



Universidade Federal de São Carlos - UFSCar  
Grupo de Supercondutividade e Magnetismo - GSM  
Programa de Pós-Graduação em Física - PPGFis  
Departamento de Física - DF

Ítalo Moreira de Araújo

**Filmes finos supercondutores sob um campo magnético inhomogêneo:  
diminuição da profundidade da frente de fluxo magnético**

São Carlos, São Paulo, Brasil

2021

Ítalo Moreira de Araújo

**Filmes finos supercondutores sob um campo magnético inhomogêneo:  
diminuição da profundidade da frente de fluxo magnético**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de São Carlos, como parte das exigências para a obtenção do título de Mestre em Física.

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

**Coorientador:** Prof. Dr. Maycon Motta

São Carlos, São Paulo, Brasil

2021

Araújo, Ítalo Moreira de

Filmes finos supercondutores sob um campo magnético inhomogêneo: diminuição da profundidade da frente de fluxo magnético / Ítalo Moreira de Araújo -- 2021. 73f.

Dissertação (Mestrado) - Universidade Federal de São Carlos, campus São Carlos, São Carlos

Orientador (a): Wilson Aires Ortiz

Banca Examinadora: Wilson Aires Ortiz, Maycon Motta, Alexandre José Gualdi, Rafael Zadorosny

Bibliografia

1. Supercondutividade. 2. Corrente crítica . 3. Imageamento via magneto-ótica. I. Araújo, Ítalo Moreira de. II. Título.

Ficha catalográfica desenvolvida pela Secretaria Geral de Informática (SIn)

DADOS FORNECIDOS PELO AUTOR

Bibliotecário responsável: Ronildo Santos Prado - CRB/8 7325



# UNIVERSIDADE FEDERAL DE SÃO CARLOS

Centro de Ciências Exatas e de Tecnologia  
Programa de Pós-Graduação em Física

---

## Folha de Aprovação

---

Defesa de Dissertação de Mestrado do candidato Ítalo Moreira de Araújo, realizada em 25/03/2021.

### Comissão Julgadora:

Prof. Dr. Wilson Aires Ortiz (UFSCar)

Prof. Dr. Maycon Motta (UFSCar)

Prof. Dr. Alexandre José Gualdi (UFSCar)

Prof. Dr. Rafael Zadorosny (UNESP)

O presente trabalho foi realizado com apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (CAPES) - Código de Financiamento 001.

O Relatório de Defesa assinado pelos membros da Comissão Julgadora encontra-se arquivado junto ao Programa de Pós-Graduação em Física.

*Dedico esse trabalho aos meus familiares, em especial, aos meus pais, Itamar e Maria Alda, meus sobrinhos, René, Maria Luiza e Michele (Miguel) e minha irmã Wannessa.*

*“O que é o homem na natureza? Um nada em relação ao infinito, um tudo em relação ao nada, um ponto a meio entre nada e tudo.”*

***Pascal, Blaise***

# Sumário

<b>Agradecimentos</b>	<b>v</b>
<b>Resumo</b>	<b>xi</b>
<b>Abstract</b>	<b>xiii</b>
<b>1 Introdução</b>	<b>1</b>
<b>2 Noções Gerais sobre Supercondutividade</b>	<b>3</b>
2.1 Uma rápida passagem histórica . . . . .	3
2.2 Teoria de London . . . . .	4
2.3 Teoria de Ginzburg-Landau . . . . .	7
2.4 Classificação magnética de Supercondutores . . . . .	9
2.5 Estado crítico em supercondutores . . . . .	11
2.6 Avalanches de fluxo e modelo de instabilidades termomagnéticas . . . . .	15
2.7 Arranjos de vórtices . . . . .	17
<b>3 Materiais e Métodos</b>	<b>22</b>
3.1 Caracterização do filme de Nb . . . . .	24
3.1.1 Dispositivo empregado neste estudo . . . . .	25
<b>4 Resultados e Discussão</b>	<b>34</b>
4.1 Cálculo do campo gerado pelo anel de corrente . . . . .	34
4.2 Significado dos tons de cinza nas imagens obtidas pela técnica de imageamento magneto-ótico . . . . .	35
4.3 Como assegurar que imagens envolvidas em uma subtração estão devidamente sobrepostas . . . . .	37

4.4	Comparando perfis de penetração de fluxo magnético gerados a partir do resfriamento na presença de campos magnéticos com diferentes distribuições espaciais . . . . .	39
4.4.1	Comparação: campos inomogêneos de sentidos opostos . . . . .	39
4.4.2	Comparação: campo inomogêneo (IFC+50) versus campo homogêneo (HFC-1,5) . . . . .	41
4.4.3	Comparação invertendo o sentido dos dois campos: inomogêneo (IFC-50) versus homogêneo (HFC+1,5) . . . . .	44
4.5	Comparação dos perfis de penetração de fluxo nas situações estudadas: estado inicial com vórtices ou antivórtices, criados por campos homogêneos ou inomogêneos . . . . .	48
<b>5</b>	<b>Conclusões e Perspectivas</b>	<b>50</b>
	<b>Referências Bibliográficas</b>	<b>52</b>

# Agradecimentos

Agradeço primeiramente a Deus pelo dom da vida e por tudo que me proporcionou ao longo desses anos do Mestrado, bem como a Nossa Senhora pela intercessão junto a Ele.

Aos meus pais, Itamar e Maria Alda, por todo apoio, amor, orações e sacrifícios para chegar até aqui. A minha irmã, Wannessa, meus sobrinhos, René, Maria Luiza e Miguel, por todo carinho e ternura que também me deram forças para encarar essa etapa. A minha madrinha, Telma, pelas orações e palavras de motivação. Aos meus tios, tias, primos e primas pelo suporte.

Aos amigos e colegas do Huiós pelas partilhas, orações e convivência.

Aos Professores do GSM (Grupo de Supercondutividade e Magnetismo), particularmente Wilson Aires Ortiz e Maycon Motta, por todos os ensinamentos, conselhos e paciência ao longo desses anos. Aos colegas do Programa de Pós-Graduação em Física, em especial, Elijah, Rafael, Davi, Lincoln e Jeferson pela ajuda em diversos momentos desses anos de Mestrado e pelas discussões de questões pertinentes em Física, as quais foram imprescindíveis para o meu desenvolvimento pessoal e, conseqüentemente, a conclusão deste trabalho.

À CAPES pelo custeio da bolsa que viabilizou a execução desse trabalho, bem como o fato dela financiar o Portal de Periódicos - ferramenta que permite o acesso a uma vasta gama de revistas - além do CNPq e da FAPESP pelos financiamentos que possibilitaram a aquisição dos equipamentos e materiais utilizados.

# Lista de Figuras

2.1	Aplicação de um campo magnético $\mathbf{H}$ e a formação de correntes de blindagem numa camada $\lambda_L$ (a). Penetração característica do campo de indução num supercondutor <i>bulk</i> (b). . . . .	7
2.2	Comportamentos magnético de supercondutores (a) Tipo I e (b) Tipo II, respectivamente. Imagem adaptada de [4] . . . . .	10
2.3	Esquematização do modelo de Bean para uma placa cujas demais dimensões são muito maiores que $2w$ (a). Representação da densidade vórtices para uma tira obtida a partir do meio da placa (b). Perfil do campo magnético numa corrida ascendente em termos da posição da frente de fluxo com relação ao centro da amostra, $a$ , e do campo de penetração plena, $H_p$ , (c). Correspondente perfil da densidade de corrente crítica, $J_c$ , para o campo caso em que o campo aplicado é crescente (d). Imagem adaptada de [4, 25]	13
2.4	Esquematização do modelo de Bean para um filme fino de espessura $2w$ e que obedeça uma geometria do tipo fita longa (a). Representação dos perfis de campo magnético local para situações nas quais o campo aplicado é recente (b). Correspondentes perfis de $J_c$ para essas situações de aumento de campo (c). Imagem adaptada de [27] . . . . .	14
2.5	Diagrama esquemático do processo de disparo das avalanches de fluxo magnético. A invasão abrupta de fluxo a partir das bordas decorre de instabilidades termomagnéticas que ocorrem somente quando $D_M \gg D_T$ . Imagem adaptada de [29]. . . . .	16
2.6	Máximos locais na densidade de corrente crítica apresentados nas curvas de magnetização apenas para os campos de <i>matching</i> em temperaturas próximas à $T_c$ . Imagem adaptada de [30]. . . . .	18

2.7	Aplicação de uma transformação conforme numa região semi-anular de uma rede hexagonal (a), produzindo o arranjo conforme exibido em (b). Imagem adaptada de [38]. . . . .	19
2.8	(a) Anel circular percorrido por uma corrente, $I$ , com disco supercondutor do tipo II em seu centro com o respectivo perfil de campo no interior do material, além de um disco ferromagnético que também pode ser utilizado como fonte de campo inhomogêneo. (b) Arranjo conforme dos vórtices obtidos para as situações tratadas em (a). (c) Vista lateral das linhas de campo para o caso de um disco ferromagnético com magnetização orientada perpendicularmente ao plano do disco. Imagem adaptada de [7]. . . . .	21
3.1	Suscetibilidade ac para uma amostra de Nb com espessura nominal de 200 nm. . . . .	25
3.2	Esquematização em escala do dispositivo feito de Nb com 200 nm de espessura nominal e com detalhes de sua forma geométrica. . . . .	25
3.3	Imagem ótica do dispositivo estudado ao longo deste trabalho (a) sem <i>Garnet</i> e (b) com o <i>Garnet</i> . . . . .	26
3.4	Exemplo de montagem padrão de uma amostra no dedo-frio. . . . .	27
3.5	Convenções e terminologias utilizadas para descrever os campos magnéticos homogêneo e inhomogêneo, sentidos para as correntes aplicadas e o campo efetivo para os casos em que as correntes percorrem no sentido horário e anti-horário, respectivamente. . . . .	28
3.6	Temperatura crítica do anel obtida por medidas de resistência utilizando-se a técnica de duas pontas. . . . .	29
3.7	Resistência do sistema tomada em 2,5 K como função da medida para diferentes condições de corrente e campo aplicado. . . . .	30
3.8	Demonstração de que são diferentes as temperaturas de transição do anel e da amostra, quando o campo aplicado é nulo ( $H = 0$ ) mas há corrente (10 mA) no anel. Na primeira imagem diferencial, i.e., a terceira da esquerda para a direita, um quadrado azul foi posicionado na borda do anel como guia para os olhos. Pode-se ver no seu interior o contraste devido ao filme central. . . . .	30

3.9	Demonstração de que são diferentes as temperaturas de transição do anel e da amostra, quando o campo aplicado é de 70 Oe e o anel é percorrido por 50 mA. . . . .	31
3.10	Imagens magneto-ópticas obtidas a 7 K, com $H = 70$ Oe, que é o campo de penetração plena nessa temperatura. À esquerda e acima: imagem após procedimento ZFC; logo abaixo: variação da temperatura do termômetro com a corrente injetada no anel (veja explicação detalhada no texto principal); painéis a-d: imagens correspondentes aos pontos a-d da curva T versus i; painel à direita e abaixo: imagem diferencial (d)-(c) (explicação detalhada no texto principal). . . . .	33
4.1	Ilustração, fora de escala, da malha utilizada para calcular o campo gerado pelo anel de corrente. . . . .	34
4.2	Distribuição do campo magnético gerado pelo anel de corrente em seu interior calculada pela lei de Biot-Savart: mapa em perspectiva (a); vista superior do plano (b); magnitude do campo aplicado em função da posição ao longo de um segmento unindo os pontos centrais de arestas opostas (c). . . . .	35
4.3	Significado dos tons de cinza - escuro e claro - nas imagens obtidas por MOI e nas subtrações entre elas. . . . .	36
4.4	A subtração de duas imagens sem ajuste prévio para assegurar a correspondência dos pontos leva a um resultado que parece sugerir a existência de defeitos paralelos (a). Após o emprego da ferramenta <i>StackReg</i> , os artefatos desaparecem e a imagem efetivamente traduz a diferença que se pretende representar. . . . .	38
4.5	Subtração de duas imagens não ajustadas pelo <i>StackReg</i> em um campo aplicado de 18 Oe (a). (b) Diagrama esquemático de duas imagens idênticas representando o perfil de penetração de fluxo em um filme supercondutor quadrado. Uma das imagens foi deslocada horizontalmente, para ilustrar o surgimento de diferentes artefatos na imagem resultante da subtração de ambas. Para mais detalhes, veja o texto principal. . . . .	38
4.6	Imagens obtidas pela subtração das distribuições de fluxo de estados resfriados na presença de campos inhomogêneos gerados pelo anel, IFC+50 - IFC-50. Imagens obtidas para $T = 7$ K e mesmo campo efetivo (veja o texto principal). . . . .	40

4.7	Campo efetivo para resfriamento na presença de campo inhomogêneo gerado pelo anel (a) e homogêneo, gerado pela bobina de Helmholtz (b). . . . .	42
4.8	Imagens, tomadas a 7 K, dos estados resfriados: (a) somente corrente no anel (50 mA), sem campo externo aplicado; (b) somente campo homogêneo aplicado, sem corrente no anel. A impossibilidade de visualização do filme na imagem subtraída indica a coerência do procedimento de obtenção dos campos efetivos (veja o texto principal). As linhas vermelhas abaixo dos painéis (a) e (b) são esboços da distribuição espacial do campo efetivo através do filme. A linha amarela é apenas uma guia para os olhos, indicando a posição da aresta inferior do anel. . . . .	42
4.9	Imagens resultantes da subtração (IFC+50) - (HFC-1, 5) para campos efetivos de até 18 Oe, à temperatura de 7 K. Franjas que se caracterizam pela predominância de tons cinza claro (explicação detalhada no texto principal) indicam que a frente de fluxo das medidas IFC+50 são sistematicamente mais profundas. . . . .	43
4.10	Similar à Figura 4.9, para campos efetivos mais elevados. . . . .	44
4.11	Imagens diferenciais para diferentes faixas do campo aplicado, tomadas a 7 K após procedimento ZFC. As imagens evidenciam que, mesmo sob campo aplicado homogêneo, a frente de penetração exibe franjas que se caracterizam pela alternância de tons cinza claro (explicação detalhada no texto principal). . . . .	44
4.12	Campo efetivo para resfriamento na presença de campo inhomogêneo gerado pelo anel (a) e homogêneo, gerado pela bobina de Helmholtz (b). . . . .	45
4.13	Imagens, tomadas a 7 K, dos estados resfriados: (a) somente corrente no anel (-50 mA), sem campo externo aplicado; (b) somente campo homogêneo aplicado (+1, 5 Oe), sem corrente no anel. A impossibilidade de visualização do filme na imagem subtraída indica a coerência do procedimento de obtenção dos campos efetivos (veja discussão da Figura 4.8 no texto principal). As linhas vermelhas abaixo dos painéis (a) e (b) são esboços da distribuição espacial do campo efetivo através do filme. A linha amarela é apenas uma guia para os olhos, indicando a posição da aresta inferior do anel. . . . .	46

