluxograma da Figura 14 é interrompido e a temperatura no supercondutor não se eleva descontroladamente, de modo que o equilíbrio térmico possa ser mantido. A Figura 55 à esquerda representa esquematicamente a montagem experimental realizada por eles, onde folhas de Al foram inseridas entre o supercondutor e o indicador de MOI cobrindo apenas as laterais do filme. A Figura 55 à direita mostra o perfil de penetração observado através de MOI para o filme de MgB_2 estudado, correspondente ao campo de visão indicado na figura à esquerda. No lado descoberto, as avalanches dendríticas invadem a amostra de modo semelhante ao discutido no Capítulo 5, e claramente não se propagam para o lado coberto. Por outro lado, na parte coberta as formações dendríticas são bastante suprimidas, prevalecendo um perfil de



penetração mais próximo ao esperado para um supercondutor canônico.



Como discutimos na seção 5.3 e ilustramos na Figura 33, existe uma correspondência direta entre a supressão das avalanches em filmes de MgB_2 detectadas por MOI, com a supressão observada por MDC. Choi et al. [129] conduziram experimentos em filmes de MgB_2 , em que foram depositadas na superfície do supercondutor camadas de ouro com diferentes espessuras através de *sputtering*. Parte dos resultados aparece na Figura 56, a qual mostra que quanto maior a camada de Au, maior a amplitude da magnetização remanente, implicando na ocorrência de menos avalanches. Há uma camada suficientemente espessa em que o sistema supercondutor-metal parece suprimir as instabilidades termomagnéticas, eliminando por completo as avalanches.

Tanto Baziljevich *et al.* quanto Choi *et al.* atribuem a supressão das instabilidades ao fato dos metais funcionarem com um sorvedouro de calor. Vamos demonstrar aqui que a supressão de avalanches de vórtices em supercondutores não se deve à ação da camada metálica como um reservatório térmico, mas sim como um “freio magnético”. Considerando que a penetração dos vórtices no supercondutor significa fluxo magnético variando no tempo, a Lei de Faraday aplicada à camada metálica exposta a essa variação do fluxo nos revela que surgem correntes de Foucault, cuja a tendência é blindar

essa variação. Com isso, a locomoção abrupta do agrupamento de vórtices que consiste na avalanche é refreada, havendo assim uma mudança no ciclo de instabilidades termomagnética (Figura 14). Pelo fato do fluxo se propagar mais lentamente, a perturbação δE se torna menor, de forma que o seu produto com j_c resulta em uma quantidade de calor insuficiente para realimentar o processo. Esta contenção do fluxo age na dinâmica dos vórtices como uma força viscosa, que na Equação (29) pode ser representada genericamente pela força f . Nessas circunstâncias, os vórtices são submetidos a uma força de arraste que realiza trabalho contra o seu movimento e contribui para promover estabilidade ao supercondutor. Neste contexto, um agrupamento de vórtices se comporta de forma similar a um pólo magnético se movendo na presença de um metal [132-134], onde a frenagem devida às correntes de Foucault impede o seu movimento livre. Uma analogia pode ser feita com a análise de um campo magnético variando no tempo próximo a um plano metálico, proposta por Wiederic *et al.* [132], o qual mostrou que a força de arraste é dada por

$$\mathbf{F} = -\eta(\sigma\delta B_0^2 lw)v\hat{\mathbf{j}}, \quad (52)$$

onde: σ e δ são a condutividade elétrica e a espessura do metal, respectivamente; l é o comprimento e w a largura do pólo magnético (agrupamento de vórtices); v é a velocidade; B_0 o campo magnético do pólo no metal e η um parâmetro adimensional que representa a geometria do pólo magnético [133].

A partir deste modelo simples de freio magnético podemos discutir qualitativamente alguns resultados. A Equação (52) leva em consideração a espessura do metal, de forma que podemos compará-la ao experimento realizado por Choi *et al.* [129], onde diferentes espessuras de Au foram depositadas na superfície do filme. Retomando a Figura 56, podemos observar que no setor do gráfico onde ocorrem as flutuações, para um dado valor de H, a quantidade de fluxo que evade da amostra é menor à medida que a espessura de Au aumenta, pois a magnetização remanente é maior. Isso está de acordo com a Equação (52), pois o aumento da camada metálica aumenta a força de arraste, que pode opor-se de forma mais eficiente ao movimento dos vórtices, promovendo mais estabilidade. Em certo sentido, a frenagem dos vórtices diminui a difusividade magnética na Equação (46), dando mais tempo para que o sistema possa difundir o calor proveniente do movimento dos vórtices.

Uma demonstração experimental de que o metal retarda a avalanche de vórtices foi feita por Vasiliev *et al.* [135] que estudaram, através de uma bobina detectora e

microsensoriamento Hall, penetrações abruptas de fluxo magnético num disco de NbTi-50% com 14 mm de diâmetro por 4 mm de espessura. A investigação foi realizada em duas configurações: (i) apenas o disco supercondutor e (ii) o supercondutor como recheio em um sanduíche com dois discos de cobre com as mesmas dimensões, cujas medidas estão apresentadas na Figura 57 (superior e inferior, respectivamente) para temperatura de 4.2 K. Nas duas configurações, a magnetização da amostra foi detectada na superfície do supercondutor através de um sensor Hall, e estão apresentadas nos painéis centrais. As variações temporais do fluxo durante as avalanches foram medidas através de uma bobina enrolada na própria amostra e estão mostradas nos painéis inseridos ao redor dos painéis centrais, exibindo *flux jumps* que estão indicados pelas setas. A quantidade de fluxo que penetra na amostra durante uma avalanche pode ser calculada pela integração do sinal induzido na bobina. A comparação das duas configurações mostra que a presença do disco de cobre diminui a quantidade de fluxo magnético que invade a amostra durante um *flux jump* e, simultaneamente, aumenta a duração das avalanches.

No modelo proposto por Denisov *et al.* [100] o campo elétrico no supercondutor possui um papel importante na ocorrência das avalanches, o qual pode ser gerado tanto pela variação do campo magnético aplicado, quanto pelo movimento dos vórtices no supercondutor. Neste contexto, a redução da velocidade dos vórtices diminui o campo elétrico de fundo e previne as avalanches.

