
Universidade Federal de São Carlos

Centro de Ciências Exatas e de Tecnologia

Programa de Pós-Graduação em Física

INTERAÇÃO DA MATÉRIA DE VÓRTICES COM
ESTRUTURAS DE DEFEITOS: DETECÇÃO DAS
PRIMEIRAS PENETRAÇÕES

Rafael Zadorosny

São Carlos

2009

Universidade Federal de São Carlos

Centro de Ciências Exatas e de Tecnologia

Programa de Pós-Graduação em Física

INTERAÇÃO DA MATÉRIA DE VÓRTICES COM
ESTRUTURAS DE DEFEITOS: DETECÇÃO DAS
PRIMEIRAS PENETRAÇÕES

Rafael Zadorosny

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

São Carlos

2009

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

Z17im

Zadorosny, Rafael.

Interação da matéria de vórtices com estruturas de defeitos : detecção das primeiras penetrações / Rafael Zadorosny. -- São Carlos : UFSCar, 2009.
108 f.

Tese (Doutorado) -- Universidade Federal de São Carlos, 2009.

1. Supercondutores. 2. Matéria de vórtices. 3. Defeitos colunares. 4. Filmes finos. I. Título.

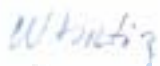
CDD: 537.623 (20^a)

RAFAEL ZADOROSNY

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.

Aprovado em 07 de agosto de 2009.

BANCA EXAMINADORA




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



Prof. Dr. Edson Sardella
Universidade Estadual Paulista -- FC (Bauru)



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



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



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

*A todos que riram e choraram comigo e, em especial,
ao meu filho muito amado André Luiz.*

A natureza é um enorme jogo de xadrez disputado por Deuses e que temos o privilégio de observar. As regras do jogo são o que chamamos de física fundamental e compreender essas regras é a nossa meta.

Richard P. Feynman

Agradecimentos

Agradeço do fundo do coração:

∞ À Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo, FAPESP, pelo apoio financeiro;

∞ Ao professor Ortiz por acreditar na minha capacidade, mesmo nos momentos em que eu duvidei disso; por ter me acolhido na “família” GSM; pelos conselhos edificantes, muitos dos quais me deram grande suporte em momentos pessoais difíceis que enfrentei. Enfim, pelo seu exemplo de competência, ética e moral como pesquisador, professor, e espírito que busca incessantemente a evolução;

“Ciência é conhecimento organizado. Sabedoria é vida organizada.” Immanuel Kant

∞ À Lúcia pelo convívio nos primórdios de minha entrada no GSM; por sua alegria e conversa prazerosa nos poucos churrascos que tivemos e, principalmente, pelo exemplo de força, convicção e fé em momentos dos mais diversos que passamos nessa vida;

“A alegria da alma constitui os belos dias da vida, seja qual for a época.” Sócrates

∞ Ao Prof. Wagner Passos (Gui) pelo companheirismo, dicas e ensinamentos na época de minha iniciação científica;

“O poder é a habilidade de fazer boas coisas para os outros.” Brooke Astor

∞ Ao Prof. Paulo Noronha pela amizade, confiança, e parceria em assuntos científicos e também por ter me acolhido em seu lar quando precisei;

“Terminado o jogo, o rei e o peão voltam à mesma caixa.” Provérbio italiano

- ∞ Ao Cláudio (vulgo Vardi) técnico em criogenia, pela prontidão nos mais variados tipos de serviço e a todos os seus auxiliares que, desde meados de 2001, fizeram parte de minha convivência no GSM;

“A gratidão é o único tesouro dos humildes.” William Shakespeare

- ∞ Aos meus irmãos de coração: Alan e Hiro pelo companheirismo, amizade e cumplicidade na graduação e na vida;

“O afeto é o amor feito consciência.” Carlos Bernardo González Pecotche

- ∞ Aos meus eternos e admiráveis amigos: Schio, Alonso, André, César, Gualdi, Fernando, Helder, Fabiano (Coluto), Ana, Bruna; Juliana, Ariane, Paulo, pelas discussões científicas; pelos momentos de lazer e de desabafo e, acima de tudo, pelo companheirismo que a maioria dessas pessoas dispensaram a mim;

“Devem buscar-se amigos como os bons livros. Não está a felicidade em que sejam muitos nem muito curiosos; e sim poucos, bons e bem conhecidos.” Mateo Alemán

- ∞ Aos meus tios, tias, primos e primas pela preocupação, suporte e apoio quando minhas pernas pareciam não mais suportar o peso das dificuldades da vida; Meus sinceros e especiais agradecimentos ao Tio Mauro (Caroço), Tia Irene, Ayla, Lígia, Tia Tata, Madrinha, Tio Victor, Tia Valéria, Victinho e Natália (namorada do meu irmão);

“A fragrância sempre permanece na mão de quem oferece flores.” Hadia Bejar

- ∞ Ao meu irmão Lincon, pelo amor, carinho, companheirismo e apoio em todas as instâncias de minha vida. Amo-te muito e espero ter-te sempre ao meu lado;

“Para entender o coração e a mente de uma pessoa, não olhe para o que ela já conseguiu, mas para o que ela aspira.” Khalil Gibran

- ∞ Aos meus pais, Aristeu e Sueli, pela educação, preocupação e apoio incondicional; pelas brigas, pelos risos, pelas lágrimas, pelos conselhos (escutados ou não), por simplesmente existirem e me darem a oportunidade de existir também! A vocês, o meu mais sincero e puro sentimento de amor;

“A gratidão desbloqueia a abundância da vida. Ela torna o que temos em suficiente, e mais, ela torna a negação em aceitação, caos em ordem, confusão em claridade. Ela pode transformar uma refeição em um banquete, uma casa em um lar, um estranho em

um amigo. A gratidão dá sentido ao nosso passado, traz paz para o hoje, e cria uma visão para o amanhã.” Melody Beattie

- ∞ Ao meu filhote André Luiz, pelo aperto que senti no peito quando não estava contigo; pelos risos que me trouxe quando minha vontade era de chorar; por tirar todo o peso e angústia que eu estava sentindo apenas ao sentir o seu olhar; por acordar sorrindo para mim e vir no meu colo; por dar sentido à minha vida. Meu sentimento por você é tão grande que mesmo se todas as estrelas do universo se unissem não seriam suficientes para superar o amor que lhe tenho. Meu filhote, papai te AMA infinitamente!

“A mente infantil dar-nos-á de volta, no futuro, tudo aquilo que lhe dermos agora” André Luiz

Resumo

Esta tese é o resultado de um estudo sistemático da interação entre vórtices penetrados e centros de aprisionamento presentes em sistemas supercondutores estruturados. Para isso utilizamos três filmes supercondutores, um de YBCO, um de Nb e um de Pb, onde redes quadradas de perfurações (que denominaremos por ADs, antidots, em inglês) foram inseridas. Nos dois primeiros, foram feitas indentações mecânicas, enquanto que para o Pb foram utilizados processos litográficos. No filme de YBCO a célula unitária da rede apresenta 50 μm de lado e os ADs têm um diâmetro efetivo de 2 μm , contando com um total de 1680 ADs. O filme de Nb apresenta 900 ADs de 1 μm de diâmetro efetivo, arranjados em uma rede de 10 μm de lado. Já o filme de Pb conta com mais de 3.7 milhões de ADs de formato quadrado, com 0.8 μm de lado e, a rede formada, tem célula unitária de 1.5 μm .

Estudamos esses sistemas por técnicas de magnetometria DC e AC. Por possuírem um baixo valor do Campo de Comensurabilidade (*Matching Field*, MF) associado às suas redes, não foi possível estudar os efeitos de coincidência para os filmes de YBCO e Nb. Contudo, o filme de Pb possui uma estrutura cujo MF é de 9.1 Oe e, dessa forma, foi possível observar saltos na sua resposta magnética cada vez que o campo aplicado atingia um múltiplo inteiro de tal campo.

O filme de YBCO foi estudado na presença de baixíssimos campos DC, isto é, apenas na presença do campo da Terra. Verificamos que, ao penetrarem no material, os vórtices se arranjam pelos ADs de forma que o filme passa a se comportar como uma coleção de supercondutores menores dispostos lado a lado. Esse estudo não foi realizado nas outras amostras por ser extremamente trabalhoso, além de necessitar de condições experimentais raramente disponíveis em nosso laboratório. Particularmente

para o filme de Pb, não tivemos tempo hábil para a preparação de tal experimento, devido à sua rápida degradação.

O filme de Pb foi estudado quanto à sua termorremanência para diversos campos de resfriamento da amostra. Tal estudo revelou que a reposta remanente desse sistema é crescente com o campo porém, apresenta um valor de saturação para campos acima do MF da sua rede. Isto é devido à proximidade entre seus ADs, que dificulta o aprisionamento de vórtices na região intersticial. A remanência cresce de forma pronunciada até o campo aplicado alcançar o primeiro MF, quando o fluxo remanente no material conta com um quantum por AD. Para campos maiores, a taxa de crescimento da remanência tem uma mudança súbita e aproxima-se de zero.

Em medidas de χ_{AC} em função da amplitude do campo de excitação, todas as amostras revelaram que, no início da penetração, os vórtices são barrados pela primeira frente de ADs. Somente após alcançarem determinada quantidade é que conseguem vencer essa primeira barreira e se aprofundam no material, indo de encontro à segunda frente. Em outras palavras, em temperaturas e densidades de vórtices suficientemente baixas (ou, equivalentemente, baixos campos AC), a penetração se dá “camada por camada”, i.e., as frentes de ADs agem como barreiras de contenção à entrada de vórtices, sendo superadas uma a uma.

Abstract

This thesis results from a systematic study of the interactions between penetrated vortices and pinning centers carried out on structured superconductors films of YBCO, Nb and Pb. A regular array of pinning centers (antidots, ADs) was inserted in those samples by mechanical indentations (in YBCO and Nb films), and by a lithographic processes (Pb). The structure of the YBCO film counts with 1680 ADs, each with an effective diameter of 2 μm , distributed in a square array of 50 μm size. The Nb film has 900 ADs, with an effective diameter of 1 μm , forming a square array of 10 μm size. The Pb film has more than 3.7 millions of square ADs, with 0.8 μm of lateral dimensions, and the formed array has size of 1.5 μm .

Those systems were studied by DC and AC magnetometry. As the Commensurability Field (Matching Field, MF) associated with their structures, is very small, it was not possible to study the commensurability effects in YBCO and Nb films. However, the Pb film has a structure which MF is 9.1 Oe, so that, jumps in its magnetic response could be observed each time that the applied field reached an integer multiple of that field.

The YBCO film was studied in very small DC fields, i.e., only in the presence of the Earth magnetic field. We verified that, as the vortices penetrate the sample, they arrange themselves into the ADs in such a way that the sample behave as a collection of small superconductors arranged side by side. This study was not carried out on the other samples because the preparation of this experiment is very difficult and needs special experimental conditions which are rarely available in our laboratory. Particularly, for the Pb film, we could not have enough time to prepare the experiment due to its rapid degradation.

We have studied the temperature dependence of the remnant magnetization (thermoremanence) of the Pb film for several cooling fields. That study revealed that the remnant response of the system increases with the cooling field, however, a saturation value is reached for fields greater than the first MF of its array. This behavior is due to the proximity of the ADs which hinders the pinning of vortices in interstitial regions. The remanence rises sharply up to the first MF, when the remnant flux counts one quantum per AD. For greater fields, the remnant rising rate has a sudden change and approaches to zero.

In measurements of χ_{AC} as a function of the excitation field amplitude, all of the studied samples revealed that, in the beginning of the penetration, the vortices are impeded to move by the first front of ADs. Upon reaching a certain number, vortices eventually cross this first barrier and move deeper into the sample, up to the second front. In other words, at low temperatures and vortex densities (or, equivalently, at low AC fields), the penetration takes place layer by layer, i.e., the AD fronts act as contention barriers for the entrance of vortices, and they have to be suppressed one by one.

Sumário

Introdução	15
-------------------------	----

Capítulo 1.

<i>Revisão Teórica: Penetração de vórtices em supercondutores estruturados</i>	21
--	----

1.1. Uma breve história da supercondutividade	21
---	----

1.2. A teoria de Ginzburg-Landau e os supercondutores do tipo I e do tipo II	24
--	----

1.2.1. O comprimento de coerência, ξ	26
--	----

1.2.2. A profundidade de penetração, λ	27
--	----

1.2.3. Densidade de energia superficial	27
---	----

1.3. Vórtices: movimento viscoso e seu aprisionamento	30
---	----

1.3.1. Movimento dos vórtices através do supercondutor: Flux Flow, Pinning e Creep	31
---	----

1.4. Estado Dendrítico	33
------------------------------	----

1.5. Efeitos de Comensurabilidade: os Matching Fields	36
---	----

Capítulo 2.

<i>Materiais e Métodos</i>	41
----------------------------------	----

2.1. Magnetometria DC	41
-----------------------------	----

2.2. Magnetometria AC	42
-----------------------------	----

2.3. O PPMS	44
2.4. O MPMS, ou SQUID	45
2.4.1. Rotor Horizontal	47
2.4.2. Controle de baixíssimos campos DC via GPIB	49
2.5. As amostras estudadas	51
2.5.1. O filme de YBCO	51
2.5.2. O filme Nb	52
2.5.3. O filme de Pb	53
2.6. Algumas técnicas específicas	55
2.6.1. Verificação dos MFs	55
2.6.2. Medidas em campos baixíssimos usando o Rotor	57
2.6.3. Loops curtos de histerese usando o controle manual do campo	57
2.6.4. Termorremanência, TRM	58
2.6.5. Medidas $\chi(h)$	58

Capítulo 3.

<i>Filme de Pb com ADs: MFs e penetração em baixas temperaturas</i>	59
3.1. Caracterização quanto aos MFs	60
3.2. Termorremanência e número de vórtices por AD	62
3.3. Estudo da ação dos ADs nas primeiras penetrações	67

Capítulo 4.

<i>Filme de YBCO com ADs: comportamento em baixos campos DC e AC</i>	81
4.1. Estudo da penetração de vórtices em baixíssimos campos DC	82
4.2. Penetração de vórtices com a aplicação de campos AC	87

Capítulo 5.

Filme de Nb com ADs e moldura de material intacto95

Capítulo 6.

Conclusões e Considerações Finais101

Bibliografia105

Introdução

A física de baixas temperaturas teve seu início em 1908 quando H. Kamerling Onnes, em seu laboratório em Leiden, na Holanda, liquefez pela primeira vez o He. Três anos mais tarde, em 1911, Onnes verificou que, abaixo de 4.15 K, a resistividade de uma amostra de mercúrio caía abruptamente para zero [1]. Com esta descoberta teve início um novo ramo da física, a supercondutividade. Em 1933, Meissner e Ochsenfeld [2–4] descobriram que os supercondutores não só conduziam correntes elétricas sem dissipação, como também eram diamagnetos perfeitos. Tal descoberta ocorreu quando eles verificaram que, ao resfriar uma esfera de um material supercondutor abaixo de sua temperatura de transição, esta excluía todo o campo magnético de seu interior, fenômeno que passou a ser conhecido como Efeito Meissner.

A partir da descoberta do efeito Meissner, várias teorias sugeriram na tentativa de explicar o fenômeno da supercondutividade. Dentre elas destacam-se a teoria fenomenológica de Ginzburg e Landau, GL, que descreve o supercondutor em termos de um parâmetro de ordem [3–5] e a teoria de primeiros princípios proposta por J. Bardeen, L. Cooper e J. R. Schrieffer, conhecida por teoria BCS [3,4,7]; tal teoria assume que os portadores de carga em um SC são constituídos por pares de elétrons, cuja repulsão mútua é suplantada por uma interação atrativa, mediada por fônons da rede cristalina do material. Tais portadores são conhecidos como pares de Cooper.

Em 1957, A. A. Abrikosov publicou um trabalho [8] onde previa a possibilidade de que fosse negativa a energia associada à interface entre os estados normal e supercondutor, o que tornava energeticamente favorável a penetração de fluxo magnético. Abrikosov denominou esses materiais de supercondutores do tipo II (SC-II)

e os que não exibissem tal comportamento foram denominados supercondutores do tipo I (SC-I).

Quando no interior de um SC, o fluxo é quantizado. Um quantum de fluxo, correspondente a $\Phi_0 = h/2e = 2.07 \times 10^{-15}$ Webber, apresenta um núcleo de material no estado normal rodeado por correntes de blindagem. A esse conjunto, núcleo normal mais correntes de blindagem, denominamos vórtice. Tais correntes, por terem o mesmo sentido de circuitação em todos os vórtices e, por estarem distribuídas por uma profundidade típica representada por λ (detalhes estão expostos no Capítulo 1 desta tese), fazem com que a interação entre estes seja repulsiva. Assim, quando há uma alta densidade de vórtices no SC, estes se arranjam em uma rede hexagonal conhecida por rede de Abrikosov.

A nucleação de vórtices no interior dos SCs faz com que a fase supercondutora se prolongue para valores de campos muito maiores do que aqueles apresentados pelos SC-I. Contudo, ao se moverem pelo material, os vórtices, por possuírem um núcleo no estado normal, fazem com que regiões supercondutoras passem para o estado normal, gerando, com isso, uma dissipação de energia. Dessa forma, a presença de fluxo magnético no interior dos SCs é desejável, entretanto, sua movimentação pelo material deve ser contida.

A forma mais eficiente de impedir que os vórtices se movimentem pelo SC é mantê-los ancorados em centros de aprisionamento (CAs). Constituem os CAs quaisquer imperfeições no material, desde defeitos inerentes à sua fabricação, como contornos de grãos e planos de maclas, até perfurações inseridas artificialmente. Dentre esses últimos destacam-se os defeitos colunares (DCs, também denominados ADs, antidots, em inglês), que são perfurações que transpassam todo o material podendo ser produzidos de diversas maneiras, tais como: irradiação com íons pesados [9], incidência de um feixe focalizado de partículas (FIB) [10], litografia ótica [11–14], indentações mecânicas [15,16] entre outros.

Quando em temperaturas próximas de T_c , $T \sim T_c$, se o SC possuir ADs dispostos em uma rede regular, efeitos de comensurabilidade podem ocorrer em tal espécime. Em geral, efeitos de comensurabilidade têm origem na interação de uma rede elástica com uma rede rígida, em que a razão entre as periodicidades é um número racional. Em SCs

esses efeitos se dão quando uma rede de ADs está presente e os vórtices penetrados no material interagem com ela. Como resultado dessa interação, as curvas de $M(H)$ apresentam saltos, que são periódicos com o campo comensurável, também conhecido por *Matching Field* (MF) [12,17–21], o qual equivale a um quantum de fluxo por AD. Esses saltos nas curvas $M(H)$ ocorrem pelo fato de que, a cada MF atingido, os vórtices penetram a amostra abruptamente o que resulta em uma mudança abrupta na resposta magnética do SC.

Outra forma de penetração abrupta que pode acometer alguns SCs, como filmes de Nb, Pb e MgB_2 , com ou sem rede de ADs, são as penetrações dendríticas. Neste caso, os vórtices penetram na amostra formando ramificações que lembram árvores, cada uma contendo um grande número de quanta de fluxo magnético [23–28]. Este estado ocorre para temperaturas baixas, $T \ll T_c$, onde as correntes de blindagem são altas e o calor específico do material é pequeno. Dessa forma, o calor gerado pelo movimento dos vórtices não se dispersa pelo material, aumentando localmente a sua temperatura. Com isso, mais vórtices se movimentam por tal região, dando início uma avalanche [27]. Essas penetrações dendríticas, além de ocorrerem em baixas temperaturas, elas se concentram em uma região bem definida do diagrama magnético ($H \times T$) do SC, como detalhado no trabalho de doutorado de F. Colauto [29].

Na literatura encontramos muitos estudos que visam o amplo entendimento dos processos de penetração de vórtices discutidos nos parágrafos anteriores. Contudo, não há estudos que demonstrem o início da penetração de vórtices em sistemas estruturados, ou seja, SCs com redes regulares de ADs, no limite de baixas temperaturas e baixas concentrações de vórtices. É esta a principal motivação do estudo desenvolvido e que está descrito nesta tese.

Para os estudos dos sistemas estruturados deste trabalho, utilizamos técnicas de magnetometria DC e AC. As amostras utilizadas foram: (i) filme de Pb com mais de 3.7 milhões de ADs quadrados, feitos via litografia ótica, cada qual com 0.8 μm de lado, formando uma rede quadrada de 1.5 μm lado; (ii) filme de YBCO com cerca de 1680 ADs de 2 μm de diâmetro distribuídos em uma rede quadrada com 50 μm de lado; (iii) filme de Nb com cerca de 900 ADs de 1 μm de diâmetro dispostos em uma rede quadrada de 10 μm de lado. Uma moldura de material SC intacto foi preservada em

torno da rede de ADs. Nos filmes (ii) e (iii) os ADs foram inseridos de forma mecânica por um indentador; detalhes serão apresentados no Capítulo 2.

Como os MFs das redes de ADs dos filmes de YBCO e Nb são muito baixos, 8.3 mOe e 200 mOe respectivamente, não foi possível estudar os efeitos de comensurabilidade nessas amostras. Contudo, o filme de Pb possui uma estrutura cujo MF associado é de 9.1 Oe e, dessa forma, foi possível observar saltos na sua resposta magnética cada vez que o campo aplicado atingia um número inteiro do MF.

Em outro experimento realizado com o filme de Pb, verificamos o seu comportamento em medidas de termorremanência para diversos campos de resfriamento da amostra. Tal estudo revelou que a resposta remanente desse sistema é crescente com o campo, porém, apresenta um valor de saturação para campos acima do MF da sua rede, ou seja, acima de 9.1 Oe sempre haverá a remanência de um quantum de fluxo por AD. Este comportamento é analisado no Capítulo 3 desta tese.

Seguimos nossos estudos com o filme de Pb utilizando a técnica de magnetometria AC em baixas temperaturas. Para esta amostra, as curvas de χ'' , que estão associadas à dissipação de energia, apresentam patamares (dissipação constante). Ao fazermos a contagem dos vórtices penetrados e os relacionarmos com tais patamares, descobrimos que estes, ao penetrarem a amostra, são barrados pela primeira frente de ADs. Esse represamento de vórtices faz crescer a pressão magnética até que a primeira barreira é vencida e os vórtices se encaminham para a próxima frente. Em outras palavras, em temperaturas e densidades de vórtices suficientemente baixas, a amostra é penetrada camada por camada, onde cada uma representada por uma frente de ADs.

Devido ao baixo valor do MF associado à sua estrutura, estudamos o filme de YBCO na presença somente do campo da Terra que, na região experimental do MPMS (SQUID), tem cerca de 340 mOe e faz um ângulo de 26° com a horizontal [22]. Tal estudo nos revelou que, em baixas temperaturas, a penetração dos vórtices é ditada pelos aspectos geométricos da amostra e estes se distribuem pelos ADs de tal forma que fazem-na responder como se fosse constituída por uma coleção de supercondutores menores. Já nas medidas de χ_{AC} , assim como ocorre para o filme de Pb, a componente χ'' apresenta patamares de dissipação constante. Ao relacionarmos tais patamares com o

número de vórtices penetrados observamos que, para este sistema, a penetração dos vórtices também é limitada pelas frentes de ADs, ou seja, ela ocorre por camadas.

Estudo similar foi realizado para o filme de Nb, que também apresenta um baixo valor para o MF da sua estrutura, 200 mOe. Porém, por ser uma amostra pequena, cerca de 1 mm² de área, a amplitude da componente χ'' da suscetibilidade AC é muito baixa, sendo difícil a detecção precisa de qualquer anomalia que possa existir. Com isso, as anomalias devidas aos ADs foram analisadas pela resposta da componente χ' da amostra. Tal estudo demonstrou que, para esse sistema, os vórtices também são impedidos de se aprofundarem na amostra pelas frentes de ADs e dessa forma sua penetração ocorre por camadas.

Esta tese está organizada da seguinte forma: (i) no Capítulo 1, fazemos uma breve apresentação das características gerais dos supercondutores e também uma sinopse do que se encontra na literatura sobre a resposta de materiais estruturados; (ii) no Capítulo 2 discutimos as técnicas utilizadas nos experimentos realizados bem como a fabricação das estruturas em nossos filmes; (iii) no Capítulo 3 analisamos o filme de Pb quanto aos seus efeitos de comensurabilidade, focando tanto em medidas DC quanto AC; sua termorremanência, a partir do resfriamento na presença de diferentes campos, além do estudo, em baixas temperaturas, de seu comportamento com a variação de um campo AC; (iv) no Capítulo 4 apresentamos o estudo do comportamento do filme de YBCO em baixíssimos campos DC e também com a aplicação de campos AC variados; (v) no Capítulo 5 analisamos o comportamento de um filme de Nb, com sua moldura de material intacto em torno da rede de ADs, ao ser submetido a um campo AC de diversas amplitudes; (vi) no Capítulo 6 temos as Conclusões e Considerações Finais, onde fazemos uma análise dos resultados obtidos nos três sistemas estudados, destacando suas diferenças e similaridades. Apresentamos também algumas propostas para estudos futuros envolvendo sistemas estruturados.

Destacamos ainda, alguns dos resultados que obtivemos no período de realização deste trabalho, tanto em estudos estritamente ligados ao trabalho desenvolvido neste doutorado, quanto em participações em pesquisas ligadas às interações vórtices-ADs desenvolvidas em nosso grupo:

-
- W. A. Ortiz, R. Zadorosny, W. A. C. Passos, P. C. Camargo, C. M. Lepienski, *Physica C* 437, 254 (2006).
 - Third Prize in the Poster Competition in Vortex V - Fifth Conference on Vortex Matter in Nanostructured Superconductors, European Science Foundation and Japan Society for the Promotion of Science. Poster title: Vortex matter in the presence of an array of pinning centers of variable strength. Authors: J. S. Nunes, R. Zadorosny, A. A. M. Oliveira, C. M. Lepienski, E. Patiño, M. G. Blamire, W. A. Ortiz – Rhodes, September 8-14, 2007.
 - R. Zadorosny, C. M. Lepienski, E. Patiño, M. G. Blamire and W. A. Ortiz, *Journ. Phys. Conference Series (Online)* 97, 012301 (2008).
 - J. S. Nunes, R. Zadorosny, A. A. M. Oliveira, C. M. Lepienski, E. Patiño, M. G. Blamire, W. A. Ortiz, *J. Mag. Mag. Mater.* 320, 516 (2008).
 - J. S. Nunes, R. Zadorosny, A. A. M. Oliveira, C. M. Lepienski, E. Patiño, M. G. Blamire, W. A. Ortiz, *Physica C* 468, 820 (2008).
 - R. Zadorosny, W. N. Kang and W. A. Ortiz, *Jour. Phys. Conf. Series (online)* **150**, 052291 (2009).

Capítulo 1

Revisão Teórica: Penetração de vórtices em supercondutores estruturados

1.1. Uma breve história da supercondutividade

Em 2008 foi comemorado o centenário da física de baixas temperaturas. Em 1908, o cientista Heike Kamerlingh Onnes, em seu laboratório em Leiden, Holanda, liquefez pela primeira vez o He; o criostato usado nesse experimento está mostrado na Figura 1.1.

O estudo da resistência elétrica de amostras de Hg resfriadas à temperatura do He líquido era parte regular do programa do “Laboratório de Física” de Onnes. Foi durante tal estudo que ele e seus assistentes verificaram que a resistência do Hg caía abruptamente para zero quando resfriado abaixo de 4.19 K. De início pensaram que

fosse algum curto circuito no sistema, mas após várias tentativas, a ausência de resistência elétrica foi confirmada. A Figura 1.2 mostra o gráfico da resistência elétrica em função da temperatura obtido por Onnes para vários metais, entre eles a do Hg caindo abruptamente para zero. Onnes publicou os primeiros trabalhos em supercondutividade de forma “gradual” como podemos notar pelos títulos dos seus três artigos sobre o assunto em 1911: “The resistance of pure mercury at helium temperatures” (em Abril); “The disappearance of the resistance of Mercury” (em Maio) e “On the sudden change in the rate at which the resistance of mercury disappears” (em Novembro) [1].

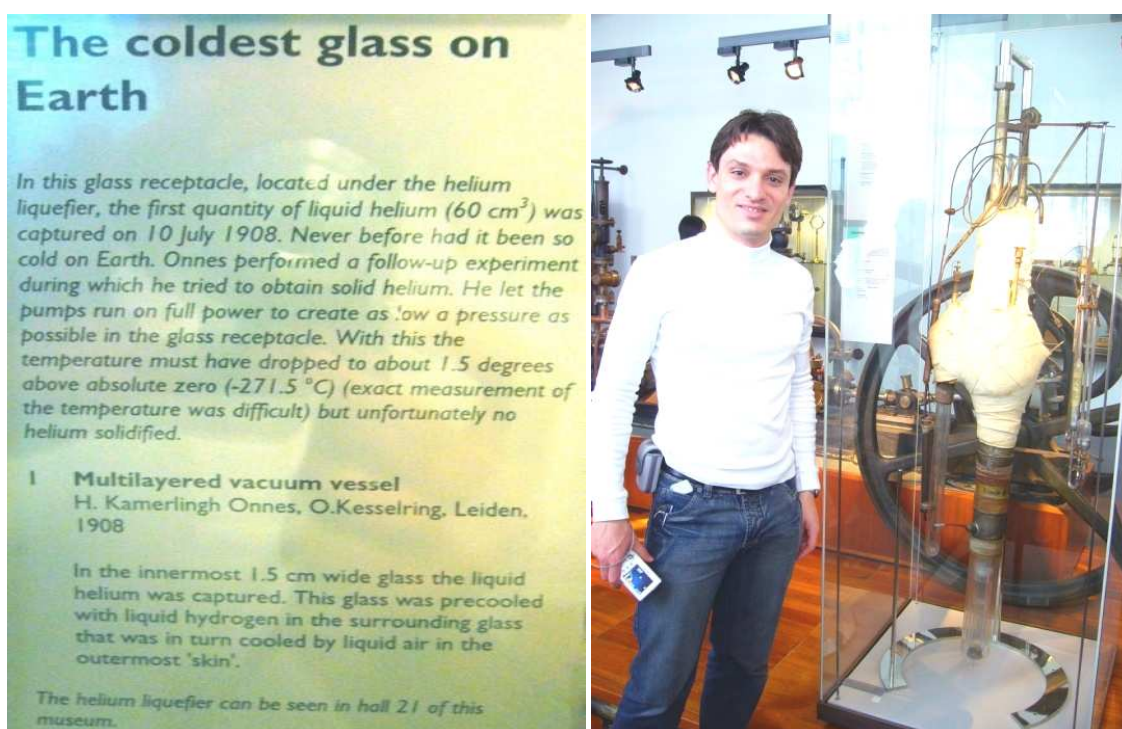


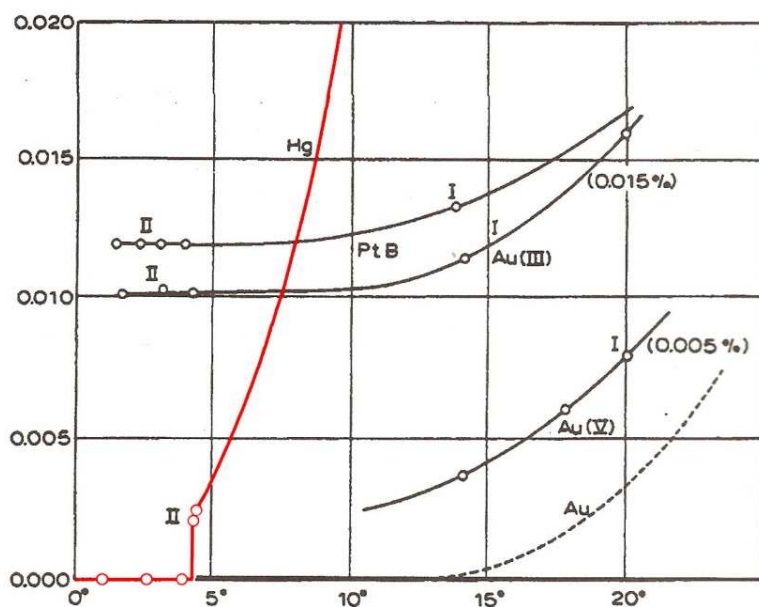
Figura 1.1: Foto tirada em 2008 no “Museu de Ciências” em Leiden, Holanda, mostrando o criostato que Onnes usou para liquefazer, pela primeira vez, o He. Visita constante no programa da “LT25 – 25th International Conference on Low Temperature Physics”.