4.14	Imagens resultantes da subtração (IFC-50) - (HFC+1, 5) para campos efetivos de até 20 Oe, à temperatura de 7 K. Franjas que se caracterizam pela predominância de tons cinza claro (explicação detalhada no texto principal) indicam que a frente de fluxo das medidas HFC+1, 5 são sistematicamente mais profundas. . . . .	47
4.15	Similar à Figura 4.14, para campos efetivos mais elevados. . . . .	47
4.16	Comparação dos perfis de penetração de fluxo nas situações estudadas: estado inicial com vórtices ou antivórtices, criados por campos homogêneos ou inhomogêneos, e resfriamento sem campo (ZFC). As imagens foram giradas (90°, sentido horário) para facilitar a comparação visual. Para todos os painéis, $H_{ef} = 18$ Oe e $T = 7$ K. . . . .	48

# Resumo

O fenômeno da supercondutividade foi descoberto pelo cientista Heike Kamerlingh Onnes em 1911, enquanto estudava a resistividade do mercúrio quando resfriado abaixo de 4,2 K. Como previsto por Alexei Abrikosov em 1957, materiais de uma classe de supercondutores - rotulada atualmente como sendo do Tipo II - quando na presença de um campo magnético, admitem a entrada de fluxo, na forma de vórtices, mesmo estando ainda no estado supercondutor. Um problema relevante para aplicação dos supercondutores é a movimentação desses vórtices no material, que gera dissipação, levando a um aumento local de temperatura, tornando o estado supercondutor menos robusto. Uma das estratégias utilizadas para evitar esse efeito indesejado, que decorre da movimentação viscosa dos vórtices, é a inclusão artificial de centros ancoradores, os quais atuam como poços de potencial para os vórtices, dificultando sua movimentação.

Recentemente, um número apreciável de estudos vêm sendo dirigidos aos chamados arranjos conformes, que se caracterizam pela manutenção da simetria hexagonal da rede original e a introdução de um gradiente na distribuição espacial de centros de ancoramento na forma de arcos, promovendo aumentos locais na corrente crítica, especialmente em regimes de altos campos e temperaturas. Em recente estudo, conduzido a partir de simulações computacionais realizadas com base na teoria de Ginzburg-Landau, foi mostrado que mediante combinações de campos magnéticos homogêneos e inhomogêneos, é possível produzir um arranjo conforme dos vórtices mesmo em um espécime sem inclusões artificiais. Foi justamente esse estudo que inspirou a realização do trabalho aqui exposto.

Assim, com a utilização da técnica de imageamento via magneto-ótica baseada no Efeito Faraday, mapeou-se a distribuição de fluxo magnético e a profundidade de penetração da frente de fluxo na fase supercondutora do dispositivo estudado. Trata-se de um filme quadrado de Nb, circundado por uma espira, também quadrada, de Nb. O dispositivo foi litografado a partir de um filme de Nb com 200 nm de espessura. Em todos os casos aqui tratados, o campo sempre foi aplicado perpendicularmente ao plano

do dispositivo. O perfil de campo gerado pela espira supercondutora foi obtido para um *loop* de corrente por cálculo direto, usando a lei de Biot-Savart. O anel supercondutor foi devidamente caracterizado, tanto com relação à corrente aplicada quanto ao campo aplicado em uma temperatura fixa, a fim de garantir condições para que o dispositivo - i.e., o anel e o filme em seu interior - permanecessem no estado supercondutor durante os experimentos.

Realizamos então uma série de comparações da profundidade de penetração da frente de fluxo magnético usando imagens de magneto-ótica, mantendo sempre uma condição de campo efetivo igual. Usamos duas rotinas de resfriamento da amostra: uma com campo (FC, *field cooling*), que podia ser homogêneo ou inhomogêneo, e outra na ausência de campo (ZFC, *zero field cooling*). Além disso, variamos também o sentido do campo FC, mantendo sempre no mesmo sentido (positivo) o campo homogêneo que era aplicado durante os experimentos. Os resultados mostraram uma hierarquia na profundidade de penetração: a mais profunda foi a condição de campo inhomogêneo negativo, isto é, aquela em que antivórtices foram aprisionados no supercondutor durante o resfriamento. Uma profundidade sensivelmente menor foi apresentada para a condição de FC em campo homogêneo negativo; na sequência, aparece a condição de ZFC e, em seguida, está a condição de FC em campo homogêneo positivo. A configuração com menor profundidade de penetração foi aquela com campo inhomogêneo no mesmo sentido do campo aplicado.

Portanto, as interações entre os vórtices nucleados pelo aumento do campo aplicado e os vórtices ou antivórtices aprisionados durante o resfriamento do filme mostraram-se importantes em favor da repulsão vórtice-vórtice. Além disso, dentre as cinco situações de resfriamento estudadas, a condição de campo inhomogêneo é aquela em que o sistema exibe uma maior capacidade efetiva de blindagem.

**Palavras-chave:** supercondutividade, filmes finos, corrente crítica, arranjos conformes, imageamento via magneto-ótica

# Abstract

The phenomenon of superconductivity was discovered by scientist Heike Kamerlingh Onnes in 1911, while studying the resistivity of mercury when cooled below 4,2 K. As predicted by Alexei Abrikosov in 1957, materials from a class of superconductors - currently labeled as Type II - when in the presence of a magnetic field, do admit the entry of flux, in the form of vortices, even being in the superconducting state. A relevant problem for the application of superconductors is the movement of these vortices in the material, which generates dissipation and leads to a local increase in temperature, making the superconducting state less robust. One of the strategies used to avoid this unwanted effect, which results from the viscous movement of vortices, is the artificial inclusion of pinning centers, which act as potential wells for the vortices, making it difficult for them to move.

Recently, a considerable number of studies have been directed to the so-called conformal arrangements, which are characterized by the maintenance of the hexagonal symmetry of the original vortex lattice and the introduction of a gradient in the spatial distribution of pinning centers, in the form of arcs, promoting a local increase in the critical current, especially in regimes of high fields and temperatures. In a recent study, performed using computer simulations carried out based on the Ginzburg-Landau theory, it was shown that through combinations of homogeneous and inhomogeneous magnetic fields, it is possible to produce a conformal arrangement of vortices even in a specimen without artificial inclusions. It was precisely this study that inspired the work described here.

Thus, with the use of the magneto-optic imaging technique based on the Faraday Effect, the distribution of magnetic flux and the penetration depth of the flux front in the superconducting phase of the studied device was mapped. It consists of a square film of Nb, surrounded by a loop, also square, of Nb. The device was lithographed from a 200 nm thick Nb film. In all cases treated here, the applied field was always perpendicular to the plane of the device. The field profile generated by the superconducting loop was obtained by direct calculation, using the Biot-Savart Law. The superconducting ring was

properly characterized, both with respect to the applied current and the applied field at a fixed temperature, in order to guarantee conditions for the device - i.e., the ring and the film inside it - to remain in the superconducting state along the experiments.

We thus performed a series of comparisons of the penetration depth of the magnetic flux front using magneto-optic images, always maintaining an equal effective field condition. We used two sample cooling routines: one with field (FC, field cooling), which could be either homogeneous or inhomogeneous, and another in the absence of field (ZFC, zero field cooling). In addition, we also varied the sense of the FC field, always keeping in the same (positive) direction the homogeneous field that was applied during the experiments. The results showed a hierarchy in the penetration depth: the most profound was the negative inhomogeneous field condition, that is, the one in which antivortices were trapped in the superconductor during cooling. A significantly deeper penetration was presented for the condition of FC in a negative homogeneous field; in the sequence, the ZFC condition appears and then there is the positive homogeneous FC condition. The configuration with the lowest flux penetration depth was the one with inhomogeneous field in the same direction as the applied field.

Therefore, the interactions between the vortices nucleated by the increase in the applied field and the vortices or antivortices trapped during the cooling of the film proved to be important in favor of vortex-vortex repulsion. In addition, among the five different cooling situations which we have studied, the inhomogeneous field condition is one in which the system exhibits the greater effective shielding capacity.

**Keywords:** superconductivity, thin films, critical current, conformal arrays, magneto-optical imaging

# 1. Introdução

Desde a sua descoberta em 1911 por Onnes [1], o fenômeno da supercondutividade tem chamado a atenção de cientistas e engenheiros pela sua iminente aplicabilidade, uma vez que materiais nessa fase são capazes de transportar densidades de corrente sem dissipação ( $J_c$ ), bem como o fato de exibirem um comportamento diamagnético. Contudo, fatores como a temperatura de transição supercondutora ( $T_c$ ) e a densidade de corrente crítica ( $J_c$ ) dificultam suas aplicações, embora as mesmas não estejam restritas aos laboratórios, uma vez que encontramos supercondutores aplicados em: NMRs (Ressonância Magnética Nuclear), flutuadores e levitadores etc.

Assim, o estudo de diferentes abordagens que possibilitem o aumento de  $J_c$  é algo sempre desejável. Com isso em mente, o trabalho exposto nesta dissertação visa estudar os efeitos de campos magnéticos homogêneos e inhomogêneos no que tange à preparação para o estado supercondutor e, conseqüentemente, os perfis de penetração e repercussão na densidade de corrente em filmes finos supercondutores do tipo II, classe essa que foi proposta teoricamente por Abrikosov [2].

Alguns trabalhos já realizados pelo Grupo de Supercondutividade e Magnetismo (GSM) e que, de alguma forma, apresentam elementos que contribuíram com os estudos aqui presentes são: as condições limiars de campo e temperatura na qual eventos de entrada abrupta de fluxo magnético acontecem [3], a influência exercida por redes de *antidots* sobre a ocorrência das avalanches de fluxo [4], os modos de se controlar as entradas contínua e descontínua de fluxo [5], os efeitos de um gradiente nanométrico de espessura sobre  $J_c$  e outras propriedades supercondutoras [6].

Além disso, o trabalho de Menezes *et al.* publicado em 2019 [7], onde se mostrou a partir de simulações computacionais que, uma possível estratégia para se aumentar a magnitude de  $J_c$  é a combinação de campos magnéticos homogêneos e inhomogêneos, serviu como fonte de inspiração e motivação para o estudo aqui apresentado.

Para o desenvolvimento desta dissertação foi empregada a técnica de Imageamento por

Magneto-ótica baseada no efeito Faraday (MOI), a qual permite acompanhar em tempo real as penetrações de fluxo magnético e, assim, identificar se a posição da frente de fluxo para diferentes rotinas de preparação está de acordo com regimes de penetração descritos pelos modelos de estado crítico, cuja comparação nos permite dizer se, de fato, houve aumento na densidade de corrente crítica, tema que é abordado nos aspectos gerais do fenômeno de Supercondutividade no *Capítulo 2*. Ao longo do *Capítulo 3* são apresentadas informações acerca da produção, caracterização magnética e elétrica do dispositivo de Nb com 200 nm de espessura, que foi utilizado nestes estudos, bem como maiores detalhes sobre as estações experimentais disponíveis e utilizadas no Grupo de Supercondutividade e Magnetismo da UFSCar. Os resultados das medições experimentais, do programa construído em Fortran para auxiliar na comparação com os perfis de campo e as discussões aos mesmos associadas, são revelados no *Capítulo 4*. Por fim, o *Capítulo 5* sintetiza os resultados e as perspectivas para a continuação desse estudo com filmes finos supercondutores.

# 2. Noções Gerais sobre Supercondutividade

## 2.1 Uma rápida passagem histórica

O físico holandês Heike Kamerling Onnes [1], em 1911, observou na Universidade de Leiden, enquanto estudava a resistividade do mercúrio em regimes de baixas temperaturas, uma abrupta redução até a nulidade na resistividade ( $\rho$ ) desse elemento para uma temperatura de 4,2 K, a qual recebe o nome de temperatura crítica,  $T_c$ . Essa observação marcou o descobrimento do fenômeno de supercondutividade.

No ano de 1933, Walter Meissner e Robert Ochsenfeld descobriram outra característica notória nos materiais supercondutores ao submeterem cilindros neste estado a campos magnéticos e notaram que os mesmos exibiam como resposta o ato de expelir campos magnéticos, sendo, portanto, diamagnetos perfeitos, num fenômeno que recebe o nome de Efeito Meissner [8]. Entretanto, a descrição teórica desse fenômeno foi apresentada pelos irmãos London [9], num trabalho publicado em 1935, tendo como base o modelo de dois fluidos de Gorter e Casimir, no qual se considera duas classes distintas de elétrons - normais e supercondutores [10, 11, 12]. Os irmãos London mostraram que o campo de indução magnética,  $\mathbf{B}$ , decresce exponencialmente com um comprimento característico,  $\lambda_L$ , o qual é chamado profundidade de penetração de London e está associado às correntes de blindagem, que produzem uma magnetização de magnitude igual à do campo aplicado, porém de sentido oposto.

Trabalhos reportando campos extremamente elevados em supercondutores foram publicados nos anos 50 [13, 14]. V. Ginzburg e L. Landau [15], sob esse contexto, propuseram uma nova teoria fenomenológica para a supercondutividade, tendo como base a Teoria de Landau para transições de fase [16] de segunda ordem. Essa nova teoria fenomenológica propõe uma expressão para a energia livre. Desse modo, minimizando a densidade

de energia livre com relação ao parâmetro de ordem e ao potencial vetor,  $\psi(\mathbf{r})$  e  $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ , respectivamente, obtiveram duas equações acopladas, uma que permite determinar a variação espacial do parâmetro de ordem, tendo como escala espacial o comprimento de coerência,  $\xi$ , o qual informa a extensão da densidade de probabilidade dos chamados pares de Cooper, e outra a densidade de corrente supercondutora,  $J_s$ . Um dos triunfos dessa teoria é justamente a classificação dos supercondutores em duas classes distintas no que diz respeito à resposta mediante campos magnéticos, denominadas tipos I e II, conforme mostrou Abrikosov [2].