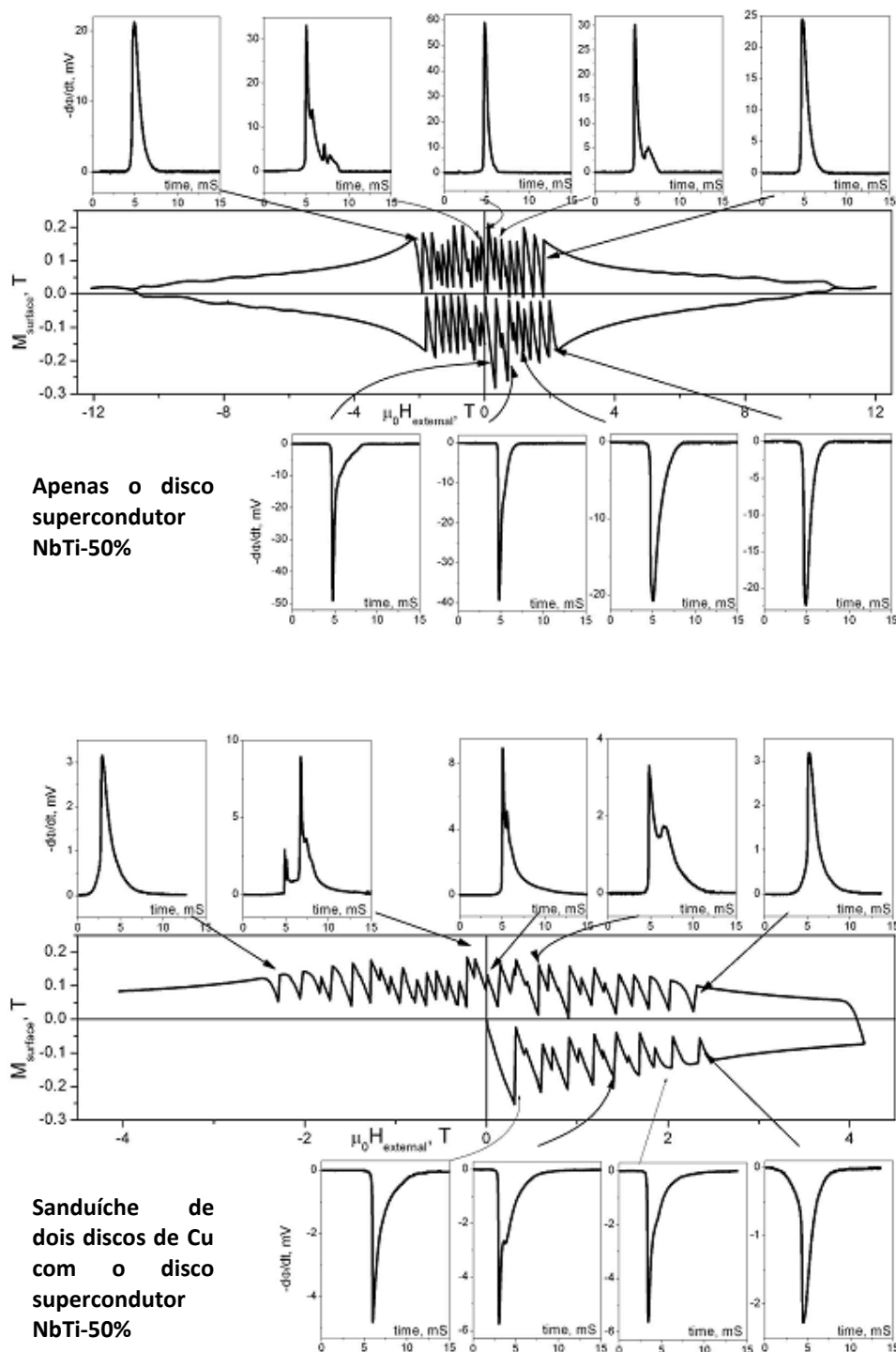


Figura 57. Ciclo de histerese da magnetização superficial medido por sensoamento Hall em um disco de NbTi-50% com diâmetro de 14 mm e altura de 4 mm a 4.2K. Os painéis menores ao redor das figuras principais mostram o sinal medido na bobina enrolada ao redor da amostra, os quais correspondem a *flux jumps* ocorrido nos campos indicados pelas setas. O conjunto de curvas inferior representa medidas tomadas com a presença de dois discos de Cu formando um sanduíche com a amostra, cujas dimensões são semelhantes à da amostra. O conjunto superior mostra resultados sem a presença do disco de Cu [135].

6.2.1 Supressão das avalanches de vórtices pela aproximação de um disco de Al

A contribuição do presente estudo para o tema consiste em investigar as instabilidades após eliminar ou diminuir o contato térmico entre o supercondutor e o metal, com o desígnio de averiguar a participação real do metal agindo como reservatório térmico nas instabilidades termomagnéticas em filmes supercondutores. Realizamos experimentos utilizando duas configurações, como estão descritas nas seções 4.3.1.2 e 4.3.1.3. O filme MgB_2 – Pohang foi medido na configuração SC/vão/Al e o filme Nb – Cambridge na configuração SC/teflon/Al.

A Figura 58 mostra curvas de magnetização isotérmica conduzidas no filme MgB_2 – Pohang, comparando sete configurações diferentes. Para cada corrida realizamos um ZFC até 9 K, partindo de uma temperatura acima de T_c . Em seguida, aplicamos o campo, e a cada passo do campo, o momento magnético foi medido com a bobina supercondutora mantida no modo permanente. Após alcançar 1 kOe, o momento magnético foi medido no