Somente 22 anos após a descoberta da supercondutividade é que tal fenômeno deixou de ser relacionado apenas à ausência de resistividade elétrica. Em 1933, Meissner e Ochsenfeld descobriram que, ao expor um supercondutor a um campo magnético externo, o material excluía todo o fluxo de seu interior [2]. Entretanto esse efeito desaparecia para campos superiores ao denominado campo crítico, H_c , pois a supercondutividade era destruída. Esse efeito ficou conhecido por Efeito Meissner-Ochsenfeld, embora seja frequentemente referido como Efeito Meissner [2–4].

Teorias fenomenológicas, como a de Ginzburg e Landau (GL) [3–6], que data de 1950, apareceram na tentativa de explicar a supercondutividade. Por seu aspecto fenomenológico e simples, os pesquisadores da área receberam, à época de sua publicação, a teoria GL com ceticismo.

Em 1957, J. Bardeen, L. Cooper e J. R. Schrieffer propuseram uma teoria microscópica [3,4,7] que admite que os portadores de carga do estado supercondutor – os chamados pares de Cooper [30] - são formados por dois elétrons com spins e momentos lineares opostos. Nesse modelo, a interação atrativa entre os elétrons, responsável pela formação dos pares, é mediada pelos fônons da rede cristalina. Essa teoria é conhecida por teoria BCS e explica apenas os supercondutores ditos convencionais. Uma teoria completa de primeiros princípios, para os supercondutores de alta temperatura crítica (HTS), ainda não foi obtida.

Dois anos após a publicação da teoria BCS, em 1959, Gor'kov [31] demonstrou que a teoria GL era uma forma limite da teoria microscópica BCS. Dessa forma a teoria GL ganhou respeito e popularidade no meio, por sua simplicidade e por representar a natureza quântico-macroscópica da supercondutividade.



Ill. 47. Graph in which electrical resistance (R) is plotted against temperature for various metal wires (gold, platinum, mercury). In mercury, resistance suddenly vanishes at 4.2 K: superconductivity.

Figura 1.2: A descoberta da supercondutividade. Gráfico da resistência elétrica em função da temperatura obtido por Onnes [1].

Na sequência serão discutidos alguns aspectos da supercondutividade, voltados, principalmente, para as interações da matéria de vórtices com defeitos artificiais em materiais supercondutores.

1.2. A teoria de Ginzburg-Landau e os supercondutores do tipo I e do tipo II

A teoria fenomenológica de Ginzburg-Landau (GL) [5,6] foi publicada em 1950 e uma das motivações de tal trabalho foi a necessidade de descrever a destruição da supercondutividade por um campo magnético ou uma corrente de transporte.

Na teoria GL o parâmetro de ordem do supercondutor é uma função complexa $\Psi(\vec{r})$ que é interpretada como a função de onda “efetiva” dos pares de Cooper¹ e $|\Psi(\vec{r})|^2 = n_s / 2$, correspondendo à metade da densidade dos superelétrons, n_s :

$$\Psi(\vec{r}) = |\Psi(\vec{r})| e^{i\phi} = (n_s / 2)^{1/2} e^{i\phi} \quad (1.1)$$

Seguindo as mesmas considerações estabelecidas por Landau em sua teoria para transições de fase de segunda ordem [6] podemos escrever a energia livre de Gibbs de um supercondutor na presença de um campo magnético da seguinte forma²:

$$G_s = G_n + \int \left\{ \alpha |\Psi|^2 + \frac{\beta}{2} |\Psi|^4 + \frac{1}{4m} \left| i\hbar \nabla \Psi - \frac{2e}{c} \vec{A} \Psi \right|^2 + \frac{B^2}{8\pi} - \vec{H} \cdot \vec{M} \right\} d^3r \quad (1.2)$$

onde G_n é a energia livre do estado normal, \hbar é a constante de Planck dividida por 2π , β é um coeficiente positivo independente da temperatura, e α é uma função da temperatura dada por:

$$\alpha = \alpha_0 (T - T_c) \quad (1.3)$$

¹ Também chamados “superelétrons” neste contexto.

² Expressa no CGS.

sendo T_c a temperatura crítica acima da qual o material vai para o estado normal; a parcela $\frac{1}{4m} \left| -i\hbar\nabla\Psi - \frac{2e}{c}\vec{A}\Psi \right|^2$ é a densidade de energia cinética dos superelétrons, proveniente do termo $\frac{p^2}{2m^*} \rightarrow \frac{(p - e\vec{A}/c)^2}{4m}$, adequado para a energia cinética na presença de campos magnéticos. Por fim, o termo restante da equação 1.2 corresponde à densidade de energia magnética, sendo \vec{B} o campo de indução magnética que, no interior do supercondutor é zero, assumindo o valor do campo magnético aplicado, \vec{H} , no estado normal. Ainda na mesma equação, \vec{M} representa a magnetização do material supercondutor, ou seja, $\vec{M} = 0$ para $T > T_c$ (estado normal) e $\vec{M} = -\frac{\vec{H}}{4\pi}$ para $T < T_c$ (Estado Meissner).

As duas equações GL são obtidas minimizando a equação (1.2) com relação ao parâmetro de ordem $\Psi^*(\vec{r})$ e ao potencial vetor $\vec{A}(\vec{r})$.

A minimização de G_s em relação a Ψ^* nos dá:

$$\alpha\Psi + \beta\Psi|\Psi|^2 + \frac{1}{4m} \left(-i\hbar\nabla - \frac{2e}{c}\vec{A} \right)^2 \Psi = 0 \quad (1.4)$$

$$\left(-i\hbar\nabla\Psi - \frac{2e}{c}\vec{A}\Psi \right) \cdot \vec{n} = 0 \quad (1.5)$$

onde, (1.4) é a primeira equação GL e (1.5) sua condição de contorno, com \vec{n} sendo o vetor normal à superfície do supercondutor. Tal equação nos diz que não há supercorrentes passando através da interface normal–supercondutor. Agora, minimizando G_s em relação ao potencial vetor \vec{A} , temos a segunda equação GL:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{A} = -\frac{2\pi i\hbar e}{mc} (\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*) - \frac{8\pi e^2}{mc^2} \vec{A} |\Psi|^2 \quad (1.6)$$

Tal equação pode ser reescrita usando a lei de Ampère, $\nabla \times \vec{B} = \nabla \times \nabla \times \vec{A} = \frac{4\pi}{c} \vec{J}_s$, adquirindo a forma:

$$\vec{J}_s = -\frac{i\hbar e}{2m}(\Psi^*\nabla\Psi - \Psi\nabla\Psi^*) - \frac{2e^2}{mc}\vec{A}|\Psi|^2 \quad (1.7)$$

Embora sejam provenientes de uma teoria fenomenológica simples, as equações GL nos permitem descrever uma gama de propriedades relacionadas aos supercondutores.

1.2.1. O comprimento de coerência, ξ

O conceito de comprimento de coerência, ξ , foi formulado em 1953 por Pippard [32,33]. Ele considerou que a densidade de superelétrons não poderia variar abruptamente com a posição mas sim, variaria apreciavelmente dentro de certa distância. Uma consequência da existência de ξ é que o contorno entre a região normal e a região supercondutora deve ter uma largura finita (i.e., não nula), pois a densidade de superelétrons varia de zero na primeira região até um valor máximo n_s dentro do supercondutor e ξ é uma medida da espessura dessa região de variação.

Considerando, na segunda equação GL, o campo nulo, obtemos que a fase, ϕ , é independente da posição, com isso, podemos considerar $\Psi(\vec{r})$ real. Aplicando a mesma consideração na primeira equação GL, obtemos uma equação diferencial e, ao escrevê-la adimensionalmente, obtemos ξ , dado por:

$$\xi^2 = \frac{\hbar^2}{4m|\alpha|} \quad (1.8)$$

onde m é a massa do elétron.

1.2.2. A profundidade de penetração, λ

Embora o supercondutor exclua o campo magnético de seu interior, as correntes que o blindam se distribuem por uma região de espessura λ . Conseqüentemente o fluxo magnético não vai abruptamente para zero dentro do supercondutor, mas decai continuamente ao longo da região em que se situam as correntes de blindagem. Assim, λ é conhecido por profundidade de penetração e indica o quanto o fluxo magnético (ou, o campo magnético) penetra no supercondutor.

A forma como o campo decai no interior do SC é obtida ao considerar $|\Psi|^2$ e ϕ constantes na segunda equação GL. Este é um decaimento exponencial e, λ aparece como o fator que deixa seu argumento adimensional, dado por:

$$\lambda^2 = \frac{mc^2}{8\pi e^2 |\Psi_0|^2} \quad (1.9)$$

onde e é a carga do elétron e c a velocidade da luz.

1.2.3. Densidade de energia superficial

Os comprimentos ξ e λ são escalas importantes associadas à interface entre os estados normal e supercondutor e a sua razão, $\kappa = \frac{\lambda}{\xi}$, é conhecida como parâmetro de GL. Gostaríamos, então, de analisar essa interface para o caso do campo externo ser o campo crítico do SC, H_c .

Assim, escrevemos a densidade de energia superficial, σ_{nS} , de tal região, como a diferença entre as energias livres dos estados supercondutor e normal, $\sigma_{nS} = \int (g_{SH} - g_{nH}) dx$. Aplicando a σ_{nS} dois casos extremos, ou seja, $\kappa \ll 1 \rightarrow \lambda \ll \xi$

e $\kappa \gg 1 \rightarrow \lambda \gg \xi$, e fazendo uma integração por partes, obtemos as seguintes expressões:

$$\sigma_{nS} = \frac{\lambda H_c^2}{3\sqrt{2}\pi\kappa}, \quad \kappa \ll 1 \rightarrow \lambda \ll \xi \quad (1.10)$$

$$\sigma_{nS} = -\frac{\lambda H_c^2 \sqrt{2}}{4\pi}, \quad \kappa \gg 1 \rightarrow \lambda \gg \xi \quad (1.11)$$

Observamos, então, que a densidade de energia é positiva para (1.10) e negativa para (1.11). Esses resultados indicam que há comportamentos distintos entre os supercondutores, dependendo do valor de κ . Em particular, $\sigma_{nS} < 0$ significa que a formação de uma interface normal-supercondutor é energeticamente favorável. Em 1950, GL demonstraram [5] que a mudança entre os dois regimes, $\sigma_{nS} > 0$ e $\sigma_{nS} < 0$, se dá para $\kappa = 1/\sqrt{2}$. Dessa forma, os supercondutores são divididos em duas classes: os supercondutores do tipo I (SC-I), para $\kappa < 1/\sqrt{2}$, e os supercondutores do tipo II (SC-II), para $\kappa > 1/\sqrt{2}$.

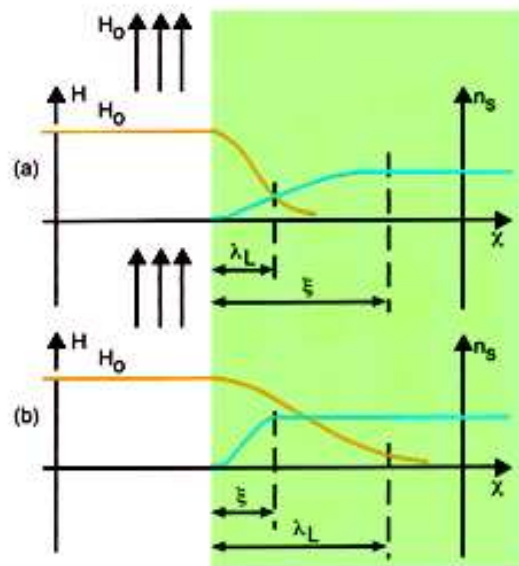


Figura 1.3: Comparação entre o comprimento de coerência, ξ , e a profundidade de penetração, λ , para um supercondutor (região verde) do tipo I (a) e do tipo II (b).

Em 1952, dois anos após a publicação da teoria GL, Alexei Abrikosov começou a estudar o caso de supercondutores com $\kappa > 1/\sqrt{2}$. Nessa investigação, Abrikosov descobriu que, para essa classe de supercondutores, acima de certo campo crítico inferior, H_{c1} , torna-se energeticamente favorável a presença de fluxo magnético no interior desses materiais.

Quando no interior do SC, o fluxo é quantizado. Essa quantização pode ser obtida ao substituir a expressão 1.1 na 1.7. Integrando, a expressão resultante, sobre um contorno fechado, obtemos o quantum de fluxo ao considerar que o parâmetro de ordem do SC seja univocamente definido ao longo desse contorno, de modo que acréscimos de $2n\pi$ ($n \in \mathbf{N}$) na fase não podem alterar o valor de $|\Psi|^2$. Decorre que o fluxo é quantizado e um quantum corresponde a $\Phi_0 = h/2e = 2.07 \times 10^{-15}$ Webber. Este apresenta um núcleo de material no estado normal circundado por correntes de blindagem e, a esse conjunto, denominamos vórtice. A Figura 1.4 mostra o formato típico de um vórtice e a evolução dos parâmetros SCs ao seu redor. Além disso, Abrikosov previu que, conforme o campo externo aumenta, os vórtices se dispõem em uma rede, hoje conhecida por rede de Abrikosov.

Com o aumento do campo externo, os vórtices se tornam mais próximos, a ponto de possuírem pontos de sobreposição com seus vizinhos; em determinado campo, denominado H_{c2} , o estado supercondutor é destruído.

Essas previsões ficaram “engavetadas” até 1957, quando Abrikosov finalmente as publicou. Em 2003 ele foi laureado com o prêmio Nobel de Física, que dividiu com Vitaly Ginzburg e Anthony Leggett – o primeiro é o G da teoria GL, o segundo, Leggett, trabalhou com condensação de Bose-Einstein [34,35].

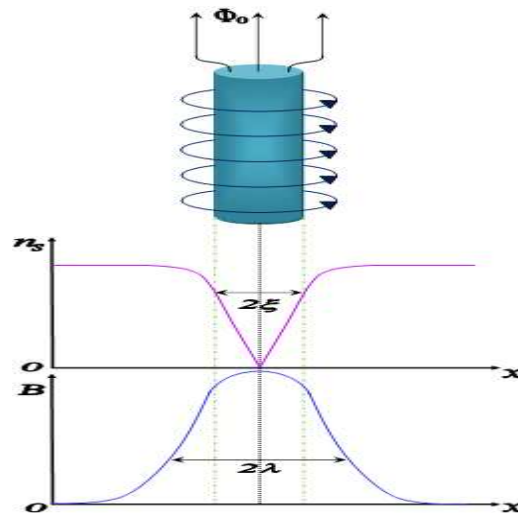


Figura 1.4: Esquemática de um vórtice circundado por correntes de blindagem e a evolução espacial dos parâmetros supercondutores ao seu redor.

1.3. Vórtices: movimento viscoso e seu aprisionamento

Ao penetrarem no SC, os vórtices interagem, primeiramente, com as correntes de blindagem do material. Essa interação, representada pela força de Lorentz, F_L , direciona os vórtices para o interior do SC. Ao atingir certa densidade, as correntes que circundam os vórtices e, conseqüentemente o fluxo por elas retido, começam a se sobrepor. Entretanto, essa é uma interação entre dipolos com momentos magnéticos de mesmo sentido, ou seja, é uma interação repulsiva, e cada vórtice sente uma F_L devida aos seus vizinhos. Dessa forma eles se reorganizam pelo material formando uma rede hexagonal. Tal arranjo de fluxo leva o nome de seu propositositor, Abrikosov. Vale ressaltar, como nota histórica, que Abrikosov inicialmente propôs uma rede quadrada como arranjo mais estável [4,5], porém, em 1964, Kleiner e colaboradores [36] retificaram tal proposição, mostrando que uma rede hexagonal seria mais estável. Uma coletividade de vórtices em SCs apresenta muitas das propriedades típicas da matéria condensada, sendo, por analogia, conhecida como Matéria de Vórtices (MV).

A seguir faremos uma breve discussão sobre o movimento dos vórtices pelo mar supercondutor.

1.3.1. Movimento dos vórtices através do supercondutor: Flux Flow, Pinning e Creep

A presença de correntes, tanto de blindagem quanto de transporte, faz com que os vórtices no interior do SC fiquem submetidos a uma densidade de força de Lorentz, F_L (força de Lorentz por unidade de comprimento), dada por:

$$\vec{F}_L = \vec{J} \times N\vec{\Phi}_0 / c \quad (1.12a)$$

$$\vec{F}_L = \vec{J} \times \vec{B} / c \quad (1.12b)$$

onde N é o número de vórtices, \vec{J} é a densidade de corrente na posição do vórtice, podendo ser decorrente de blindagem, de outros vórtices ou mesmo uma corrente de transporte; $\vec{\Phi}_0$ é o quantum de fluxo magnético, \vec{B} o campo de indução associado ao vórtice e c a velocidade da luz.

Assim, os vórtices tendem a se mover perpendicularmente à corrente, induzindo, desta forma, um campo elétrico paralelo a \vec{J} , dado por:

$$\vec{E} = \vec{B} / c \times \vec{v}_\Phi \quad (1.13)$$

onde \vec{v}_Φ é a velocidade dos vórtices. Este campo elétrico dá origem a uma perda energética proporcional a $\vec{E} \cdot \vec{J}$, ou seja, o movimento dos vórtices no SC é dissipativo.

Podemos, com isso, considerar que os vórtices se movem em um meio de viscosidade η cuja taxa de dissipação de energia é dada por:

$$W = -\vec{F} \cdot \vec{v}_\Phi = \eta v_\Phi^2 \quad (1.14)$$

Dessa forma, o uso de SC-II em aplicações práticas fica limitada, pois a dissipação de energia, devida ao movimento viscoso dos vórtices, gera um aquecimento local no SC e este pode transicionar para o estado normal.

Supercondutores reais, entretanto, possuem defeitos como vacâncias de oxigênio, planos de maclas, defeitos estruturais, microestruturais, colunares (*antidots*, ADs) entre outros, que provocam a degradação das propriedades supercondutoras onde estão localizados. Dessa forma, tais defeitos criam um potencial atrativo que acaba por abrigar o núcleo normal dos vórtices, retendo-os.

A densidade da força de aprisionamento (em inglês, *pinning force*, F_p) pode ser expressa em termos da força de Lorentz necessária para liberar o fluxo que se encontra retido por um centro de aprisionamento.

$$\vec{F}_p = \vec{J} \times \vec{B} / c \quad (1.15)$$

onde \vec{J} é a densidade de corrente sentida pelo fluxo aprisionado e \vec{B} o campo associado a esse fluxo.

Se F_p for forte o suficiente para manter os vórtices aprisionados, correntes de transporte poderão percorrer o supercondutor sem dissipação. Entretanto, se F_p for fraca, comparada com F_L , os vórtices, sob influência da F_L , passam a se movimentar pelo SC, dissipando energia. Este movimento é conhecido por “*flux flow*”.

Em temperaturas não nulas, haverá um movimento termicamente ativado, chamado “*flux creep*”, no qual os vórtices passam de um defeito para outro, em resposta a gradientes de densidade de fluxo. Usualmente associa-se uma taxa, R , para a ocorrência desses saltos dada por:

$$R = \omega_0 e^{-F_0/kT} \quad (1.16)$$

onde ω_0 é uma frequência característica de vibração das linhas de fluxo, F_0 é a energia livre de ativação, ou seja, a energia de pinning, k a constante de Boltzmann e T a temperatura.

Na ausência de correntes de transporte, a probabilidade de um vórtice passar para um defeito vizinho é igual para todas as direções. Contudo, haverá uma direção favorável para tais deslocamentos na presença de correntes de transporte.

Nas próximas sessões, itens 1.4 e 1.5, apresentaremos duas formas particulares de penetração dos vórtices em SCs: as penetrações dendríticas e os MFs.

1.4. Estado dendrítico

Como o próprio nome sugere, neste estado, quando um campo magnético é aplicado perpendicularmente ao plano de um filme supercondutor, os vórtices penetram na amostra de forma abrupta formando dendritos, ou seja, ramificações que lembram árvores, onde cada uma dessas contém um grande número de quanta de fluxo magnético [21,26,27,37,38]. Esse estado ocorre para temperaturas baixas, onde as correntes de blindagem são altas e o calor específico do material é baixo, como na explicação dada por M. Menghini e colaboradores [27]: *“em um processo perfeitamente adiabático, a dissipação de calor, δQ , produzida pelo movimento dos vórtices aumenta a temperatura local do material, $\delta T = \delta Q/C$, onde C é o calor específico do material SC. Como tipicamente $dJ_c/dT < 0$, este local de aumento de temperatura implica numa redução da corrente crítica que por sua vez provoca mais movimentação de vórtices e com isso inicia-se uma avalanche de vórtices”*.

No mesmo trabalho os autores mostram que a formação do estado dendrítico em um filme de Pb, onde uma rede regular de ADs está presente, é guiada por esses centros de aprisionamento. Essa demonstração encontra-se ilustrada na Figura 1.5, retirada da Ref. 27.

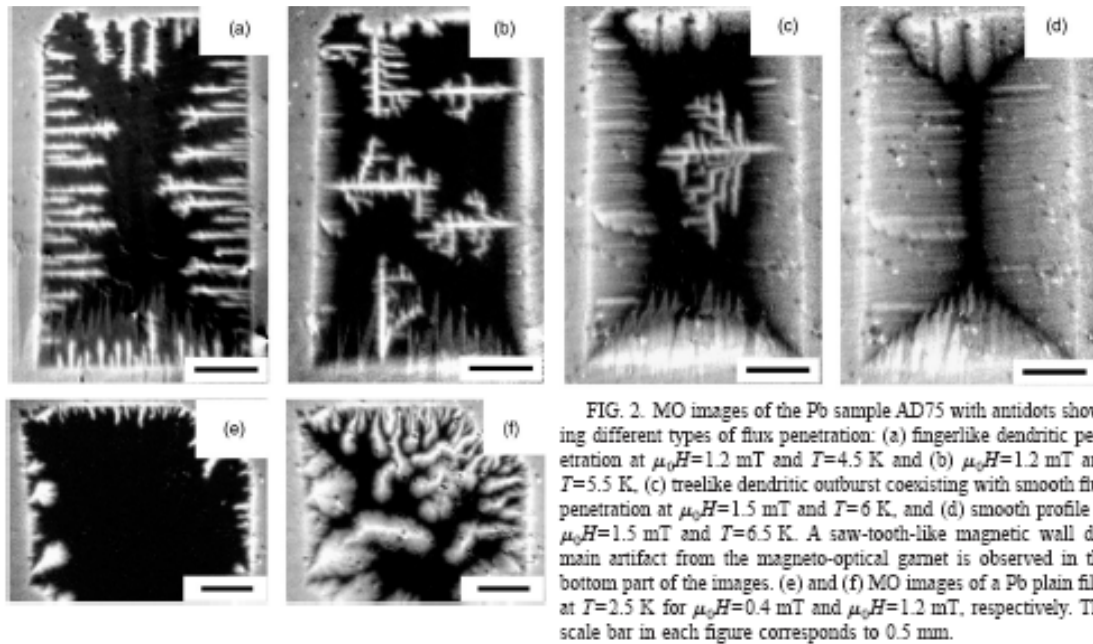


Figura 1.5: Penetração dendrítica em um filme de Pb submetido a um campo perpendicular. A penetração dendrítica é guiada pela rede de ADs presente na amostra. A temperatura e o campo aplicado em cada imagem estão especificados na legenda original. Os itens (e) e (f) são imagens de um filme sem os ADs [27].

Nas figuras nota-se que, com o aumento da temperatura, a penetração de fluxo passa a ser suave, não havendo mais a penetração dendrítica. A Ref. 27 traz também um diagrama que mostra a linha, chamada por seus autores de $H^*(T)$, que separa a fase de penetração dendrítica da fase de penetração suave (“estado crítico”), para um filme de Pb, mostrada na Figura 1.6.

Outra característica do estado dendrítico é criar uma “granularidade” induzida por campo que pode, para algumas amostras, manifestar-se na forma do efeito Meissner paramagnético (EMP). Esse é caracterizado por uma resposta positiva do supercondutor em um procedimento FC (ou mesmo uma reentrância). Ortiz e colaboradores [22] mostraram a relação entre o estado dendrítico (i.e., granularidade) e o EMP em um filme de Nb. A Figura 1.7 mostra o principal resultado de tal trabalho, onde o painel esquerdo apresenta a formação do estado dendrítico induzido por campo e, o painel direito, a evolução dos estados formados com o aumento da temperatura.

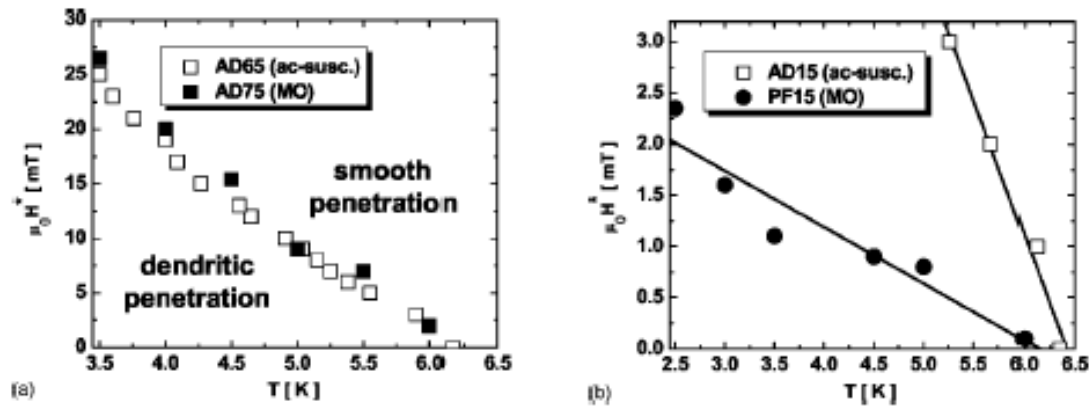


FIG. 3. Phase boundary lines, $H^*(T)$, separating dendritic from smooth penetration for different samples. Open symbols correspond to ac-susceptibility measurements (Ref. 13), while filled symbols are values obtained by MO imaging. (a) Results for samples with antidots AD65 and AD75. (b) Comparison between a plain film (PF15) and a sample with antidots (AD15) (see Table I).

Figura 1.16: (a) linha de separação de fases entre penetração dendrítica e penetração suave para um filme de Pb e (b) comparação com um filme sem ADs.

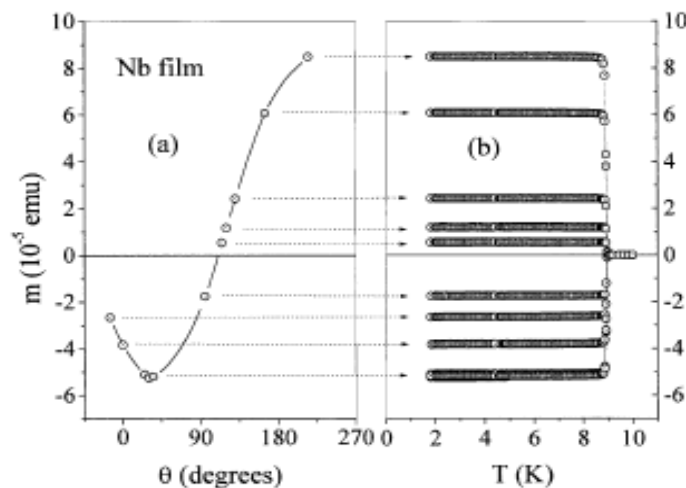


Fig. 3. Left: magnetic moment versus angle, after a ZMC procedure down to $T = 2$ K for one of the Nb films studied. Right: magnetic moment versus temperature for the same film.

Figura 1.7: Esta figura, retirada da Ref. 22, mostra o comportamento paramagnético (EMP) apresentado por um filme de Nb (figura da direita) quando um estado dendrítico é “produzido” nela expondo-a ao campo da Terra (figura da esquerda).

1.5. Efeitos de Comensurabilidade: os Matching Fields

Efeitos de comensurabilidade têm origem na interação de uma rede elástica com uma rede rígida, em que a razão entre as periodicidades é um número racional. Em sistemas supercondutores esses efeitos se dão quando uma rede de centros de ancoramento de vórtices (*antidots*, ADs) está presente e os vórtices penetrados no material interagem com ela. Como resultado dessa interação, as curvas de $M(H)$ apresentam saltos que são periódicos com o campo de comensurabilidade, também conhecido por “*matching field*” (MF).

O primeiro MF é definido como a intensidade do campo na qual cada AD da amostra aprisiona um único quantum de fluxo. Após a primeira, outras penetrações podem ocorrer populando os ADs com mais de um vórtice, com isso, escrevemos:

$H_n = n \Phi_0 / A$, onde n é o número de vórtices por AD, A é a área da célula unitária da rede de ADs e Φ_0 é o quantum de fluxo magnético.

Há situações onde torna-se energeticamente favorável a penetração de fluxo sem que haja o aprisionamento desses em todos os ADs e, mesmo estando todos ocupados, devido à interação repulsiva entre vórtices, os fluxóides penetrados podem encontrar estabilidade na região intersticial, ou seja, na região entre os ADs. Nesses dois casos n pode assumir valores fracionários.

Em 1996, K. Harada e colaboradores [38] mostraram, via microscopia de Lorentz, a dinâmica de penetração dos vórtices nos respectivos MFs para um filme fino de Nb de 100 nm de espessura com uma rede quadrada de ADs de 0.83 μm de lado cujo diâmetro de cada AD era de 30 nm. O MF desse sistema, então, é de 29.8 Oe. O experimento foi realizado aplicando-se o campo desejado em $T = 10 \text{ K}$ ($T > T_c$) e resfriando a amostra (procedimento FC) para $T = 4.5 \text{ K}$. Após esse processo, as imagens foram obtidas. A Figura 1.8 mostra fotos acompanhadas pelos desenhos da distribuição dos respectivos vórtices. No quadro (a) $n = 1/4$, há um vórtice penetrado a cada quatro ADs (horizontal) e um a cada dois ADs (vertical), como indicam os vértices do retângulo desenhado; em (b), $n = 1/2$, há um vórtice a cada dois ADs; para $n = 1$, (c),

todos os defeitos estão penetrados e para $n = 3/2$, em (d), vemos o aparecimento de vórtices intersticiais.