Também durante os anos 50, foi reportado na literatura científica que a temperatura de transição de isótopos varia proporcionalmente com o inverso da raiz quadrada da massa atômica do isótopo, i.e,  $T_c \propto 1/\sqrt{M}$ , com  $M$  sendo a massa atômica isotópica [12, 17, 18]. O efeito isotópico, então, sugere a influência microscópica sobre o fenômeno de supercondutividade [19]. Assim, uma teoria capaz de descrever a supercondutividade em metais deve incluir as interações envolvendo elétrons e a rede cristalina, o que é espantoso, uma vez que na fase resistiva essas interações levam ao aumento na resistência elétrica. A teoria BCS proposta por J. Bardeen, L. Cooper e R. Schrieffer [20], em 1957, considera a natureza microscópica do fenômeno e tem como ideia chave a interação atrativa entre elétrons, a qual é mediada pelos fônons da rede cristalina, nas proximidades da superfície de Fermi e que dá origem aos pares de Cooper, os quais consistem de pares eletrônicos de momentos e spins contrários.

## 2.2 Teoria de London

A descrição fenomenológica proposta pelos irmãos London [9], alicerçada no modelo de dois fluidos de Gorter e Casimir [10], divide os elétrons em duas classes distintas - normais e supercondutores - os primeiros fluem sujeitos ao arrasto e, portanto, sob influência de processos de espalhamento. Os últimos, por outro lado, fluem sem experienciar quaisquer efeitos oriundos de espalhamentos, sendo responsáveis pelas propriedades exibidas pelos supercondutores. Desse modo, em temperaturas abaixo de  $T_c$ , os elétrons de condução,  $n$ , consistem da soma dos elétrons normais e dos supercondutores, representados, respectivamente, por  $n_n$  e  $n_s$ . Dois casos particulares serão destacados aqui, a saber: limite de  $T \rightarrow T_c$ , onde a densidade de elétrons supercondutores  $n_s \rightarrow 0$  e limite de  $T \rightarrow 0$ , no qual todos os elétrons se comportam como superelétrons ( $n_s \rightarrow 1$ ). Considerando apenas esses últimos como responsáveis pela supercondutividade, notando que os superelétrons corres-

pondem aos pares de Cooper, para os quais  $e^* = 2e$ ,  $m^* = 2m_e$ , e aplicando o modelo de Drude, podemos escrever a primeira equação de London,

$$\mathbf{E} = \frac{m^*}{n_s e^{*2}} \frac{\partial \mathbf{J}_s}{\partial t}, \quad (2.1)$$

para a qual  $\mathbf{E}$  é o vetor campo elétrico e  $\mathbf{J}_s$  é a densidade de supercorrente, a qual pode ser escrita em função da densidade de superelétrons,  $n_s$ , da velocidade com que eles se movem,  $\mathbf{v}_s$ , e da carga efetiva do par,  $e^*$ , como sendo:

$$\mathbf{J}_s = n_s e^* \mathbf{v}_s. \quad (2.2)$$

Uma breve inspeção visual da Equação 2.1 nos permite inferir que, em situações de equilíbrio estável, a densidade de corrente é constante no tempo, em outras palavras,  $\left(\frac{\partial \mathbf{J}_s}{\partial t} = \mathbf{0}\right)$ , o que conseqüentemente leva a nulidade de  $\mathbf{E}$  no mar supercondutor. O estabelecimento de uma conexão entre a Equação 2.1 com as equações de Maxwell, nos permite escrever a Equação 2.3 em termos da permeabilidade magnética do espaço livre,  $\mu_0$ , e do campo  $\mathbf{B}$ :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) + \frac{\mu_0 n_s e^{*2}}{m^*} \mathbf{B} \right) = \mathbf{0}, \quad (2.3)$$

De posse da identidade vetorial  $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{B}) - \nabla^2 \mathbf{B}$ , podemos reescrever a Equação 2.3 da seguinte forma:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[ (\nabla(\nabla \cdot \mathbf{B}) - \nabla^2 \mathbf{B}) + \frac{\mu_0 n_s e^{*2}}{m^*} \mathbf{B} \right] = \mathbf{0}. \quad (2.4)$$

O termo envolvendo  $\nabla \cdot \mathbf{B}$  é nulo, uma vez que não foram detectados monopolos magnéticos no espaço real. Por outro lado, campos de indução magnética variáveis no tempo induzem campos elétricos não conservativos. Dessa forma, os irmãos London restringiram a Equação 2.4 apenas para casos nos quais essas variações sejam extremamente sutis, que representam o estado Meissner, de modo que o sistema esteja no regime quase-estático. O termo  $\frac{\mu_0 n_s e^{*2}}{m^*}$  possui unidades de inverso do comprimento ao quadrado e a raiz quadrada de seu inverso recebe o nome de profundidade de penetração de London,  $\lambda_L$ , que fornece a distância penetrada de campo medida a partir da superfície do material. Assim, podemos escrever a segunda Equação de London, que nos permite determinar pontualmente o valor

de  $\mathbf{B}$  para o material em termos de  $\lambda_L$ :

$$\nabla^2 \mathbf{B} = \frac{1}{\lambda_L^2} \mathbf{B}. \quad (2.5)$$

Consideremos o caso particular no qual temos um supercondutor semi-infinito localizado na porção positiva do eixo  $x$ , de modo que o laplaciano seja simplificado para:

$$\frac{d^2 B}{dx^2} = \frac{B}{\lambda_L^2}. \quad (2.6)$$

A Equação 2.6 apresenta duas soluções, a trivial, na qual  $B = 0$  e outra em que o campo decresce exponencialmente com o fator  $\lambda_L$ , até desaparecer completamente na parte central do espécime, conforme descrito no efeito Meissner. De modo análogo à Equação 2.5, podemos escrever agora uma expressão para a densidade de corrente supercondutora,  $\mathbf{J}_s$ , em termos de  $\lambda_L$ :

$$\nabla^2 \mathbf{J}_s = \frac{1}{\lambda_L^2} \mathbf{J}_s. \quad (2.7)$$

A Equação 2.7 possui um significado físico muito importante para a compreensão do efeito Meissner em supercondutores do tipo *bulk*, por relacionar este efeito que se caracteriza pela exclusão total das linhas do campo de indução magnética com o surgimento das correntes de blindagem,  $\mathbf{J}_s$ , as quais ficam restritas a circular ao longo da distância  $\lambda_L$ , produzindo uma magnetização contrária, mas de mesma magnitude do campo externo aplicado, i.e,  $\mathbf{M} = -\mathbf{H}$ .

O painel (a) da Figura 2.1 esquematiza a aplicação de um campo magnético  $\mathbf{H}$  paralelo ao eixo de um cilindro na fase supercondutora e o aparecimento das correntes de blindagem  $\mathbf{J}_s$  que circundam o cilindro no sentido indicado de modo a garantir que o campo de indução se anule em seu interior. Essas correntes de blindagem atuam numa camada típica  $\lambda_L$ , gerando uma magnetização de mesma magnitude, mas que se opõe ao campo aplicado.

No painel (b) da Figura 2.1 é apresentado um esboço do decréscimo exponencial do campo de indução  $B$  num supercondutor volumétrico submetido a um campo magnético  $\mathbf{H}$ . A imagem ainda indica que na fase Meissner plena o valor da susceptibilidade magnética,  $\chi = M/H$  é -1, revelando um comportamento diamagnético perfeito.

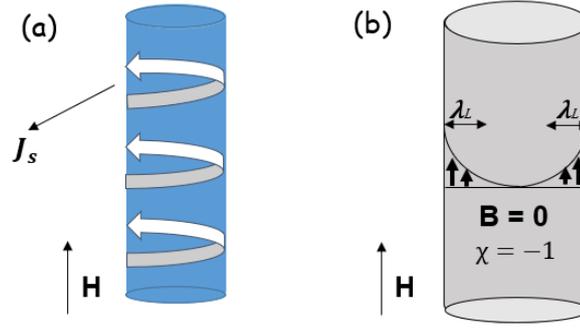


Figura 2.1: Aplicação de um campo magnético  $\mathbf{H}$  e a formação de correntes de blindagem numa camada  $\lambda_L$  (a). Penetração característica do campo de indução num supercondutor *bulk* (b).

## 2.3 Teoria de Ginzburg-Landau

Baseados na já existente teoria para descrição das transições de fase de segunda ordem proposta por Landau [16], V. Ginzburg e L. Landau [15] desenvolveram uma teoria fenomenológica para a descrição do fenômeno de supercondutividade pautada na existência de uma grandeza chamada parâmetro de ordem,  $\psi(\mathbf{r})$ , que é não nulo apenas para temperaturas menores ou iguais à  $T_c$ . Para o fenômeno de supercondutividade, definimos o parâmetro de ordem em termos de um fator de fase,  $\phi(\mathbf{r})$ , como sendo:

$$\psi(\mathbf{r}) = |\psi(\mathbf{r})| e^{-i\phi(\mathbf{r})}. \quad (2.8)$$

A fração de superelétrons,  $n_s$ , pode ser conectada ao parâmetro de ordem,  $\psi(\mathbf{r})$ , por meio da Equação:

$$n_s = |\psi(\mathbf{r})|^2. \quad (2.9)$$

A pequenez de  $\psi(\mathbf{r})$  nas proximidades de  $T_c$ , nos permite realizar uma expansão em série de potências do parâmetro de ordem, de modo que apenas os termos pares são diferentes de zero. Isso é resultado do equilíbrio de grandes flutuações e da simetria de inversão espacial, que conduzem aos menores valores possíveis da densidade de energia livre de Gibbs [16, 21]. Assim, podemos escrever a densidade de energia livre de Gibbs na fase supercondutora em termos do campo aplicado  $\mathbf{B}$ , da constante de Planck reduzida,  $\hbar$ , e de duas constantes decorrentes da fenomenologia intrínseca à supercondutividade,  $a = a_0(T - T_c)$ , com  $a_0$  positivo, e  $b$ , que também é maior que zero, como segue:

$$G_s = G_n + a |\psi|^2 + \frac{b}{2} |\psi|^4 + \frac{1}{2m^*} |(-i\hbar\nabla + e^* \mathbf{A}) \psi|^2 + \frac{\mathbf{B}^2}{2\mu_0}. \quad (2.10)$$

Na Equação 2.10, escrevemos a densidade de energia de Gibbs no estado superconductor,  $G_s$ , e a relacionamos com: a densidade de energia livre na fase normal,  $G_n$ , os termos da fenomenologia,  $a$  e  $b$ , a energia cinética associada aos portadores de supercondutividade,  $\frac{1}{2m^*} |(-i\hbar\nabla + e^* \mathbf{A}) \psi|^2$ , e a densidade de energia magnética relacionada com o campo  $\mathbf{B}$ . Sabendo que as energias livres admitem mínimos, podemos minimizar a Equação 2.10 com relação ao parâmetro de ordem  $\psi(\mathbf{r})$  e ao potencial vetor  $\mathbf{A}$  de modo a obter um par de equações acopladas, que recebem o nome de equações de Ginzburg-Landau, as quais nos permitem determinar a variação espacial de  $\psi(\mathbf{r})$  e a distribuição de correntes, respectivamente:

$$a\psi + b|\psi|^2\psi + \frac{1}{2m^*} (-i\hbar\nabla + e^* \mathbf{A})^2 \psi = 0. \quad (2.11a)$$

$$\mathbf{J}_s = -\frac{ie^*\hbar}{2m^*} [\psi^* \nabla \psi - \psi \nabla \psi^*] - \frac{e^{*2}}{m^*} |\psi|^2 \mathbf{A}. \quad (2.11b)$$

As Equações 2.11 sujeitas à condições de contorno homogêneas, revelam dois casos especiais quando o campo externo está desligado, i.e,  $\mathbf{A} = \mathbf{0}$ . A primeira, na qual  $\psi(\mathbf{r}) = 0$ , corresponde a solução trivial, que diz respeito à não existência de estados eletrônicos supercondutores, estando o material na fase normal. Por outro lado, a segunda, válida para situações nas quais os efeitos superficiais são desprezíveis, revela um material superconductor na fase Meissner, para o qual o parâmetro de ordem muito distante da superfície é representado por  $\psi_\infty$ , sendo definido como:  $|\psi_\infty|^2 = |a|/b$ , uma vez que as instruções do operador  $\nabla$  atuando em  $\psi(\mathbf{r})$  são nulas na porção central do superconductor, pois a variação espacial do parâmetro de ordem dentro dessa região é aproximadamente zero [22].

O caso em que a Equação 2.11a representa um superconductor semi-infinito para  $x$  positivo, sem campo externo aplicado e satisfazendo à condições de contorno que revelam estar na vizinhança da superfície, nos permite reescrever tal equação a partir de uma função  $g = \psi/\psi_\infty$ . Desse modo, podemos escrever a seguinte equação

$$\frac{\hbar^2}{2m^* |a|} \nabla^2 g + g(1 - g^2) = 0, \quad (2.12)$$

observando que o termo

$$\xi = \sqrt{\frac{\hbar^2}{2m^* |a|}}, \quad (2.13)$$

possui unidade de comprimento, recebendo o nome de comprimento de coerência, o qual especifica as variações espaciais de  $\psi(\mathbf{r})$  e, conseqüentemente, a extensão típica de um par de Cooper.

Um dos triunfos dessa teoria é justamente a capacidade de descrever a existência de dois tipos de supercondutores no que diz respeito às suas respostas mediante a aplicação de campos magnéticos, conforme mostrara Abrikosov em trabalho publicado no ano de 1957 [2].

## 2.4 Classificação magnética de Supercondutores

A depender do comportamento de um espécime supercondutor quando submetido a um campo magnético aplicado, podemos dividi-los em dois grupos distintos, que recebem o nome de tipos I e II. Dizemos que um supercondutor é do tipo I quando ele exhibe como característica a existência de um único valor de campo magnético crítico,  $H_c$ , acima do qual o material sofre uma transição de fase para o estado normal, i.e, um tipo I apresenta exclusivamente a fase Meissner, na qual o espécime é dotado da capacidade de expelir completamente o fluxo magnético de seu interior.