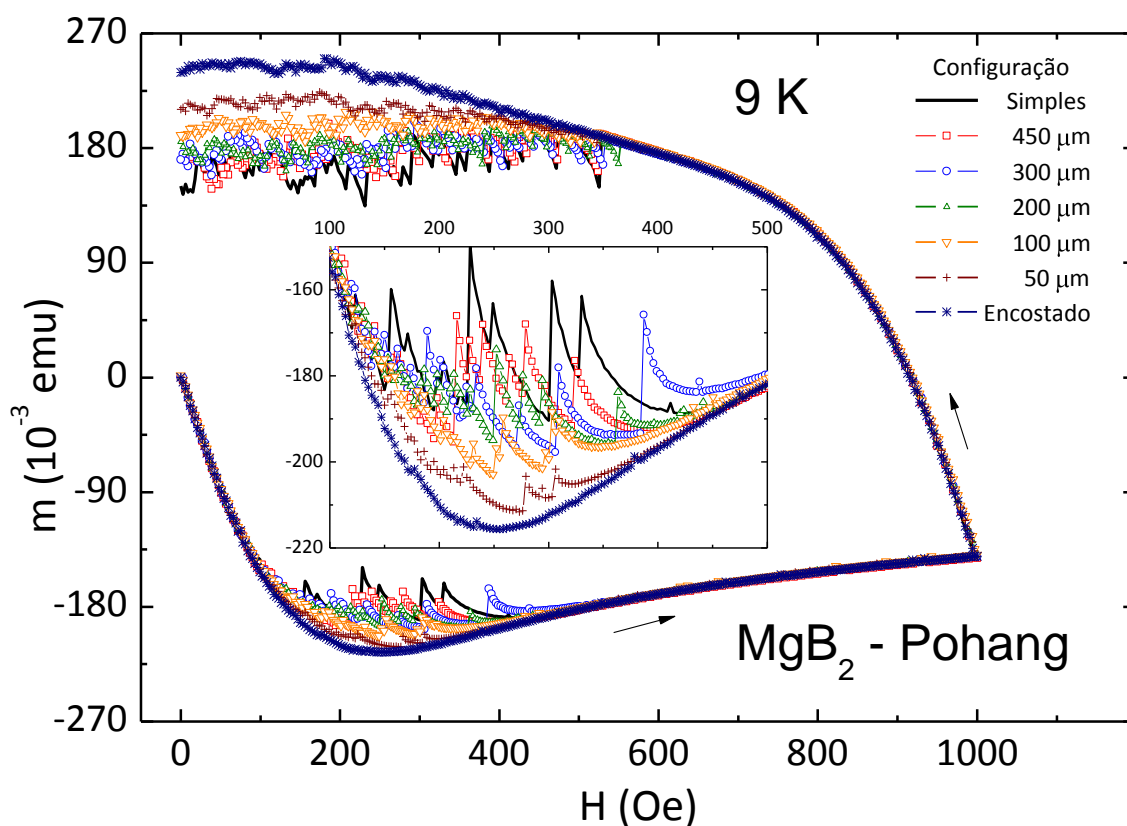


Figura 58. Supressão das instabilidades termomagnéticas no filme MgB_2 - Pohang pela aproximação de um disco de Al na configuração SC/vão/Al. A configuração Simples corresponde à medida sem a presença do disco. Detalhes das montagens experimentais estão apresentados nas seções 4.3.1.1 e 4.3.1.2. O painel inserido mostra detalhes das curvas para valores de campos em que há mais flutuações.

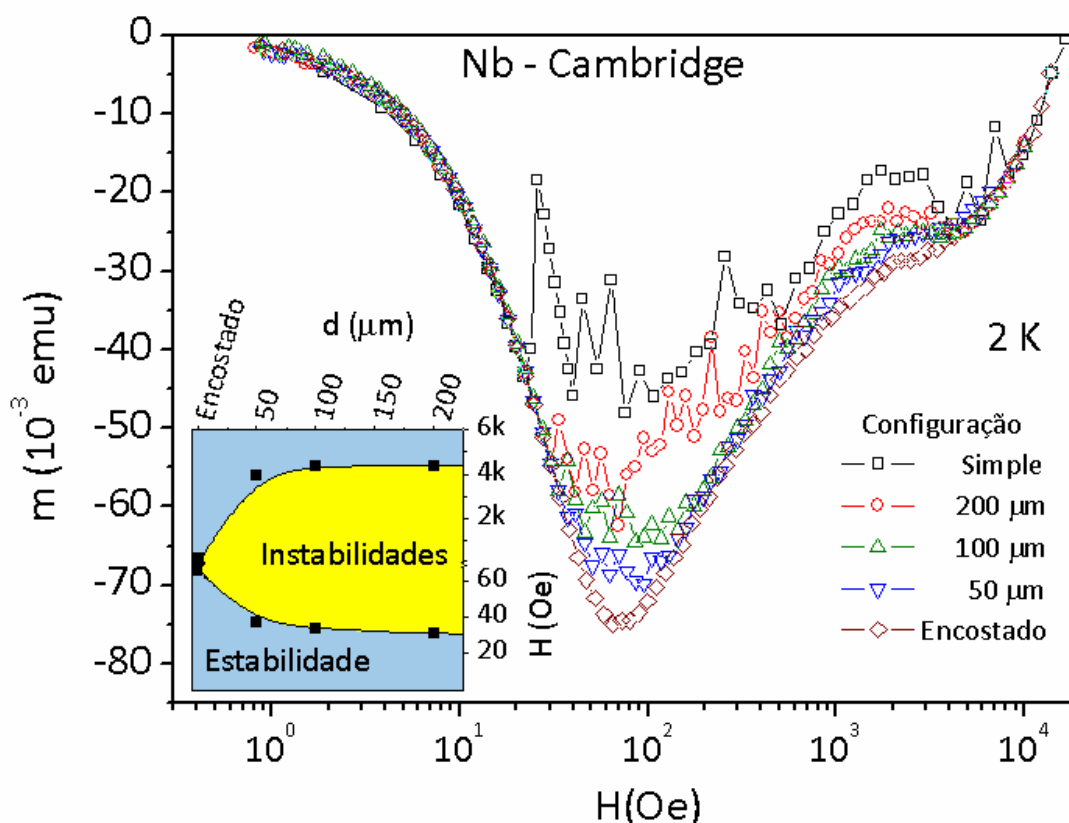


Figura 59. Supressão das instabilidades termomagnéticas no filme Nb – Cambridge pela aproximação de um disco de Al na configuração SC/teflon/Al. A configuração Simple corresponde à medida sem a presença do disco. Detalhes das montagens experimentais estão apresentados nas seções 4.3.1.1 e 4.3.1.3. Pannel inserido mostra um diagrama de campo magnético pela distância. A aproximação do disco contrai a região de instabilidades.

ramo descendente de H.

A configuração identificada como Simple na legenda representa medidas realizadas de forma semelhante ao exposto no Capítulo 5, ou seja, sem o disco de Al. Nas configurações em que o disco é inserido na montagem experimental, vemos uma diminuição gradativa das flutuações à medida que o metal se aproxima do supercondutor, até a configuração Encostado, onde as flutuações são praticamente suprimidas. Além de reduzir a amplitude dos saltos, tanto no ramo ascendente quanto no descendente do campo, a aproximação do disco também aumenta o sinal diamagnético nas curvas virgens e o sinal remanente na ramificação decrescente.

Resultados semelhantes foram obtidos no filme Nb – Cambridge e estão apresentados na Figura 59, em montagem na qual substituímos os espaçadores laterais por lâminas de teflon inseridas entre o supercondutor e o disco, eliminando, assim, a possibilidade de ocorrer troca de calor por correntes de convecção do gás criogênico entre

os materiais. Após um ZFC até 2 K, partindo de uma temperatura acima de T_c , o campo foi aumentado e, a cada passo, o momento magnético foi medido com a bobina supercondutora mantida no modo permanente. Em essência, o comportamento observado no filme de Nb é semelhante ao de MgB_2 : a aproximação do disco diminui a amplitude dos saltos e aumenta o sinal diamagnético da amostra. Na configuração Simples os saltos são grandes e a resposta magnética é bem depreciada pelas instabilidades. Por outro lado, na configuração Encostado os saltos são menores e a resposta magnética é quase toda restabelecida. No último caso, as instabilidades não foram completamente suprimidas porque o disco de Al apenas encostou-se à amostra, desta forma, irregularidades na superfície e rebarbas nas bordas da amostra mantêm o disco a alguns microns de distância do filme supercondutor, impedindo a completa supressão. Diferente do experimento realizado por Choi *et al.* [129], onde a camada de Au foi depositada na superfície do filme, formando contato mais íntimo entre o metal e o supercondutor. Em ambas as amostras observamos comportamentos semelhantes em experimentos realizados em outras temperaturas, abaixo do T^* de cada material. O painel inserido na Figura 59 mostra um diagrama campo H versus distância (d), construído a partir dos resultados apresentados no painel principal. O traçado foi interpolado para suavizar as curvas que conectam os pontos. O ramo inferior representa o contorno LI e o superior, o contorno LS. Fica evidente na figura que a região de instabilidades amplia-se conforme o disco de Al se afasta do supercondutor. Comportamentos semelhantes também foram observados em outras temperaturas, onde os limites seguiram a mesma tendência conforme o disco foi afastado do supercondutor. Entretanto, preferimos apresentar apenas a curva a 2 K, pois para as demais temperaturas não coletamos os limiares para todas as configurações.