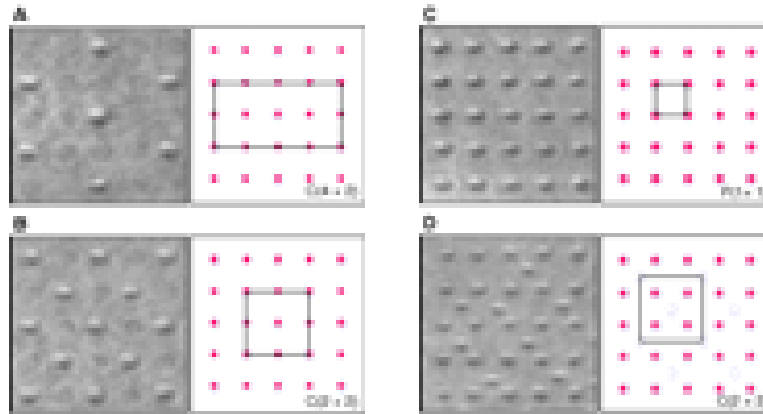


Figura 1.8: Imagens presentes na Ref. 38, para uma rede de artificial de ADs nos MF: (a) $n = 1/4$, (b) $n = 1/2$, (c) $n = 1$ e (d) $n = 3/2$.

Ainda no mesmo trabalho é apresentada a dinâmica de penetração dos vórtices no filme. Para baixos campos ($H = 0.2 H_1$) os vórtices começam a penetrar o filme através de seu contorno e, conseqüentemente, ocupam a primeira linha de ADs, como na Figura 1.9 (a). Com isso, os vórtices que se aproximam dessa “barreira” são impedidos de penetrar na região interna até que, quando as condições são favoráveis, eles ultrapassam essa linha pulando cinco ou mais parâmetros de rede. Assim a ocupação dos defeitos ocorre de “dentro para fora” da amostra. Quando todos os defeitos estão ocupados, os vórtices passam a ocupar as regiões intersticiais e quando essas estão cheias (Figura 1.9 (d)) os vórtices passam a se mover em linhas únicas.

Agora, quando o campo magnético aplicado passa a diminuir, os vórtices intersticiais saem da amostra antes dos vórtices aprisionados nos ADs, indicando que o potencial de aprisionamento nos interstícios é mais fraco do que o correspondente aos defeitos. Quando os antivórtices começam a penetrar na amostra, há ainda vórtices aprisionados nos ADs e, assim, algumas aniquilações, devido ao encontro dos antivórtices com os vórtices, ocorrem.

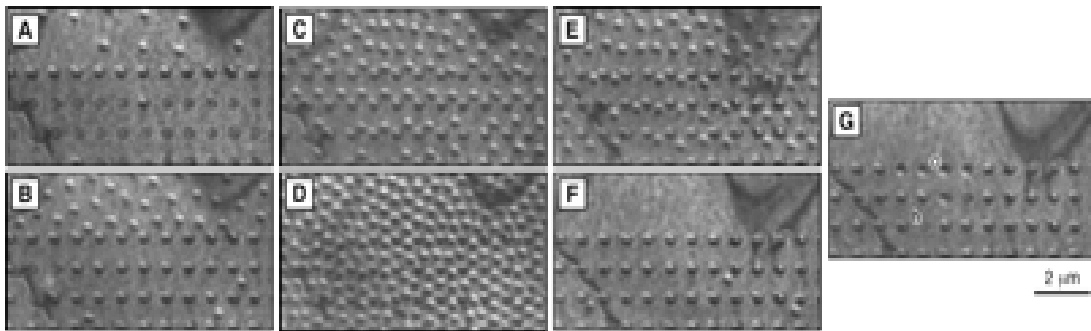


Figura 1.9: Demonstração da dinâmica de vórtices quando o campo H é aumentado e depois diminuído. Em (a) $H = 0.2 H_1$; (b) $H = 0.5 H_1$; (c) $H = 1.2 H_1$; (d) $H = 2.5 H_1$; (e) $H = 1.5 H_1$; (f) $H = 0.9 H_1$ e (g) $H = 0.6 H_1$, onde H_1 é o primeiro MF.[38]

Em outro trabalho, A. V. Silhanek e colaboradores [12] utilizam um filme de Pb de 50 nm de espessura composto por uma rede quadrada de DCs com colunas quadradas de $0.55 \mu\text{m}$ de lado e onde um defeito menor, de $0.25 \mu\text{m}$ de lado, foi inserido no meio de cada célula, como no inset da Figura 1.10. Ao comparar esse filme com outro onde não havia o defeito de menor dimensão, verificou-se um forte aumento na corrente crítica devido à capacidade do primeiro filme aprisionar mais quanta de fluxo do que o outro, como mostrado na Figura 1.10.

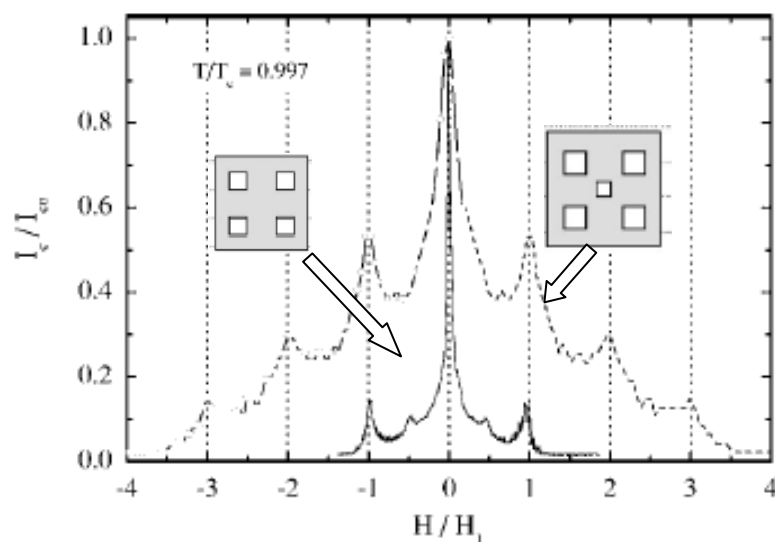


Figura 1.10: Comparação da corrente crítica normalizada em $T/T_c = 0,997$ para os filmes com redes de ADs distintas [12] como mostradas nos insets.

Dependendo da temperatura, os picos indicativos dos MFs se alargam e outros aparecem. Isso é devido à dependência com a temperatura tanto de λ quanto de ξ . A Figura 1.11, retirada da mesma Ref. 12, foi obtida por simulações de dinâmica molecular e mostra a disposição dos vórtices quando alcançados os MFs: H_4 , H_5 , H_6 e H_7 .

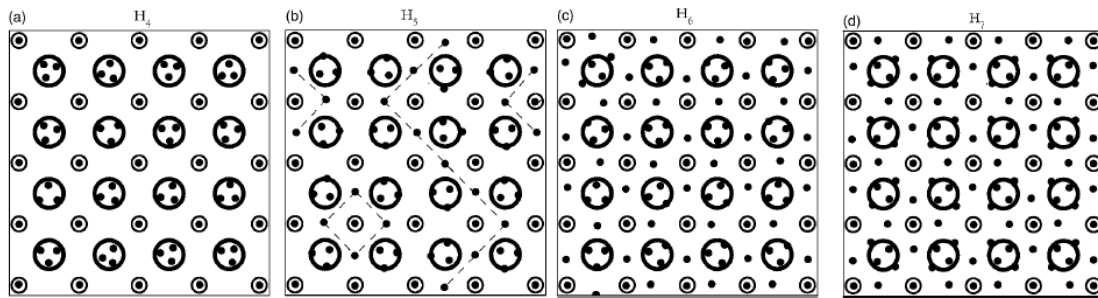


Figura 1.11: Rede de vórtices sugerida para os MFs: H_4 , H_5 , H_6 e H_7 respectivamente [12].

Medidas de suscetibilidade AC também são usadas na averiguação dos MFs. A Figura 1.12 foi obtida da Ref. 17, os MFs são notados pelas mudanças na capacidade de exclusão do fluxo pela amostra.

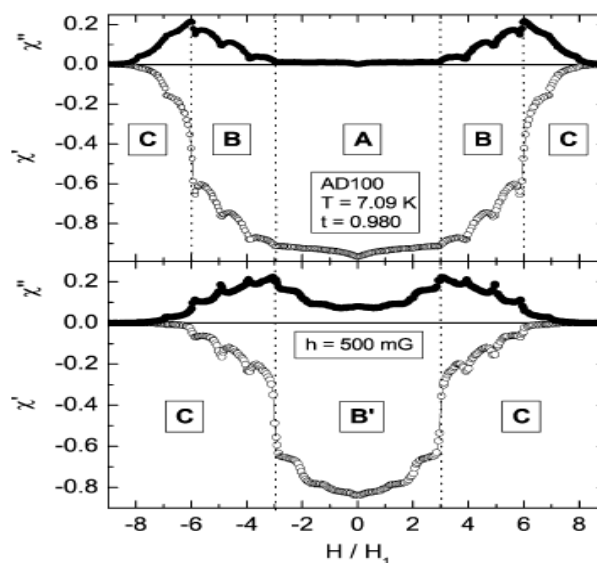


Figura 1.12: Visualização dos MFs por medidas de suscetibilidade AC [17].

Os MFs são detectados em temperaturas muito próximas à temperatura crítica do supercondutor. Uma explicação para esse comportamento é dada no trabalho de Reichard e colaboradores [18] publicado em 2001. Eles estudaram o comportamento da força necessária para o desancoramento dos vórtices aprisionados em ADs, f_p^c , em função da força de ancoramento desses, f_p , em duas situações: uma comensurável ($H/H_1 = 1$) e outra incomensurável ($H/H_1 = 0.64$). Demonstraram que a diferença da corrente crítica entre os campos comensurável e incomensurável cresce conforme f_p é reduzida, ou seja, os efeitos de comensurabilidade são mais pronunciados para f_p fracos, com f_p^c decrescendo linearmente com o decréscimo de f_p , enquanto que para o caso de incomensurabilidade, f_p^c decresce mais rapidamente, como mostrado na Figura 1.13. Esse efeito pode ser o responsável pelo aparecimento dos MFs somente em temperaturas próximas de T_c , pois, conforme a temperatura aumenta, os centros de ancoramento enfraquecem e, dessa forma, os saltos indicativos dos MFs ficam mais evidentes.

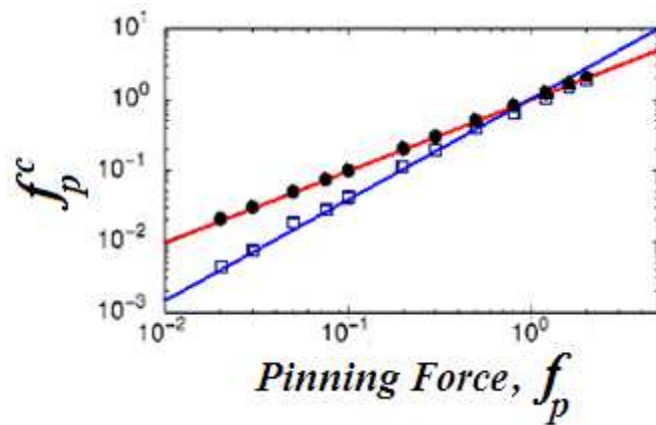


Figura 1.11: (a) simulação do comportamento da força de desancoramento dos vórtices aprisionados em DCs, f_p^c , em função da força destes, f_p , em duas situações: uma comensurável ($H/H_\Phi = 1$, pontos pretos) e outra incomensurável ($H/H_\Phi = 0.64$, quadrados) [18].

Capítulo 2

Materiais e Métodos

As amostras estudadas neste trabalho foram caracterizadas utilizando as técnicas de magnetometria DC e AC em duas estações experimentais, um PPMS-6000 e um MPMS-5S ambos fabricados pela Quantum Design. A seguir apresentaremos detalhes das técnicas de medidas de cada equipamento.

2.1. Magnetometria DC

As medidas magnéticas DC determinam o valor de equilíbrio da magnetização, M , de uma amostra. A amostra é magnetizada por um campo magnético e então o seu momento magnético é medido em função do parâmetro que se queira estudar, seja a temperatura, $M(T)$, seja o próprio campo, $M(H)$.

2.2. Magnetometria AC

Em medidas magnéticas AC, um pequeno campo de excitação é sobreposto ao campo DC, causando um momento dependente do tempo, $m(t)$ na amostra. O momento $m(t)$ induz uma corrente nas bobinas detectoras permitindo que as medidas sejam feitas sem a necessidade de se mover a amostra.

Nas medidas AC a quantidade física de interesse é a suscetibilidade magnética, χ , definida por:

$$\chi = \chi(H) = \frac{\partial M}{\partial H} \quad (2.1)$$

sendo M a magnetização da amostra, i.e., seu momento magnético por unidade de volume, $M = m/V$.

Considerando o campo aplicado H como a superposição de um campo DC, H_0 , e um campo AC, $h = h_0 \text{Re}\{e^{i\omega t}\}$, podemos escrever a magnetização da seguinte forma:

$$m(t) = m_0 \text{Re}\{e^{i(\omega t + \varphi)}\} \quad (2.2)$$

onde a defasagem φ é devida à causalidade do fenômeno: m é a resposta à excitação h . Assim temos:

$$\chi = \frac{m_0}{V h_0} e^{i\varphi} \quad (2.3)$$

Podemos então, separar a expressão 2.3 em suas partes real e imaginária

$$\chi = \chi' + i \chi'' \quad (2.4)$$

sendo que χ' está relacionada à componente de $M(t)$ em fase com o campo aplicado e χ'' refere-se à energia absorvida pelo material em um período que, para χ linear com h , vale $E = \chi' \frac{\omega h_0^2}{2\pi}$. Em outras palavras, a componente real χ' está associada à resposta dos

momentos magnéticos excitados por h , enquanto χ'' está associada às perdas de energia durante o processo dinâmico de excitação dos momentos.

Como citado no parágrafo anterior, se χ depender linearmente de h , então a energia por ciclo entregue ao SC pelo sistema de excitação é proporcional a χ'' . A seguir, mostraremos como esta relação é obtida.

Da termodinâmica temos que o trabalho realizado por um campo H sobre um material magnético é dado por $dW = H dM$, sendo M a magnetização do material. Assim, podemos escrever a energia absorvida pelo sistema por unidade de tempo por unidade de volume da seguinte forma:

$$E = \frac{\omega}{2\pi} \int_{\text{ciclo}} H dM \quad (2.5)$$

onde ω é a frequência do campo de excitação h .

Como $H = H_0 + h_0 e^{i\omega t}$ e, usando a definição para a suscetibilidade magnética dada pela expressão 2.1 temos que:

$$dH = i\omega h_0 e^{i\omega t} dt \quad \text{e} \quad dM = \chi dH \quad (2.6)$$

Podemos então reescrever a expressão 2.5 da seguinte forma:

$$\int_{\text{ciclo}} H dM = \int_{\text{ciclo}} \chi H dH = \int_{\text{ciclo}} \chi (H_0 + h_0 e^{i\omega t}) i\omega h_0 e^{i\omega t} dt = i\omega h_0^2 \int_{\text{ciclo}} \chi e^{2i\omega t} dt \quad (2.7)$$

Assim, a energia absorvida em um ciclo pode ser escrita como:

$$E = \frac{\omega}{2\pi} \operatorname{Re} \left[i\omega h_0^2 \int_{\text{ciclo}} \chi e^{2i\omega t} dt \right] \quad (2.8)$$

Se χ não depender do campo (ou seja, se m for linear com h) e, conseqüentemente do tempo, podemos tirá-la da integral e assim, a energia por ciclo de h fica:

$$E = \frac{\omega}{2\pi} \operatorname{Re} \left[i\omega \chi h_0^2 \int_{\text{ciclo}} e^{2i\omega t} dt \right] = \frac{\omega}{2\pi} \chi' h_0^2 \quad (2.9)$$

2.3. O PPMS

O PPMS se destaca por ser um equipamento versátil. Sua arquitetura aberta permite ao seu usuário realizar experimentos próprios, conectando instrumentação externa e até mesmo usando outras linguagens de programação diferentes do padrão do equipamento. Seu sistema de resfriamento utiliza He líquido o que permite trabalhar num intervalo de temperaturas de 1.8 K a 350 K. A estabilidade da temperatura é de $\pm 0.2\%$ para $T \leq 10$ K e $\pm 0.02\%$ para $T > 10$ K. Campos DC de até 90 kOe são gerados por uma bobina supercondutora. Quando esta é operada no modo persistente, a fonte de corrente é desabilitada assim que o campo desejado é alcançado, evitando, com isso, ruídos inerentes dos circuitos da fonte de corrente e tornando o campo magnético extremamente estável na região experimental. A resolução é de 0.2 Oe para campos aplicados de até 10 kOe, e de 2 Oe até o campo máximo. A uniformidade longitudinal do campo dentro da bobina é de $\pm 0.01\%$ dentro de um volume cilíndrico de 5.5 cm de altura e 1 cm de diâmetro.

Na Figura 2.1 vemos o interior do PPMS e o módulo do sistema ACMS, que será discutido a seguir.

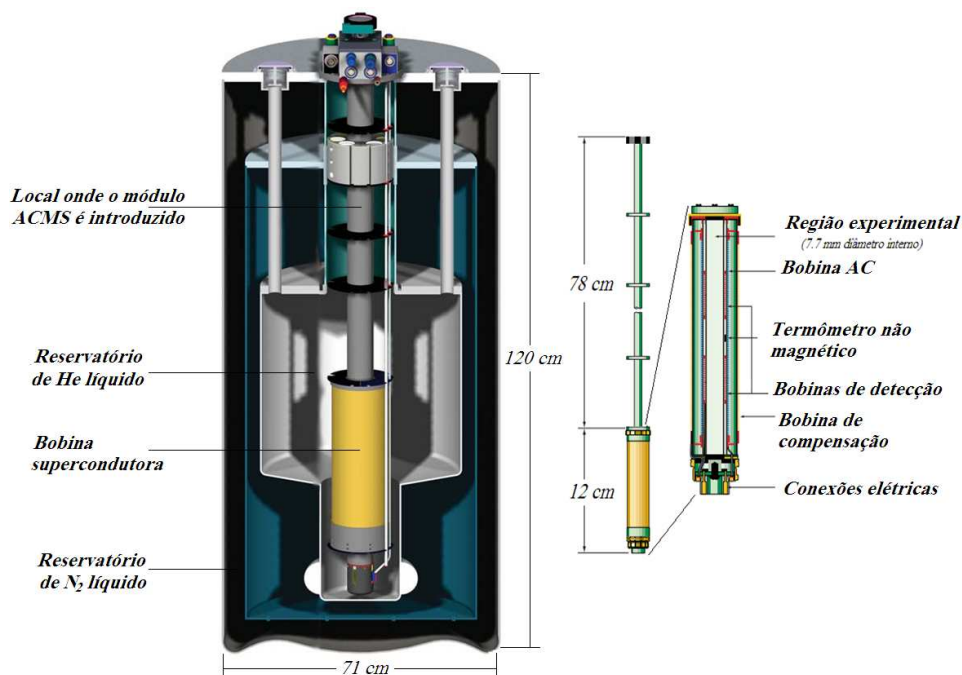


Figura 2.1: A imagem à esquerda mostra o interior do PPMS e a imagem à direita mostra o módulo do sistema ACMS.

Com a opção ACMS (AC/DC Magnetometry System) habilitada, o PPMS nos permite realizar medidas de magnetometria DC e AC. Para isso, um conjunto de bobinas, de fios de cobre enroladas em um carretel de safira (para garantir um bom controle de temperatura devido à sua excelente condutividade térmica), são inseridas de forma concêntrica com a bobina supercondutora. Esse sistema é mostrado na Figura 2.1. A amostra é montada em um canudo e este fixado numa vareta de fibra de carbono. Todo o conjunto é inserido no dispositivo de bobinas e preso em um motor acoplado no topo do PPMS, responsável pelo movimento da amostra.

Para efetuar medidas AC, um campo alternado é aplicado pelas bobinas AC, cuja amplitude pode variar de 2 mOe a 15 Oe para frequências entre 10 Hz e 10 kHz. A sensibilidade das medidas do momentum magnético AC, é de 2×10^{-8} emu (ou 2×10^{-11} Am²) 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 separa as tensões induzidas pela amostra que estão em fase e fora de fase com o campo de excitação, convertendo-as em valores de momento magnético.

As medidas DC são realizadas por extração, ou seja, a amostra é movimentada pela região experimental induzindo uma tensão nas bobinas detectoras. Como a amplitude do sinal é proporcional ao momento magnético da amostra e à velocidade da sua extração, é desejável empregar altas velocidades durante a medida. No PPMS a amostra atinge uma velocidade de 1 m/s, fornecendo um sinal significativamente alto em comparação com outros magnetômetros de extração. A sensibilidade das medidas do momentum magnético DC está no intervalo de 2.5×10^{-5} emu a 5 emu (ou equivalentemente de 2.5×10^{-8} Am² a 5×10^{-8} Am²).

2.4. O MPMS, ou SQUID

O MPMS-5S (Magnetic Property Measurement System) é também conhecido por SQUID, que é a sigla para “Superconducting Quantum Interference Device”, em

alusão ao seu sensor. Por causa desse sensor, tal magnetômetro possui uma excelente sensibilidade.

O MPMS-5S trabalha num intervalo de temperaturas de 1.8 K a 400 K, controlada por fluxo de gás He, com estabilidade de $\pm 0.5\%$ na região experimental. Campos DC são gerados por uma bobina supercondutora atingindo amplitudes de 0.1 Oe a 50 kOe. A resolução de tal campo pode atingir 0.1 Oe para campos de até 5 kOe e 1 Oe acima deste. Seu criostato não possui reservatório de N₂ líquido, trabalhando apenas com He líquido.

Da mesma forma que no PPMS, a amostra a ser inserida no MPMS é montada em um canudo plástico. Este é fixado numa extremidade de uma vareta de aço inox de 1.2 m de comprimento. Tal conjunto é inserido no aparelho e a outra extremidade da vareta é presa a uma base conectada a um motor de passo que movimenta a amostra, de forma discreta, através das bobinas de detecção. Diferentemente do PPMS, as bobinas detectoras do MPMS são supercondutoras e assim a corrente induzida nelas não decai, tornando possível a estratégia de movimentação da amostra passo a passo.

O sensor SQUID consiste de uma espira supercondutora com uma única junção Josephson [40], também denominado de SQUID RF. A Figura 2.2 mostra uma esquematização simples do circuito de operação de um SQUID RF. O circuito primário é composto pelas bobinas detectoras onde as espiras periféricas estão enroladas em sentido oposto ao das centrais, formando um gradiômetro de segunda ordem. O circuito secundário é composto por uma fonte de corrente AC de alta frequência (RF), um amplificador (A) e um circuito ressonante (K). O SQUID acopla os dois circuitos, atuando como um transformador de fluxo. Dessa forma, ao excursionar pelas bobinas detectoras, a amostra induz uma corrente nelas, gerando um campo através do SQUID. Conseqüentemente surgem correntes de blindagem que geram um campo no sentido oposto, que interfere na corrente alternada que era mantida pela fonte RF no circuito secundário, sendo assim gerada uma tensão de saída, V_0 . Conforme a amostra é excursionada pelo gradiômetro, V_0 vai sendo monitorada em função da posição e a resposta é ajustada por um algoritmo que considera o momento magnético da amostra como se fosse o de um dipolo puntual.

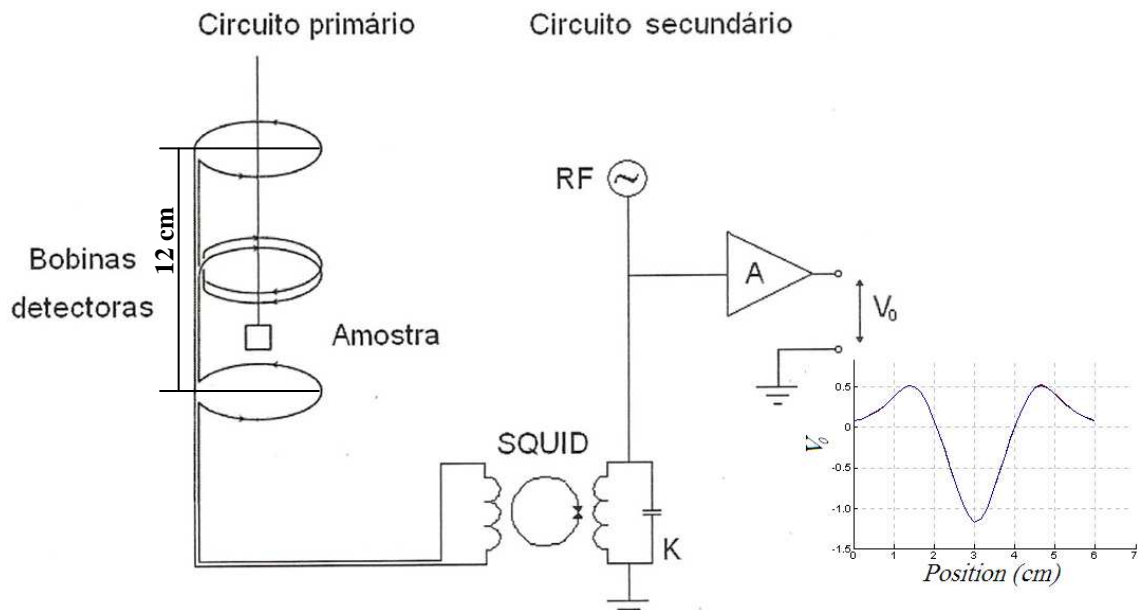


Figura 2.2: Circuito de detecção do MPMS. O circuito primário é constituído por bobinas de detecção supercondutoras formando um gradiômetro de segunda ordem. O circuito secundário é constituído por uma fonte de correntes AC de alta frequência (RF), um circuito ressonante (K) e um amplificador (A). A curva é um exemplo da variação de V_0 conforme a amostra é excursionada pelo gradiômetro numa resposta típica de um dipolo magnético.

2.4.1. Rotor Horizontal

As medidas realizadas em baixíssimos campos magnéticos aplicados, que utilizamos em um estudo no filme de YBCO, foram feitas usando-se um rotor horizontal (em inglês “Horizontal Sample Rotator”) acoplado ao MPMS. Este nos permite rodar a amostra em relação a um eixo horizontal, com precisão de 0.1° e, com isso, mapeamos a resposta magnética desta em função do ângulo, θ .

As Figuras 2.3 e 2.4 ilustram os componentes do rotor. O “Sample rotator clip” é conectado a um motor de passo que promove rotações em torno de um eixo vertical. Essa rotação é transmitida através do “inner tube” até o “upper clamp” (Figura 2.4 (a)), um delimitador de curso, no qual está preso um fio e este a uma mola (Figuras 2.4 (a) e (b)). O delimitador tensiona ou relaxa o fio que passa por uma polia soldada ao “porta-amostras”, propiciando a movimentação angular.

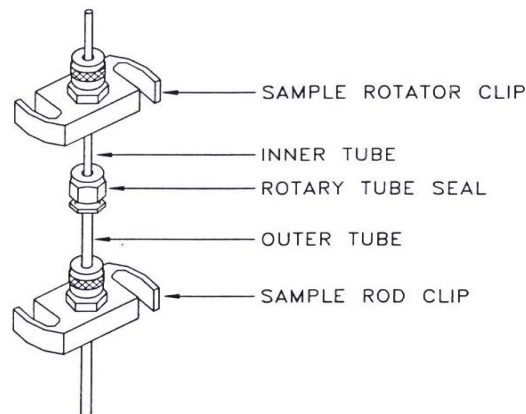


Figura 2.3: Parte superior do rotor. O “Sample rotator clip” é conectado a um motor de passo que promove rotações sobre um eixo vertical.

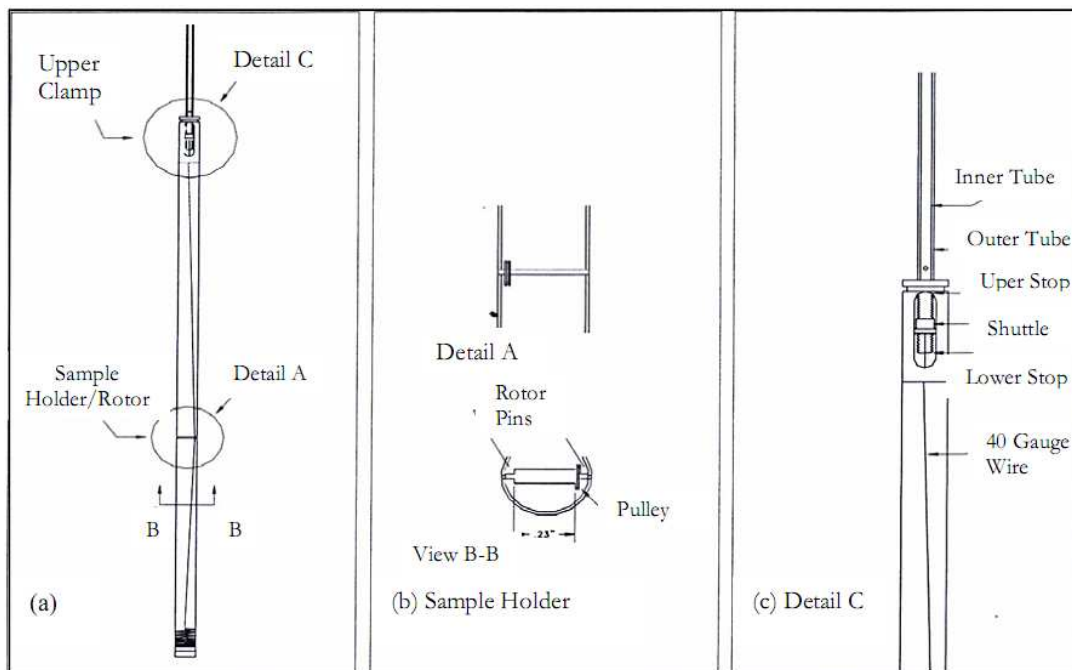


Figura 2.4: Parte inferior do rotor. Em (a) temos uma visão geral do compartimento onde colocamos a amostra e onde a “rotação vertical” é convertida em uma rotação sobre um eixo horizontal. Em (b) temos uma ampliação do suporte onde a amostra é colocada e em (c) vemos em detalhe o delimitador de curso.

Estudos a baixíssimos campos, nos quais fizemos uso dessa instrumentação, demandam condições experimentais dificilmente acessíveis, pois há a necessidade de aquecer o magneto supercondutor para eliminação de seu campo residual, de modo que a amostra esteja submetida exclusivamente ao campo da Terra. Para isso, o MPMS tem

que ficar algum tempo parado, tipicamente uma semana, para que todo o He líquido em seu criostato possa evaporar, procedimento esse que é muito raro no laboratório, devido à grande demanda de usuários.