Em contrapartida, num tipo II existem pelo menos dois campos magnéticos críticos,  $H_{c1}$  e  $H_{c2}$ , respectivamente. Abaixo de  $H_{c1}$ , o material comporta-se como um tipo I, exibindo a fase Meissner. Entretanto, para valores de campo aplicado superiores ao campo crítico inferior e menores que o superior, i.e,  $H_{c1} < H < H_{c2}$ , o material se encontra num regime que admite a entrada parcial de fluxo magnético, agora quantizado e sob a forma de vórtices, que consistem de regiões cilíndricas circundadas por supercorrentes.

A nucleação desses entes surge como fruto de uma situação energeticamente favorável, na qual o material permite o surgimento de interface da fase normal em meio ao mar supercondutor, conforme mostrou Abrikosov [2]. Dessa forma, há uma espécie de relaxação na robustez da fase Meissner plena, a qual dá lugar a uma fase mais complexa caracterizada pela expulsão incompleta de fluxo magnético. Entretanto, quando  $H > H_{c2}$  a amostra deixa totalmente a fase supercondutora e, conseqüentemente, entra na fase normal. Para a região supercondutora longe das bordas, ou seja, sem levar em conta as correntes de blindagem, podemos escrever que o fluxo magnético é quantizado como:

$$\phi = \frac{\hbar}{e^*} 2\pi n = n\phi_0, \quad (2.14)$$

em que  $\phi_0$  é o quantum de fluxo no supercondutor.

O parâmetro  $\kappa$  definido na Equação 2.15 permite identificar a partir da razão entre os dois comprimentos fundamentais do fenômeno de supercondutividade,  $\lambda_L$  e  $\xi$ , respectivamente, quando um supercondutor se comportará como tipo I ou II. Dizemos então que, um supercondutor será do tipo I caso  $\kappa < \sqrt{2}/2$ , enquanto o tipo II ocorrerá se  $\kappa > \sqrt{2}/2$ .

$$\kappa = \frac{\lambda_L}{\xi}. \quad (2.15)$$

Os painéis (a) e (b) da Figura 2.2 esquematizam a resposta magnética em supercondutores dos tipos I e II, respectivamente. Conforme nos mostra o painel (a) da Figura 2.2, um supercondutor tipo I apresenta uma resposta magnética caracterizada por impingir uma magnetização de mesma intensidade, mas orientada em sentido contrário ao campo aplicado, perdurando até que o mesmo exceda o valor de  $H_c$ .

Todavia, em supercondutores do tipo II, o diagrama de fases é mais complexo, contendo ao menos duas regiões supercondutoras - uma que se apresenta como um tipo I, sendo capaz, portanto, de expelir plenamente o fluxo de seu interior - e, outra, onde permite a coexistência das fases normal e supercondutora, a partir da nucleação de vórtices quando o campo aplicado situa-se entre os limites inferior e superior de campo magnético comportado pela amostra, transicionando para a fase normal tão logo o valor máximo de campo admitido pelo espécime seja superado, como sintetizado no painel (b) da Figura 2.2.

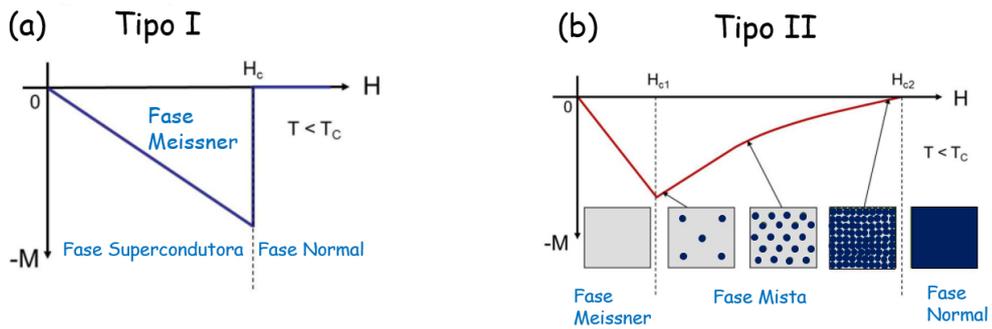


Figura 2.2: Comportamentos magnético de supercondutores (a) Tipo I e (b) Tipo II, respectivamente. Imagem adaptada de [4]

## 2.5 Estado crítico em supercondutores

Curvas de histerese magnética em supercondutores do tipo II revelam a irreversibilidade de algumas das propriedades supercondutoras. Na compreensão e descrição dos resultados experimentais envolvendo histereses em supercondutores são empregados modelos simplificadores, que são chamados de modelos de estado crítico, os quais se baseiam nas constatações experimentais de que em regimes de baixas correntes e/ou campos, ambos ficam restritos às regiões periféricas das amostras, limitados a circularem numa camada delimitada por  $\lambda_L$  [22].

A interação de uma densidade de corrente,  $\mathbf{J}$ , com um campo de indução magnética  $\mathbf{B}$  numa região na qual a corrente flui, dá origem a uma força de Lorentz por unidade de volume,  $\mathbf{F}_L = \mathbf{J} \times \mathbf{B}$ . Como no interior de um supercondutor,  $B = n\phi_0$ , essa força atua sobre os vórtices propiciando sua movimentação viscosa no material. Contudo, na iminência desse movimento, os vórtices sentirão uma força essencialmente reativa, i.e, uma força que atue sobre eles tão logo seu movimento esteja prestes a ocorrer, que recebe o nome de força de *pinning*,  $\mathbf{F}_P$ , e que está atrelada a regiões no material supercondutor marcadas pelo empobrecimento ou a supressão de suas propriedades, tais como defeitos ou inhomogeneidades na matriz supercondutora. A magnitude da corrente crítica,  $I_c$ , é obtida a partir do máximo valor alcançado pela capacidade de ancoramento, o qual define a maior corrente que o supercondutor é capaz de entregar sem dissipação por efeito Joule. O estado metaestável marcado pela circulação de correntes periféricas para blindar o interior do material supercondutor contra a penetração de campo magnético, surge como consequência de um delicado balanço entre a força de Lorentz, cujo efeito é facilitar a movimentação dos vórtices, e o ancoramento devido os potenciais de *pinning*.

O modelo de Bean para o estado crítico em supercondutores do tipo *bulk* [23, 24], se destaca dentre os demais já abordados na literatura pela sua notória aplicabilidade. Nesse modelo, assume-se que  $J_c$  para certa temperatura fixa, é constante e independe do campo magnético local, sendo, portanto, uma hipótese inegavelmente simplificadora. Como característica intrínseca à todos os modelos de estado crítico, está a rejeição da fase Meissner, uma vez que o problema considerado ocorre apenas para valores de campo superiores a  $H_{c1}$ , de modo que sua figura central - o vórtice - já esteja instalado no interior do espécime. A relação local que o campo de indução magnética e a densidade de corrente

satisfazem é dada pela seguinte equação:

$$\nabla \times \mathbf{B}(\mathbf{r}) = \mu_0 \mathbf{J}(\mathbf{r}). \quad (2.16)$$

Para materiais supercondutores que possam ser tratados como placas infinitamente longas, cujas dimensões nos eixos  $z$  e  $y$  sejam muito maiores que a largura,  $2w$ , podemos aplicar a geometria paralela. Para efeito de discussão, considere que o campo magnético aplicado  $H$  está orientado ao longo do eixo  $z$ , conforme o painel (a) da Figura 2.3. Nessa configuração os efeitos de desmagnetização podem ser ignorados. Assim, a Equação 2.16 pode ser escrita como:

$$J_y = \frac{\partial H_z}{\partial x}. \quad (2.17)$$

O painel (b) da Figura 2.3, por outro lado, apresenta o perfil da densidade de vórtices medida a partir da borda da amostra, o qual decresce linearmente. Para uma corrida de aplicação de campo magnético crescente a partir do zero, podemos escrever o valor do campo de indução em termos da distância da frente de fluxo medida a partir do centro da amostra,  $a$ , como sendo:

$$B_z(x) = \begin{cases} 0, & |x| < a \\ \mu_0 (|x| - a) J_c, & a \leq |x| \leq w \\ \mu_0 H, & |x| > w \end{cases} \quad (2.18)$$

Já a densidade de corrente nessa configuração só pode assumir dois valores,  $J_c$ , onde há campo penetrado, e zero, caso contrário. Assim, podemos escrever:

$$J_y(x) = \begin{cases} 0, & |x| \leq a \\ J_c, & a < |x| \leq w \end{cases} \quad (2.19)$$

A densidade de corrente crítica relaciona-se o campo de penetração plena,  $H_p$ , e a semi-largura da amostra,  $w$ , para essa configuração através da equação:

$$J_c = \frac{H_p}{w}. \quad (2.20)$$

Na Figura 2.3 é esquematizado o modelo de Bean para essa configuração, incluindo uma ilustração indicando como o campo é aplicado com relação a amostra, além de abordar a sua geometria, a densidade de vórtices e os perfis do campo magnético  $H$  e de  $J_c$ .

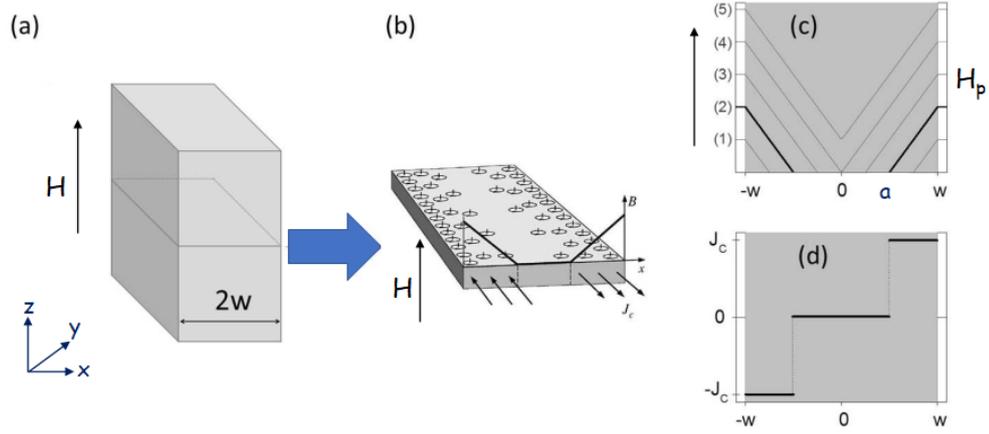


Figura 2.3: Esquemática do modelo de Bean para uma placa cujas demais dimensões são muito maiores que  $2w$  (a). Representação da densidade vórtices para uma tira obtida a partir do meio da placa (b). Perfil do campo magnético numa corrida ascendente em termos da posição da frente de fluxo com relação ao centro da amostra,  $a$ , e do campo de penetração plena,  $H_p$ , (c). Correspondente perfil da densidade de corrente crítica,  $J_c$ , para o caso em que o campo aplicado é crescente (d). Imagem adaptada de [4, 25]

Todavia, esse panorama muda substancialmente quando trabalhamos com materiais supercondutores que sejam filmes finos, pois a redução das dimensões têm como repercussão diferentes regimes de distribuição de correntes e campos no interior do espécime, como consequência daqueles outrora negligenciáveis efeitos de desmagnetização. A matéria de vórtices, então, passa a exibir propriedades distintas daquelas anteriormente observadas para materiais *bulk*, se considerarmos que na razão entre a espessura,  $d$ , e o comprimento de penetração de London, em que  $d$  seja muito maior que  $\lambda_L$ . J. Pearl [26] mostrou que, para uma lâmina de corrente na aproximação de  $\kappa \gg 1$ , a densidade de corrente laminar,  $\mathbf{j} = \mathbf{J}(x, y)\delta(z)$ , pode escrita em termos de um parâmetro efetivo de penetração,  $\Lambda$ , definido como:

$$\Lambda(T) \approx \frac{2 [\lambda_L(T)]^2}{d}, \quad (2.21)$$

e, conseqüentemente, temos para a densidade de corrente laminar em termos do potencial vetor:

$$\mathbf{j} = -\frac{\mathbf{A}\delta(z)}{\mu_0\Lambda} \quad (2.22)$$

Esses efeitos de desmagnetização repercutem na resposta magnética das amostras fazendo com que as linhas do campo magnético aplicado se encurvem ao redor do filme, o que leva ao aparecimento de componentes planares amplificando localmente o valor do campo nas bordas do espécime. O painel (a) da Figura 2.4 esquematiza como se comportam as linhas de campo em torno das bordas da amostra, enquanto o painel (b) revela a

amplificação local do campo magnético na vizinhança das bordas e o seu decréscimo gradual a partir das regiões periféricas do espécime e no interior do filme. Por fim, o painel (c) da Figura 2.4, esboça o perfil da densidade de corrente crítica para 4 diferentes rotinas crescentes de campo aplicado.