É no mínimo intrigante a semelhança entre o diagrama Hd do painel inserido na Figura 59 com o diagrama HE apresentado na Figura 15. Considerando a Equação (52) que descreve a força de arraste obtida através do modelo de freio magnético, podemos entender que a variação no distanciamento do disco de Al em relação ao supercondutor corresponde à alteração da intensidade de B_0 . Desta forma, quanto mais próximo o disco estiver do supercondutor; maior será a força de arraste, implicando numa maior retenção do movimento abrupto do agrupamento de vórtices que constituem a avalanche. Conseqüentemente, a diminuição da velocidade de deriva da avalanche diminui o campo elétrico induzido no supercondutor, como está explícito na Equação (30). Portanto,

alterando a distância entre o disco de Al e o filme supercondutor, podemos controlar o campo elétrico E , justificando, assim, a supressão das avalanches.

6.2.2 O papel da condutividade térmica dos metais na supressão das avalanches de vórtices

A condutividade térmica dos metais não parece ser a razão principal da supressão das instabilidades. O filme MgB_2 – Pohang foi depositado em substrato de safira (Al_2O_3), o qual é conhecido como um bom condutor térmico. O filme MgB_2 – Cambridge foi depositado em substrato de Si, que também possui uma boa condutividade térmica em baixas temperaturas. Além disso, avalanches em filmes de Nb também foram observadas em filmes depositados em substrato de safira [22, 79]. Na Figura 60 comparamos os valores da condutividade térmica para diferentes materiais envolvidos neste estudo. A condutividade térmica dos metais é superior à dos supercondutores, o que justifica invocar a participação dos metais como bons reservatórios térmicos. Entretanto, as condutividades térmicas dos substratos possuem valores significativamente maiores do que as dos supercondutores, sendo até próximas às dos metais. A safira, por exemplo, em 9.5 K possui uma condutividade térmica em torno de 75 vezes maior do que em 2 K, entretanto, avalanches são observadas em toda esta extensão de temperaturas em filmes de MgB_2 . Woodcraft [136] mostrou que a condutividade térmica do Al diminui enormemente com a adição de impurezas no metal. Na Figura 60 apresentamos valores de condutividade térmica para Al com 99.996 % e 99.98 % de pureza. Comparando os resultados publicados por Woodcraft para Al com pureza de 99.98 % com a condutividade térmica da safira, vemos que ambos possuem valores próximos. O experimento apresentado na Figura 33 foi conduzido com uma folha de Al comercial de uso geral, cuja pureza é de 98%, o que implica em valores de condutividade térmica menores ou iguais à da safira. Isso mostra que as avalanches foram suprimidas embora a presença do Al não tenha mudado significativamente as condições de troca de calor do supercondutor com a região experimental.

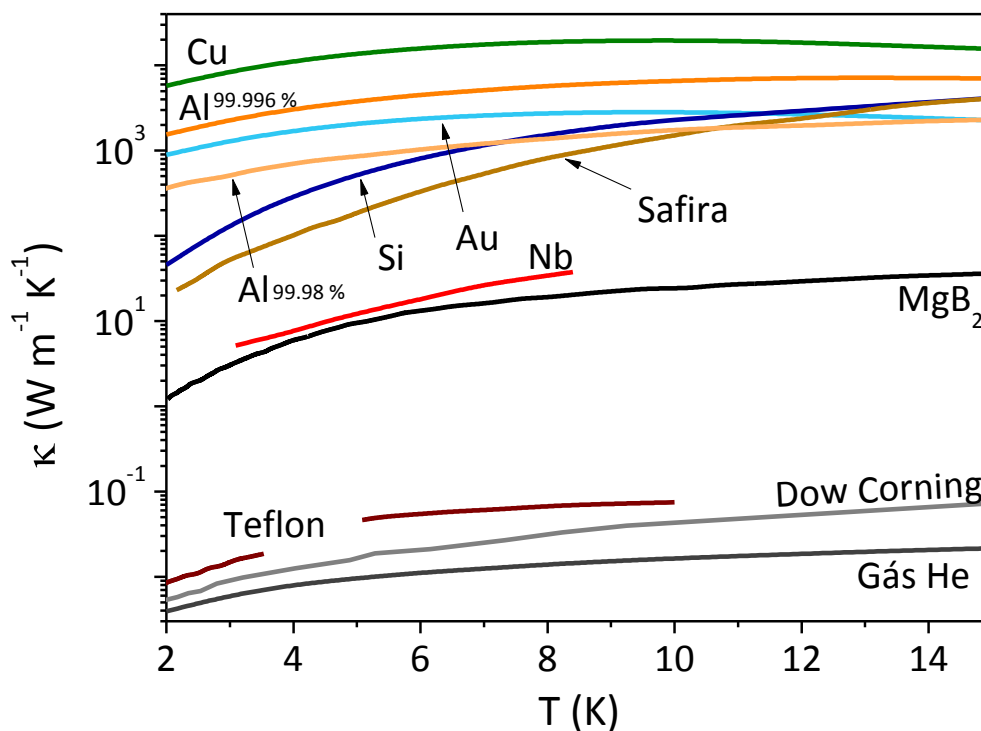


Figura 60. Condutividade térmica a baixa temperatura para: silicone *polydimethylsiloxane* (Dow Corning) [137], Al 99.98% [136]; Al 99.996%; Au; Cu; Gás He [138]; Si [139]; politetrafluoretileno (Teflon) [140,141]; MgB₂ [104]; Nb [105]; Safira [142].

Um elemento adicional que corrobora o argumento de que a condutividade térmica do Al não foi responsável pela supressão das avalanches é o fato de que uma camada de graxa de vácuo Dow Corning foi inserida entre o filme de MgB₂ e a lâmina de Al. Podemos observar na Figura 60 que a condutividade térmica do silicone *polydimethylsiloxane*, composto principal da graxa Dow Corning, é muito baixa, o que prejudica consideravelmente a troca de calor entre o supercondutor e a lâmina de Al. Para medir o efeito da proximidade do disco de Al no filme MgB₂ – Pohang, montamos a amostra na configuração SC/vã/Al. O componente que diminui a troca de calor entre o supercondutor e o disco de Al neste caso é o gás He, cuja condutividade térmica é extremamente baixa. Portanto, a troca de calor entre o filme supercondutor e o disco afastado a uma certa distância, por exemplo, 100 μm, é bastante desfavorecida, contudo, ainda assim houve supressão das avalanches. De modo semelhante, no experimento que resultou nos dados da Figura 59 inserimos entre o filme de Nb e o disco de Al fatias de

politetrafluoretileno (teflon), cuja condutividade térmica é bastante inferior à do próprio supercondutor, prejudicando bastante a troca de calor com o disco de Al.