2.4.2. Controle de baixíssimos campos DC via GPIB

A arquitetura do MPMS também nos permite trabalhar em regimes de baixíssimos campos DC usando a bobina geradora do campo AC. Para isso, comandos GPIB, previamente estabelecidos e constantes do manual do equipamento, são utilizados no controle da injeção de pequenas correntes DC em tal bobina.

Antes, porém, de iniciarmos as medidas com os comandos GPIB, devemos minimizar o campo residual no magneto supercondutor seguindo alguns protocolos constantes na opção “*Ultra Low Field*” do equipamento. Primeiramente usamos o “*Degauss Shielding*”, procedimento no qual um campo de 10 kOe é gerado pelo magneto supercondutor na região experimental e em seguida este campo é ajustado para zero em passos. Em cada passo o sinal do campo é invertido e a sua amplitude diminuída até que, nominalmente o campo seja nulo. Em seguida fazemos um “*Reset Magnet*”, processo no qual uma pequena região da bobina supercondutora é aquecida, passando para o estado normal, sendo novamente resfriada em seguida. Seguindo os dois procedimentos aqui descritos, o campo residual na região experimental fica menor do que 1 Oe, como está mostrado na Figura 2.5.

Campos residuais inferiores a 40 mOe podem ser obtidos com o uso combinado de um sensor (Fluxgate) e de bobinas corretoras, uma facilidade opcional do MPMS instalada no instrumento que utilizamos.

Uma vez realizado o procedimento completo para minimização do campo residual do magneto supercondutor, obtém-se um perfil como o que aparece na Figura 2.5. O protocolo de ajuste das bobinas corretoras permite ao usuário escolher a posição na qual o campo deva ser nulo. A Figura 2.6 mostra o perfil do campo após um procedimento de anulação no qual a posição vertical “1 cm” foi escolhida para ter remanência nula. Trata-se de um processo iterativo onde o campo residual alcança um

valor inferior a 0.05 Oe no ponto especificado. O *Fluxgate* é então retirado e o campo na região experimental é suficientemente baixo para se iniciar as medidas via GPIB.

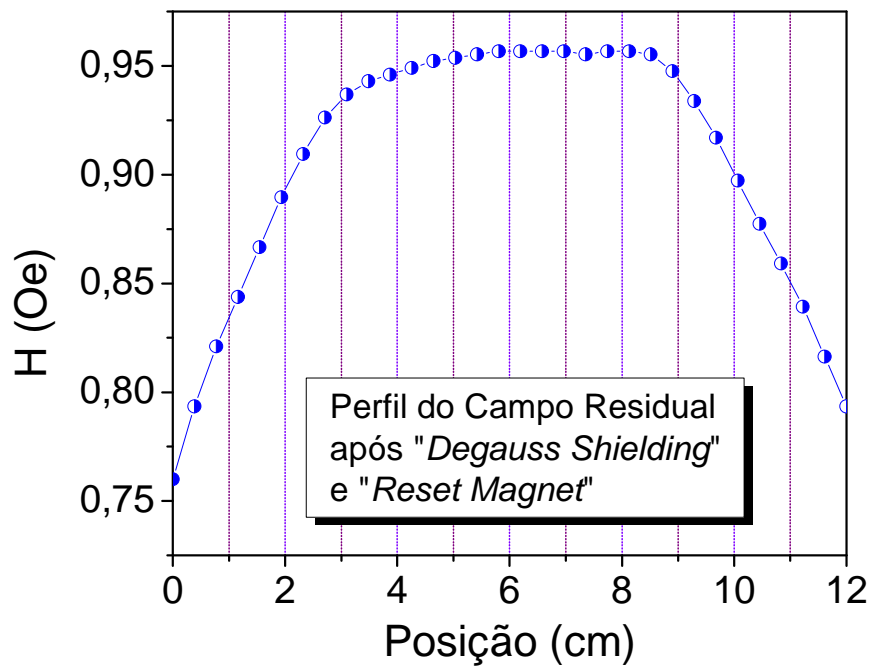


Figura 2.5: Perfil do campo magnético na região experimental obtido pelo *Fluxgate* após os procedimentos de “*Degauss Shielding*” e “*Reset Magnet*”.

Para o nosso MPMS-5S, o campo máximo atingido pelas bobinas AC é de ± 4.49 Oe, correspondendo a uma corrente aplicada de ± 100 mA. Assim, comandos GPIB permitem definir a amplitude da corrente injetada nas bobinas, variando de -100 mA (comando “0”) a +100 mA (comando “65535”), onde o comando “32768” corresponde à corrente nula.

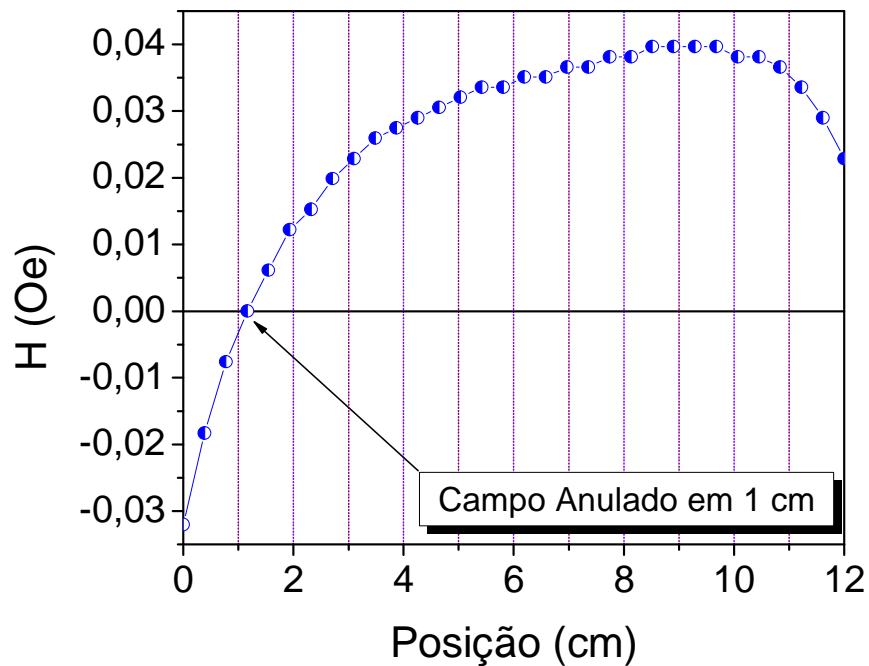


Figura 2.6: Perfil do campo após a inserção do *Fluxgate* e a anulação do campo magnético em torno da posição 1 cm.

2.5. As amostras estudadas

As amostras estudadas neste trabalho constituem-se de três filmes finos, um de YBCO, um de Nb e um de Pb, cada qual com sua própria estrutura e particularidades que serão apresentadas a seguir.

2.5.1. O filme de YBCO

O filme de YBCO, produzido no grupo do Prof. Chris Lobb, da “University of Maryland”, Estados Unidos, tem a estequiometria nominal $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ e suas dimensões são de 200 nm de espessura e aproximadamente 5 mm^2 de área superficial. Este passou por um processo de indentações onde foram inseridas cerca de 1680

colunas de formato triangular que, somando ao material danificado ao seu redor, resultam em defeitos com cerca de 2 μm de diâmetro efetivo e estão dispostas em uma rede quadrada com célula unitária medindo 50 x 50 μm^2 . Tal configuração confere um MF de 8.3 mOe à amostra. A Figura 2.7 mostra uma imagem obtida por microscopia de Força Atômica.

As indentações foram produzidas no filme pelo Prof. Dr. Carlos Maurício Lepienski, do Departamento de Física da Universidade Federal do Paraná, usando um Nanoindenter XP fabricado pela MTS Systems.

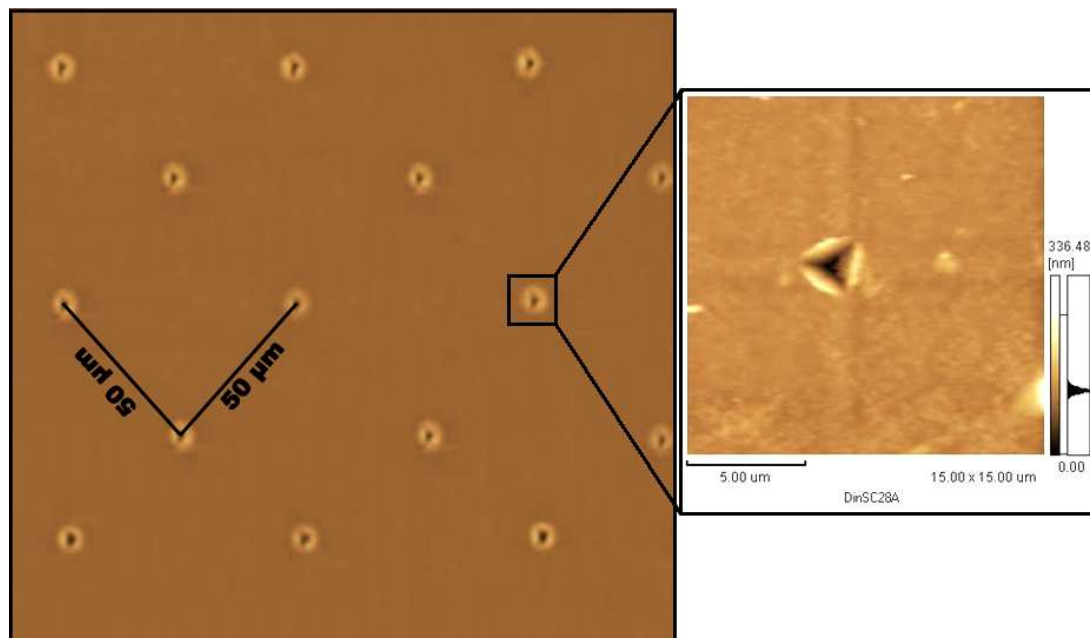


Figura 2.7: Imagem obtida por microscopia de Força Atômica das indentações inseridas no filme de YBCO. A imagem à direita mostra o perfil de uma das indentações.

2.5.2. O filme de Nb

O filme de Nb foi-nos enviado pelo Dr. E. Patiño, na época, membro do grupo liderado pelo Prof. Dr. Mark G. Blamire, da “University of Cambridge”, Inglaterra. Esse filme possui uma espessura de 200 nm e a rede de DCs também foi obtida pela técnica das indentações. Nele foram inseridas 900 colunas com diâmetro médio de 1 μm

e dispostas em uma rede quadrada de $10\ \mu\text{m}$ de lado, como mostrado na Figura 2.8. Essa configuração equivale a um *campo de matching* de 200 mOe. Vale ressaltar que as indentações foram inseridas deixando uma moldura de material intacto nas bordas da amostra, de aproximadamente $100\ \mu\text{m}$.

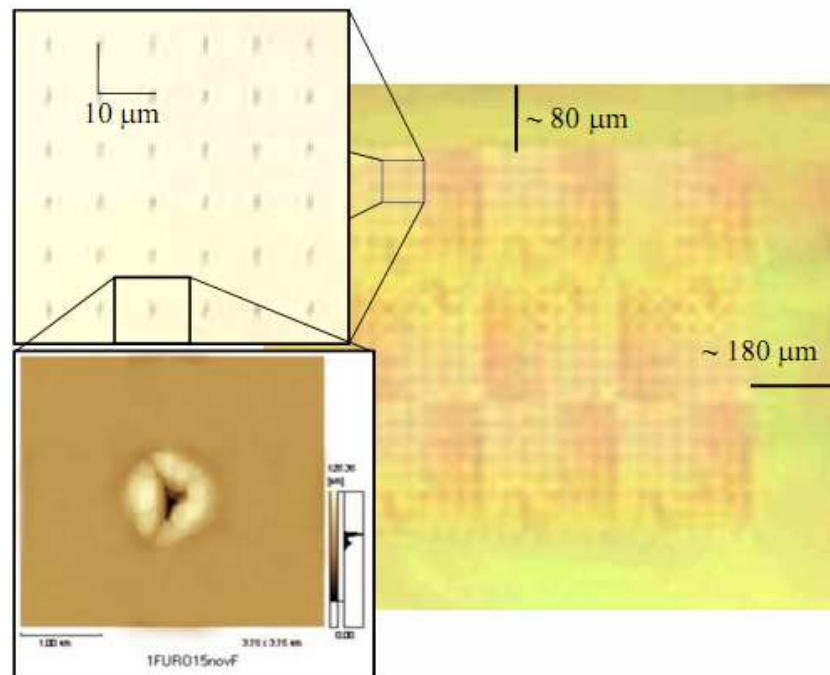


Figura 2.8: Imagem obtida por microscopia de Força Atômica das indentações inseridas no filme de Nb. As indentações estão envoltas por material intacto como representado no painel principal.

2.5.3. O filme de Pb

O Pb é um supercondutor do tipo I, porém se torna do tipo II quando fabricado com espessuras muito finas. O filme que estudamos foi feito pelo Dr. Alejandro Silhanek, do grupo liderado pelo Prof. Dr. Victor V. Moshchalkov da “Katholieke Universiteit Leuven”, Bélgica. A espessura do filme é de cerca de 50 nm, e a rede de DCs foi fabricada utilizando-se litografia ótica. O processo de fabricação do filme estruturado de Pb será apresentado a seguir.

Uma camada de Pb é depositada em um substrato de Si/SiO₂ coberto por uma camada dupla de resina polimérica na qual uma rede quadrada de colunas quadradas é pré-definida por litografia via feixe eletrônico (e-beam). A camada de Pb é depositada em um sistema epitaxial de feixe molecular (molecular-beam epitaxy system) sob uma pressão de trabalho de 7×10^{-8} Torr. Para que se obtenha um filme plano, o substrato é resfriado por nitrogênio líquido a 77 K e o filme é evaporado numa taxa de crescimento de 50 Å/s, controlada por um espectrômetro de massa. Após a evaporação, a resina restante é removida por um processo de lift-off usando acetona quente. Para maiores detalhes do processo de fabricação ver Refs. 12 a 14. A Figura 2.9 mostra a rede de DCs inserida no filme de Pb.

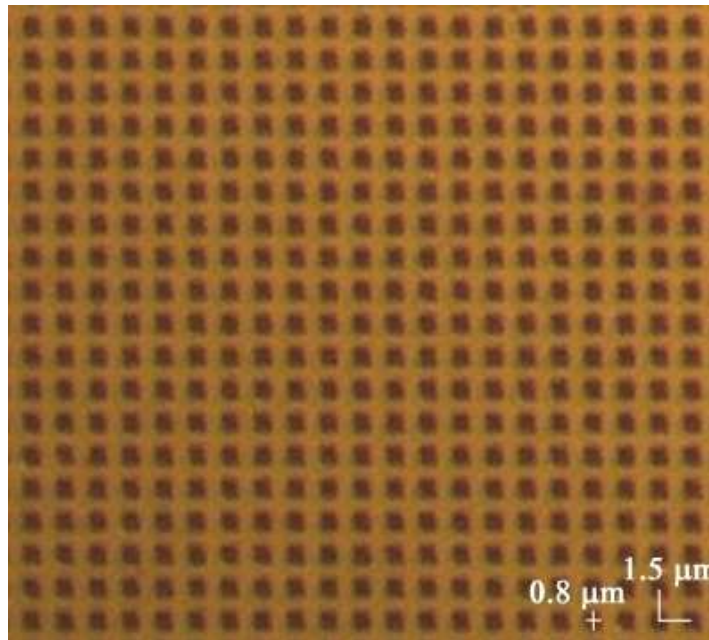


Figura 2.9: Imagem de filme de Pb e sua estrutura de defeitos.

Vale ressaltar que esta amostra degrada muito rapidamente, em cerca de 2 meses suas propriedades supercondutoras deixaram de existir, mesmo tomando-se o cuidado de armazenar o filme em dessecador evacuado e com sílica gel. A Figura 2.10 traz uma imagem de tal amostra, feita após a constatação de que suas propriedades supercondutoras estavam fortemente degradadas.

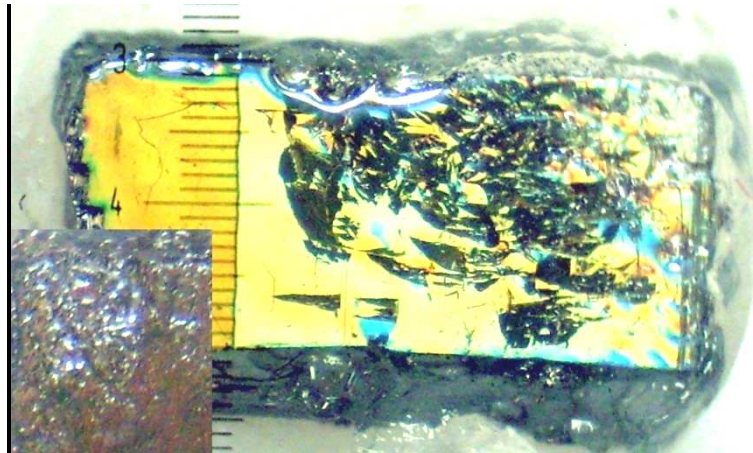


Figura 2.10: Imagem de filme de Pb degradado. A região amarelada é indicativa de material ainda preso ao substrato enquanto que as outras regiões demonstram o seu desprendimento. A imagem no canto inferior esquerdo é uma ampliação mostrando a formação de algumas “bolhas”, regiões de maior brilho, no mesmo filme.

2.6. Algumas técnicas específicas

Nesta sessão vamos apresentar e discutir algumas técnicas que se mostram muito apropriadas para uma ou mais das amostras estudadas, mas não para todas. Como veremos a seguir, essa adequação/inadequação deve-se às peculiaridades de cada um dos sistemas estudados.

2.6.1. Verificação dos MFs

Como apresentado no Capítulo 1, os MFs estão associados à estrutura de ADs presente em cada amostra. Assim, os MFs para os filmes de YBCO, Nb e Pb são de 8.3 mOe, 200 mOe e 9.1 Oe respectivamente. Para que tal efeito seja averiguado, a amostra deve estar em temperaturas suficientemente altas, da ordem de $0.99T_c$.

Apesar de conseguirmos aplicar e controlar campos da ordem dos MFs para os filmes de YBCO e Nb e, também, termos um excelente controle da temperatura com nossa instrumentação, não foi possível fazer tal verificação nessas amostras. No caso do

YBCO, conforme a temperatura se aproxima de $T_c \sim 89.5$ K, a amplitude do seu sinal fica muito pequena deixando de ser dipolar. Dessa forma, a curva passa a ter pontos aleatórios sem significado físico. A Figura 2.11 mostra uma curva $M(H)$ obtida em 86 K, que corresponde a $0.96T_c$. As oscilações na região de H mais alto indicam a perda do sinal dipolar da amostra. Um aumento adicional da temperatura acarreta em perda precoce da resposta dipolar, de modo que não foi possível medir $M(H)$ para $T \gtrsim 0.99T_c$. Já para o Nb, aliado ao baixo valor do MF de sua estrutura, este apresenta uma grande moldura de material intacto que deve ser preenchida antes dos ADs serem alcançados pelos vórtices, impossibilitando a averiguação de tal efeito de comensurabilidade (a moldura forma um “buffer” para os vórtices, mascarando eventuais mudanças abruptas associadas à comensurabilidade).

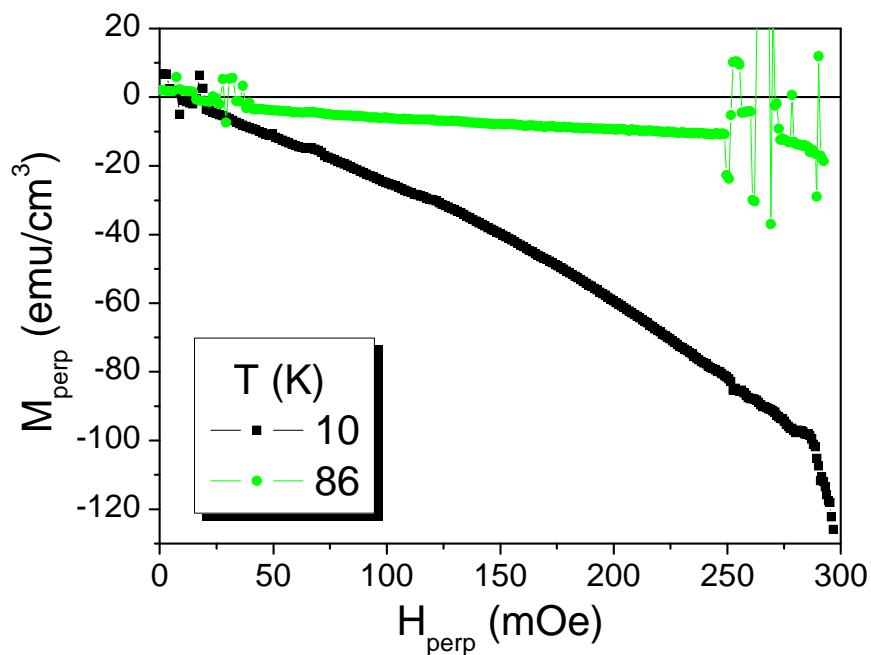


Figura 2.11: Curva $M(H)$ do filme de YBCO nas temperaturas de 10 K (quadrados) e 86 K (círculos). Conforme a temperatura aumenta, a amostra perde o seu sinal dipolar, indicado pelas flutuações aleatórias presentes na curva de 86 K.

Sendo assim, apenas no filme de Pb foi possível a verificação dos efeitos de comensurabilidade pelo fato da sua estrutura apresentar um MF de 9.1 Oe, além de

apresentar, em altas temperaturas, uma amplitude de sinal facilmente detectada pela instrumentação utilizada.

2.6.2. Medidas em campos baixíssimos usando o Rotor

Além das dificuldades em se obter as condições necessárias para a utilização do Rotor, o estudo com tal aparato só foi possível de ser realizado no filme de YBCO. Como foi descrito no item 2.6.1, o filme de Nb possui uma moldura de material intacto que abriga os vórtices, sendo necessários campos mais altos para que os vórtices alcancem os ADs inviabilizando, desta forma, o estudo de tal amostra na presença somente do campo da Terra.

Já para o filme de Pb, não houve tempo hábil para estudá-lo com esta técnica, pois, como já discutido, a preparação de tal experimento exige o aquecimento do magneto supercondutor, o que não é possível de ser feito a todo momento no laboratório e, aliado a isso, tal amostra tem um tempo de vida útil muito curto o que acarretou em sua deterioração antes que pudéssemos conduzir esse tipo de experimento.

2.6.3. Loops curtos de histerese usando controle manual do campo

Embora seja uma ferramenta muito útil e eficiente no estudo onde baixíssimos campos são requeridos, a opção de controle do campo DC via comandos GPIB não é automatizada, ou seja, é necessário que o experimentador esteja presente para efetuar tais medidas. Além disso, como descrito no item 2.4.2, os procedimentos necessários para a preparação e utilização de tal técnica fazem-na extremamente trabalhosa e demorada. Desta forma, utilizamos a “técnica GIPB” apenas para o filme de Pb, pois tratou-se de um estudo feito por completeza para a verificação da consistência das curvas de $\chi''(h)$, através de loops de histerese com campos máximos iguais aos atingidos pelos campos de excitação. O resultado pode ser entendido como uma

verificação redundante, através de técnica independente, dos saltos observados em $\chi''(h)$.

2.6.4. Termorremanência, TRM

Medidas de TRM consistem em aplicar um campo na amostra no estado normal, resfriá-la abaixo de T_c e então desligar H medindo, subsequentemente, o momento magnético em função da temperatura crescente. Dessa forma teremos uma resposta associada ao fluxo retido e sua evolução com T .

Esta técnica foi aplicada apenas no filme de Pb, pois os ADs inseridos nesta amostra além de serem pequenos, estão muito próximos entre si evidenciando, dessa forma, efeitos que nos outros filmes não foram detectados. Detalhes deste estudo são apresentados no Capítulo 3.

2.6.5. Medidas $\chi(h)$

Tais experimentos foram realizados em todas as amostras e constitui o foco principal deste trabalho. Por esta técnica verificamos o início da penetração de vórtices nos filmes estudados e um comportamento universal foi observado. Tal estudo será apresentado em detalhes nos capítulos seguintes.

Capítulo 3

Filme de Pb com ADs: MFs e penetração em baixas temperaturas

Neste Capítulo, apresentaremos o estudo realizado em um filme estruturado de Pb cujo MF, associado a tal estrutura é de 9.1 Oe. Os MFs foram observados em curvas $M(H)$, feitas em 7.1 K, e também em curvas $\chi_{AC}(H)$, em 7 K. Na medida AC, verificamos que, na temperatura em que a medida AC foi realizada, ou seja, em 7 K, a resposta de χ'' é muito mais sensível aos MF do que χ' . Estudamos também a termorremanência (TRM) deste sistema; esta apresenta um valor de saturação, após o campo de preparação do estado ultrapassar o primeiro MF. Associamos este comportamento à proximidade entre os ADs, que dificulta a presença de vórtices intersticiais e, após o campo ser desligado, o fluxo restante equivale a um quantum por AD. Em outra análise, relacionamos a área de loops de histerese com a resposta de χ'' . Demonstramos que, mesmo χ'' não sendo independente de h , há uma relação entre a energia absorvida pelo sistema em um ciclo do campo aplicado e a resposta de χ'' . O principal resultado obtido para este sistema (e que é o foco desta tese) provém de

medidas $\chi_{AC}(h)$, as quais apresentam saltos evidentes em χ'' . Ao fazermos a contagem dos vórtices penetrados e os associarmos aos saltos, demonstramos que, em baixas temperaturas e baixos campos (AC), os vórtices penetram o SC por camadas, onde cada camada é delimitada pelas frentes de ADs.

3.1. Caracterização quanto aos MFs

Neste capítulo mostraremos a análise de um filme de Pb denominado Pb1.5 que contém uma rede quadrada de ADs com 1.5 μm de lado. A esta rede associa-se um MF, H_1 , de 9.1 Oe. Para caracterizarmos esse filme com relação aos efeitos de comensurabilidade, realizamos medidas canônicas, como $M(H)$ e $\chi_{AC}(H)$, em temperaturas próximas de T_c .

A Figura 3.1 mostra a magnetização, M , em função de H (cujo eixo foi normalizado por H_1) para $T = 7.1$ K, equivalente a uma temperatura reduzida de 0.989, já que $T_c = 7.18$ K. Os MFs são caracterizados por saltos em M , como se vê na Figura 3.1, que mostra o ramo de $M(H)$ tomado para H decrescente. Para $H = nH_1$, n inteiro, há uma saída adicional de vórtices do (ou equivalentemente, uma entrada adicional de antivórtices no) material. Tal comportamento é percebido claramente até o terceiro MF.

Outra forma de averiguarmos o comportamento comensurável do sistema é realizando medidas de χ_{AC} em função de H . A Figura 3.2 mostra a dependência com o campo das duas componentes da suscetibilidade em $T = 7$ K (equivalendo a uma temperatura reduzida de 0.975). Nota-se em tal figura, que a componente imaginária de χ_{AC} , χ'' , é muito mais sensível ao fenômeno de comensurabilidade do que a componente real, χ' , ou seja, quando há uma avalanche de vórtices penetrando no material, ocorre um máximo na dissipação de energia devido ao movimento viscoso do fluxo, comportamento que se reflete em máximos em χ'' . Contudo, a resposta quase suave de χ' nos indica que a blindagem da amostra não varia apreciavelmente quando os vórtices penetram e são aprisionados pelos ADs. Relacionamos isso ao fato de que, em altas temperaturas, $T \sim T_c$, as propriedades supercondutoras do material estão depreciadas. Assim, mesmo na presença de baixos campos, as correntes de blindagem, que

respondem à aplicação do campo com seu máximo valor, não são suficientes para evitar a penetração de vórtices na amostra. Tal fato pode ser visualizado na Figura 3.2 pelo comportamento sempre crescente da curva $\chi'(H)$ com o aumento do campo aplicado.

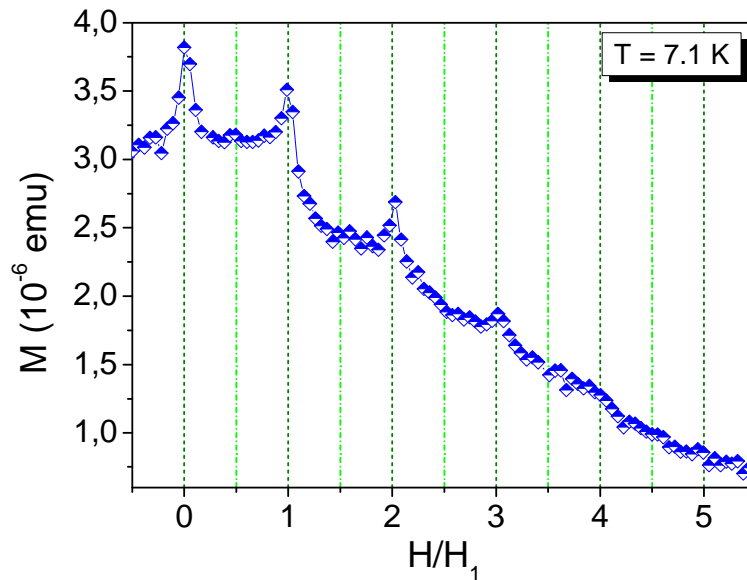


Figura 3.1: Magnetização versus H/H_1 em $T = 7.1$ K. Os MFs são observados até $H = 3 H_1$.

Como as correntes de blindagem estão em seu valor máximo (o qual é insuficiente para blindar a amostra com eficiência), a entrada dos vórtices nos MFs não acarreta em sua variação abrupta e, assim, a resposta de χ' se altera de forma contínua. Essa limitação das correntes de blindagem pode estar associada à presença dos ADs, pois estes constituem obstáculos para as correntes se aprofundarem no SC, deixando-as confinadas em uma pequena região de material intacto próximo às bordas da amostra.

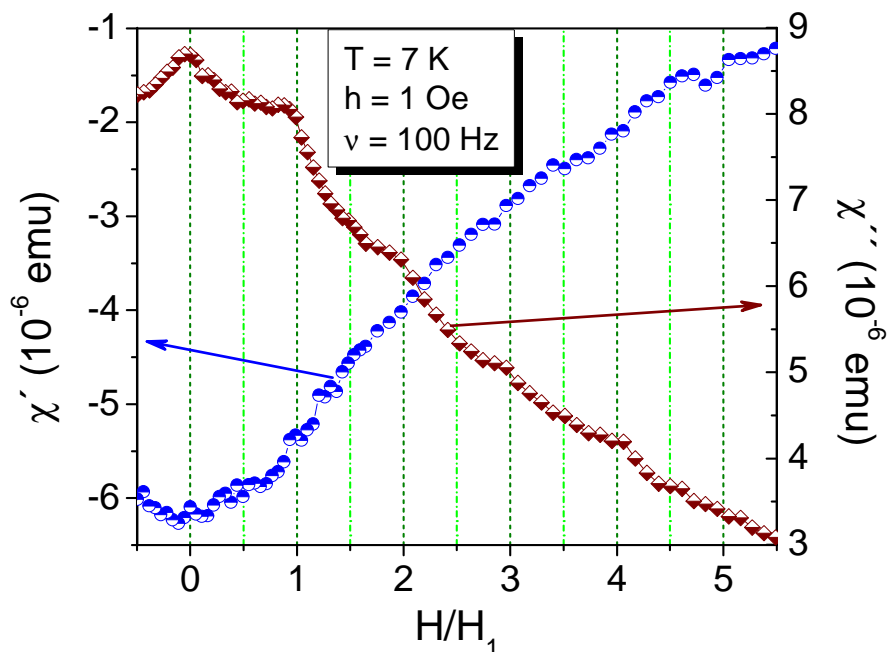


Figura 3.2: χ_{AC} versus H/H_1 em $T = 7$ K. A componente χ'' , que está associada à dissipação de energia no material, é muito mais sensível aos efeitos de comensurabilidade do que χ' .