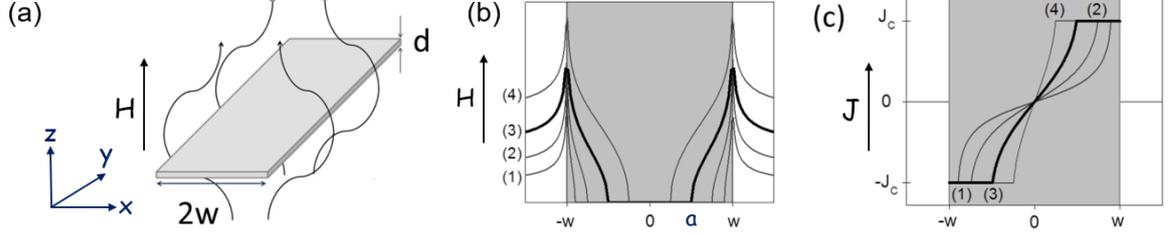


Figura 2.4: Esquemática do modelo de Bean para um filme fino de espessura  $2w$  e que obedeça uma geometria do tipo fita longa (a). Representação dos perfis de campo magnético local para situações nas quais o campo aplicado é recente (b). Correspondentes perfis de  $J_c$  para essas situações de aumento de campo (c). Imagem adaptada de [27]

As Equações 2.23 e 2.24 determinam os perfis do campo de indução  $B_z(x)$  e de  $J_c$ , respectivamente, para uma geometria do tipo fita num filme fino supercondutor,

$$B_z(x) = \begin{cases} 0, & |x| < a \\ \mu_0 H_g \tanh^{-1} \left( \frac{w}{|x|} \left( \frac{x^2 - a^2}{w^2 - a^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right), & a < |x| < w \\ \mu_0 H_g \tanh^{-1} \left( \frac{|x|}{w} \left( \frac{w^2 - a^2}{x^2 - a^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right), & |x| > w \end{cases} \quad (2.23)$$

e,

$$J_y(x) = \begin{cases} J_c \frac{x}{|x|}, & a < |x| < w \\ 2 \frac{J_c}{\pi} \tan^{-1} \left( \frac{x}{w} \left( \frac{w^2 - a^2}{a^2 - x^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right), & |x| < a \end{cases} \quad (2.24)$$

Definindo-se o campo característico,  $H_g$ , para essa geometria particular como sendo:

$$H_g = \frac{J_c d}{\pi}, \quad (2.25)$$

podemos escrever a posição da frente de fluxo medida com relação ao centro da amostra do seguinte modo:

$$a = \frac{w}{\cosh \left( \frac{H}{H_g} \right)}. \quad (2.26)$$

## 2.6 Avalanches de fluxo e modelo de instabilidades termomagnéticas

De Gennes [28] em seu livro publicado em 1965, estabeleceu uma correlação entre uma pilha de areia e os modelos de estado crítico empregados na determinação da densidade de corrente crítica em supercondutores. Nessa obra, ele definiu o valor crítico do ângulo da pilha de areia como sendo o ângulo de repouso, acima do qual ocorrerá desmoronamento, o que para os propósitos aqui apresentados consistem das avalanches de fluxo, essas que cessam tão logo seja restabelecido o estado crítico. Ao aumentarmos suavemente o campo magnético aplicado acabamos propiciando a movimentação dos vórtices, levando o supercondutor a responder com flutuações na densidade de corrente para que o estado crítico seja mantido [29].

São datadas de meados dos anos 50, as primeiras observações da classe de eventos que ocorrem abruptamente e que chamamos de avalanches de fluxo, as quais são inoportunas sob a ótica das aplicações. Em regimes de baixos campos e baixas temperaturas sua morfologia costuma ser constituída por estruturas ramificadas, formando um padrão que recebe o nome de dendrítico na literatura especializada [4].

Uma descrição plausível sobre quando acontecerá o disparo das avalanches de fluxo nos é dada pelo modelo das instabilidades termomagnéticas, a qual considera o calor gerado pela movimentação viscosa dos vórtices como responsável pelo aumento local de temperatura, dando ensejo ao surgimento de instabilidades termomagnéticas, essas que induzem o disparo das avalanches de fluxo.

Dois são os regimes nos quais o fluxo magnético pode penetrar a amostra, suave ou abrupto, esses que dependerão da importância relativa sintetizada pela relação entre as difusividades magnética e térmica,  $D_M$  e  $D_T$ . Desse modo, o modelo correlaciona a eficiência na difusão de calor com a rapidez segundo a qual os vórtices se movimentam. A razão entre as difusividades térmica e magnética é expressada matematicamente no parâmetro  $\tau$ , que é definido em termos da permeabilidade magnética do vácuo,  $\mu_0$ , condutividade térmica,  $\kappa_0$ , condutividade elétrica,  $\sigma$ , e do calor específico do material em forma volumétrica,  $c$ , da seguinte forma:

$$\tau = \frac{D_T}{D_M} = \mu_0 \frac{\kappa_0 \sigma}{c}. \quad (2.27)$$

O sistema terá tempo suficiente para assimilar o calor gerado pelo movimento dos vórtices quando a difusividade térmica for maior do que a magnética, o que resultará no estabelecimento de penetração suave, a qual é marcada pela manutenção da estabilidade do sistema. Se, por outro lado, a difusividade magnética for maior do que a térmica, o sistema não terá capacidade para assimilar esse calor, resultando num processo quase-adiabático, o qual origina as flutuações termomagnéticas que culminam com o disparo das avalanches de fluxo. A Figura 2.5 sintetiza o ciclo representativo para o processo do disparo das avalanches de fluxo.

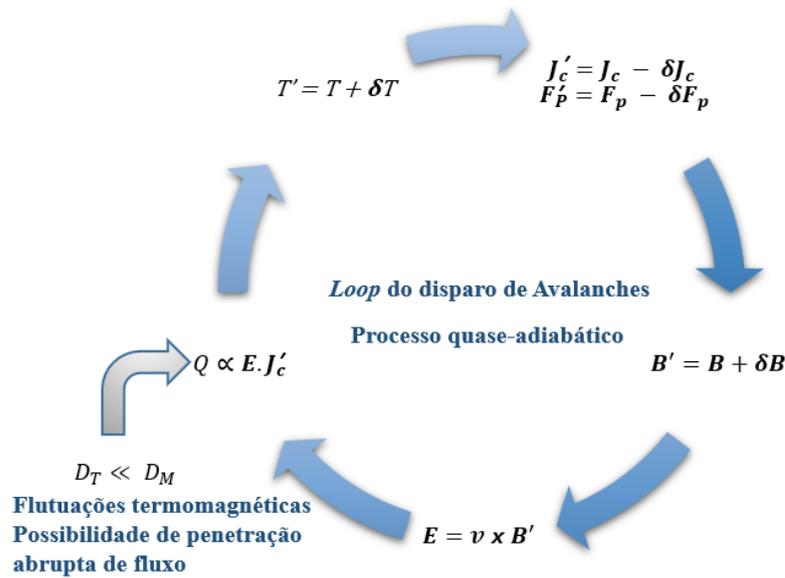


Figura 2.5: Diagrama esquemático do processo de disparo das avalanches de fluxo magnético. A invasão abrupta de fluxo a partir das bordas decorre de instabilidades termomagnéticas que ocorrem somente quando  $D_M \gg D_T$ . Imagem adaptada de [29].

A temperatura  $T$  aumenta localmente por uma quantidade infinitesimal  $\delta T$ , como consequência da entrada abrupta de fluxo, reduzindo a densidade de corrente crítica por uma quantidade  $\delta J_c$ . Uma porção maior de fluxo magnético penetra a amostra como consequência da redução da magnitude da densidade de corrente crítica, o que, pela lei de Faraday, origina um campo elétrico não conservativo  $\mathbf{E}$ . Nisso, mais calor é gerado, o que novamente eleva ainda mais localmente a temperatura, desencadeando nova redução na densidade de corrente e na capacidade de *pinning*. Consequentemente, ocorre o estabelecimento de um ciclo de realimentação num processo quase-adiabático, uma vez que o supercondutor não teve tempo hábil para assimilar o calor gerado pela movimentação viscosa dos vórtices.

## 2.7 Arranjos de vórtices

Quando aplicamos um campo magnético num supercondutor do tipo II cuja magnitude é maior do que  $H_{c1}$ , vórtices nucleiam e penetram no espécime a partir das bordas, com a possibilidade de formar arranjos dotados de ordenamento de longo alcance e periodicidade. Todavia, distorções nos arranjos e a perda do ordenamento de longo alcance podem ocorrer como consequência da presença de inhomogeneidades e/ou defeitos, os quais causam supressão das propriedades supercondutoras, embora também atuem como poços de potencial atrativo, ancorando os vórtices [4]. Dizemos que o *pinning* é intrínseco quando os defeitos inerentes ao material são os responsáveis pelo ancoramento dos vórtices.

Há, por outro lado, a possibilidade de se performar inclusões artificiais de defeitos, pois elas otimizam a capacidade de *pinning* e, conseqüentemente, expandem as aplicabilidades dos dispositivos baseados em supercondutores. Entretanto, uma vez atingida a saturação na capacidade de ancorar os vórtices, novas linhas de fluxo magnético quantizado tenderão a se acomodar nos sítios intersticiais, exibindo maior mobilidade que aqueles capturados pelos centros ancoradores, pois estão sob a ação de forças de *pinning* menos intensas.

Numa primeira abordagem para se alcançar aumentos apreciáveis no valor da corrente crítica, foram introduzidos arranjos de sítios ancoradores dispostos periodicamente ao longo do material, de forma a propiciar o aparecimento dos efeitos de comensurabilidade, os quais ocorrem quando há compatibilidade entre as constantes de rede dos centros ancoradores e do arranjo de vórtices, acarretando num máximo local na capacidade de *pinning* o que, conseqüentemente, produz um aumento na densidade de corrente crítica [30]. Damos o nome de campos de *matching* para os valores de campo magnético nos quais ocorre essa compatibilidade entre as densidades de sítios ancoradores e de vórtices, de forma que podemos calculá-los a partir da área,  $A$ , da célula unitária dos defeitos por via da expressão:

$$H_m = m \frac{\phi_0}{\mu_0 A}, \quad (2.28)$$

em que  $m$  é um número inteiro.

Na Figura 2.6 pode ser conferida uma imagem explicitando a diferença na densidade de corrente crítica para um material no qual houve inclusões artificiais e o mesmo material sem essas inclusões artificiais, revelando que a presença dessas inserções leva ao aumento da largura e altura das curvas de magnetização, exibindo máximos locais na corrente crítica apenas nos campos de *matching*, uma vez que sua magnitude é proporcional à

diferença entre os ramos ascendente e descendente da curva de  $M(H)$ .

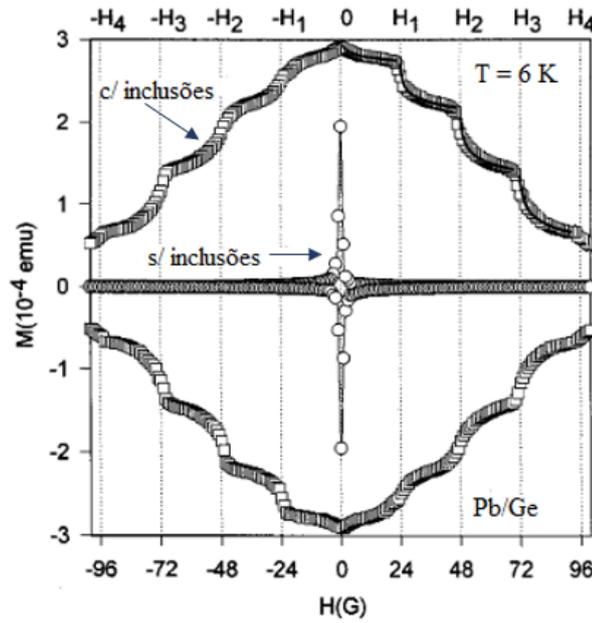


Figura 2.6: Máximos locais na densidade de corrente crítica apresentados nas curvas de magnetização apenas para os campos de *matching* em temperaturas próximas à  $T_c$ . Imagem adaptada de [30].

Misko *et al.* [31, 32, 33] propuseram um modelo de distribuição quase-periódico para o arranjo de defeitos introduzidos artificialmente, com o objetivo de obterem múltiplos picos ou um pico mais largo, os quais estão associados com os máximos locais na capacidade de ancoramento e, por conseguinte, na magnitude da densidade de corrente crítica. Para isso, desenvolveram simulações computacionais, nas quais estudaram a força por unidade de comprimento, que atua sobre um conjunto de vórtices. Os resultados dessas simulações foram, então, comparados com aqueles já obtidos para redes triangulares (periódicas) e aleatórias, destacando-se por exibirem numa larga faixa de temperaturas e campos, o arranjo de sítios de APCs (*Artificial Pinning Centers*) que melhor otimizava a capacidade de manter os vórtices ancorados e transportar correntes sem dissipação.

Novos arranjos de sítios de *pinning* [23, 24, 27] foram introduzidos agora inspirados no modelo de Bean e, portanto, de acordo com um gradiente espacial na densidade de sítios ancoradores, decrescendo espacialmente das bordas até o centro da amostra. Ainda nesse contexto, Misko e Nori [34] propuseram um arranjo obtido a partir de uma projeção conforme sobre um espaço hiperbólico, esse que está associado a uma geometria hiperbólica, que em formato bidimensional é representado como um disco de Poincaré. Essa operação matemática produz objetos de densidade variável ao longo do disco, fazendo com que as bordas sejam regiões com maior concentração de sítios ancoradores, tornando mais efetiva

a capacidade de ancorar vórtices nessas regiões, otimizando a habilidade do espécime em se blindar. Numa comparação com arranjos periódicos, sítios ancoradores dispostos sobre os vértices de uma tesselação hiperbólica, exibiram maior capacidade de *pinning* em regimes sujeitas à baixos fluxos magnéticos, contrapondo-se àqueles cuja eficácia em ancorar está restrita aos campos de *matching* [35].

Em trabalho experimental, no qual se realizou medidas de imageamento por magneto-ótica baseado no efeito Faraday e de magnetização DC, Motta *et al.* [36] estudaram o comportamento de três amostras de um filme supercondutor amorfo ( $a\text{-Mo}_{79}\text{Ge}_{21}$ ), uma sem a inclusão de defeitos artificiais denominada *plain*, outra com arranjo periódico de buracos, *antidots* (ADs), chamada *UNI*, e a terceira com um arranjo de ADs que apresentava um gradiente espacial que decrescia linearmente das bordas ao centro, essa que recebeu o nome de *GRAD*. Nesse estudo, observaram a partir de curvas de magnetização DC que as amostras com ADs apresentaram curvas de histerese muito mais abertas, i.e, altas e largas, se comparadas com a amostra sem inclusões, refletindo uma maior densidade de corrente para amostras com inclusões. Em regimes de baixos campos, observaram que dentre as amostras nas quais houveram inclusões artificiais, a que alcançou os melhores resultados foi a amostra *GRAD*, embora para regimes de altos campos a situação se invertesse, fazendo que a amostra *UNI* otimizasse a capacidade de transportar correntes sem dissipação.

Naturalmente, como consequência das mútuas interações isotropicamente repulsivas, vórtices num supercondutor sem inclusões artificiais tendem a se arranjar numa rede hexagonal [37]. Considerando esse arranjo e um gradiente que siga o modelo de Bean, Ray *et al.* [38] propuseram uma outra geometria para dispor o arranjo de APCs ao longo do espécime, a qual recebe o nome de cristal conforme. A Figura 2.7 ilustra como a podemos obter geometricamente um arranjo conforme a partir de uma rede hexagonal.