O conjunto de experimentos conduzidos no estudo deste tema, juntamente com os trabalhos publicados anteriormente, permitem concluir que a supressão das avalanches de vórtices em filme supercondutores na presença de um metal não ocorre devido à troca de calor, mas devido às correntes de Foucault que se opõem à variação do fluxo. Não fazemos qualquer objeção quanto à origem termomagnética do fenômeno responsável pelas avalanches. Porém, as evidências coletadas e aqui apresentadas, contrapõem-se à explicação da supressão das avalanches: como vimos, não é necessário haver um contato térmico entre o supercondutor e o disco de Al para que haja a supressão das avalanches de vórtices.

Capítulo 7

Conclusões

Neste estudo utilizamos duas técnicas experimentais: magnetometria volumétrica DC e captura de imagens por magneto-ótica, através das quais identificamos com êxito, num diagrama HT, regiões onde ocorrem avalanches de vórtices em filmes supercondutores de Nb e MgB₂. A comparação das técnicas permitiu testificar que as flutuações em MDC são devidas às avalanches de fluxo em formato dendrítico observadas por MOI. Para valores de campos e temperaturas acessíveis aos dois sistemas, as técnicas se mostraram equivalentes. Entretanto, em altos valores de campo a MOI apresenta uma limitação natural, devida à saturação da magnetização do filme indicador, assim, a MDC permite completar a tarefa de mapear as avalanches de vórtices. As imagens permitiram conhecer mais profundamente o perfil de penetração do campo magnético nas diversas regiões do diagrama. A equivalência das técnicas MDC e MOI, juntamente com imagens obtidas por outros autores, permite afirmar que os saltos nas isotermas $m(H)$ em filmes de Nb correspondem a um perfil desfigurado de penetração, como o observado nos filmes de MgB₂.

Mostramos que o limite superior também pode ser delineado através de medidas $m(T)$ a campo constante. A impressionante correspondência entre os limites obtidos pelas medidas isotérmicas e aquelas a campos constantes, sugere que há uma diferença no regime que rege a dinâmica dos vórtices na região de instabilidades e na região de estabilidade no diagrama HT. Esta diferença é assinalada pela mudança de uma magnetização aproximadamente constante para uma acentuada diminuição do momento magnético à medida que a temperatura é elevada. Isso permite inferir, neste caso, que as

ramificações dendríticas são dissolvidas e os vórtices se dispersam para o interior da amostra, homogeneizando o perfil desfigurado formado pelas avalanches. Nas medidas realizadas no filme Nb – Cambridge observamos degraus em medidas de magnetização em função da temperatura, para valores de H e T pertencentes à região de instabilidades. Os degraus representam avalanches de vórtices provocadas pelo aumento controlado da temperatura.

Mostramos a dependência linear do valor limiar do primeiro salto em função da espessura do filme, detectado através de medidas MDC. Quanto mais espesso é o filme, maior é o campo onde a primeira instabilidade ocorre. Este comportamento linear foi previsto por um modelo teórico e de fato observado neste trabalho. Quando corrigido pelas dimensões da amostra, considerando o efeito causado pelo fator de desmagnetização no campo local nas bordas de um filme, o campo efetivo é enormemente amplificado. O fato do campo efetivo limiar ser independente da espessura sugere que a avalanche de fluxo em filmes é uma característica da composição do sistema, filme supercondutor e substrato, independente da dimensão específica da amostra.

Para filmes supercondutores de Nb e MgB_2 submetidos a valores de H e T que os conduzem à região de instabilidade, a aplicação de um campo AC induz avalanches de vórtices, se a amplitude de excitação for suficientemente intensa. No estado remanente os vórtices evade-se da amostra através de avalanches que se manifestam em forma de descontinuidades na medida MDC, após o supercondutor ter sido submetido a um campo AC. Em temperaturas acima de T^* , as avalanches de vórtices não são observadas, em concordância com as medidas de MDC sem campo AC. Nos experimentos que conduzimos não observamos uma dependência na ocorrência das avalanches com a frequência do campo de excitação. Considerando os valores limiares da região de instabilidades, o aumento da amplitude do campo AC aplicado concomitantemente ao campo DC causa uma expansão nos contornos.

A presença de um disco de metal suficientemente próximo ao filme supercondutor diminui a ocorrência das avalanches de vórtices. Quanto mais próximo do filme, mais suprimidas são as avalanches. Esta supressão não é devida à troca de calor, mas às correntes de Foucault que se opõem à variação do fluxo, pois não há necessidade de que o metal esteja em bom contato térmico com o supercondutor. A aproximação de um disco

metálico ao filme supercondutor promove uma contração dos contornos da região de instabilidades.

Embora os valores limiares dos filmes estudados nesta tese sejam específicos para os filmes MgB_2 – Pohang, Nb – Cambridge e Nb – Paris, o comportamento em filmes de Nb e MgB_2 , de forma geral, segue a mesma tendência. Para ambos os materiais as instabilidades ocorrem em uma vasta porção do diagrama HT, assim, seu conhecimento é de suma importância para quem deseja empregá-los em aplicações na presença de campo magnético perpendicular ao seu plano, e/ou submetê-los à presença de um campo alternado nas mesmas condições que estudamos. O fato das avalanches de fluxo serem suprimidas pela proximidade de uma camada metálica permite que o supercondutor restabeleça sua capacidade de blindar o campo e transportar supercorrentes, mesmo na região de instabilidades do diagrama HT.