3.2. Termorremanência e número de vórtices por AD

Os MFs estão sempre associados à entrada ou saída excessiva de vórtices em um supercondutor estruturado, em quantidade equivalente a um múltiplo inteiro do número de ADs presentes no material. Quando se trata do “primeiro MF”, é preciso ter em mente que o supercondutor foi acometido por uma quantidade de fluxo que equivale a um vórtice aprisionado por AD. Já o segundo MF, e os subsequentes, não necessariamente se referem a vórtices ancorados nos ADs; eles podem se encontrar na região intersticial, ou seja, entre os ADs. Isto ocorre, pois, ao prender um vórtice, o AD passa a repelir outros vórtices e, como os ADs estão arrançados em uma rede, o potencial repulsivo criado por um conjunto de primeiros vizinhos tem um mínimo local no meio intersticial, onde pode haver ancoramento.

As medidas de termorremanência (TRM) que realizamos têm o objetivo de estudar a capacidade de aprisionamento dos ADs em condições diversas das usualmente

investigadas na literatura. Assim, o objetivo específico não está no acompanhamento da penetração de vórtices, mas na sua saída, ou aniquilação pelos antivórtices. Para tanto, saturamos o material com fluxo magnético acima de T_c e, resfriando a amostra até o estado supercondutor, desligamos o campo externo, gerando um estado remanente que pode então ser acompanhado para temperaturas crescentes.

O único trabalho de destaque que encontramos na literatura acerca do aprisionamento de vórtices em poços (tanto passantes quanto “rasos”, ou seja, que não transpõem totalmente o material) é uma publicação de Bezryadin e colaboradores [41]. A parte experimental de tal trabalho é baseada na visualização dos vórtices aprisionados nos buracos após um processo FC (Field Cooling) via “*Bitter decoration*”. O campo usado no resfriamento das amostras é baixo, de 6.37 Oe, e o número de vórtices que ficam aprisionados durante tal procedimento é praticamente o mesmo, seja o buraco passante ou não.

Contudo, no estudo que realizamos, acrescentamos uma etapa ao processo usado por Bezryadin e colaboradores [41], desligando o campo após o procedimento FC. Dessa forma, nossos resultados para a TRM não podem ser confundidos com os do estudo de vórtices aprisionados realizado por Bezryadin *et al.*.

No processo de medidas de TRM, H é o campo de preparação do estado e a magnetização resultante, após o desligamento de H , é a magnetização remanente, M_{rem} , que medimos em função da temperatura.

Levantamos, então, curvas de $M_{rem}(T)$ para vários campos de preparação de estado, ou seja, resfriando a amostra sob diversos valores de H . Tais resultados são mostrados na Figura 3.3. Nela estão curvas de $M_{rem}(T)$ para diversos H (escritos como uma fração de H_1). Vemos que, conforme a temperatura é aumentada, a blindagem dos ADs se enfraquece e o fluxo deixa a amostra suavemente até que, para $T > T_c$, o material deixa de ser supercondutor. Nota-se também que há uma hierarquia da amplitude do sinal de M_{rem} conforme H é aumentado; entretanto, as curvas vão ficando mais próximas entre si chegando, por fim, a se sobreporem.

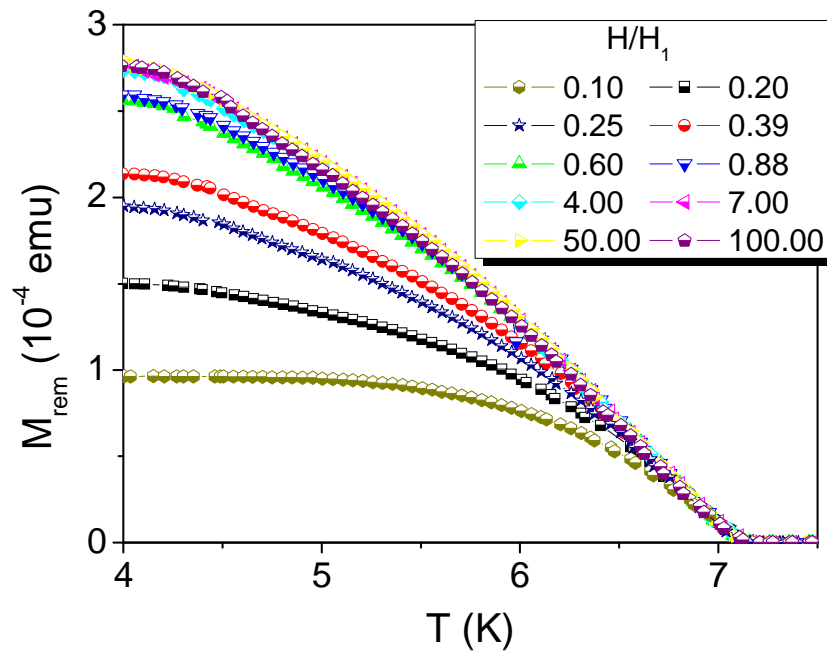


Figura 3.3: Medida de M_{rem} versus T para vários campos de resfriamento da amostra. Os valores de H são dados como uma fração de H_1 .

Para melhor analisar M_{rem} quanto à sua dependência com H , construímos a curva da Figura 3.4 tomando os pontos em 4 K para cada TRM. A Figura 3.4 mostra que M_{rem} atinge uma saturação, indicada pela linha tracejada. Quantitativamente, o valor de $M_{\text{rem}}(H_1)$ é cerca de 5% menor do que o valor de saturação de M_{rem} . Também foi traçada a derivada de M_{rem} com relação a H . Tal curva apresenta uma mudança significativa em sua inclinação nas proximidades de H_1 .

Realizamos um estudo semelhante com outro filme de Pb, com uma rede quadrada de ADs de 2 μm de lado (por isso o denominamos Pb2.0) e cada AD tendo um formato quadrado de 0.6 μm de lado (lembrando que os ADs do Pb1.5 têm 0.8 μm de lado). A Figura 3.5 mostra os resultados para o filme Pb2.0. Nota-se que nesta amostra, a derivada de M_{rem} vai a zero para valores bem maiores de H/H_1 , em torno de 7. Interpretamos esse resultado como sendo decorrente de um maior espaçamento entre os ADs, de modo que a região supercondutora é maior para esta amostra (o quádruplo da área de material intacto presente no Pb1.5) possibilitando a acomodação de mais

vórtices intersticiais. Vemos aqui, que o tamanho da região intersticial tem grande influência na remanência de sistemas estruturados.

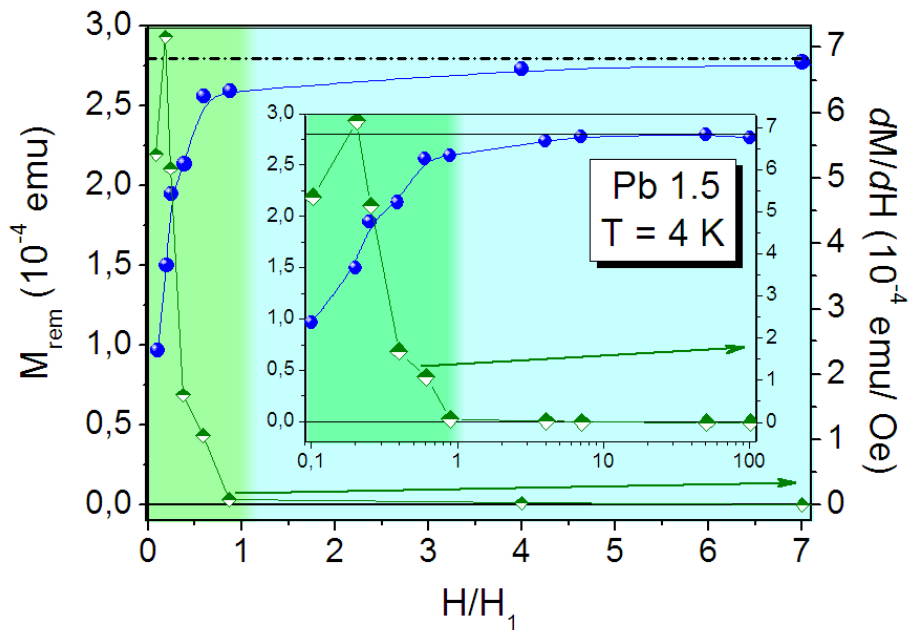


Figura 3.4: M_{rem} em 4 K versus H/H_1 e sua derivada em relação a H . O inset mostra a curva completa com o campo máximo de $H = 100 H_1$.

Para entender o comportamento apresentado pelas curvas da Figura 3.4 e mesmo da Figura 3.5, vamos analisar fisicamente o que ocorre em medidas de TRM. Inicialmente, com a amostra no estado normal, o campo aplicado encontra-se homogeneamente distribuído. Com o resfriamento, este vai sendo expulso à medida que as propriedades do supercondutor vão se “fortalecendo”. Ao chegar na temperatura de medida, ou o fluxo encontra-se aprisionado nos ADs, ou então parte dele ficou retido em algum centro de ancoramento que não os ADs, tal como defeitos estruturais. Desliga-se, então, H , o que equivale a aplicar um campo no sentido oposto ao do campo presente. Dessa forma, o material é acometido por antivórtices que acabam por aniquilar alguns dos vórtices que lá estavam. O sinal magnético que se obtém, então, é uma sobreposição do sinal devido às correntes de blindagem e do fluxo remanente no interior do supercondutor.

Fazendo a análise da situação descrita no parágrafo anterior vemos que, para o filme Pb1.5, se $H < H_1$, M_{rem} é devido a uma quantidade de fluxo aprisionado menor do que 1 vórtice por AD, e este aumenta à medida que H também aumenta. Entretanto, para $H \geq H_1$, M_{rem} apresenta um valor que cresce muito pouco com H , ou seja, chega-se a uma saturação. Podemos dizer, então, que ao resfriarmos a amostra na presença de um campo maior ou igual ao MF, e depois desligá-lo, o sistema é acometido por uma quantidade de antivórtices suficientes para aniquilarem o fluxo que excede a quantidade de um quantum por AD.

Concluimos da análise apresentada nesse item, que uma forma experimentalmente simples para conhecermos a quantidade de fluxo que um sistema estruturado consegue reter é medindo a termorremanência de tal sistema para vários campos de preparação do estado.

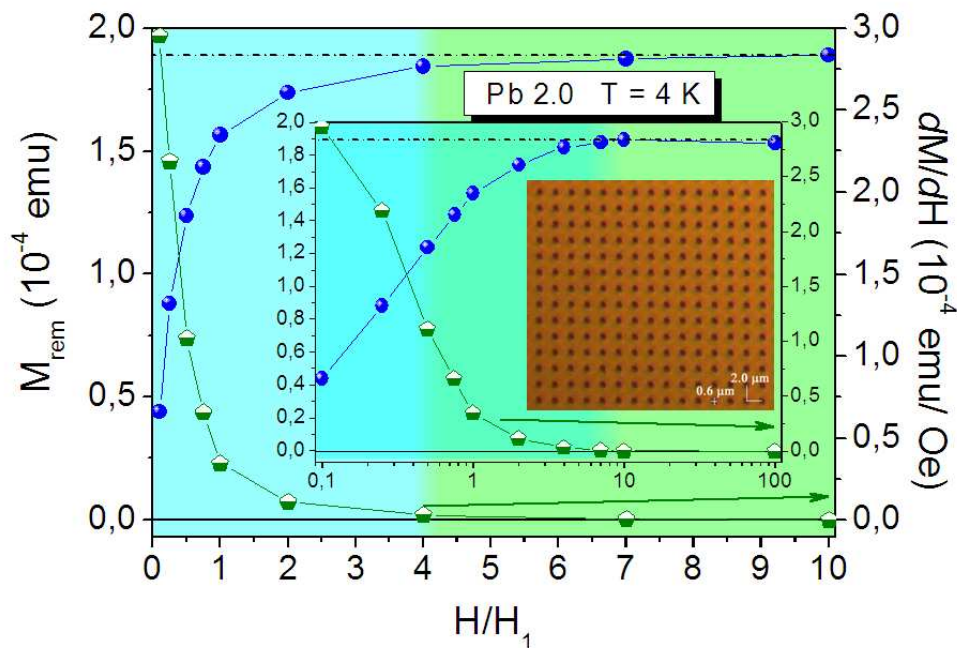


Figura 3.5: M_{rem} em 4 K versus H/H_1 e sua derivada em relação a H para o filme Pb2.0. O inset mostra a curva completa com o campo máximo de $H = 100 H_1$.

3.3. Estudo da ação dos ADs nas primeiras penetrações

Para podermos identificar o papel dos ADs na penetração dos primeiros vórtices, em temperaturas e campos suficientemente baixos, estudamos a resposta do filme Pb1.5 quando excitado por campos AC.

A Figura 3.6 mostra uma curva de $\chi_{AC}(h)$ obtida para $T = 3.9$ K. Nota-se que há um grande salto em χ'' nas proximidades de 0.4 Oe o qual é antecedido por um patamar. Outros saltos também ocorrem para valores maiores de h , como mostrado na mesma figura. A Figura 3.7 mostra as curvas $\chi_{AC}(h)$ para várias temperaturas.

Analisaremos o comportamento de χ'' para esta amostra pelo fato das anomalias (saltos) desta componente serem mais evidentes do que seus pares em χ' , como mostrado na Figura 3.6.

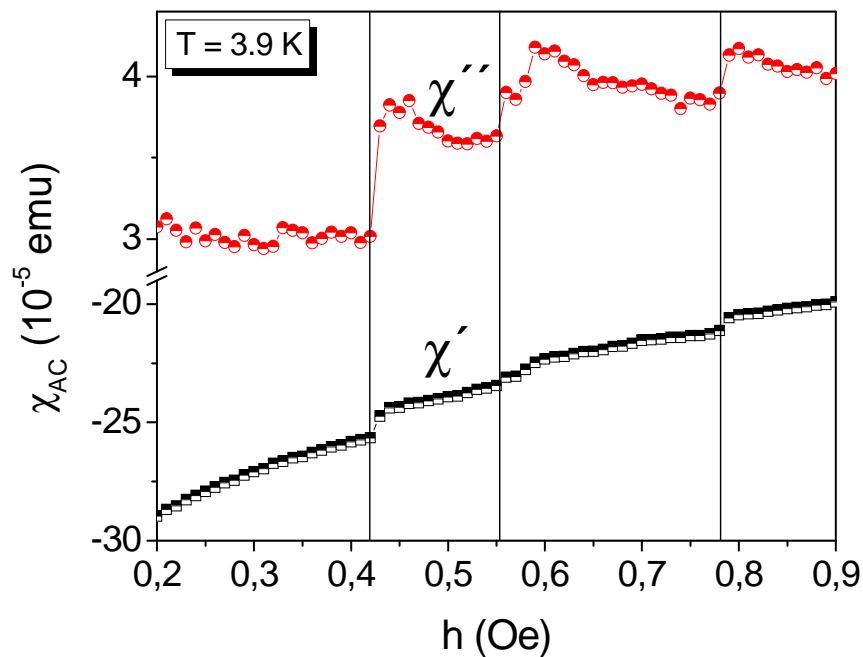


Figura 3.6: As duas componentes χ_{AC} versus h para $T = 3.9$ K.

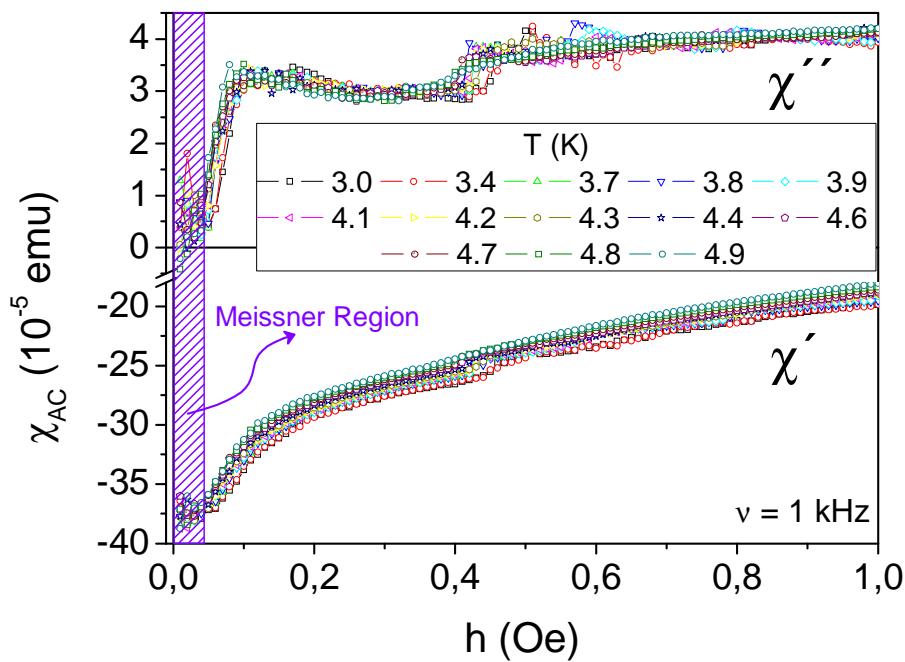


Figura 3.7: Suscetibilidade AC versus h para diversas temperaturas de medida. É destacada também a região Meissner, onde χ' é independente de h e χ'' é nulo.

Um patamar em χ''^3 indica que há uma estabilidade na dissipação de energia no supercondutor pelos vórtices penetrados. Essa estabilidade resulta de uma compensação: o aumento de h causa um crescimento no número de vórtices que penetram no material, mas não há dissipação adicional, pois um número igual de vórtices é aprisionado pelos ADs da primeira frente, deixando, assim, de dissipar. Cada frente é constituída por uma linha perimetral de ADs, onde: a primeira frente é formada pelos ADs das bordas do filme e as demais frentes são formadas pelas linhas subsequentes de ADs, filme adentro. Entretanto, com o aumento do campo, ou seja, com o aumento da quantidade de vórtices penetrados, atinge-se certo limiar onde a retenção causada pela barreira de ADs preenchidos é superada pela pressão dos vórtices, que transpõem o obstáculo e seguem de encontro à segunda frente. Este é um processo de penetração por camadas, onde cada camada é limitada pelas frentes de ADs.

Como teste de consistência da presença dos saltos em χ'' , analisamos loops de histerese, $M(H)$, usando os procedimentos descritos na sessão 2.4.2 do Capítulo 2, ou

³ Trataremos por “patamar” as regiões de $\chi''(h)$ entre dois saltos consecutivos.

seja, controle de baixíssimos campos DC via GPIB. Nesse estudo, analisamos loops de histerese para campos aplicados máximos, H_{\max} , em torno do valor da amplitude de h onde ocorre o primeiro salto em χ'' , ou seja, 0.4 Oe. Nossa intenção foi relacionar a proporcionalidade entre χ'' e a área dos loops, ou seja, a energia absorvida pelo sistema em cada loop, de acordo com a demonstração feita na sessão 2.2 do Capítulo 2 desta tese.

Como vemos na Figura 3.6, χ'' é independente da amplitude de excitação para $h \leq 0.4$ Oe, característica que deixa de valer imediatamente após o primeiro salto. Em seguida veremos que, como esperado, há uma relação inequívoca entre χ'' e a área do loop de histerese. Para realizar essa comparação, levantamos diversas curvas $M(H)$ para vários valores H_{\max} na expectativa de reproduzir, em cada loop, os ciclos de h que deram origem às curvas da Figura 3.6.

A Figura 3.8 mostra algumas curvas, para melhor visualização, do conjunto de ciclos obtidos para H_{\max} variando de 370 mOe a 500 mOe. Calculamos as áreas referentes a cada loop e construímos um gráfico dos valores obtidos em função de H_{\max} , que comparamos com os valores de $\chi''(h)$ nas proximidades do primeiro salto, como mostrado na Figura 3.9.

Apesar das curvas não serem idênticas, ambas exibem uma mudança acentuada em regiões próximas: na curva AC, a variação mais rápida está no intervalo entre 410 mOe e 440 mOe, enquanto que na DC a inclinação se acentua no intervalo entre 440 mOe e 490 mOe. O valor da área correspondente à “curva 480” é significativamente menor do que os valores das vizinhas (“500” e “490”) por conta de um salto - que as outras têm mas ela não - na extremidade esquerda da Fig. 3.8, para $H \sim -460$ Oe. Esses saltos, que formam degraus inclinados (e estão também presentes nas imediações de $H \sim -200$ mOe para as 3 curvas), dão às curvas “490” e “500” um ramo H-descendente com M consideravelmente menor e, conseqüentemente, uma largura de loop maior. Os loops são reprodutíveis, no sentido de que um salto em determinado loop normalmente se repetirá quando o loop for novamente percorrido. Entretanto, saltos raramente ocorrem em valores previsíveis do campo, de modo que a ocorrência do “ponto 480” fora da curva é um evento perfeitamente justificável, em vista do caráter estocástico dos saltos, que envolvem uma fração significativa de ADs (dentro cerca de 4 milhões) respondendo simultaneamente de forma similar.

Em trabalho recente, Sardella e colaboradores [42] simularam loops de histerese em uma amostra supercondutora mesoscópica dotada de um único AD no centro. Para determinados valores de κ e T , construíram loops como o que aparece na Figura 3.10 (simulada para $T/T_c = 0.53$ e $\kappa = 5$), em que a magnetização experimenta saltos quando da entrada vórtices (dois no ponto a), de antivórtices (dois no ponto d) ou da aniquilação mútua (pontos b, c, e, f).

Ainda que se tenha em conta as diferenças entre as amostras (real e simulada), é evidente que, tanto os saltos no loop simulado quanto as variações acentuadas de área nos loops medidos (via χ'' ou ciclos MxH) têm sua origem associada a uma variação significativa na mobilidade de vórtices ou antivórtices penetrados na amostra.

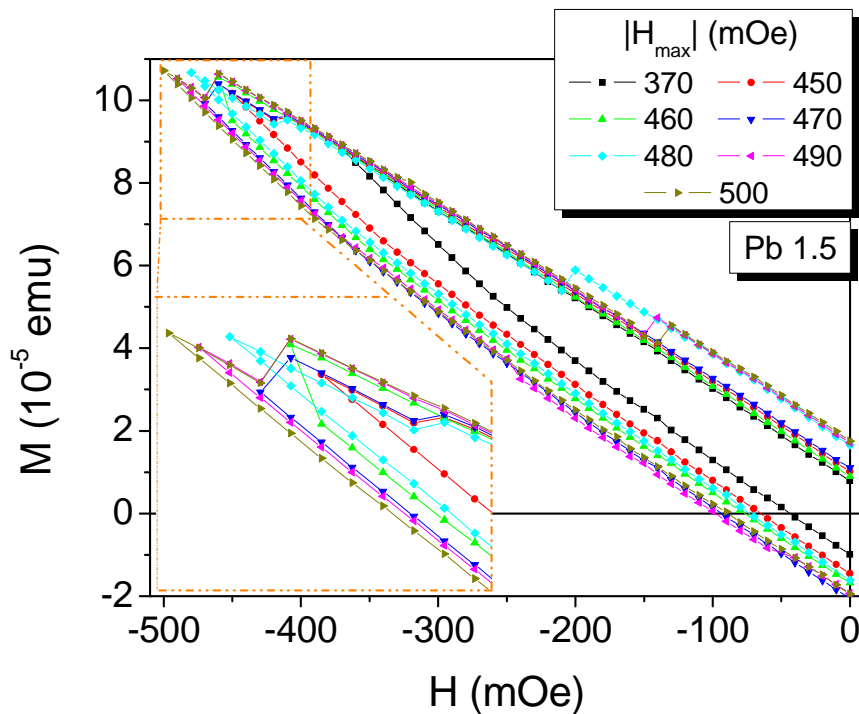


Figura 3.8: Loops de histerese para diversos valores de H_{\max} . Os H_{\max} foram escolhidos para as mesmas amplitudes de h em torno do primeiro salto da curva da Figura 3.6.

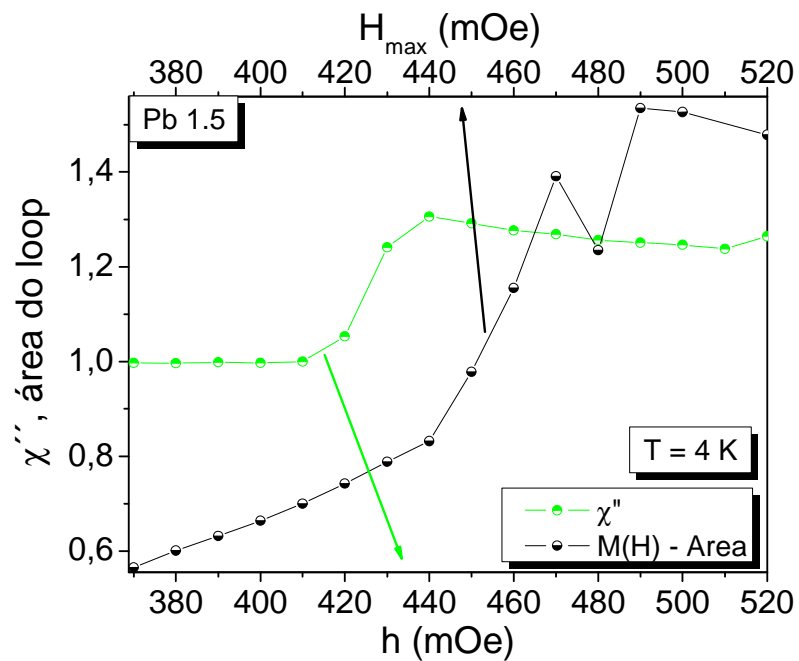


Figura 3.9: Comparação entre $\chi''(h)$ e a área dos loops da Figura 5.7 em função de H_{max} .

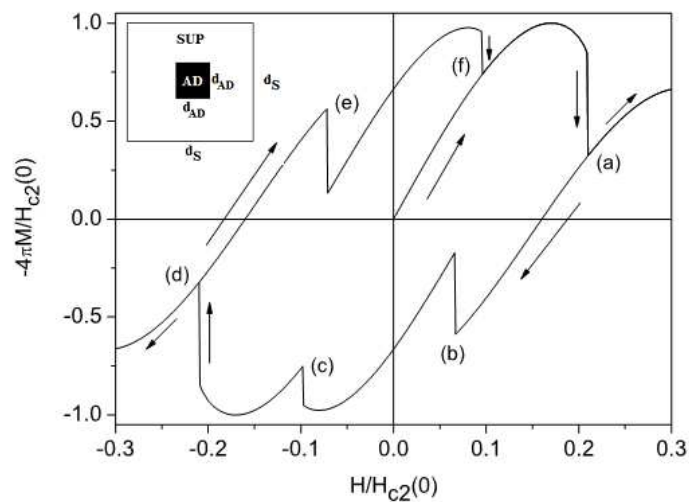


FIG. 1: The magnetization curve as a function of the external applied magnetic field normalized to its maximum value. The meaning of the points marked in the figure are explained in the text. The arrows indicate the direction of the hysteresis loop. The inset illustrates the geometry of the problem.

Figura 3.10: Loop de histerese de um supercondutor com um furo central. Cada salto refere-se a aprisionamentos de vórtices (ou antivórtices) ou aniquilações mútuas. Curvas obtidas para uma amostra com $\kappa = 5$ à temperatura reduzida $T/T_c = 0.53$ [42]

Retomando a análise dos patamares em $\chi''(h)$, vamos agora quantificar o número de vórtices, N_V , que penetram no supercondutor conforme h varia. Para isso usamos a relação constitutiva entre os campos h (aplicado), b (de indução magnética) e M (magnetização)⁴ e D o fator de desmagnetização, relacionado à geometria da amostra:

$$b = (h + 4\pi DM) = N_V \Phi_0 / A \quad (3.6)$$

onde N_V é o número de vórtices penetrados, Φ_0 é o quantum de fluxo magnético e A a área da superfície da amostra perpendicular a h . Entretanto, a grandeza que medimos é o momento magnético, m , que deve ser dividido pelo volume para resultar na magnetização. Para filmes cuja espessura conhecida é apenas nominal, essa prática não é recomendável. Além disso, é preciso considerar que, na geometria perpendicular, o fator de desmagnetização do filme altera de modo significativo o campo interno. Para contornar essas dificuldades, valemo-nos do fato de que, no estado Meissner, o campo interno no supercondutor é nulo. Assim, $h = -4\pi DM$, de modo que a reta experimental $m(h)$ pode ter sua inclinação corrigida para a devida calibração dos dados. Escrevemos $h = \beta m$, de modo que β contenha todos os fatores de normalização, incluindo o fator 4π . Assim, dividimos o momento experimental por β para obter a magnetização da amostra.

A partir daqui introduziremos o conceito de Número de Ancoramento (Pinning Number, P_n^i , em inglês) que representa a quantidade de vórtices retidos por AD referentes a um determinado patamar de χ'' . O índice i representa a hierarquia da frente de ADs que está aprisionando os vórtices, ou seja: $i=1st$ – primeira frente, $i=2nd$ – segunda frente e assim por diante. Também usaremos a letra n^i como variável reduzida, obtida pela divisão do número de vórtices penetrados, N_V , pelo número de ADs, N_{AD}^i , contidos na i -ésima frente.

A Figura 3.11 mostra a resposta do momento magnético da amostra, $m'(h)$, para diversos valores de T . Como esperado, o estado Meissner é identificado pelo colapso, a baixos campos, de todas as curvas em uma única reta.

⁴ Usamos a expressão na forma escalar devido ao paralelismo apresentado pelas grandezas físicas envolvidas.