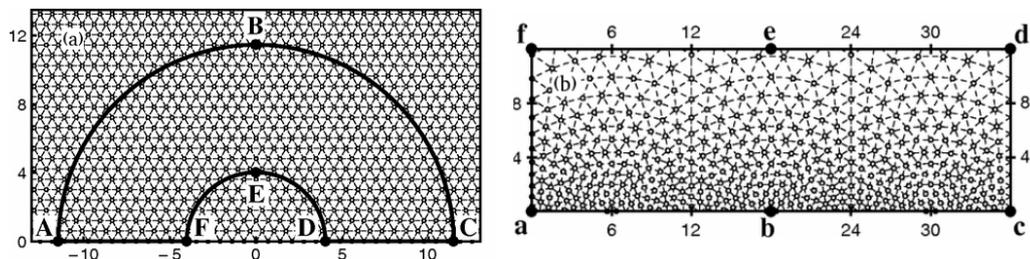


Figura 2.7: Aplicação de uma transformação conforme numa região semi-anular de uma rede hexagonal (a), produzindo o arranjo conforme exibido em (b). Imagem adaptada de [38].

A dinâmica do sistema de vórtices para diferentes arranjos de *pinning* foi estudada

tratando-os no limite de London, i.e.,  $\kappa \gg 1$ . Assim, obtiveram resultados que revelaram a distribuição conforme ser mais eficiente na capacidade de ancoramento para uma larga faixa de campos aplicados, embora o arranjo periódico tenha alcançado resultados melhores apenas para os campos de *matching*. Esse aumento na densidade de corrente foi atribuído pelos autores como sendo resultado da preservação do ordenamento hexagonal da rede original e a distribuição dos APCs sob a forma de arcos, a qual promoveu uma inibição parcial à fácil movimentação dos vórtices, conclusão partilhada por Wang *et al.* [39]. Os resultados revelaram que a otimização alcançada na densidade de corrente com a utilização dos arranjos conformes, em regimes de altos campos, ocorrem como consequência de uma inibição ainda que, parcial, dos vórtices instalados em sítios intersticiais.

Ray *et al.* [38] estudaram a dinâmica de vórtices a partir da integração numérica de equações superamortecidas num trabalho comparativo entre arranjos conformes, redes aleatórias e periódicas, fixando a densidade de defeitos introduzidos artificialmente para um sistema de vórtices mutuamente interagentes, sujeitos à ação de uma força devido à corrente de transporte e aos centros ancoradores, que atuam como potenciais atrativos para os vórtices. Os autores concluíram que o aprimoramento alcançado pelo arranjo conforme é resultado da relação entre efeitos locais de comensuração que apareceram numa extensa faixa de campos, em decorrência da contínua introdução de constantes de rede pelo mapeamento conforme, além do efeito de arqueamento dos sítios ancoradores e manutenção do ordenamento hexagonal (original).

A partir de simulações computacionais conduzidas a partir das equações de Ginzburg-Landau, Menezes *et al.* [7] mostraram que um anel de corrente ou um disco ferromagnético cuja magnetização esteja orientada perpendicularmente ao filme seriam capazes de produzir um arranjo conforme de vórtices.

A simulação de uma amostra supercondutora sem quaisquer inclusões de defeitos artificiais, submetida a campos magnéticos inomogêneos, revelou a nucleação de vórtices dispostos espacialmente conforme mostra a Figura 2.8. O trabalho realizado e exposto nesta dissertação teve como inspiração esse artigo, que indica que um filme submetido a um campo magnético inomogêneo pode se opor de modo mais efetivo à penetração de fluxo em comparação com o caso do mesmo filme submetido a um campo homogêneo.

Dizemos que um cristal é conforme quando ele obedece a equação de Laplace para o logaritmo da densidade de pontos da nova rede:

$$\nabla^2 \ln n_z = 0. \tag{2.29}$$

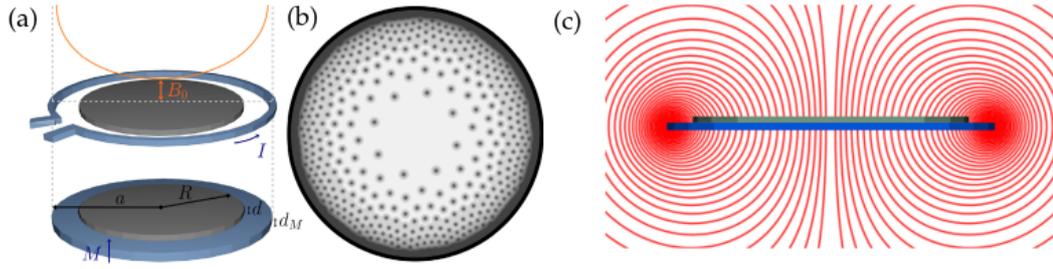


Figura 2.8: (a) Anel circular percorrido por uma corrente,  $I$ , com disco supercondutor do tipo II em seu centro com o respectivo perfil de campo no interior do material, além de um disco ferromagnético que também pode ser utilizado como fonte de campo inhomogêneo. (b) Arranjo conforme dos vórtices obtidos para as situações tratadas em (a). (c) Vista lateral das linhas de campo para o caso de um disco ferromagnético com magnetização orientada perpendicularmente ao plano do disco. Imagem adaptada de [7].

Se considerarmos que o sistema possua simetria de rotação, i.e, dependa unicamente da coordenada radial,  $r$ , a solução será uma lei de potência, a qual pode ser escrita em termos das constantes reais  $c$  e  $\alpha$  como:

$$n_z = cr^\alpha, \quad (2.30)$$

O termo  $\alpha$  que aparece na Equação 2.30 recebe o nome de expoente conforme, o qual para a situação analisada pelos autores depende da história termomagnética do espécime, conduzindo a distintas transformações conformes por meio de correspondências unívocas.

Neste trabalho, produzimos uma amostra com um anel de corrente em seu entorno, similar àquela estudada por Menezes *et al.* [7], cujos detalhes serão apresentados na próxima seção. Os efeitos de campos inhomogêneos e homogêneos foram estudados nesse dispositivo por meio da técnica de imageamento magneto-ótico.

### 3. Materiais e Métodos

Ao longo deste capítulo serão fornecidas as informações acerca da amostra estudada neste trabalho. Inicialmente, o que havíamos programado seguia a abordagem tradicional do grupo para coleta e análise de dados:

- **Características gerais do dispositivo:** realização de sessões experimentais preliminares, incluindo medidas magnéticas e visualização por MOI<sup>1</sup>, para verificar a qualidade da amostra a partir de características supercondutoras típicas, tais como o valor de  $T_c$ , a largura da transição e a distribuição espacial de fluxo no estado misto;
- **Dados definitivos:** havendo necessidade - a depender dos dados preliminares coletados e da qualidade da amostra - realização de novas sessões experimentais para a obtenção de dados adicionais para complementar ou substituir aqueles obtidos nas sessões preliminares.

Entretanto, quando da decretação do estado de pandemia, com a subsequente implementação das políticas de mitigação e que levaram ao fechamento dos laboratórios, estávamos ainda na fase inicial de coleta de dados e, conseqüentemente, não nos permitiu a realização de mais medidas. Apesar disso, felizmente foi possível a realização do trabalho aqui exposto com os dados que considerávamos preliminares, i.e., obtidos antes da pandemia. Embora não tenha sido possível realizar a caracterização magnética completa do filme de Nb aqui estudado, sabemos que ele tem o mesmo o padrão de diversos outros que foram estudados pelo grupo durante cerca de uma década, pois foram produzidos em condições idênticas: mesmo equipamento e mesmo protocolo, incluindo o padrão de vácuo e os tipos de alvo e substrato.

Os filmes de Nb com espessura nominal de 200 nm aqui analisados, foram crescidos no Laboratório de Conformação Nanométrica (LCN), localizado no Instituto de Física da UFRGS, que fica em Porto Alegre - RS, utilizando-se da técnica de *Magnetron Sputtering*

---

<sup>1</sup>Para informações detalhadas sobre a técnica de magneto-ótica disponível no GSM veja as seguintes referências: [3, 4, 5, 40].

*DC* sobre um substrato de silício na direção (100), operando em modo de ultra-alto vácuo. O alvo e o substrato foram separados por uma distância de 140 mm, e a temperatura do substrato foi fixada em 500°C. A pressão de trabalho empregada foi de 2 mTorr, com fluxo de gás (argônio) de 32 SCCM (*Standard Cubic Centimeter per minute*). A geometria do dispositivo foi obtida a partir do emprego da litografia ótica, processo realizado no Laboratório Nacional de Nanotecnologia (LNNano), que integra o Centro Nacional de Pesquisa em Energia e Materiais (CNPEM), em Campinas.

Recebe o nome de litografia ótica o processo no qual ocorre transferência de um padrão, que é desenhado numa máscara, para um resiste - neste caso um polímero sensível à luz UV. Caso o resiste esteja depositado sobre o material, padrões geométricos desejados podem ser transferidos mediante processos corrosivos [5]. Entretanto, apenas a parcela do resiste exposta à luz UV sofrerá efeitos corrosivos. O dispositivo aqui estudado, com bordas de baixa rugosidade e contornos adequados, foi preparado por litografia ótica e corrosão. Além do filme supercondutor, o dispositivo dispõe também de uma moldura externa supercondutora (anel), usada para gerar campos magnéticos pela injeção de corrente. A seguir apresentamos um resumo das etapas dos processos de litografia e corrosão [5]:

- Para retirar o excesso de umidade, o filme é colocado durante 5 minutos numa placa (*bake*) que se encontra numa temperatura de 115°C, após ter sua superfície limpa através de um jato suave de nitrogênio;
- Em um *spin coating* operando em rotação de 2400 rpm durante 10 s, o promotor de aderência HMDF é depositado. Em seguida, é realizado um *soft bake* em 115°C durante 5 minutos;
- O resiste AZ 5214E é, então, empregado para cobrir o filme, com o *spin coating* operando numa rotação de 2700 rpm durante os primeiros 27 s, enquanto que nos últimos 3 segundos executa 5000 rpm. Um segundo *soft bake* é realizado então durante 5 minutos em 115°C;
- Máscara e filme são alinhados e o conjunto é irradiado com luz UV durante 60 segundos. O resiste é fragilizado nas regiões transparentes da máscara;
- O *layout* é imerso numa solução de MIF 312 e água deionizada na proporção 1:1 durante 30 segundos, para ser revelado. O filme é, então, banhado em água deionizada e submetido a um *hard bake* durante 30 minutos em 115°C;

- Uma solução ácida composta por 50 ml de  $\text{CH}_3\text{COOH}$ , 20 ml de  $\text{HNO}_3$  e 5 ml de HF (40%) corrói as partes desprotegidas do filme durante 15 s em temperatura ambiente;
- Com acetona em  $60^\circ\text{C}$  é removido o resiste restante e o dispositivo está pronto para ser estudado.

### 3.1 Caracterização do filme de Nb

Como dissemos, com o fechamento dos laboratórios em razão da pandemia, não foi possível realizar a caracterização magnética do filme de Nb com o qual foi feito o nosso dispositivo. Ainda assim, é possível ter uma clara ideia do que as medidas magnéticas teriam revelado observando os resultados para um filme similar, crescido pelo mesmo colaborador. Trata-se de uma amostra de Nb com a mesma espessura nominal, crescida nas mesmas condições, embora com dimensões de  $3 \times 1 \text{ mm}^2$ . Medidas de suscetibilidade ac, conduzidas num magnetômetro SQUID MPMS-5S, que, com diferentes campos de prova a uma frequência fixa de 100 Hz, mostram que  $T_c = 9,00 \text{ K}$ . A incerteza de  $\pm 0,05 \text{ K}$  indicada na Figura 3.1 está superestimada, sendo compatível com o passo de temperatura relativamente largo ( $0,5 \text{ K}$ ) da medida.

O alargamento da transição para campos de prova mais intensos é esperado, pois  $T_c$  decresce com o campo aplicado  $H$  e também com o campo de excitação  $h$ . Assim, como a distribuição de campo no interior do filme é extremamente anisotrópica, porções significativas da amostra estão sujeitas a campos mais intensos e, por isso mesmo, transicionam para o estado normal em temperaturas inferiores a  $T_c$ . As curvas de suscetibilidade ac mostram as componentes real (negativa) e imaginária (positiva) da suscetibilidade. A primeira exhibe um extenso platô, que representa a blindagem do espécime na fase Meissner. A segunda, por outro lado, está associada com a dissipação causada pelo movimento viscoso dos vórtices. Como se vê, a componente dissipativa é nula durante a fase Meissner, passando a exhibir valores finitos quando a outra componente deixa de ser -1, indicando que há vórtices no sistema e, conseqüentemente, movimentação dissipativa. Essa amostra faz parte de um grande conjunto de espécimes que vêm sendo estudados pelo GSM há cerca de uma década sendo, portanto, já bem conhecidas pelo grupo.

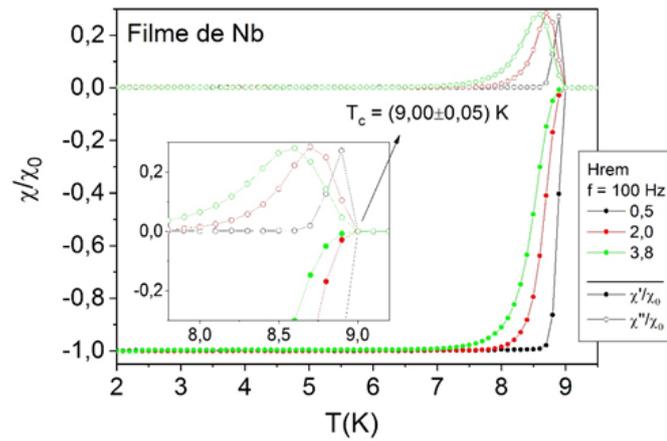


Figura 3.1: Suscetibilidade ac para uma amostra de Nb com espessura nominal de 200 nm.

### 3.1.1 Dispositivo empregado neste estudo

O dispositivo utilizado no presente estudo encontra-se esquematizado, em escala, na Figura 3.2. Nela podemos observar o filme principal de Nb - um quadrado de  $2,48 \times 2,48 \text{ mm}^2$  - circundado por um anel - também de Nb - no qual uma corrente pode ser injetada através de *pads* quadrados (mais acima na figura) para gerar um campo magnético inhomogêneo na região do filme.