Referências

- [1] H. K. Onnes, Leiden Comm., 124c (1911). Citado por: Charles P. Poole Jr, Horacio A. Farach, Richard J. Creswick, *Superconductivity* (Academic Press, San Diego, 1995).
- [2] V. L. Ginzburg, L. D. Landau, *J. Exptl. Theorit. Phys. (U. S. S. R)* **20**, 1064 (1950).
- [3] L. D. Landau, E. M. Lifshitz, *Statistical Physics* (Pergamon Press, England, 1982).
- [4] J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer, *Physical Review* **108**, 1175 (1957).
- [5] C. P. Bean, *Physical Review Letters* **8**, 250 (1962).
- [6] J. G. Bednorz, and K. A. Muller, *Zeitschrift Fur Physik B-Condensed Matter* **64**, 189 (1986).
- [7] P. Komarek, *Superconductor Science & Technology* **13**, 456 (2000).
- [8] K. Vinod, R. G. A. Kumar, and U. Syamaprasad, *Superconductor Science & Technology* **20**, R1 (2007).
- [9] T. VanDuzer, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* **7**, 98 (1997).
- [10] T. Van Duzer, *IEEE Transactions on Electronics* **E91C**, 260 (2008).
- [11] D. Larbalestier, A. Gurevich, D. M. Feldmann, and A. Polyanskii, *Nature* **414**, 368 (2001).
- [12] S. R. Foltyn, L. Civale, J. L. Macmanus-Driscoll, Q. X. Jia, B. Maiorov, H. Wang, and M. Maley, *Nature Materials* **6**, 631 (2007).
- [13] R. M. Scanlan, A. P. Malozemoff, and D. C. Larbalestier, *Proceedings of the IEEE* **92**, 1639 (2004).
- [14] W. Meissner, H. Franz, *Zeits für Physik* **558**, 63 (1930). Citado por: A. M. Forrest, *European Journal of Physics* **4**, 117 (1983).
- [15] J. Nagamatsu, N. Nakagawa, T. Muranaka, Y. Zenitani, and J. Akimitsu, *Nature* **410**, 63 (2001).
- [16] E. Monticone, C. Portesi, S. Borini, E. Taralli, and M. Rajteri, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* **17**, 222 (2007).
- [17] H. Yamamoto, A. Tsukamoto, H. Hasegawa, K. Saitoh, Y. Fukuda, and M. Okada, *Physica C-Superconductivity and Its Applications* **463**, 948 (2007).
- [18] C. Buzea, and T. Yamashita, *Superconductor Science & Technology* **14**, R115 (2001).
- [19] W. A. C. Passos, P. N. Lisboa, R. Caparroz, C. C. de Faria, P. C. Venturini, F. M. Araujo-Moreira, S. Sergeenkov, and W. A. Ortiz, *Physica C-Superconductivity and Its Applications* **354**, 189 (2001).
- [20] W. A. Ortiz, P. N. Lisboa, W. A. C. Passos, and F. M. Araujo-Moreira, *Physica C* **361**, 267 (2001).

- [21] W. A. C. Passos, P. N. Lisboa, W. N. Kang, E. M. Choi, H. J. Kim, S. I. Lee, and W. A. Ortiz, *Journal of Superconductivity* **15**, 479 (2002).
- [22] C. A. Duran, P. L. Gammel, R. E. Miller, and D. J. Bishop, *Physical Review B* **52**, 75 (1995).
- [23] P. Leiderer, J. Boneberg, P. Brull, V. Bujok, and S. Herminghaus, *Physical Review Letters* **71**, 2646 (1993).
- [24] T. H. Johansen, M. Baziljevich, D. V. Shantsev, P. E. Goa, Y. M. Galperin, W. N. Kang, H. J. Kim, E. M. Choi, M. S. Kim *et al.*, *Superconductor Science & Technology* **14**, 726 (2001).
- [25] E. Altshuler, and T. H. Johansen, *Reviews of Modern Physics* **76**, 471 (2004).
- [26] E. A. Lynton, *Superconductivity* (Mathuen, London, 1969).
- [27] M. Tinkhan, *Introduction to superconductivity* (MacGraw-Hill, New York, 1975).
- [28] A. C. Rose-Innes, E. H. Rhoderick, *Introduction to Superconductivity* (Pergamon Press, Oxford, 1978).
- [29] M. Cyrot, D. Pavuna, , *Introduction to Superconductivity and High-T_c Materials* (World Scientific, London, 1992).
- [30] Charles P. Poole Jr, Horacio A. Farach, Richard J. Creswick, *Superconductivity* (Academic Press, San Diego, 1995).
- [31] V. V. Schmidt, *The Physics of Superconductors* (Springer, Berlin, 1997).
- [32] P. Pureur, *Supercondutividade e Materiais Supercondutores* (Instituto de Física - UFRGS, Porto Alegre, 2004).
- [33] V. L. Ginzburg, *Journal of Superconductivity* **13**, 665 (2000).
- [34] W. Meissner, R. Ochsenfeld, *Naturissemchafien* **21**, 787 (1933).
- [35] Y. X. Wang, T. Plackowski, and A. Junod, *Physica C-Superconductivity and Its Applications* **355**, 179 (2001).
- [36] A. A. Abrikosov, *Soviet Physics JETP* **5**, 1174 (1957).
- [37] U. Essmann, and H. Trauble, *Physics Letters A* **A 24**, 526 (1967).
- [38] H. F. Hess, R. B. Robinson, R. C. Dynes, J. M. Valles, and J. V. Waszczak, *Physical Review Letters* **62**, 214 (1989).
- [39] K. Harada, T. Matsuda, J. Bonevich, M. Igarashi, S. Kondo, G. Pozzi, U. Kawabe, and A. Tonomura, *Nature* **360**, 51 (1992).
- [40] A. M. Troyanovski, J. Aarts, and P. H. Kes, *Nature* **399**, 665 (1999).
- [41] P. E. Goa, H. Hauglin, M. Baziljevich, E. Il'yashenko, P. L. Gammel, and T. H. Johansen, *Superconductor Science & Technology* **14**, 729 (2001).
- [42] A. Volodin, K. Temst, C. Van Haesendonck, Y. Bruynseraede, M. I. Montero, and I. K. Schuller, *Europhysics Letters* **58**, 582 (2002).
- [43] G. Blatter, *Physica C* **282**, 19 (1997).
- [44] J. Pearl, *Applied Physics Letters* **5**, 65 (1964).
- [45] J. Pearl, *Journal of Applied Physics* **37**, 4139 (1966).
- [46] A. L. Fetter, and Hohenber.Pc, *Physical Review* **159**, 330 (1967).
- [47] J. L. Chen, and T. Y. Tseng, *Physical Review B* **54**, 502 (1996).
- [48] T. H. Johansen, M. Baziljevich, D. V. Shantsev, P. E. Goa, Y. M. Galperin, W. N. Kang, H. J. Kim, E. M. Choi, M. S. Kim *et al.*, *Europhysics Letters* **59**, 599 (2002).
- [49] N. C. Yeh, *Physical Review B* **40**, 4566 (1989).
- [50] G. Blatter, M. V. Feigelman, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, *Reviews of Modern Physics* **66**, 1125 (1994).