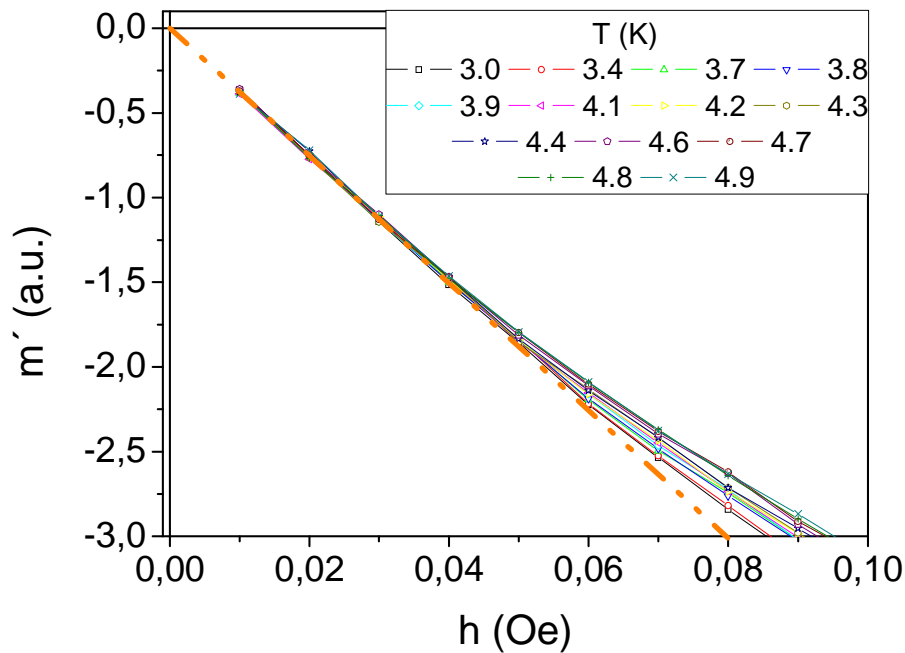


Figura 3.11: Momento magnético AC versus h . As curvas colapsam na reta representativa do estado Meissner.

Usando o coeficiente angular da reta Meissner, que na Figura 3.11 é representada pela linha tracejada, para normalizar $m'(h)$, podemos, então, fazer a contagem do número de vórtices penetrados usando a expressão 3.6. O filme Pb1.5 possui cerca de 3.73×10^6 ADs sendo que, ~ 8270 fazem parte da primeira frente de ADs. A Figura 3.12 mostra χ'' em função de n^{1st} (o número de vórtices por AD para a primeira frente), para diversas temperaturas.

Feita a contagem dos vórtices penetrados obtemos P_n^{1st} , o pinning number para o primeiro patamar do filme Pb1.5. A Figura 3.13 mostra a evolução de P_n^{1st} com o aumento da temperatura. Tal dependência indica a quantidade de vórtices que cada AD periférico consegue reter, conforme as propriedades supercondutoras do material vão se deteriorando com o aumento da temperatura.

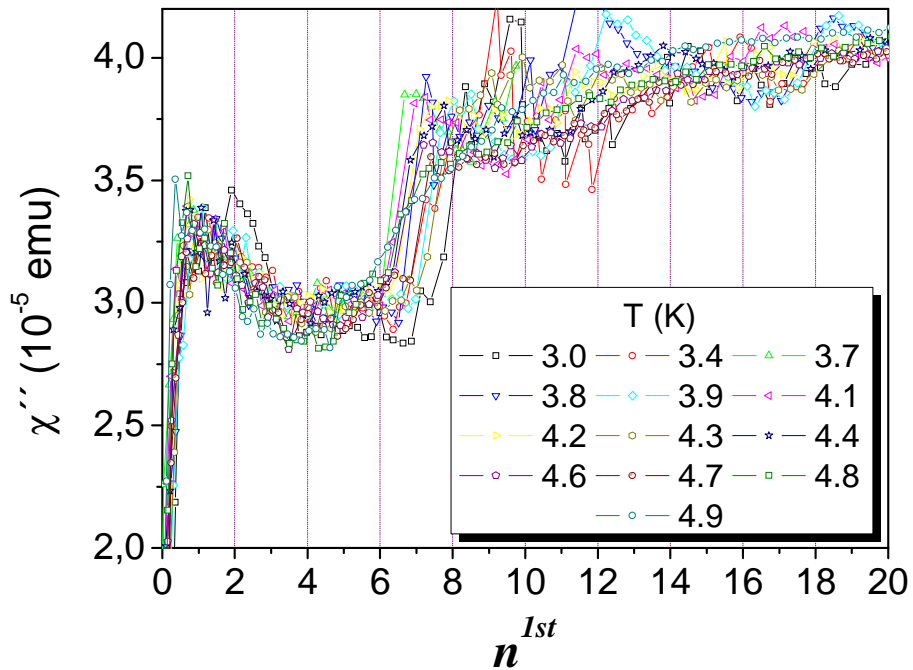


Figura 3.12: χ'' em função de n^{1st} para as diversas temperaturas de medida.

Como um teste de consistência para os nossos dados, usamos o resultado da Ref. 43, que relaciona o tamanho do AD com o tamanho do vórtice, dando uma previsão da vorticidade, i.e., da quantidade de vórtices que cada AD conseguiria aprisionar, em função da temperatura. Temos então:

$$v(T) = \frac{r}{2\xi(T)} \quad (3.7)$$

onde r é o raio do AD, $\xi(T) = \xi_0 \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^4 \right]^{-1/2}$ [3, 4], ξ_0 é o comprimento de coerência do supercondutor em $T = 0$ e T_c é a temperatura crítica do material.

Substituindo $\xi(T)$, para explicitar a dependência da vorticidade com T , na expressão 3.7, temos:

$$v(T) = C \left[1 - \left(\frac{T}{T^*} \right)^4 \right]^{1/2} \quad (3.8)$$

onde $C = \frac{r}{2\xi_0}$ e T_c foi substituído por T^* , que é o limiar superior daquele regime, como se vê na Figura 3.13.

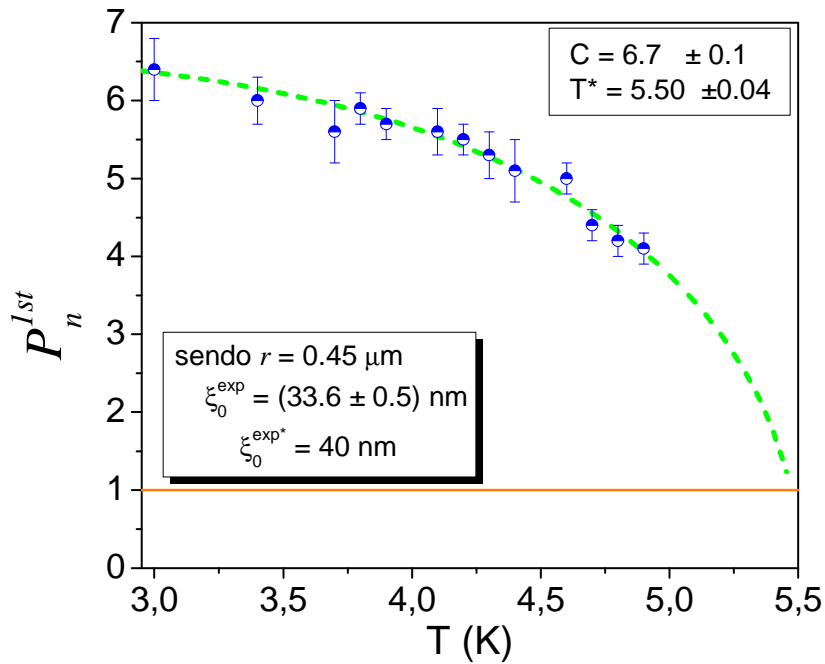


Figura 3.13: $P_n(T)$ do primeiro patamar. A linha tracejada é um ajuste baseado na previsão teórica da Ref. 43.

Ao substituímos na expressão 3.8 o raio de uma circunferência de mesma área que um AD presente no nosso sistema, $0.45 \mu\text{m}$, como teste de consistência para a nossa análise, obtemos um $\xi_0 \sim 34 \text{ nm}$, valor este próximo ao estabelecido por A. Silhanek e colaboradores [12], $\xi_0^{\text{exp}*} = 40 \text{ nm}$, para um sistema similar ao que estudamos aqui.

O resultado dessa comparação entre ξ_0 medido e o valor extraído dos nossos dados reforça a interpretação de que P_n^{1st} representa o número de vórtices que cada AD da primeira frente consegue reter até que vórtices adicionais, injetados em decorrência do aumento de h , ultrapassem aquela frente e sigam em direção ao interior da amostra.

A informação colhida não é suficiente para afirmar se os vórtices retidos pela primeira frente, foram todos assimilados pelos ADs, ou se apenas um vórtice é aprisionado por AD e a barreira criada por essa assimilação faz com que os outros vórtices se disponham nas regiões intersticiais adjacentes. Em breve, com o término da instalação da estação de magnetoóptica em nosso grupo, esperamos distinguir qual dos comportamentos é seguido pelo sistema.

Em relação à possibilidade de vorticidade superior a 1, Buzdin [44] desenvolveu critérios para verificar se um AD pode acomodar mais do que um quantum de fluxo magnético em seu interior (multiple-quanta-vortices, MQV, em inglês). Para sistemas com grande concentração de ADs, ou seja, $\lambda \gg d$, onde d é a distância entre os ADs, a condição $r^3 > \xi a^2$, onde r é o raio do AD e a é a distância entre os vórtices da rede de Abrikosov, deve ser satisfeita para que ocorra MQV. Porém, no caso onde a concentração de ADs é pequena, ou seja, $\lambda \ll d$, só será possível MQV se $r^3 > \xi \lambda^2$. Assim, usando os dados contidos na Figura 3.13 e o $\kappa = 3.4$ da Ref. [12], obtemos $\lambda = 0.115 \mu\text{m} \ll d = 1.5 \mu\text{m}$, ou seja, estaríamos em regime de pequena concentração de ADs. Averiguando, então, a inequação para esse tipo de sistema, teríamos: $r^3 = 900 \times 10^{-4} \mu\text{m}^3 > \xi \lambda^2 = 4.5 \times 10^{-4} \mu\text{m}^3$, ou seja, nossa amostra se encontra no regime de MQV previsto por Buzdin [44].

Outro sistema que tem similaridades com o que aqui estudamos é aquele descrito por Doria e Zebende [45]. No trabalho citado, o aprisionamento de vórtices foi estudado pela simulação de um SC cúbico de $12\xi_0$ de lado contendo na sua região interna e central um defeito esférico (DE) de raio $r = 2\xi_0$. Dessa forma, Doria e Zebende [45] demonstraram que, o primeiro vórtice a penetrar no SC é assimilado pelo DE, entretanto, os vórtices seguintes, ao penetrarem no material, se distribuem ao redor do DE. Contudo, quando o 7º vórtice penetra, a barreira originada pelo aprisionamento do primeiro vórtice no DE é suprimida e um segundo vórtice é aprisionado. Este comportamento se repete para o 14º e 21º vórtices.

Esse resultado guarda similaridades com a resposta do Pb1.5, expressa pelas curvas $\chi''(n)$, onde o primeiro patamar se inicia em $n = 1$ e termina em $n = 7$; a partir daí, há um aumento na dissipação do sistema (aumento na mobilidade dos vórtices) e, com a entrada do 8º vórtice por AD, uma nova estabilidade na dissipação se inicia. Embora a exatidão do número de vórtices envolvidos nos processos dos dois sistemas

não seja relevante, sua correspondência não é mera coincidência, já que a simulação foi realizada para $T = 0$ e $\kappa = 5$ e, para o nosso sistema, $\kappa = 3.4$ [12] e, nas temperaturas onde o Pb1.5 foi estudado, suas propriedades supercondutoras não diferem apreciavelmente daquelas para $T = 0$.

Dessa forma sugerimos que, quando o primeiro vórtice é aprisionado em cada AD da primeira frente, por exemplo, a barreira que se origina impede os próximos vórtices de avançarem pelo material. Contudo, a estabilidade da dissipação de energia (patamar em χ''), mesmo com o aumento do número de vórtices penetrados, sugere que estes se distribuem ao redor dos ADs constituindo vórtices com baixa mobilidade (no caso do sistema simulado por Doria e Zebende, os vórtices de baixa mobilidade seriam aqueles ao redor do DE). Porém, a adição do 8º vórtice por AD ao sistema seria suficiente para que a barreira formada pela frente fosse ultrapassada. É digno de nota que, uma vez que os vórtices ultrapassam a primeira frente de ADs, a sua densidade na nova região é menor, de modo que a barreira ultrapassada é eficiente para impedir que tais vórtices possam cruzá-la de volta e deixar a região recém-invasida. Assim, a mobilidade dos vórtices penetrados a partir de então, seria aumentada enquanto os vórtices que não se vinculam aos ADs da primeira frente avançam em direção à segunda. Uma vez alcançada a configuração mais estável para vórtices mais profundos, uma nova fase de estabilidade na dissipação se instala. A Figura 3.14 mostra uma comparação entre o resultado obtido por Doria e Zebende [45] e a curva $\chi''(n)$. É importante notar que F_{inhom} não é uma suscetibilidade, mas uma fração da energia livre do sistema.

É útil observar aqui que, embora não tenha sido possível estudar a amostra Pb2.0 em detalhes, antes de sua degradação, realizamos medidas de $\chi_{AC}(h)$ para algumas temperaturas. Em $T = 3.9$ K, o comportamento de χ'' é totalmente distinto do que foi obtido para a amostra Pb1.5, como evidencia a Figura 3.15. Essa é uma informação relevante, dado que os ADs em Pb2.0 estão muito mais afastados entre si (o dobro da distância correspondente em Pb1.5), de modo que um mecanismo de barreira para os vórtices seria mesmo menos provável na amostra Pb2.0.

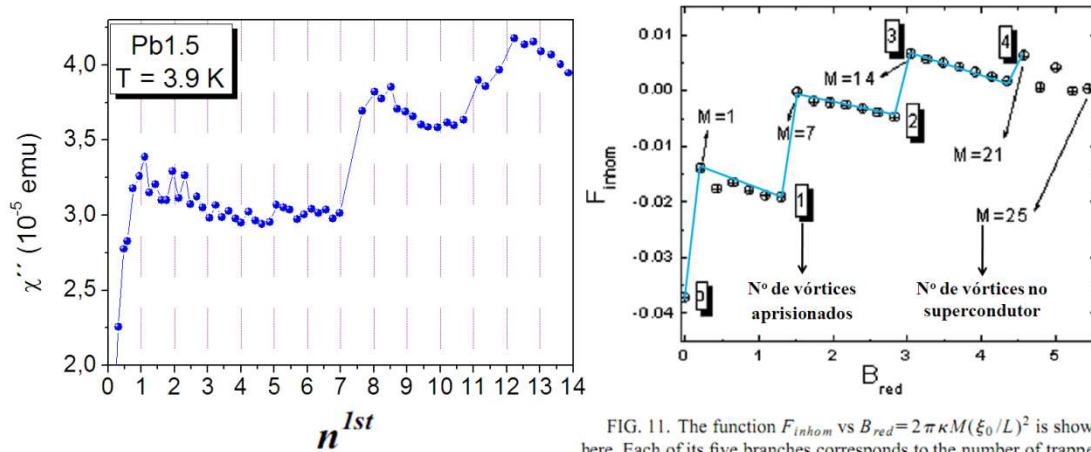


FIG. 11. The function F_{inhom} vs $B_{red} = 2\pi\kappa M(\xi_0/L)^2$ is shown here. Each of its five branches corresponds to the number of trapped vortices given by the shadow boxes.

Figura 3.14: Comparação entre o comportamento do filme Pb1.5 e do sistema simulado por Doria e Zebende [45].

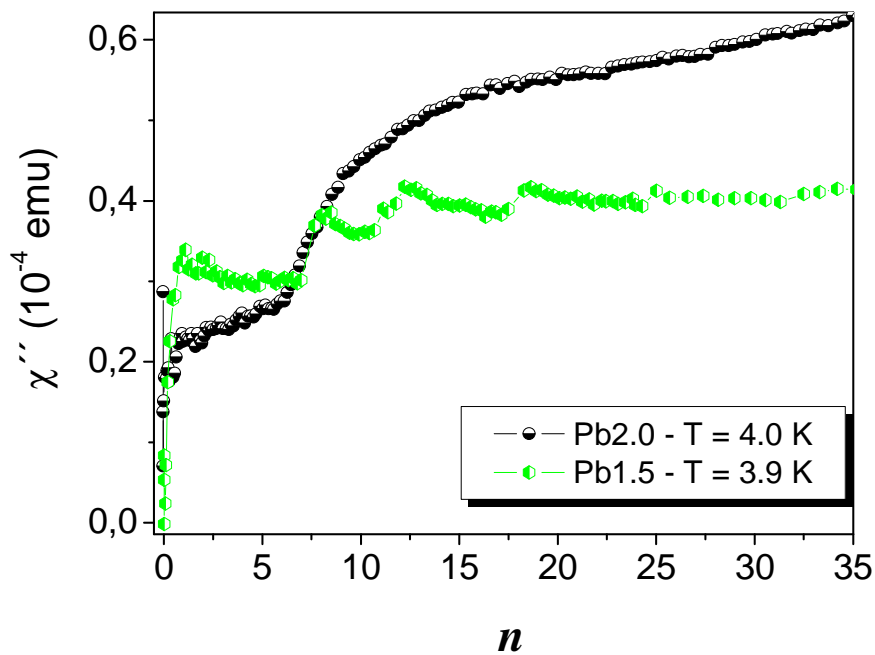


Figura 3.15: Comparação entre as curvas $\chi''(n^{Ist})$ dos filmes Pb2.0 e Pb1.5 nas temperaturas de 4 K e 3.9 K respectivamente.

Para visualizarmos de forma mais abrangente o papel das frentes de ADs diante da penetração dos vórtices, construímos o diagrama da Figura 3.16, o qual destaca as

regiões limítrofes de atuação de cada frente de ADs. Quando uma frente é ultrapassada, os vórtices penetram o material de forma contínua até alcançarem a próxima frente.

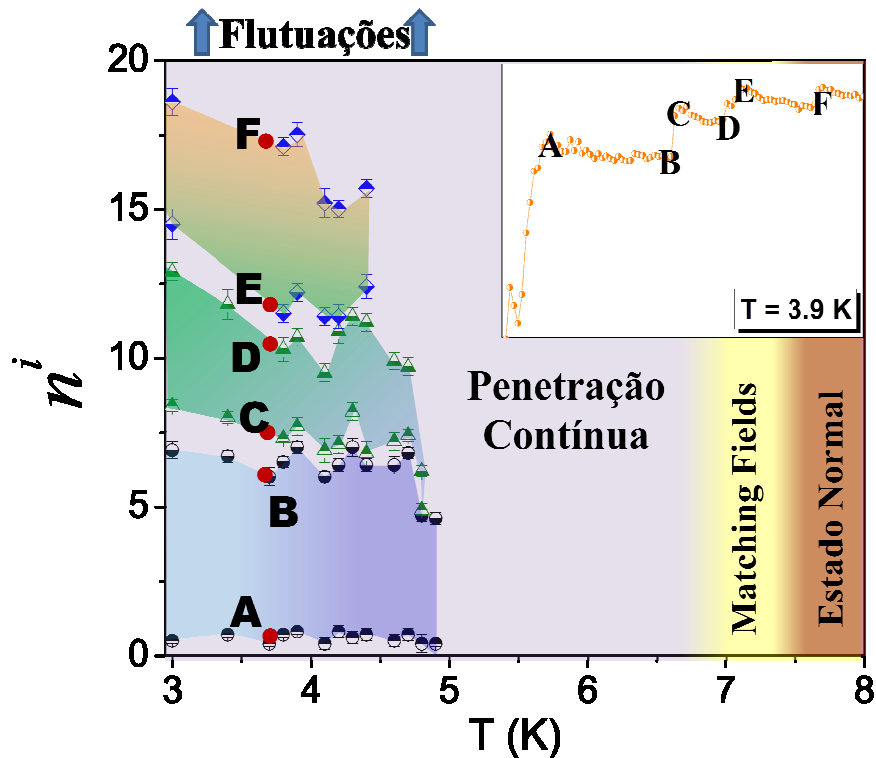


Figura 3.16: Diagrama destacando as regiões limítrofes dos patamares do filme Pb1.5. O inseto mostra uma curva com os saltos em χ'' e seus respectivos pontos no diagrama do painel principal.

Quando o número de vórtices é muito grande, a penetração por camadas dá lugar a penetrações abruptas. São essas penetrações abruptas que, em curvas de $M(H)$, causam as flutuações da magnetização no entorno de $H = 0$, como as apresentadas na curva de 3 K da Figura 3.17. Aumentando-se a temperatura, o regime de flutuações dá lugar a uma penetração suave, como podemos ver pelo loop em 6 K da mesma figura, onde a deformação do loop foi praticamente suprimida e as flutuações tornaram-se menos evidentes. Vale ressaltar que os loops de histerese são feitos em campos aplicados muito maiores do que os utilizados no estudo das primeiras penetrações de vórtices em um supercondutor estruturado.

Já em temperaturas próximas de T_c , os MF começam a ocorrer, como demonstrado na Figura 3.1 e, por fim, o estado normal se instala na amostra.

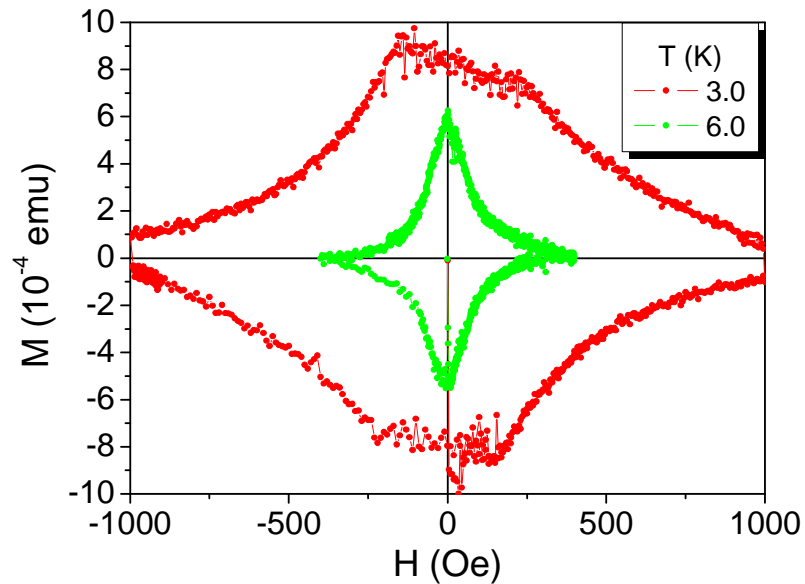


Figura 3.17: Loops de histerese do filme Pb1.5. A curva em 3 K apresenta flutuações devidas à entrada abrupta de fluxo no interior da amostra. Em 6 K o supercondutor apresenta uma curva suave, indicativa de uma penetração também suave.

Capítulo 4

Filme de YBCO com ADs: comportamento em baixos campos DC e AC

Neste Capítulo apresentaremos o estudo realizado em um filme estruturado de YBCO. Um MF de 8.3 mOe está associado à sua estrutura e, devido ao seu baixo valor, não foi possível estudar os efeitos de comensurabilidade para esta amostra. Entretanto, estudos em que somente o campo da Terra estava presente foram realizados. Estes estudos revelaram que, ao penetrar na amostra, os vórtices se arranjam pelos ADs de tal forma a fazer com que ela responda como uma coleção de supercondutores menores. O principal resultado obtido para este sistema (o qual é foco desta tese) provém de medidas $\chi_{AC}(h)$, as quais apresentam saltos em χ'' . Ao fazermos a contagem dos vórtices penetrados e os associarmos aos saltos, demonstramos que, em baixas temperaturas e baixos campos (AC) os vórtices penetram na amostra por camadas, onde cada camada é delimitada pelas frentes dos ADs.

4.1. Estudo da penetração de vórtices em baixíssimos campos DC

O filme de YBCO usado neste estudo tem dimensões aproximadas de 200 nm x 5 mm². Nele foi inserida uma rede quadrada de indentações com cerca de 2 μm de diâmetro e espaçadas por 50 μm, num total de 1684 ADs.

Nosso primeiro passo foi caracterizar o filme quanto à sua resposta magnética, $\chi(T)$, antes (prístino) e depois da inserção dos ADs, como mostrado na Figura 4.1. Vemos que a presença dos ADs induziu na amostra um comportamento tipicamente granular, caracterizado por uma tripla transição.

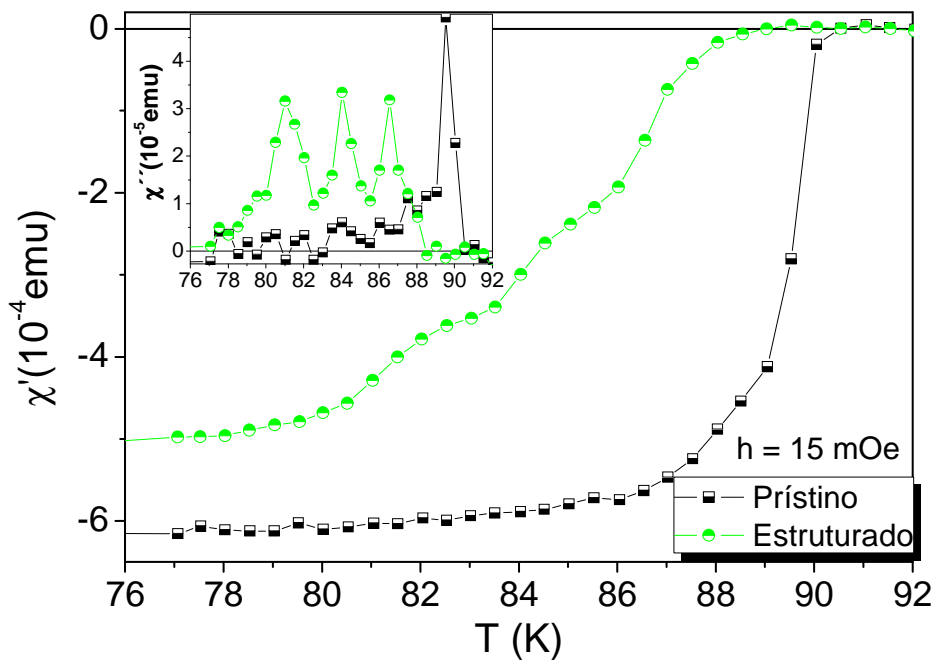


Figura 4.1: Comparação das respostas da susceptibilidade-AC entre os filmes Prístino e o Estruturado.

A rede de ADs inserida nesse filme equivale a um MF de 8.3 mOe, campo muito pequeno e difícil de ser controlado experimentalmente. Para tal foi preciso aquecer nosso equipamento (deixamos o He líquido evaporar) para levar sua bobina ao estado

normal e assim livrá-la do campo residual⁵. Trabalhamos, então, com o campo da Terra, H_T , que faz um ângulo de 26° com o eixo horizontal e tem amplitude de 336 mOe na região da nossa estação experimental. Assim, acoplamos um Rotor ao SQUID e a intensidade do campo na direção perpendicular ao plano do filme foi controlada girando-a sobre seu eixo horizontal.

A Figura 4.2 apresenta a componente vertical da magnetização, $M_v(\theta)$, medida a 10 K, em função do ângulo θ entre a direção de H_T e o plano da amostra. As figuras ao redor da curva são um guia para a interpretação da mesma. Em 4.2 (a), estando a amostra paralela a H_T e, por não haver magnetização paralela nesta posição, devido à pequena área transversal do filme, a resposta é ruidosa em torno de zero, pois o filme não tem sinal dipolar. Em 4.2 (b) a amostra foi rotacionada no sentido horário, H_{perp} é a projeção perpendicular do filme a H_T . Esse gera uma magnetização antiparalela ao seu sentido, chamada de magnetização perpendicular, M_{perp} , e, à sua projeção no eixo do sensor, denominamos magnetização vertical, M_v , o que explica a resposta positiva. O item (c) da mesma figura traz a amostra na posição vertical, H_{paral} é a projeção de H_T paralela à amostra. Tal configuração vem confirmar a ausência da magnetização nesta mesma direção, pelo mesmo motivo já citado, indicada por $M_v = 0$. Por fim, no item (d) é mostrado o filme em configuração perpendicular a H_T , onde o maior campo paralelo aos ADs é atingindo.

Para obtermos um diagrama da magnetização do filme em função do campo aplicado, corrigimos os dados obtidos no experimento por suas projeções nos respectivos eixos. A Figura 4.3 mostra um posicionamento genérico do filme com relação ao campo da Terra.

Assim, chegamos às seguintes expressões para a projeção dos dados obtidos em função de θ :

$$H_{perp} = H_T \sen \theta \quad (4.1)$$

$$M_{perp} = -M_v / \cos(\theta + \theta_T) \quad (4.2)$$

onde $\theta_T = 26^\circ$ é o ângulo que H_T faz com a horizontal na região experimental.

⁵ Vale ressaltar que as condições propícias para a realização de tal experimento são raras, além de consumir muito He líquido e tempo de preparação das medidas, sendo um dos fatores agravantes para a ausência de tais experimentos nas demais amostras.

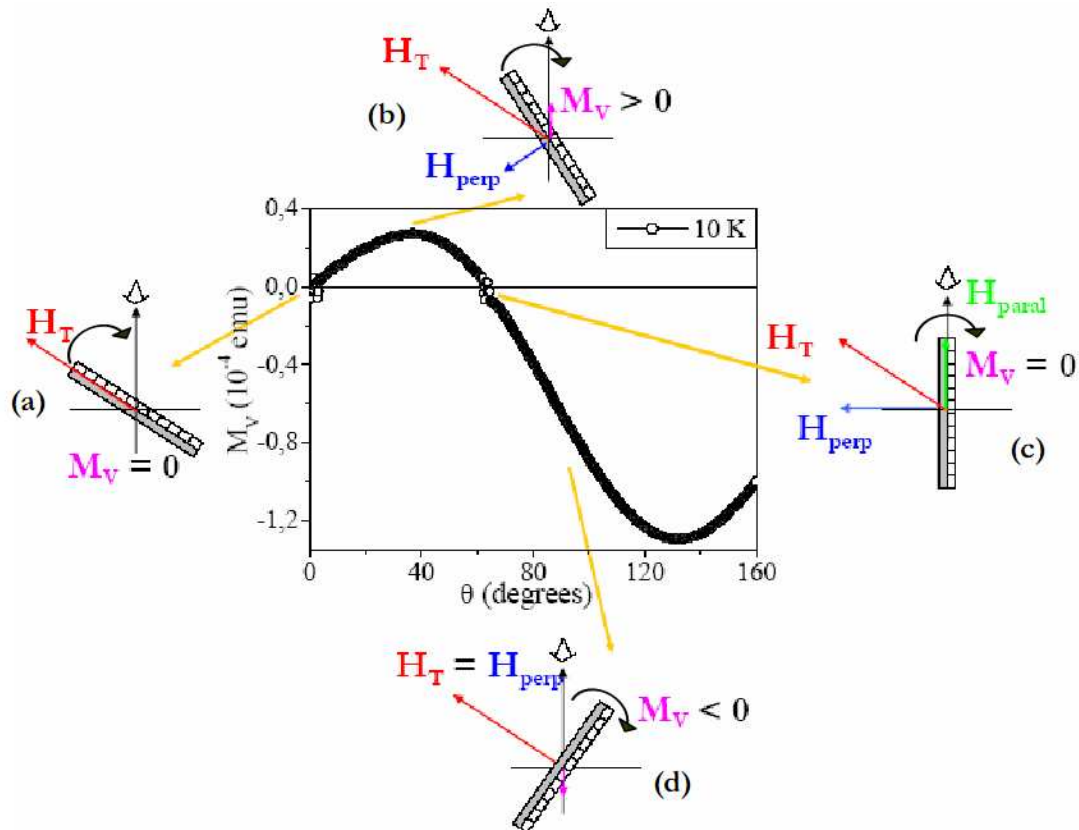


Figura 4.2: Demonstração do posicionamento do filme durante a medida da resposta magnética deste versus o ângulo θ com o campo da Terra, H_T . Em (a) o filme está paralelo a H_T ; em (b) o filme está em uma posição intermediária entre o H_T e a vertical; em (c) a amostra posicionada na vertical e em (d) o plano do filme é perpendicular ao campo terrestre.