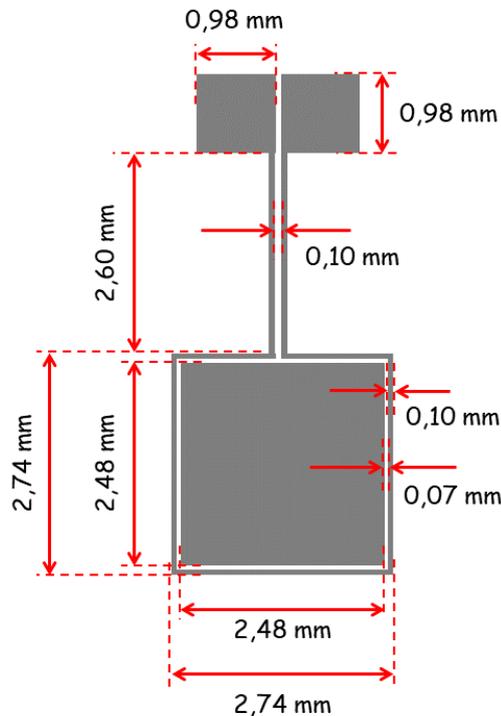


Figura 3.2: Esquematização em escala do dispositivo feito de Nb com 200 nm de espessura nominal e com detalhes de sua forma geométrica.

Nos painéis (a) e (b) da Figura 3.3 são apresentadas duas imagens óticas do dispositivo.

No primeiro painel é mostrada a amostra por completo, com os contatos elétricos feitos nos *pads* com fios de alumínio de  $20\ \mu\text{m}$ , utilizando-se do *Wire Bonder* modelo TPT HB05, as fitas de alumínio que atuam como suportes laterais fixados para garantir que o *Garnet*<sup>2</sup> não salte do substrato, o filme de Nb com  $2,48 \times 2,48\ \text{mm}^2$  e o anel de corrente. O segundo painel mostra o mesmo dispositivo, mas agora já com o *Garnet* apoiado diretamente sobre o filme.

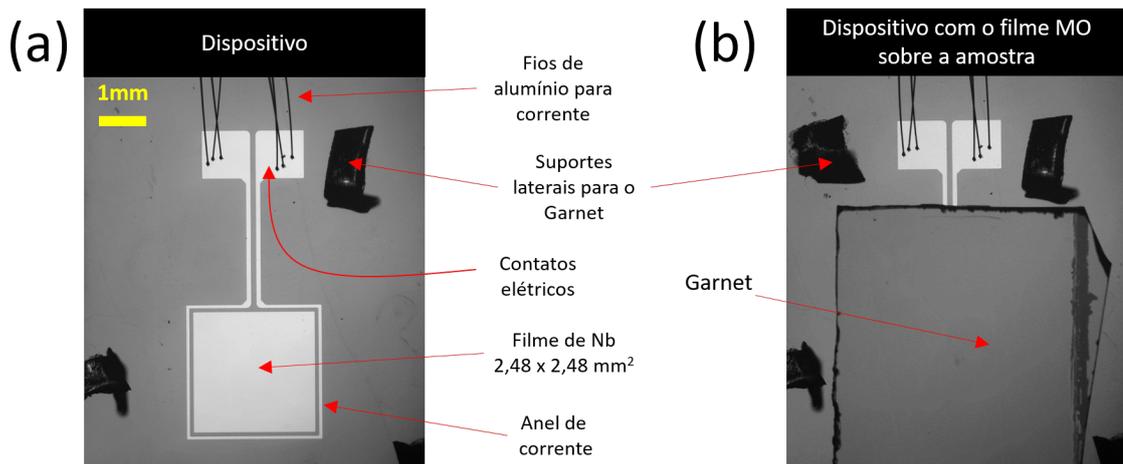


Figura 3.3: Imagem ótica do dispositivo estudado ao longo deste trabalho (a) sem *Garnet* e (b) com o *Garnet*.

Embora não tenhamos uma imagem do dispositivo instalado no dedo-frio - outra vez a justificativa é a impossibilidade de realizar novas sessões experimentais durante a pandemia - apresentamos, como ilustração, uma montagem padrão de amostra no dedo-frio - imagem essa que nos foi cedida gentilmente pelo Prof. Dr. Lincoln Brum Leite Gusmão Pinheiro - conforme representado na Figura 3.4. A instalação da amostra no dedo-frio, bem como o posicionamento do *Garnet* sobre a amostra, são procedimentos relativamente simples, cuja precisão, entretanto, é vital para o sucesso da montagem e, conseqüentemente, do experimento subsequente. É possível identificar, indicadas por segmentos de reta vermelhos, algumas das principais regiões no dedo-frio e suas respectivas funções, das quais destacamos a blindagem, que tem a função de minimizar a troca de calor com o ambiente exterior, o aro de fenolite, por onde passam os fios que se conectam a uma fonte de corrente externa, cuja injeção no anel produzirá o campo magnético inhomogêneo.

<sup>2</sup>*Garnet* é o nome da estrutura cristalina do filme magneto-ótico, colocado muito próximo do dispositivo, usado para revelar a distribuição de campo magnético no supercondutor.



Figura 3.4: Exemplo de montagem padrão de uma amostra no dedo-frio.

Nos painéis (a) e (b) das Figuras 3.5 são exibidas duas imagens que sintetizam as convenções e terminologias utilizadas para distinguir os campos magnéticos homogêneo e inhomogêneo, bem como as correntes aplicadas. No painel (a) Figura 3.5 é exibida uma imagem na qual é possível visualizar todo o dispositivo, revelando que correntes que circundam o anel no sentido horário foram convencionadas como sendo positivas, as quais produzem um campo magnético inhomogêneo,  $H_{+IFC}$ , o qual está direcionado para dentro do plano da página (lei de Biot-Savart). O campo  $H$  produzido pelas bobinas está orientado para fora do plano da página, conforme indicado. Além disso, é mostrada uma imagem de magneto-ótica (MO) capturada em 7 K,  $H = 0$  Oe e  $I = 50$  mA, na qual é possível observar, em escala de cinza, tons mais escuros à medida que nos aproximamos da região que separa o filme do anel de corrente. Imediatamente após a região escura está o anel e, a seguir, uma região clara. O contraste escuro-claro nas vizinhanças imediatas do anel de corrente decorre do fato de que o campo gerado por um fio tem sentidos opostos em cada lado de sua vizinhança imediata. Nessa temperatura, o filme permanece no estado Meissner, blindado portanto, coerentemente com os dados da Figura 3.1. O campo efetivo,  $H_{ef}$ , nesse caso será dado pela diferença entre o campo produzido pelas bobinas e o campo devido à corrente convencionada como positiva.

Analogamente, o painel (b) da Figura 3.5 apresenta o sentido da corrente convencionada como negativa,  $I_{-IFC}$ , a qual percorre o anel no sentido anti-horário e produz um campo magnético,  $H_{-IFC}$ , que aponta para fora do plano da página. Como os campos magnéticos homogêneo e inhomogêneo nesse caso apontam ao longo da mesma direção e sentido, o campo efetivo,  $H_{ef}$ , será dado pela soma dessas duas contribuições. Com rela-

ção à imagem de magneto-ótica, obtida agora em 7 K,  $H = 0$  Oe e  $I = -50$  mA, é possível notar tons mais claros quando olhamos atentamente do filme para o anel de corrente, percepção visual que se torna mais evidente numa comparação direta entre os casos com corrente no sentido horário e anti-horário, respectivamente. Naturalmente, a inversão de sentido da corrente causa também uma inversão no contraste claro-escuro nas vizinhanças imediatas do anel de corrente.

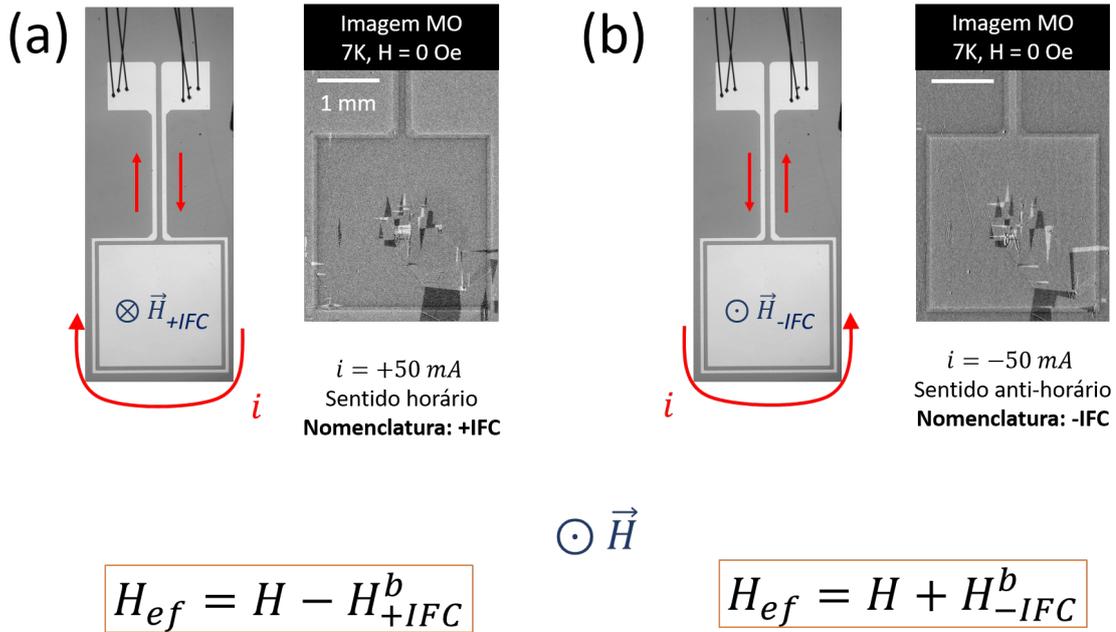


Figura 3.5: Convenções e terminologias utilizadas para descrever os campos magnéticos homogêneo e inhomogêneo, sentidos para as correntes aplicadas e o campo efetivo para os casos em que as correntes percorrem no sentido horário e anti-horário, respectivamente.

A Figura 3.6 apresenta curvas da resistência do anel como função da temperatura para 3 diferentes valores da corrente positiva (sentido horário). As medidas foram feitas pela técnica de duas pontas, em que usamos os dois *pads* para alimentar o dispositivo (injetar e extrair a corrente) e medir a diferença de potencial ( $V_+$  e  $V_-$ ). Conforme esperado, quanto maior for o valor da corrente aplicada, menor será  $T_c$ , o que é reflexo da diminuição de robustez na fase supercondutora<sup>3</sup>, agravado também pela presença do campo magnético. Entretanto, a situação esboçada nessa figura revela que a temperatura crítica,  $T_c$ , obtida na menor corrente de trabalho ( $T_c = 8,5$  K para 10 mA) é inferior àquela obtida a partir de medidas realizadas no SQUID, onde  $T_c = 9,0$  K. Sob a perspectiva dos mecanismos de troca de calor envolvido nas duas técnicas existe uma grande diferença. No caso do SQUID, a troca de calor da amostra com o gás He que passa por fora da região

<sup>3</sup>Correntes mais intensas podem não encontrar caminhos de percolação supercondutora através da amostra, havendo assim dissipação e, conseqüentemente, voltagem não nula abaixo de  $T_c$ .

experimental se dá por convecção, enquanto que na MOI a troca se dá por condução pelo dedo-frio. Além disso, no caso da MOI existem montagens “ótimas” e outras “apenas boas”. A qualidade da montagem tem relação estreita com a quantidade de graxa de vácuo utilizada para assentar a amostra sobre o dedo-frio. A diferença de termometria entre experimentos conduzidos nas duas estações experimentais é largamente conhecida pelo grupo e pode, inclusive, ser corrigida quando necessário. De todo modo, não há qualquer limitação imposta a este estudo - e às suas conclusões - pelo fato de não havermos corrigido a temperatura nominal da montagem MOI.

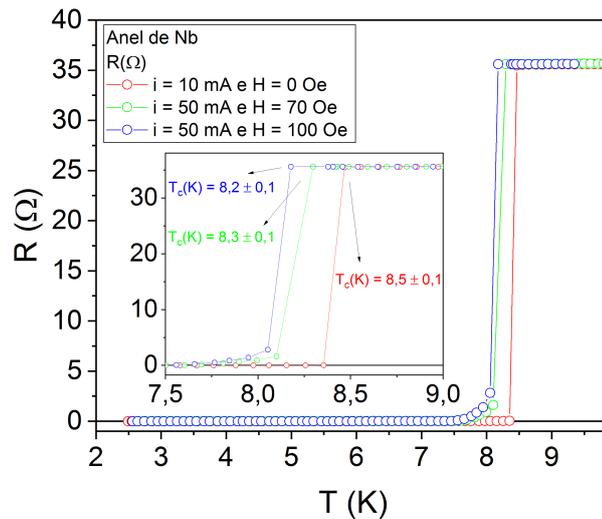


Figura 3.6: Temperatura crítica do anel obtida por medidas de resistência utilizando-se a técnica de duas pontas.

É importante salientar que o método de duas pontas para a medida da resistência elétrica nos fornece a resistência total do sistema, o que inclui, além do anel supercondutor, os fios fixados nos *pads*, bem como as resistências de contato. A Figura 3.7 nos revela a curva da resistência de fundo do anel pela medida para uma temperatura de 2,5 K tomada em diferentes correntes e campos aplicados. Nela é possível observar que o valor médio dessa resistência é  $3,013 \pm 0,003 \Omega$ . Contudo, quando o anel entra na fase normal esse valor salta para 35  $\Omega$ . Ficará claro a partir das próximas imagens que não há mudança de intensidade do anel da fase normal para a fase supercondutora.

Na Figura 3.8 apresentamos imagens de MOI para  $H = 0$  Oe e  $i = 10$  mA, nas quais amostra e anel estão prestes a transicionar para a fase normal. Levando em conta a curva de  $R(T)$  apresentada na Figura 3.6, que mostra  $T_c$  do anel igual a 8,5 K quando  $i = 10$  mA, e também o contraste claro/escuro da imagem da Figura 3.8 em 8,4 K, tanto a amostra quanto o anel estão na fase supercondutora. Na imagem seguinte, tomada a 8,5 K, o filme continua no estado supercondutor, mas o anel já passou para o estado normal.