- [51] G. Blatter, and B. Ivlev, *Physica B* **194**, 1795 (1994).
- [52] S. S. Banerjee, A. K. Grover, M. J. Higgins, G. I. Menon, P. K. Mishra, D. Pal, S. Ramakrishnan, T. V. C. Rao, G. Ravikumar *et al.*, *Physica C-Superconductivity and Its Applications* **355**, 39 (2001).
- [53] A. E. Koshelev, A. A. Varlamov, and V. M. Vinokur, *Physical Review B* **72** (2005).
- [54] S. G. Jung, W. K. Seong, J. Y. Huh, T. G. Lee, W. N. Kang, E. M. Choi, H. J. Kim, and S. I. Lee, *Superconductor Science & Technology* **20**, 129 (2007).
- [55] L. e. al., (DOI: 10.1016/j.physc.2008.05.266).
- [56] R. G. Mints, and A. L. Rakhmanov, *Reviews of Modern Physics* **53**, 551 (1981).
- [57] P. W. Anderson, *Physical Review Letters* **9**, 309 (1962).
- [58] C. F. Hempstead, and Y. B. Kim, *Physical Review Letters* **12**, 145 (1964).
- [59] M. Tinkham, *Physical Review Letters* **13**, 804 (1964).
- [60] L. Ji, R. H. Sohn, G. C. Spalding, C. J. Lobb, and M. Tinkham, *Physical Review B* **40**, 10936 (1989).
- [61] Y. B. Kim, C. F. Hempstead, and A. R. Strnad, *Physical Review Letters* **9**, 306 (1962).
- [62] W. A. Fietz, M. R. Beasley, J. Silcox, and W. W. Webb, *Physical Review* **136**, A335 (1964).
- [63] P. G. d. Gennes, *Superconductivity of Metals and Alloys* (Benjamin, New York, 1966).
- [64] S. Blundell, *Magnetism in Condensed Matter* (Oxford University Press, Oxford, 2001).
- [65] B. B. Goodman, *Reviews of Modern Physics* **36**, 12 (1964).
- [66] A. L. Schawlow, *Physical Review* **101**, 573 (1956).
- [67] Y. B. Kim, C. F. Hempstead, and A. R. Strnad, *Physical Review* **129**, 528 (1963).
- [68] Wertheim.Mr, and Gilchris.Jg, *Journal of Physics and Chemistry of Solids* **28**, 2509 (1967).
- [69] H. E. Cline, R. M. Rose, and J. Wulff, *Journal of Applied Physics* **37**, 1 (1966).
- [70] F. Colauto, E. J. Patino, M. G. Blamire, and W. A. Ortiz, *Superconductor Science & Technology* **21**, 045018 (2008).
- [71] V. V. Chabanenko, V. F. Rusakov, A. Nabialek, S. Piechota, S. Vasiliev, and H. Szymczak, *Physica C-Superconductivity and Its Applications* **369**, 77 (2002).
- [72] L. J. Neuringer, and Y. Shapira, *Physical Review* **148**, 231 (1966).
- [73] K. Chen, S. W. Hsu, T. L. Chen, S. D. Lan, W. H. Lee, and P. T. Wu, *Applied Physics Letters* **56**, 2675 (1990).
- [74] A. Gerber, and A. Milner, *Physical Review B* **62**, 9753 (2000).
- [75] S. X. Dou, X. L. Wang, J. Horvat, D. Milliken, A. H. Li, K. Konstantinov, E. W. Collings, M. D. Sumption, and H. K. Liu, *Physica C* **361**, 79 (2001).
- [76] M. S. Lubell, B. S. Chandrasekhar, and G. T. Mallick, *Applied Physics Letters* **3**, 79 (1963).
- [77] K. Shiiki, and M. Kudo, *Journal of Applied Physics* **45**, 4071 (1974).
- [78] S. Jin, H. Mavoori, C. Bower, and R. B. van Dover, *Nature* **411**, 563 (2001).
- [79] M. S. Welling, R. J. Westerwaal, W. Lohstroh, and R. J. Wijngaarden, *Physica C-Superconductivity and Its Applications* **411**, 11 (2004).
- [80] P. Esquinazi, A. Setzer, D. Fuchs, Y. Kopelevich, E. Zeldov, and C. Assmann, *Physical Review B* **60**, 12454 (1999).
- [81] V. Vlasko-Vlasov, U. Welp, V. Metlushko, and G. W. Crabtree, *Physica C* **341**, 1281 (2000).

- [82] I. A. Rudnev, S. V. Antonenko, D. V. Shantsev, T. H. Johansen, and A. E. Primenko, *Cryogenics* **43**, 663 (2003).
- [83] I. A. Rudnev, D. V. Shantsev, T. H. Johansen, and A. E. Primenko, *Applied Physics Letters* **87**, 042502 (2005).
- [84] S. C. Wimbush, B. Holzapfel, and C. Jooss, *Journal of Applied Physics* **96**, 3589 (2004).
- [85] M. Roussel, A. V. Pan, A. V. Bobyl, Y. Zhao, S. X. Dou, and T. H. Johansen, *Superconductor Science & Technology* **18**, 1391 (2005).
- [86] M. Kuhberger, G. Gritzner, K. R. Schoppl, H. W. Weber, A. A. F. Olsen, and T. H. Johansen, *Superconductor Science & Technology* **17**, 764 (2004).
- [87] F. Colauto, E. Choi, J. Y. Lee, S. I. Lee, V. V. Yurchenko, T. H. Johansen, and W. A. Ortiz, *Superconductor Science & Technology* **20**, L48 (2007).
- [88] Z. W. Zhao, S. L. Li, Y. M. Ni, H. P. Yang, Z. Y. Liu, H. H. Wen, W. N. Kang, H. J. Kim, E. M. Choi *et al.*, *Physical Review B* **65**, 064512 (2002).
- [89] S. J. Bending, *Advances in Physics* **48**, 449 (1999).
- [90] D. V. Denisov, D. V. Shantsev, Y. M. Galperin, E. M. Choi, H. S. Lee, S. I. Lee, A. V. Bobyl, P. E. Goa, A. A. F. Olsen *et al.*, *Physical Review Letters* **97**, 077002 (2006).
- [91] P. S. Swartz, and C. P. Bean, *Journal of Applied Physics* **39**, 4991 (1968).
- [92] C. P. Bean, *Reviews of Modern Physics* **36**, 31 (1964).
- [93] S. L. Wipf, *Physical Review* **161**, 404 (1967).
- [94] K. Yamafuji, M. Takeo, J. Chikaba, N. Yano, and F. Irie, *Journal of the Physical Society of Japan* **26**, 315 (1969).
- [95] I. Felner, V. P. S. Awana, M. Mudgel, and H. Kishan, *Journal of Applied Physics* **101**, 09G101 (2007).
- [96] R. G. Mints, and E. H. Brandt, *Physical Review B* **54**, 12421 (1996).
- [97] I. Aranson, A. Gurevich, and V. Vinokur, *Physical Review Letters* **87**, 067003 (2001).
- [98] B. Rosenstein, B. Y. Shapiro, and I. Shapiro, *Europhysics Letters* **70**, 506 (2005).
- [99] C. Baggio, R. E. Goldstein, A. I. Pesci, and W. van Saarloos, *Physical Review B* **72**, 060503 (2005).
- [100] D. V. Denisov, A. L. Rakhmanov, D. V. Shantsev, Y. M. Galperin, and T. H. Johansen, *Physical Review B* **73**, 014512 (2006).
- [101] I. S. Aranson, A. Gurevich, M. S. Welling, R. J. Wijngaarden, V. K. Vlasko-Vlasov, V. M. Vinokur, and U. Welp, *Physical Review Letters* **94**, 037002 (2005).
- [102] H. J. Choi, D. Roundy, H. Sun, M. L. Cohen, and S. G. Louie, *Nature* **418**, 758 (2002).
- [103] H. A. Leupold, and H. A. Boorse, *Physical Review* **134**, A1322 (1964).
- [104] A. V. Sologubenko, J. Jun, S. M. Kazakov, J. Karpinski, and H. R. Ott, *Physical Review B* **66**, 014504 (2002).
- [105] S. M. Wasim, and N. H. Zebouni, *Physical Review* **187**, 539 (1969).
- [106] A. L. Rakhmanov, D. V. Shantsev, Y. M. Galperin, and T. H. Johansen, *Physical Review B* **70**, 224502 (2004).
- [107] W. N. Kang, H. J. Kim, E. M. Choi, C. U. Jung, and S. L. Lee, *Science* **292**, 1521 (2001).
- [108] C. Jooss, J. Albrecht, H. Kuhn, S. Leonhardt, and H. Kronmuller, *Reports on Progress in Physics* **65**, 651 (2002).
- [109] P. Hansen, K. Witter, and W. Tolksdorf, *Physical Review B* **27**, 4375 (1983).