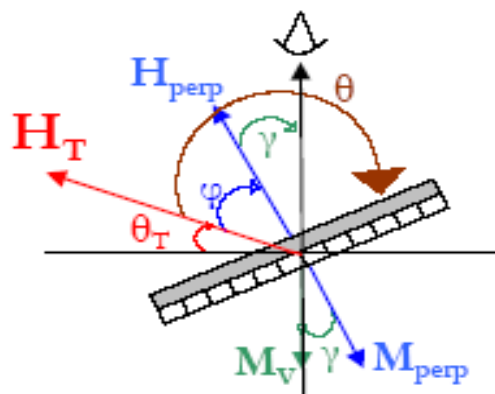


Figura 4.3: Posicionamento do filme em relação a H_T e as projeções do campo aplicado e da magnetização medida.

O painel principal da Figura 4.4 mostra claramente a presença de três inclinações diferentes para a curva em 10 K. Essas mudanças de inclinação atribuímos ao fato de

que, mesmo a baixos campos, em baixas temperaturas a penetração do fluxo magnético em filmes finos se dá de forma abrupta. Isso ocorre pelo fato de H sofrer uma alta amplificação nas bordas do filme, devido ao alto fator de desmagnetização que amostras com tal geometria apresentam.

De fato, uma avalanche de fluxo causa um decréscimo abrupto dos campos locais, e então, o filme passa a se comportar como uma coleção de ilhas supercondutoras envoltas por regiões penetradas. Assim, a cada iteração subsequente, as ilhas supercondutoras diminuem seu tamanho e, conseqüentemente, o fator de desmagnetização também decresce, explicando assim as diversas mudanças de inclinação da curva do painel principal da Figura 4.4. O inset da mesma figura mostra a evolução da resposta do sistema para diferentes temperaturas. Vemos que a formação dos subsistemas desaparece com o aumento da temperatura e a amostra passa a se comportar ordinariamente.

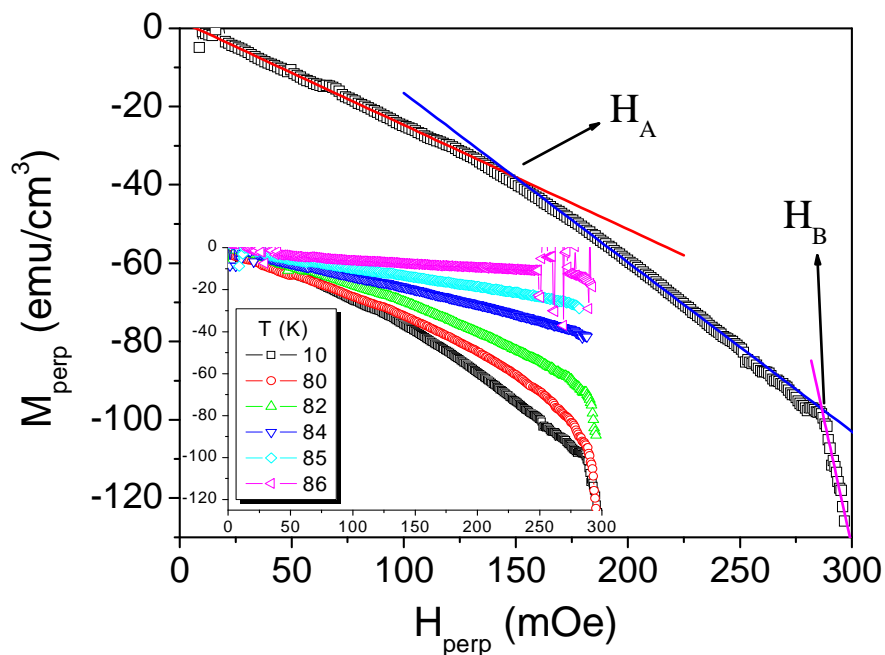


Figura 4.4: Diagrama $M_{\text{perp}} \times H_{\text{perp}}$ obtido pelas equações 4.1 e 4.2. As linhas coloridas são ajustes de retas nos indicando os pontos onde há mudança de inclinação da curva. O inset mostra a resposta do sistema para diferentes temperaturas.

Para tratar esse comportamento apropriadamente, temos que corrigir a inclinação da curva, lembrando que o campo local está multiplicado por um fator α , ou seja, $H_{loc} = \alpha H_{app}$. A partir daqui H_{perp} será denominado por H_{app} . Com isso, a inclinação da curva é dada por $dM_{perp}/dH_{app} = \alpha [dM_{perp}/dH_{loc}] = -\alpha\gamma$. Desde que dM_{perp}/dH_{app} é esperado ser constante (inclinação da reta Meissner) o produto $-\alpha\gamma$ é tratado como constante e seu valor é dado pela inclinação da curva inicial (curva antes da penetração do fluxo). Dessa forma, teremos diferentes valores de $-\alpha$ para cada inclinação. Por outro lado, para filmes finos, o fator de multiplicação do campo pode ser aproximado, razoavelmente, por [3]:

$$\alpha = 2 a/\pi c \quad (4.3)$$

onde a é a dimensão lateral do filme e c a sua espessura. Tal expressão foi obtida considerando o filme fino como um elipsóide de revolução na aproximação $c \ll a$. Considerando as dimensões da amostra: $a \sim 1.5$ mm e $c \sim 200$ nm, teremos $\alpha \sim 4800$. Com tal fator, $H_{loc} \sim 1.5$ kOe para o filme exposto ao campo da Terra. Entretanto usaremos o valor de α obtido pelo ajuste da curva inicial da Figura 4.4 (linha vermelha), que é de 3000. A diferença entre o valor experimental de α e o calculado (um fator de 1,6) parece ser uma decorrência de que o filme não tem simetria de revolução e nem é quadrado, mas sim retangular.

Fazendo então os ajustes para as diferentes inclinações da curva da Figura 4.4 obtemos os gráficos da Figura 4.5.

Dessa forma, construímos a Tabela 4.1. O índice i representa os diferentes α 's e γ 's, e a_i^{ef} é obtido da equação 4.3 dando a seguinte expressão:

$$a_i^{ef} = \pi c \alpha_i / 2 \quad (4.4)$$

Como vemos, os valores dos a_i^{ef} também são condizentes com as dimensões da amostra: a_0^{ef} é da ordem de um milímetro, muito próximo das dimensões laterais do filme; a_2^{ef} é muito parecido com os 70 μ m do parâmetro da rede de ADs e a_1^{ef} é um valor intermediário, sugerindo que, após a primeira penetração, o filme comporta-se como uma justaposição de alguns filmes de dimensões laterais menores.

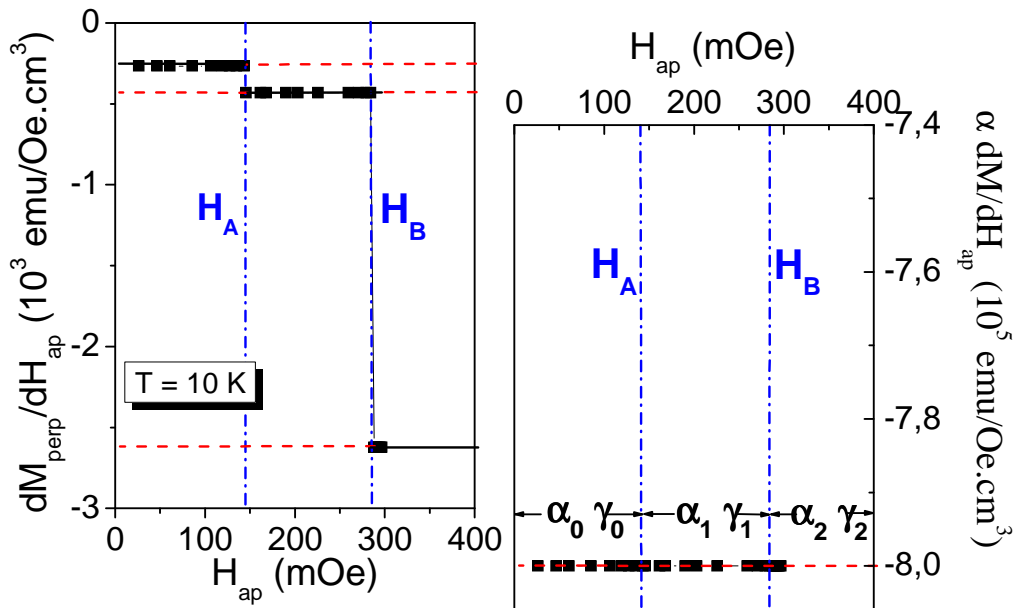


Figura 4.5: Em (a) são mostrados os patamares relativos aos coeficientes angulares da curva da Figura 3.4. As mudanças dos patamares se dão em H_A e H_B respectivamente e seus valores são 266, 432 e 2623 para γ_0 , γ_1 e γ_2 respectivamente. Em (b) é mostrada a constância do produto $\alpha\gamma$, dando os valores de 3000, 1850 e 304 para α_0 , α_1 , α_2 respectivamente.

i	$-\gamma_i \left(= \frac{dM_{\text{perp}}}{dH_{\text{ap}}} \right) \left(\frac{\text{emu}}{\text{Oe.cm}^3} \right)$	$\alpha_i \gamma_i = \text{cte}$	α_i	a_i^{ef} (mm)
0	266	8×10^5	3000	0,94
1	432	8×10^5	1850	0,58
2	2623	8×10^5	304	0,09

Tabela 4.1: Indicação do processo de obtenção dos valores de γ_i , α_i e a_i^{ef} . Os valores em azul foram obtidos experimentalmente.

4.2. Penetração de vórtices com a aplicação de campos AC

O estudo até aqui descrito demonstrou a dinâmica de penetração dos vórtices para baixíssimos campos DC aplicados ao filme. Vamos agora analisar o comportamento de tal amostra sob a influência de um campo AC. Todas as curvas aqui

apresentadas foram obtidas para uma frequência de 100 Hz. A Figura 4.6 mostra as curvas de $\chi_{AC}(h)$.

A componente χ'' apresenta uma série de patamares cujas extensões variam de acordo com a temperatura. Em altas temperaturas um patamar mais alto surge na janela experimental, que está limitada superiormente por $h = 3.8$ Oe, a máxima amplitude de excitação no MPMS.

Um patamar diferente de zero em χ'' indica uma estabilidade na dissipação de energia no supercondutor pelo movimento dos vórtices penetrados, enquanto o campo AC bombeia vórtices para dentro e para fora do material, em quantidade progressivamente crescente. Os vórtices penetram na amostra mais profundamente conforme h é aumentado até que, em determinada profundidade, alcançam a primeira frente de ADs. Dessa forma, os vórtices mais profundos lá ficam aprisionados. O campo AC crescente continua bombeando vórtices para dentro e para fora do material e os mais profundos vão sendo ancorados pelos ADs enquanto os outros continuam dissipando com seu movimento viscoso. Há, então, um equilíbrio entre vórtices presos e os adicionais devido ao crescimento de h , o que resulta em um patamar em χ'' . Entretanto, chega-se a certo limiar acima do qual a pressão criada pelos vórtices adicionais, represados nas proximidades da superfície, supera a barreira criada pelos ADs, iniciando mais uma caminhada de encontro com a próxima frente.

Como pode ser melhor visualizado na Figura 4.7 para $T = 50$ K, o patamar apresentado por $\chi''(h)$ tem seu par em $\chi'(h)$. O comportamento de χ' indica que a blindagem do material se mantém quase inalterada com o aumento de h ou, equivalentemente, com o acréscimo de vórtices penetrados. Porém, no mesmo intervalo onde o patamar de χ'' é suave, χ' parece ter uma estrutura de pequenos patamares. Esse comportamento não surpreende, pois o fluxo entra e sai da amostra na frequência do campo aplicado, porém alguns vórtices são aprisionados pelos ADs e outros não; com isso, uma pequena alteração na blindagem do material é esperada a cada aprisionamento. Já a dissipação mantém uma variação suave (que tratamos como um patamar, embora haja uma tênue inclinação) porque os vórtices adicionais, que causariam um aumento na dissipação, ficam ancorados. Como os patamares de χ'' têm uma definição melhor do que os de χ' , daremos sequência ao nosso estudo analisando o comportamento de χ'' .

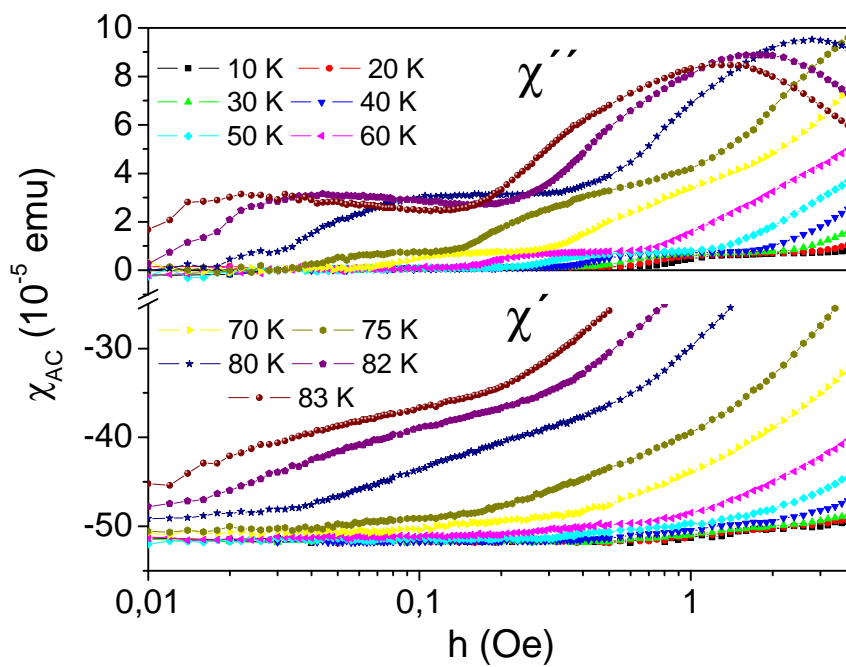


Figura 4.6: $\chi_{AC}(h)$ para diversas temperaturas. Note que conforme a temperatura aumenta, um novo patamar em χ'' adentra a janela experimental.

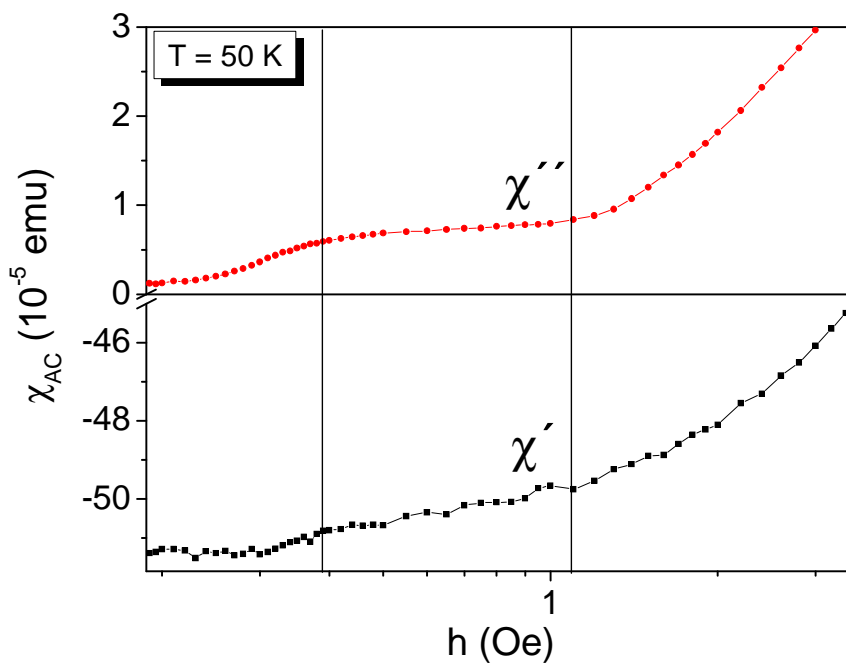


Figura 4.7: $\chi_{AC}(h)$ para 50 K. As duas componentes têm comportamento semelhante. O patamar em χ'' é mais suave.

A Figura 4.8 mostra os dados experimentais de $m'(h)$. A resposta a $T = 10$ K corresponde à reta Meissner, usada como referência para a calibração das curvas experimentais. O número de vórtices penetrados no material é então calculado como no procedimento descrito no Capítulo anterior. A Figura 4.9 mostra a resposta de $\chi''(n)$ para algumas das temperaturas nas quais realizamos medidas.

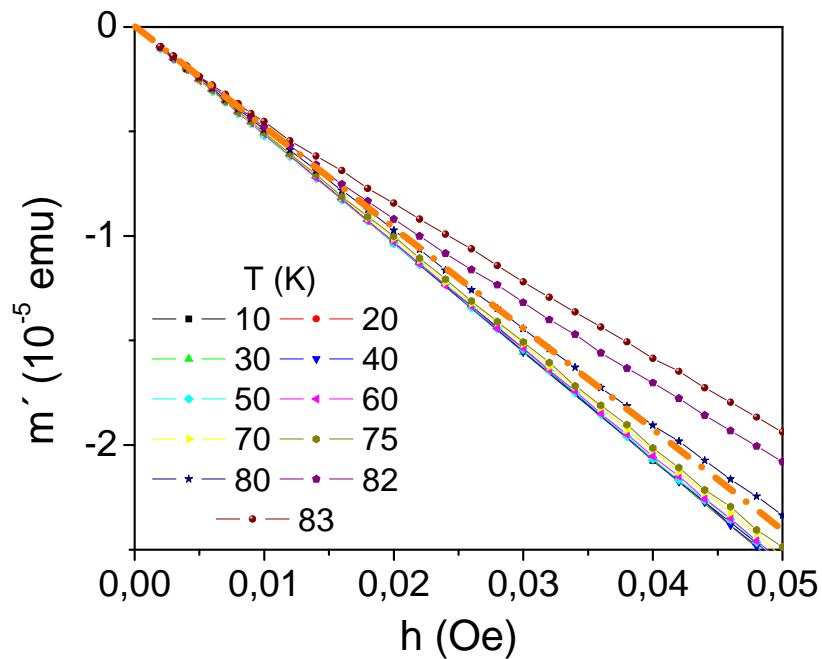


Figura 4.8: Momento magnético experimental versus h , $m'(h)$. A região Meissner em todas as temperaturas medidas tem a mesma resposta, como esperado.

Em altas temperaturas, o patamar de χ'' dá lugar a um pico. Isso – um máximo na dissipação seguido de uma descida considerável - é indicativo de que há mais vórtices sendo aprisionados do que penetrando a amostra, o que pode ser interpretado como decorrente de uma penetração com menos obstáculos, em vista da degradação das propriedades supercondutoras. Com isso, uma maior quantidade de vórtices alcança os ADs, sendo aprisionados. Assim, dentre os vórtices injetados na amostra, uma fração majoritária fica aprisionada, diminuindo aqueles que realizam movimento dissipativo, causando uma queda em χ'' . Quando os ADs saturam, χ'' volta a ter um comportamento crescente, sinalizando a proximidade da transição para o estado normal.

Em geral, uma vez que os vórtices ultrapassam a primeira frente de ADs, a densidade dos vórtices na nova região é menor, de modo que a barreira ultrapassada é eficiente para impedir que tais vórtices possam cruzá-la de volta e deixar a região recém-invasida. Assim, os vórtices se aprofundam na amostra até alcançarem a segunda frente de ADs.

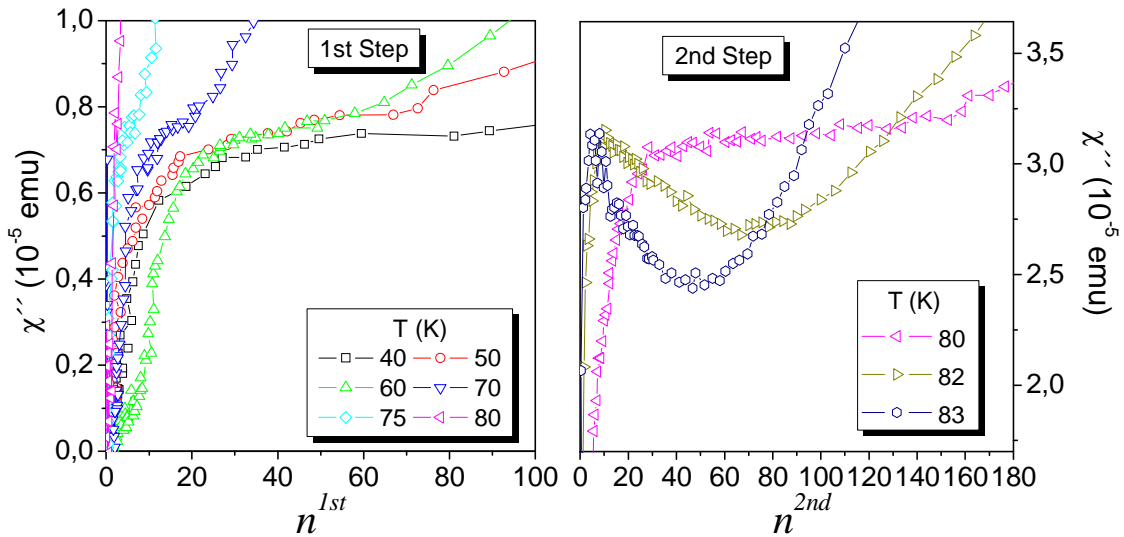


Figura 4.9: O painel principal mostra a resposta de $\chi''(n)$ para baixas temperaturas. O inset destaca a região de altas temperaturas.

Analisando, então, o P_n^i para cada temperatura e frente à qual os patamares estão associados, obtemos as curvas mostradas na Figura 4.10.

Como era de se esperar, a capacidade dos ADs de reter vórtices, impedindo-os de adentrarem mais profundamente a amostra, diminui com o aumento da temperatura. Em 10K, $P_n^{1st} \sim 250$, ou seja, cada AD consegue reter 250 vórtices antes que estes ultrapassem a primeira frente. Essa quantidade de vórtices é viável para esse sistema já que o raio do vórtice tem valor típico de 2 nm para YBCO⁶, o raio dos ADs tem cerca de 1μm e o espaçamento entre eles é de 50 μm. Já em 80 K, $P_n^{1st} \sim 1$, ou seja, apenas 1

⁶ Valores experimentais de ξ_0 variam consideravelmente de uma referência para outra. O valor de 2 nm foi obtido pela média dos valores encontrados na Ref. 3.

vórtice é retido por AD antes que os demais ultrapassem a frente, indicando a degradação da eficiência de ancoramento dos ADs com o aumento da temperatura.

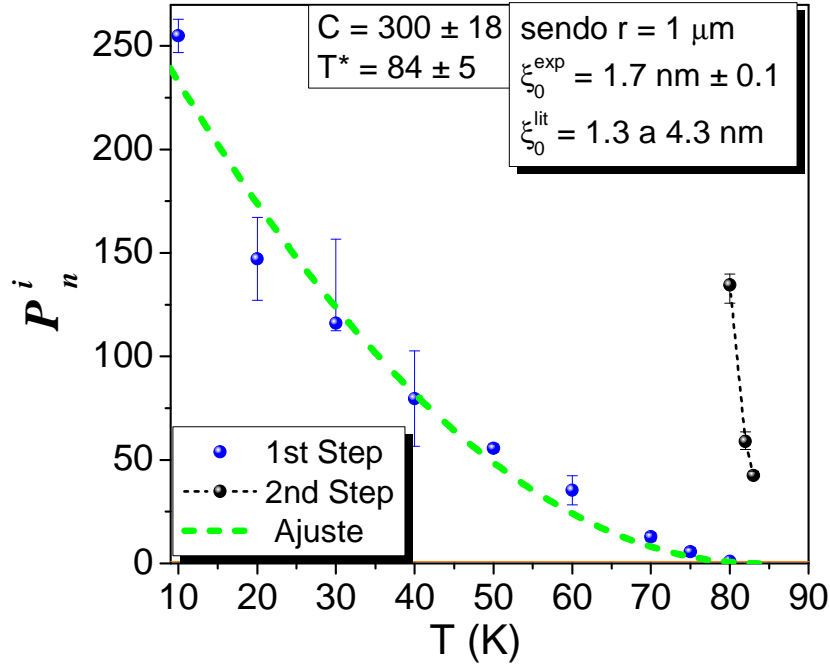


Figura 4.10: Dependência de P_n^i com a temperatura para o dois patamares de χ'' .

A exemplo do que foi feito no Capítulo 3, vamos usar a expressão 3.7 [43] para ajustar a curva $P_n^{1st}(T)$ mostrada na Figura 4.10. Entretanto, a dependência de ξ com a temperatura, para o YBCO, não é a mesma usada no Capítulo 3. J. E. Sonier e colaboradores [46,47], mostram que $\lambda^{-2}(T)$ é linear com a temperatura para amostras de YBCO. Supondo κ independente de T , aplicaremos essa mesma dependência para $\xi(T)$, que fica:

$$\xi(T) = \xi_0 \left[1 - \left(\frac{T}{T^*} \right) \right]^{-2} \quad (4.5)$$

onde a temperatura T^* é um parâmetro que sai do ajuste.

Substituindo a expressão 4.5 na 3.7, a vorticidade para esse sistema fica:

$$v(T) = C \left[1 - \left(\frac{T}{T^*} \right) \right]^2 \quad (4.6)$$

onde $C = \frac{r}{2\xi_0}$.

Dessa forma, obtemos $\xi_0 \sim 1.7$ nm para o filme de YBCO aqui estudado, valor este compatível com os encontrados na literatura [3,48–54]. Tal resultado vem a reforçar nossa interpretação de que P_n refere-se à quantidade de vórtices que cada AD de uma frente consegue reter antes que estes, pressionados, se aprofundem no material, indo de encontro à próxima frente de ADs. É importante observar que os ajustes mostram um notável acordo entre as dependências com T para P_n^{1st} e ξ , ainda que os materiais até aqui discutidos sejam tão diferentes, i.e., um “low- T_c ” (Pb) e um “high- T_c ” (YBCO).

Admitimos também que, neste sistema, os vórtices se acomodam ao redor dos ADs, como descrito no Capítulo 3 e na Ref. 45. Particularmente para o filme YBCO, a fabricação de seus ADs, via indentações, produz uma extensa região de material danificado ao redor das perfurações, como mostrado na Figura 2.7. Esta acaba sendo uma região que facilita o aprisionamento dos vórtices ao redor dos ADs.

Construímos, então, um diagrama mostrando os limites inferior e superior para os diferentes patamares, como se vê na Figura 4.11. A região de n ’s pequenos indica o início da penetração dos vórtices no material, numa parte intacta de material supercondutor. A linha limítrofe dessa região marca o encontro dos vórtices com a primeira frente de ADs, ou seja, o início do primeiro patamar em χ'' . Este patamar se estende até a linha de contorno verde. Acima dessa linha, os vórtices iniciam uma penetração suave até encontrarem a segunda frente de ADs.

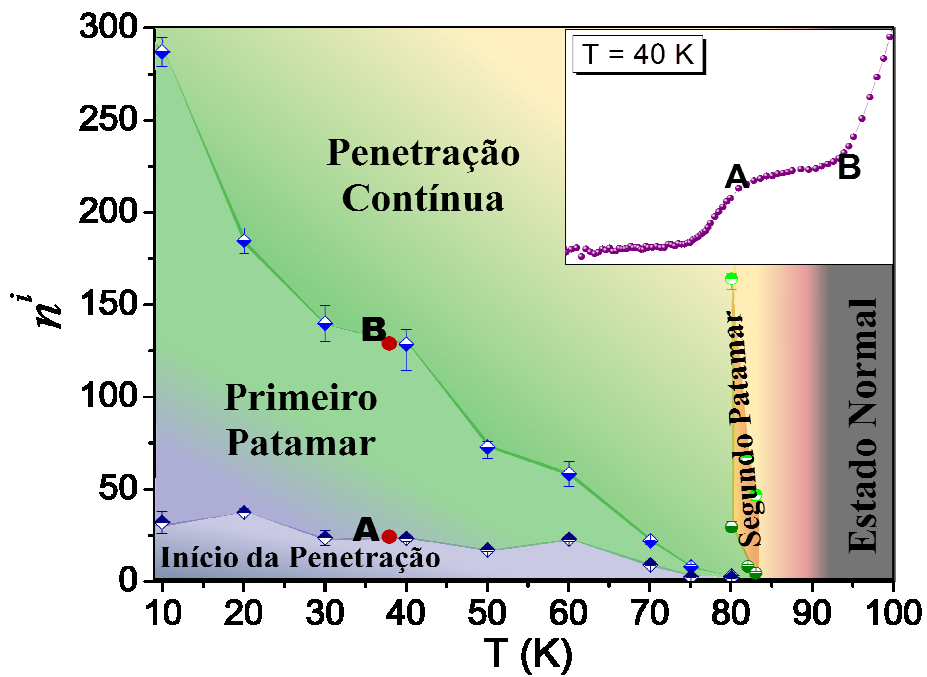


Figura 4.11: Diagrama destacando as regiões limítrofes dos patamares. O inset mostra uma curva com os limiares do primeiro patamar de χ'' e seus respectivos pontos no diagrama do painel principal.

Capítulo 5

Filme de Nb com ADs e moldura de material intacto

Nesse capítulo, seguiremos a mesma linha de análise usada nos Capítulos 3 e 4, porém, usaremos um filme de Nb de 200 nm de espessura, onde 900 ADs de diâmetro efetivo de 1 μm , foram indentados formando uma rede quadrada de 10 μm de lado. Veremos que, apesar de serem materiais com propriedades supercondutoras bem distintas, a penetração dos primeiros vórtices, gerados por um campo AC, e a interação destes com as primeiras barreiras de ADs, seguem o mesmo padrão.

Para esta amostra, a amplitude do sinal de χ'' é bem menor do que a de χ' , em razão das reduzidas dimensões do filme, cerca de 1 mm^2 . Uma comparação das duas componentes, a $T = 2.2 \text{ K}$, pode ser vista na Figura 5.1. Dessa forma, neste Capítulo, analisaremos as mudanças de comportamento do sistema pela componente real da suscetibilidade, χ' .

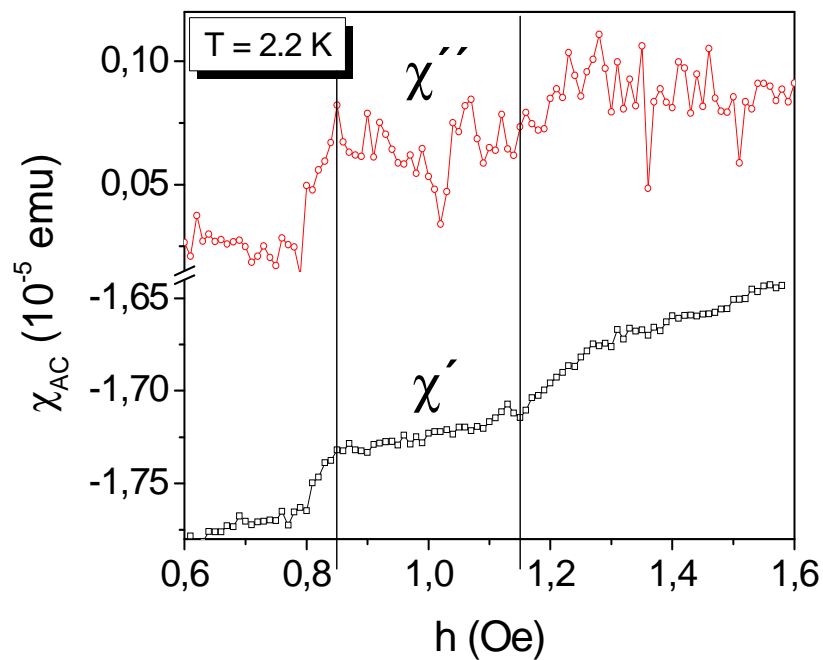


Figura 5.1: Suscetibilidade AC em função do campo de excitação para $T = 2.2$ K.

Como já antecipado, a interpretação para os patamares de χ' seguirá as mesmas diretrizes usadas no Capítulo 3. Uma diferença relevante entre o sistema em análise e os dois anteriores é a presença de uma grande moldura de material intacto, ~ 100 μm , envolvendo a rede de ADs. Essa moldura atrasa o primeiro encontro dos vórtices com a primeira frente de ADs, ou seja, a primeira interação vórtice-AD só ocorre quando tal moldura estiver preenchida.

A Figura 5.2 mostra as curvas $\chi'(h)$ para várias temperaturas. Vemos que, em geral, há uma antecipação do início dos patamares conforme a temperatura é aumentada. Na mesma figura, apenas para melhor visualização, o painel do lado direito mostra curvas de $\chi'(h)$ para algumas temperaturas englobando uma região maior de h .

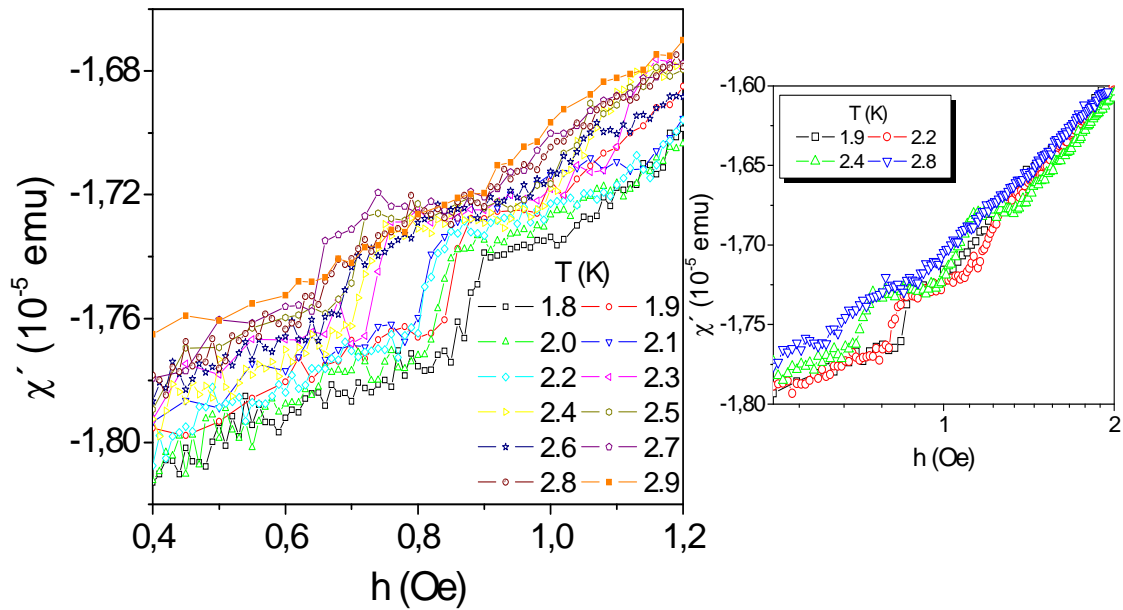


Figura 5.2: O painel esquerdo mostra $\chi'(h)$ para todas as temperaturas analisadas. O painel à direita mostra as curvas $\chi'(h)$ para algumas temperaturas e numa região maior de h , destacando também o segundo patamar de tais curvas.

Na Figura 5.3 vemos as curvas do momento magnético, m' , em função de h para diversas temperaturas. Como esperado, as curvas são coincidentes no estado Meissner e sua normalização pelo coeficiente angular de tal reta pode ser feita para, na sequência, obtermos a contagem dos vórtices penetrados no material usando a expressão 3.6. A Figura 5.4 mostra χ' em função de n^{1st} para algumas temperaturas de medida.

Assim, construímos a curva $P_n^{1st}(T)$ mostrada na Figura 5.5. A linha tracejada que une os pontos é um ajuste feito usando a expressão 3.8, que dá uma previsão teórica da vorticidade de um AD relacionando o seu tamanho com o do vórtice para um determinado material [43].

O resultado do ajuste nos dá um $C = 12.8$ e, usando $r = 0.5 \mu\text{m}$, temos que $\xi_0 = 20$ nm. Este valor não está muito distante do valor encontrado na literatura para o Nb bulk [3], 38 nm, e está ainda mais próximo do valor para um filme de 100 nm de espessura com ADs espaçados por 120 nm, que é de 18 nm [54], o que reforça nossa interpretação a respeito dos P_n^i , como sendo a quantidade de vórtices que cada AD da i -

ésima frente consegue reter antes que os vórtices adicionais superem a barreira formada por tal frente.

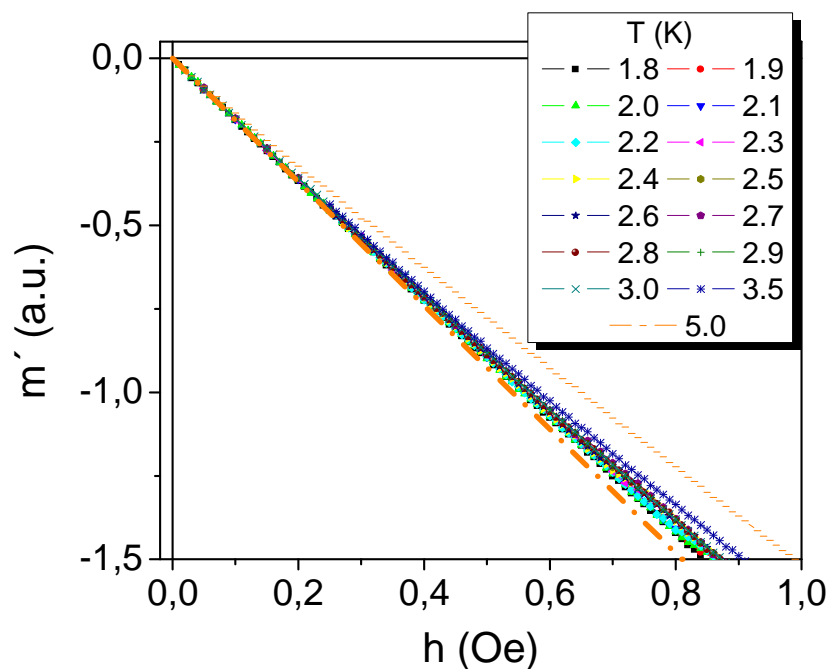


Figura 5.3: Momento magnético versus h para todas as temperaturas analisadas. A reta tracejada representa a reta de ajuste da região Meissner.

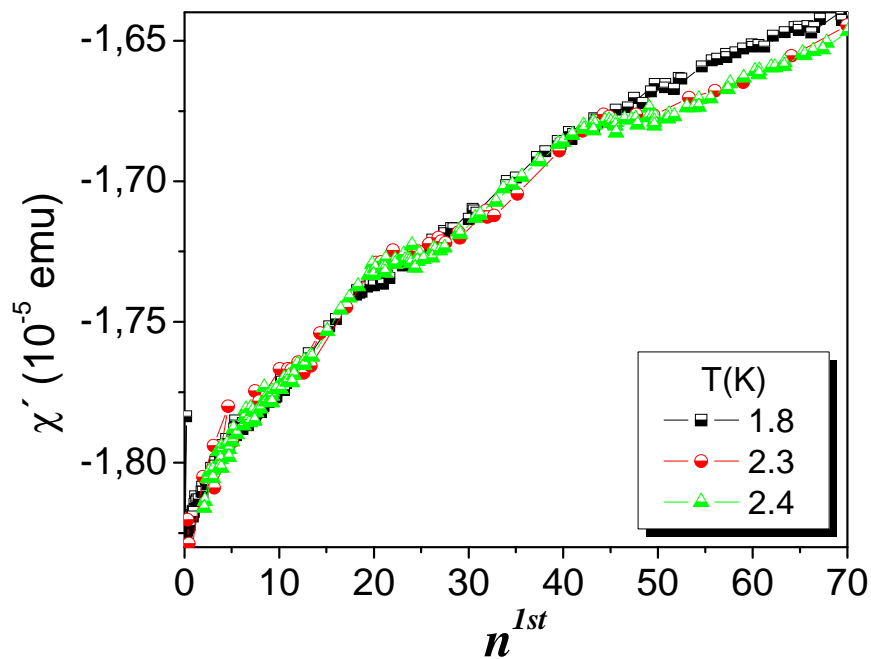


Figura 5.4: χ' em função de n^{1st} para algumas temperaturas de medida.

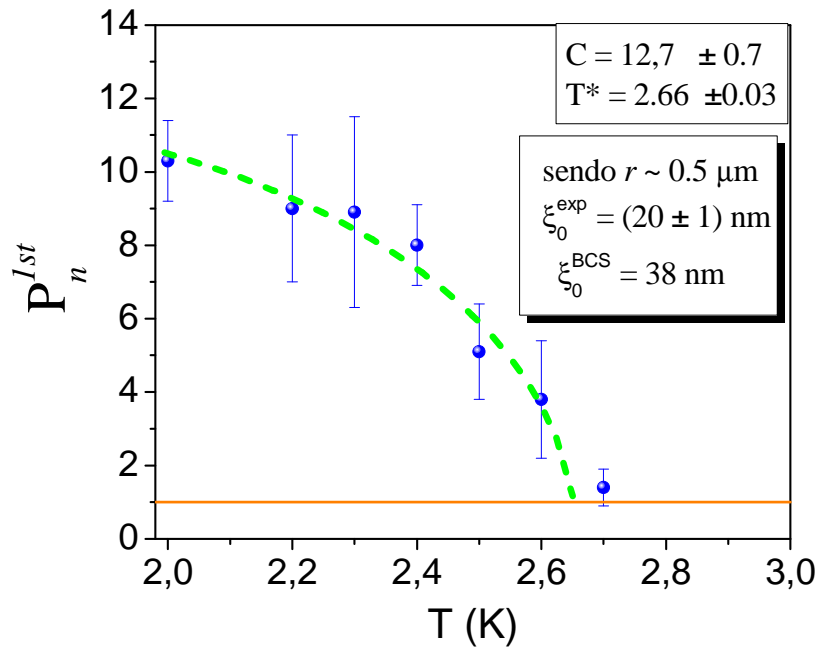


Figura 5.5: $P_n^{1st}(T)$ para o primeiro patamar. A curva tracejada é o ajuste obtido pela expressão 3.8.

Também aqui invocamos a explicação dada no Capítulo 3 para o filme Pb1.5 baseada na Ref. 47, ou seja, após o aprisionamento de 1 vórtice por AD da primeira frente, os demais se distribuem ao redor dos seus respectivos ADs pelo fato destes se tornarem repulsivos para os demais vórtices. Assim como no caso do filme YBCO, os ADs do Nb foram fabricados mecanicamente (indentações), processo este que deixa uma grande região de material danificado ao redor das perfurações. Tais regiões são ancoradouros de vórtices e estes (excetuando o que foi assimilado pelo AD) se dispõem ao redor dos ADs.

Para termos uma visão ampla da dinâmica de penetração dos vórtices, construímos o diagrama mostrado na Figura 5.6, destacando os limiares dos patamares de χ' .

A região do diagrama da Figura 5.6 que se inicia em $n = 0$, indo até a linha verde, é indicativa da penetração dos vórtices na borda de material intacto. Quando os vórtices mais profundos alcançam a primeira frente de ADs (totalizando 120 ADs periféricos) dá-se início ao primeiro patamar de $\chi'(h)$. Esse patamar indica que a

blindagem do material se mantém praticamente inalterada até que a quantidade de vórtices ultrapasse a capacidade dos ADs de impedirem a sua passagem para o interior da amostra.

Como exposto nos Capítulos 3 e 4, uma vez que os vórtices ultrapassam a primeira frente de ADs, a densidade dos vórtices na nova região é menor, de modo que a barreira ultrapassada é eficiente para impedir que tais vórtices possam cruzá-la de volta e deixar a região recém-invadida. Assim, os vórtices se aprofundam na amostra até alcançarem a segunda frente de ADs.

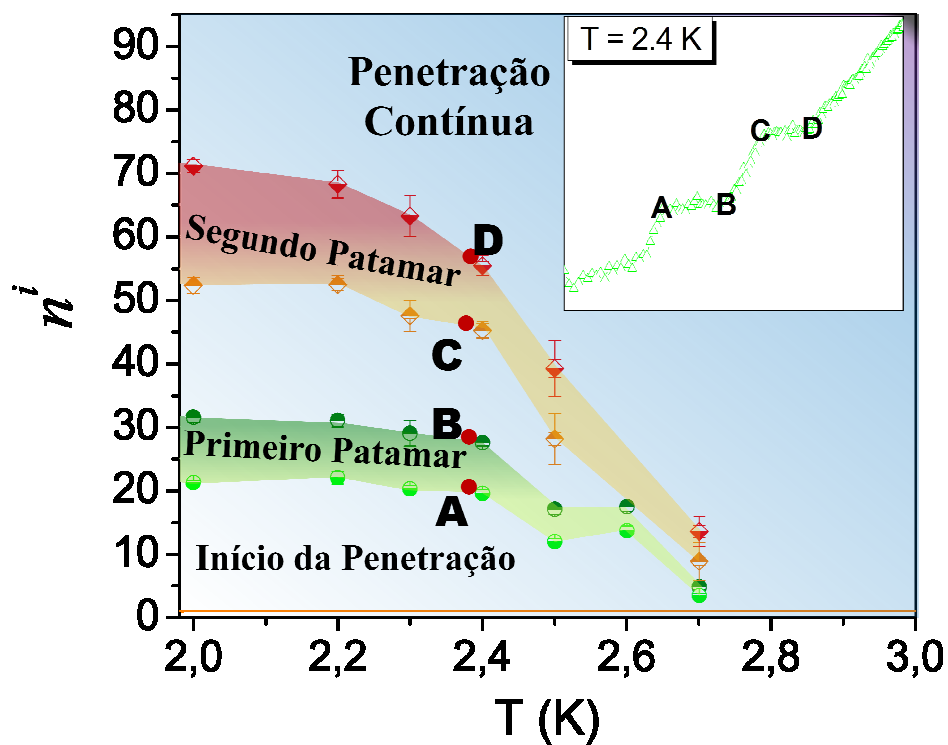


Figura 5.6: Diagrama destacando as regiões limítrofes dos patamares para o filme de Nb. O inset mostra uma curva com os limiares em χ' e seus respectivos pontos no diagrama do painel principal.

Capítulo 6

Conclusões e Considerações Finais

Neste trabalho apresentamos um estudo sistemático da penetração de vórtices em diferentes sistemas estruturados em regimes de baixos campos e temperaturas. As amostras utilizadas foram um filme de Pb, um de YBCO e um de Nb.

O filme de Pb foi o único cujo MF de sua estrutura tinha um alto valor, 9.1 Oe. Assim, foi possível caracterizá-lo quanto ao seu comportamento comensurável. Tanto as curvas $M(H)$ quanto as $\chi_{AC}(H)$ mostraram as alterações esperadas para tais sistemas porém, as curvas AC nos revelaram que a blindagem desta amostra, associada à χ' , não se altera apreciavelmente quando os MFs são alcançados, apresentando uma blindagem que não varia apreciavelmente quando os vórtices penetram e são aprisionados pelos ADs. Relacionamos a isso o fato de que, em altas temperaturas, $T \sim T_c$, as propriedades supercondutoras do material estão depreciadas. Assim, mesmo na presença de baixos campos, as correntes de blindagem, que respondem à aplicação do campo com seu

máximo valor, não são suficientes para evitar a penetração de vórtices na amostra. Estando, então, as correntes de blindagem em seu valor máximo (o qual é insuficiente para blindar a amostra com eficiência), a entrada dos vórtices nos MFs não acarreta em sua diminuição abrupta e, assim, a resposta de χ' se altera suavemente. Essa limitação das correntes de blindagem pode estar associada à presença do ADs, pois estes constituem obstáculos para as correntes se aprofundarem no SC, deixando-as confinadas em uma pequena região de material intacto.

É importante frisar que tal amostra apresenta um tempo de vida útil muito pequeno, cerca de 2 meses segundo nos disse o Dr. A. Silhanek, que a preparou, mesmo sendo guardada em dessecador evacuado. Tivemos oportunidade de constatar a degradação das amostras de Pb, como se viu no Capítulo 2. Dessa forma, suas medidas tiveram que ser realizadas rápida e continuamente, não sendo possível a repetição de alguns experimentos para esta amostra.

No filme de YBCO, o único supercondutor de alta temperatura crítica do lote estudado, analisamos o seu comportamento em regime de baixíssimos campos DC aplicados, bem como sua resposta $\chi_{AC}(h)$. No primeiro caso, utilizamos como campo aplicado o campo terrestre, que é conhecido na nossa estação experimental [16,29]. Sua intensidade foi controlada através da variação angular do filme utilizando um Rotor Horizontal, como detalhado no Capítulo 2. Dessa forma, o estudo realizado nos revelou que, em baixas temperaturas, a penetração do fluxo magnético é ditada pelos aspectos geométricos da amostra, os quais são alterados a cada penetração abrupta de fluxo, fazendo com que a mesma responda como se fosse constituída por uma coleção de ilhas supercondutoras justapostas.

O filme de Nb foi estudado apenas com relação à sua resposta AC. Nesta amostra, uma grande moldura de material intacto envolve a rede de ADs. Outra peculiaridade desse filme é que, por ter dimensões pequenas, cerca de 1 mm^2 , o estudo da penetração dos vórtices foi feita pela análise da componente χ' e não da χ'' , como feito para as outras amostras, pois, a amplitude do sinal de χ'' é muito pequena, não nos permitindo identificar claramente mudanças de comportamento da resposta em função de h .

Quanto às medidas de $\chi_{AC}(h)$, todos os filmes apresentam alterações, em forma de patamares, em suas componentes χ' e/ou χ'' e em baixas temperaturas (abaixo de $0.7 T_c$ para Pb, de $0.9 T_c$ para YBCO e de $0.3 T_c$ para Nb). Efetuamos, então, a contagem dos vórtices penetrados nos materiais e os relacionamos às anomalias verificadas. Concluimos que as oscilações temporais do campo de excitação fazem com que o fluxo magnético entre e saia das amostras e, conforme aumenta a amplitude de h , há um acréscimo na dissipação e uma diminuição da capacidade de blindagem do filme. Porém, em determinado h , os vórtices mais profundos encontram a primeira frente de ADs e ficam sujeitos à sua influência, impedidos de penetrar mais profundamente na amostra. Tal estado prevalece até que certa quantidade de vórtices por AD seja atingida e, então, uma nova fase de penetrações se estabelece até a próxima frente. Por esse comportamento, dizemos que, no início, a penetração em sistemas estruturados ocorre por camadas, sendo que cada camada está delimitada pelas frentes de ADs.

O que reforça nossa interpretação sobre o comportamento apresentado pelos três filmes é o fato de que as quantidades de vórtices relativas aos patamares, indicadas por $P_n^i(T)$, satisfazem o critério previsto por Mkrtychyan e Schimidt [45] para a vorticidade de ADs de sistemas estruturados. Mais do que isso, foi possível extrair dos dados a dependência correta para $\xi(T)$ para os três materiais estruturados e, inclusive, valores para ξ_0 compatíveis com a literatura.

A continuidade dos estudos aqui apresentados está formalizada em um projeto de pós-doutorado. Nele propomos uma análise de filmes de Pb, semelhantes ao estudado nesta tese porém, com molduras de diversas espessuras ao redor de seus ADs. Pretendemos, com isso, estudar de forma sistemática a influência de tais molduras no início das penetrações de vórtices. Como os filmes de Pb degradam rapidamente com o tempo, temos em mãos substratos enviados pelo Dr. Silhanek, cujas estruturas são semelhantes às dos filmes Pb1.5 e Pb2.0, onde pretendemos depositar Nb. Assim, além de podermos estudar diferentes materiais com estruturas semelhantes, teremos a oportunidade de usar a mesma amostra em outros estudos (como magnetoóptica) sem nos preocuparmos com a sua degradação.

Também pretendemos estudar o efeito do tamanho dos grãos na resposta magnética de supercondutores granulares. Para isso, nos embasaremos no trabalho de Bartolomé e colaboradores [11], que produziram um supercondutor granular através da

inserção de ADs (estes formando o contorno do grão) em um filme de YBCO. Pretendemos, dessa forma, inserir ADs em filmes SCs de forma a termos diversas amostras com diferentes tamanhos de grãos. Para a fabricação de tais ADs contamos com a colaboração do Dr. Ângelo Gobbi, coordenador do Laboratório de Microfabricação do LNLS. Assim, semelhantemente ao trabalho de Ortiz e colaboradores [22], onde os autores demonstraram a relação entre o Efeito Meissner Paramagnético e, no caso, a granularidade induzida por campo, em um filme de Nb, queremos relacionar tal efeito com o tamanho dos grãos presentes em um supercondutor granular

Todos os estudos que realizaremos com supercondutores estruturados, serão complementados com a técnica de magnetoóptica, cuja estação experimental está sendo instalada em nosso grupo.

Bibliografia

1. Dirk van Delft, *Freezing physics: Heike Kamerling Onnes and the quest for cold*, Edita Knaw, Amsterdam, the Netherlands (2007)
2. W. Meissner and R. Ochsenfeld, *Naturwissenschaften* **21**, 787 (1933)
3. C. P. Poole Jr, H. A. Farach and R. J. Creswick, *Superconductivity*, Academic Press, San Diego, USA (1995)
4. M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity*, Dover Publications, Inc., New York, USA, ed.2 (2004)
5. V. L. Ginzburg and L. D. Landau, *Zh. Eksperim. i Teor. Fiz.* **20**, 1064 (1950)
6. L. D. Landau, E. M. Lifshitz, *Statistical Physics*, Parte 1, 3^a edição, Pergamon Press (1980); Parte 2, Pergamon Press (1980)
7. J. Bardeen, L. N. Cooper and J. R. Schrieffer, *Phys. Rev.* **108**, 1175 (1957)
8. A. A. Abrikosov, *Sov. Phys. – JETP* **5**, 1174 (1957)
9. S. S. Banerjee, A. Soibel, Y. Myasoedov, M. Rappaport, E. Zeldov, M. Menghini, Y. Fasano, F. de la Cruz, C. J. van der Beek, M. Konczykowski, and T. Tamegai, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 087004 (2004)
10. C. Bell, G. Burnell, D.-J. Kang, R. H. Hadfield, M. J. Kappers and M. G. Blamire, *Nanotechnology* **14**, 630 (2003)
11. E. Bartolomé, A. Palau, J. Gutiérrez, X. Granados, A. Pomar, T. Puig, X. Obradors, V. Cambel, J. Soltys, D. Gregusova, D. X. Chen and A. Sánchez, *Phys. Rev. B* **76**, 094508 (2007)

12. A. V. Silhanek, L. Van Look, R. Jonckheere, B. Y. Zhu, S. Raedts and V. V. Moshchalkov, *Phys. Rev. B* **72**, 014507 (2005)
13. S. Raedts, A. V. Silhanek, M. J. Van Bael and V. V. Moshchalkov, *Phys. Rev. B* **70**, 024509 (2004)
14. D. G. Gheorghe, M. Menghini, R. J. Wijngaarden, S. Raedts, A. V. Silhanek, V. V. Moshchalkov, *Physica C* **437**, 69 (2006)
15. M. Turchinskaya, D. T. Smith, A. L. Roytburd and D. L. Kaiser, *J. App. Phys.* **88**, 1541 (2000)
16. W. A. Ortiz, R. Zadorosny, W. A. C. Passos, P. C. de Camargo and C. M. Lepienski, *Physica C* **437**, 254 (2006)
17. A. V. Silhanek, S. Raedts and V. V. Moshchalkov, *Physica C* **404**, 345 (2004)
18. C. Reichhardt, G. T. Zimányi, T. Scalettar, A. Hoffmann and I. K. Schuller, *Phys. Rev. B* **64**, 052503 (2001)
19. L. Hong, T. J. Yang, C. Cao, T. C. Wu, J. C. Lin and J. C. Wu, *J. Appl. Phys.* **103**, 07C706 (2008)
20. U. Welp, Z. L. Xiao, V. Novosad and V. K. Vlasko-Vlasov, *Phys. Rev. B* **71**, 014505 (2005)
21. W. Vinckx, J. Vanacken, V. V. Moshchalkov, S. Mátéfi-Tempfli, M. Mátéfi-Tempfli, S. Michotte and L. Piraux, *Eur. Phys. J. B* **53**, 199 (2006)
22. W. A. Ortiz, P. N. Lisboa-Filho, W. A. C. Passos and F. M. Araújo-Moreira, *Physica C* **361**, 267 (2001)
23. E. Altshuler and T. H. Johansen, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 471 (2004)
24. F. Colauto, E. M. Choi, J. Y. Lee, S. I. Lee, V. V. Yurchenko, T. H. Johansen and W. A. Ortiz, *Supercond. Sci. Technol.* **20**, L48 (2007)
25. J. Albrecht, P. Audehm and M. Djupmyr, *Supercond. Sci. Technol.* **21**, 045016 (2008)

26. M. S. Welling, R. J. Westerwaal, W. Lohstroh and R. J. Wijngaarden, *Physica C* **411**, 11 (2004)
27. M. Menghini, R. J. Wijngaarden, A. V. Silhanek, S. Raedts and V. V. Moshchalkov, *Phys. Rev. B* **71**, 104506 (2005)
28. S. Hébert, L. Van Look, L. Weckhuysen and V. V. Moshchalkov, *Phys. Rev. B* **67**, 224510 (2003)
29. *Estudos de avalanches de vórtices em filmes supercondutores de Nb e MgB₂*, Tese de doutorado, F. Colauto, Programa de Pós-Graduação em Física, UFSCar (2008)
30. L. N. Cooper, *Phys. Rev.* **104**, 1189 (1956)
31. L. P. Gor'kov, *Sov. Phys. – JETP* **9**, 1364 (1959)
32. A. B. Pippard, *Physica* **19**, 765 (1973)
33. A. C. Rose-Innes and E. H. Rhoderick, *Introduction to Superconductivity*, Pergamon Press (1978)
34. NOBEL PRIZE. *The Nobel Prize in Physics 2003*. Disponível em: <<http://nobelprize.org/physics/laureates/2003/index.html>>. Acesso em: 15 fev. 2003
35. L. C. Ortiz, *Prêmio Nobel de Física de 2003*, Ciência e Tecnologia em São Carlos, nº **1** (2003)
36. W. H. Kleiner, L. M. Roth and S. H. Autler, *Phys. Rev.* **133**, A1226 (1964)
37. C. M. Aegerter, *Phys. Rev. E* **58**, 1438 (1998)
38. K. Harada, O. Kamimura, H. Kasai, T. Matsuda, A. Tonomura, V. V. Moshchalkov, *Science* **274**, 1167 (1996)
39. R. Zadorosny, C. M. Lepienski, E. Patiño, M. G. Blamire and W. A. Ortiz, *Journal of Physics - Conference Series (Online)* **97**, 012301 (2008)
40. B. D. Josephson, *Phys. Rev. Lett.* **1**, 251 (1962); *Adv. Phys.* **14**, 419 (1965)

41. A. Bezryadin, Yu. N. Ovchinnikov, B. Pannetier, Phys. Rev. B **53**, 8553 (1996)
42. E. Sardella, P. N. Lisboa-Filho, C. C. de Souza Silva, L. R. E. Cabral and W. A. Ortiz, submitted to Phys. Rev. B – Rapid Communication
43. G. S. Mkrtchyan and V. V. Schimidt, Soviet Physics JETP **34**, 195 (1972)
44. A. I. Buzdin, Phys. Rev. B **47**, 11416 (1993)
45. M. M. Doria and G. F. Zebende, Phys. Rev. B **66**, 064519 (2002)
46. J. E. Sonier, R. F. Kiefl, D. A. Bonn, J. F. Carolan, K. H. Chow, P. Dosanjh, W. N. Hardy, Ruixing Liang, W. A. MacFarlane, P. Mendels, G. D. Morris, T. M. Riseman and J. W. Schneider, Phys. Rev. Lett. **72**, 744 (1994)
47. J. E. Sonier, R. F. Kiefl, J. H. Brewer, D. A. Bonn, S. R. Dunsiger, W. N. Hardy, Ruixing Liang, W. A. MacFarlane, T. M. Riseman, D. R. Noakes and C. E. Stronach, Phys. Rev. B **55**, 11789 (1997)
48. J. G. Ossandon, J. R. Thompson, D. K. Christen, B. C. Sales, H. R. Kerchner, J. O. Thomson, Y. R. Sun, K. W. Lay and J. E. Tkaczyk, Phys. Rev. B **45**, 12534 (1992)
49. P. Chaudhari, R. T. Collins, P. Freitas, R. J. Gambino, J. R. Kirtley, R. H. Koch, R. B. Laibowitz, F. K. LeGoues, T. R. McGuire, T. Penney, Z. Schlesinger, Armin P. Segmüller, S. Foner and E. J. McNiff, Jr., Phys. Rev. B **36**, 8903 (1987)
50. L. Krusin-Elbaum, A. P. Malozemoff, Y. Yeshurun, D. C. Cronemeyer and F. Holtzberg, Phys. Rev. B **39**, 2936 (1989)
51. U. Welp, W. K. Kwok, G. W. Crabtree, K. G. Vandervoort and J. Z. Liu, Phys. Rev. B **40**, 5263 (1989)
52. U. Welp, W. K. Kwok, G. W. Crabtree, K. G. Vandervoort and J. Z. Liu, Phys. Rev. Lett. **62**, 1908 (1989)
53. W. J. Gallagher, J. Appl. Phys. **63**, 4216 (1988)
54. W. K. Kwok, Z. L. Xiao, U. Welp, A. Rydh, V. Vlasko-Vlasov, V. Novosad et al., Physica C **412**, 347 (2001)