- [110] T. H. Johansen, M. Baziljevich, H. Bratsberg, Y. Galperin, P. E. Lindelof, Y. Shen, and P. Vase, *Physical Review B* **54**, 16264 (1996).
- [111] S. Flament, Warsito, C. Cordier, L. Mechin, and D. Bloyet, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* **11**, 3174 (2001).
- [112] T. H. Johansen, *Personal communication* (Oslo, 2006).
- [113] R. J. Wijngaarden, *Personal communication* (Amsterdam, 2008).
- [114] F. L. Barkov, D. V. Shantsev, T. H. Johansen, P. E. Goa, W. N. Kang, H. J. Kim, E. M. Choi, and S. I. Lee, *Physical Review B* **67**, 064513 (2003).
- [115] M. Menghini, R. J. Wijngaarden, A. V. Silhanek, S. Raedts, and V. V. Moshchalkov, *Physical Review B* **71**, 104506 (2005).
- [116] D. Stamopoulos, A. Speliotis, and D. Niarchos, *Superconductor Science & Technology* **17**, 1261 (2004).
- [117] E. Altshuler, T. H. Johansen, Y. Paltiel, P. Jin, K. E. Bassler, O. Ramos, Q. Y. Chen, G. F. Reiter, E. Zeldov *et al.*, *Physical Review B* **70**, 140505 (2004).
- [118] L. E. Helseth, A. G. Solov'yev, R. W. Hansen, E. I. Il'yashenko, M. Baziljevich, and T. H. Johansen, *Physical Review B* **66**, 064405 (2002).
- [119] E. V. Thuneberg, J. Kurkijärvi, and D. Rainer, *Physical Review B* **29**, 3913 (1984).
- [120] F. Colauto, Patiño E. J., Aprilli, M., Ortiz, W. A., *Journal of Physics: Conference Series* (aceito - será publicado em 2009).
- [121] R. Prozorov, D. V. Shantsev, and R. G. Mints, *Physical Review B* **74**, 220511 (2006).
- [122] Y. Kimishima, S. Takami, T. Okuda, M. Uehara, T. Kuramoto, and Y. Sugiyama, *Physica C-Superconductivity and Its Applications* **463**, 281 (2007).
- [123] X. H. Zeng, A. V. Pogrebnyakov, A. Kotcharov, J. E. Jones, X. X. Xi, E. M. Lysczek, J. M. Redwing, S. Y. Xu, J. Lettieri *et al.*, *Nature Materials* **1**, 35 (2002).
- [124] Z. X. Ye, Q. Li, Y. F. Hu, A. V. Pogrebnyakov, Y. Cui, X. X. Xi, and J. M. Redwing, *Applied Physics Letters* **85**, 5284 (2004).
- [125] Z. X. Ye, Q. A. Li, Y. F. Hu, A. V. Pogrebnyakov, Y. Cui, X. X. Xi, J. M. Redwing, and Q. Li, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* **15**, 3273 (2005).
- [126] A. Lucarelli, S. Hummert, A. Chaney, G. Lupke, B. Moeckly, Y. Zhao, and S. X. Dou, *Applied Physics Letters* **91**, 222505 (2007).
- [127] A. V. Bobyl, D. V. Shantsev, T. H. Johansen, W. N. Kang, H. J. Kim, E. M. Choi, and S. I. Lee, *Applied Physics Letters* **80**, 4588 (2002).
- [128] M. Baziljevich, A. V. Bobyl, D. V. Shantsev, E. Altshuler, T. H. Johansen, and S. I. Lee, *Physica C-Superconductivity and Its Applications* **369**, 93 (2002).
- [129] E. M. Choi, H. S. Lee, H. J. Kim, S. I. Lee, and W. N. Kang, *Applied Physics Letters* **84**, 82 (2004).
- [130] S. Hébert, L. Van Look, L. Weckhuysen, and V. V. Moshchalkov, *Physical Review B* **67**, 224510 (2003).
- [131] A. V. Silhanek, S. Raedts, and V. V. Moshchalkov, *Physical Review B* **70**, 144504 (2004).
- [132] H. D. Wiederick, N. Gauthier, D. A. Campbell, and P. Rochon, *American Journal of Physics* **55**, 500 (1987).
- [133] M. A. Heald, *American Journal of Physics* **56**, 521 (1988).
- [134] H. K. Collan, and J. Vinnurva, *IEEE Transactions on Magnetics* **32**, 3040 (1996).
- [135] S. Vasiliev, V. V. Chabanenko, A. Nabialek, V. Rusakov, S. Piechota, and H. Szymczak, *Acta Physica Polonica A* **106**, 777 (2004).
- [136] A. L. Woodcraft, *Cryogenics* **45**, 626 (2005).

- [137] A. Baudot, J. Mazuer, and J. Odin, *Cryogenics* **38**, 227 (1998).
- [138] R. C. West, *Handbook of Chemistry and Physics, 57 Edition* (The Chemical Rubber Company, Cleveland, Ohio, 1976-77).
- [139] D. R. Lide, *Handbook of Chemistry and Physics, 78 Edition* (The Chemical Rubber Company, Cleveland, Ohio, 1997-98).
- [140] A. C. Anderson, W. Reese, and J. C. Wheatley, *Review of Scientific Instruments* **34**, 1386 (1963).
- [141] T. Scott, and M. Giles, *Physical Review Letters* **29**, 642 (1972).
- [142] M. G. Holland, *Journal of Applied Physics* **33**, 2910 (1962).