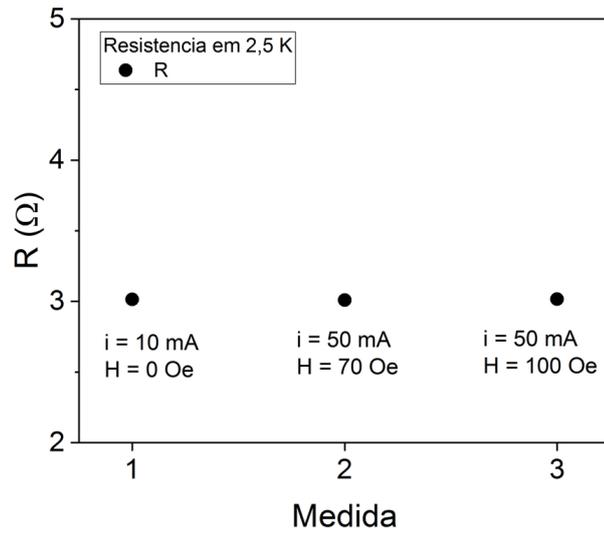


Figura 3.7: Resistência do sistema tomada em 2,5 K como função da medida para diferentes condições de corrente e campo aplicado.

A subtração dessas duas imagens sucessivas, também conhecida como MO diferencial, evidencia melhor essa situação. A transição precoce do anel ocorre como resultado do efeito de aglomeração das linhas de corrente (*current crowding*), o qual reduz a robustez da fase supercondutora em curvas acentuadas que, no caso presente, estão localizadas nos vértices do anel [41, 42]. Por outro lado, quando agora fazemos a subtração da imagem registrada em 8,6 K por aquela obtida em 8,5 K, é possível perceber claramente que a amostra central também passou para o estado normal.

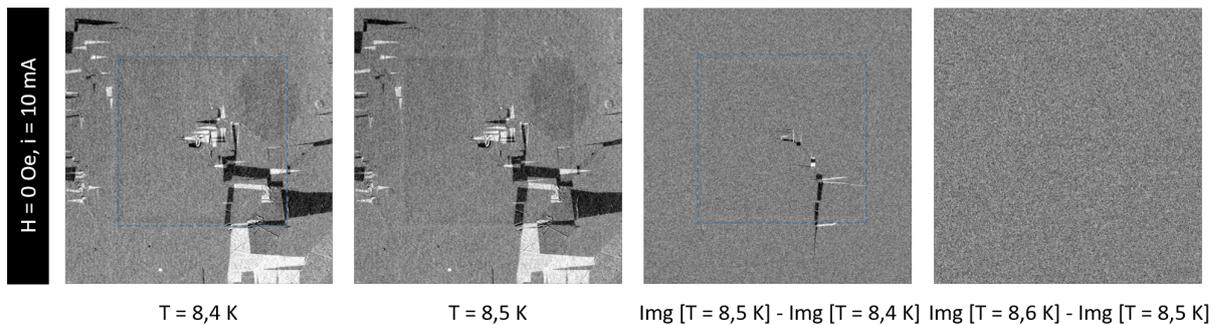


Figura 3.8: Demonstração de que são diferentes as temperaturas de transição do anel e da amostra, quando o campo aplicado é nulo ( $H = 0$ ) mas há corrente (10 mA) no anel. Na primeira imagem diferencial, i.e., a terceira da esquerda para a direita, um quadrado azul foi posicionado na borda do anel como guia para os olhos. Pode-se ver no seu interior o contraste devido ao filme central.

Na presença de um campo magnético aplicado de 70 Oe, e estando o anel percorrido por uma corrente mais intensa ( $i = 50$  mA), podemos notar pelas imagens da Figura 3.9, que a transição envolvendo a fase supercondutora e normal na amostra também ocorre em temperaturas mais baixas do que aquelas registradas no experimento descrito

no parágrafo anterior, consequência do enfraquecimento das propriedades supercondutoras quando aplicamos campos magnéticos e correntes de maior magnitude. Em 8,2 K, a amostra e anel (veja a curva verde na Figura 3.6) estão na fase supercondutora. Contudo, quando  $T = 8,3$  K vemos que apenas a amostra exibe a fase supercondutora, conforme fica explícito a partir da subtração entre as imagens registradas em 8,3 K e 8,2 K, respectivamente. Entretanto, quando aumentamos a temperatura para 8,4 K e, então, realizamos a MO diferencial, percebemos que não há contraste e que tanto a amostra quanto o anel já passaram para a fase normal nesse regime de campo e corrente. Também aqui o efeito de aglomeração das linhas de corrente enfraquece as propriedades supercondutoras do anel e, conseqüentemente, o mesmo acaba passando para a fase resistiva a uma temperatura mais baixa do que a amostra.

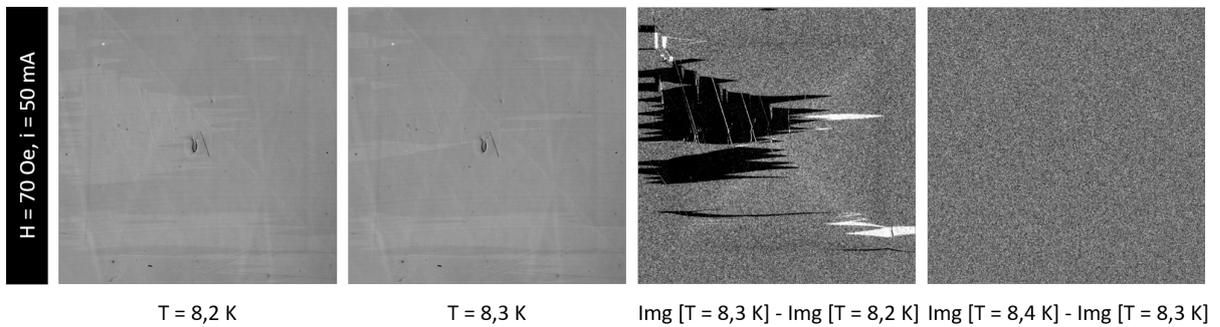


Figura 3.9: Demonstração de que são diferentes as temperaturas de transição do anel e da amostra, quando o campo aplicado é de 70 Oe e o anel é percorrido por 50 mA.

Um dos aspectos experimentais mais importantes para o desenvolvimento deste trabalho é a determinação da maior corrente que pode ser injetada no anel, juntamente com a faixa de campo magnético aplicado que usaremos durante o experimento, sem causar dissipação e, conseqüentemente, aumentos na sua temperatura, que poderiam inviabilizar o controle da temperatura da própria amostra. Para determinar esse limiar de corrente, seguimos o seguinte procedimento:

- Escolhemos a temperatura de 7 K, pois asseguramos que, na ausência de campo e corrente, tanto o filme quanto o anel estão na fase supercondutora e ademais, que não ocorrem avalanches (instabilidades termomagnéticas) nessa temperatura [5];
- O campo aplicado (homogêneo) escolhido como referência foi de 70 Oe, pois foi nesse valor que observamos, numa medida ZFC em 7 K, a penetração plena;
- Fixamos, então, o valor do campo magnético homogêneo e variamos o valor  $I$ ;

- Começamos aplicando sucessivamente correntes de 0, 1, 10 e 100 mA. Então, observamos a partir do termômetro no dedo-frio, que o anel passou a dissipar energia quando a corrente era de 100 mA;
- Limpamos a história magnética da amostra e, em seguida, fixamos novamente a temperatura em 7 K, aplicando campo de 70 Oe e correntes de 1, 10, 50, 70 mA. Observamos novamente que a temperatura do termômetro no dedo-frio aumentou;
- O passo seguinte foi a aplicação de uma corrente de 60 mA e a temperatura se manteve estável em 7,003 K, mas voltou a subir quando a corrente foi elevada para 70 mA;
- Estimamos, a partir de observação, que o tempo entre a aplicação de corrente e a variação de temperatura é de aproximadamente 3 s, conforme será melhor detalhado na Figura 3.10;
- Concluímos, então, que a corrente crítica deve estar entre 60 e 70 mA;
- Dessa forma, optamos por fixar em 50 mA a corrente de trabalho, garantindo assim que não haveria calor dissipado no anel e, desse modo, que o sistema de controle poderia manter a temperatura inalterada durante cada experimento.

O painel no canto inferior esquerdo da Figura 3.10 mostra o gráfico da temperatura do termômetro em função da corrente, obtida em regime de penetração plena do campo magnético com  $H = 70$  Oe. São apresentados também vários painéis com imagens do dispositivo correspondentes aos pontos identificados no gráfico como  $a$ ,  $b$ ,  $c$  e  $d$ . A imagem mais à direita (inferior) foi obtida pela subtração das imagens correspondentes aos pontos  $c$  e  $d$ :  $\text{Img}[100\text{mA}] - \text{Img}[10\text{mA}]$ . Essa imagem ilustra - pela mera observação dos contrastes claro/escuro nas vizinhanças do anel - que, quando alimentado com 100 mA, o dispositivo gera um campo bem mais intenso do que quando  $i = 10$  mA. Naturalmente não há qualquer surpresa nisso, mas é instrutivo verificar que a imagem diferencial fornece também essa informação. Como dissemos, a imagem mais à esquerda (superior) mostra que, para  $T = 7$  K e sem corrente no anel, um campo aplicado de 70 Oe é suficiente para levar o filme ao estado de penetração plena.

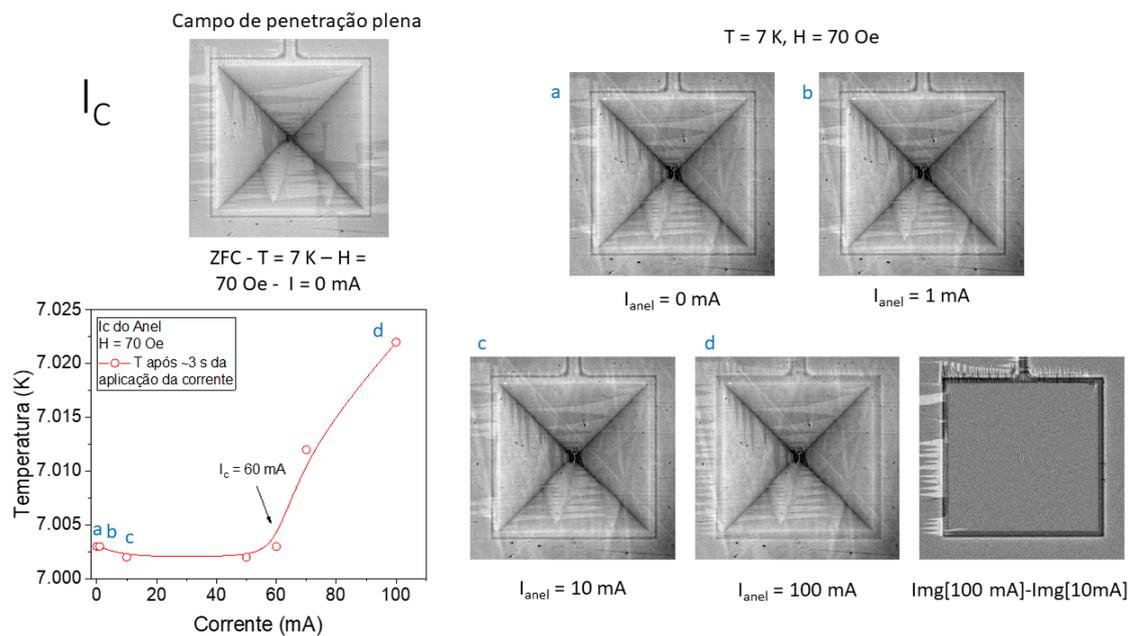


Figura 3.10: Imagens magneto-ópticas obtidas a 7 K, com  $H = 70\text{ Oe}$ , que é o campo de penetração plena nessa temperatura. À esquerda e acima: imagem após procedimento ZFC; logo abaixo: variação da temperatura do termômetro com a corrente injetada no anel (veja explicação detalhada no texto principal); painéis a-d: imagens correspondentes aos pontos a-d da curva T versus i; painel à direita e abaixo: imagem diferencial (d)-(c) (explicação detalhada no texto principal).

## 4. Resultados e Discussão

### 4.1 Cálculo do campo gerado pelo anel de corrente

Para conhecermos o perfil do campo magnético gerado pelo anel na região da amostra, construímos um código em linguagem de programação Fortran para integrar as contribuições das quatro arestas, prescritas pela lei de Biot-Savart. Para isso, escolhemos uma malha bidimensional com  $151 \times 151$ : são 151 pontos e 150 intervalos nos eixos  $x$  e  $y$ , respectivamente, onde o 4º ponto da malha corresponde ao primeiro ponto da borda da amostra, conforme nos mostra a Figura 4.1. As arestas do anel de corrente medem 2,66 mm. O espaçamento da rede quadrada é de  $17,5 \mu\text{m}$ . O código computacional inclui dois *loops* cujas variáveis indexadoras,  $i$  e  $j$ , variam de 1 até 151.

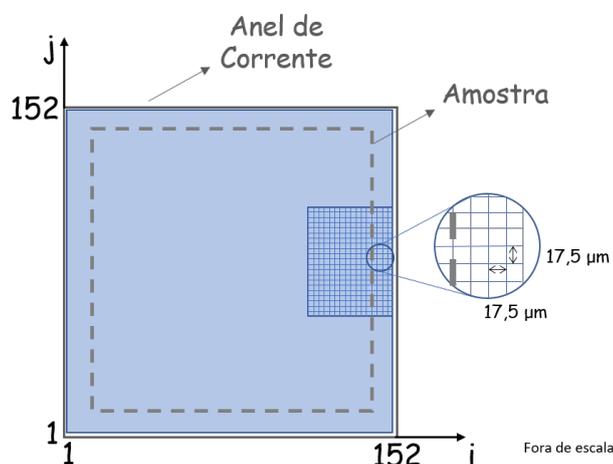


Figura 4.1: Ilustração, fora de escala, da malha utilizada para calcular o campo gerado pelo anel de corrente.

Os painéis da Figura 4.2 mostram, de três formas alternativas, a distribuição do fluxo magnético gerado pelo anel na região da amostra. Em (a) vemos a distribuição do campo em perspectiva, em (b) está uma vista superior do plano do anel em que o código de cores revela a variação espacial. O painel (c) apresenta um corte, da linha central de uma aresta à sua oposta, passando pelo centro da amostra. Vemos claramente que, como esperado, o

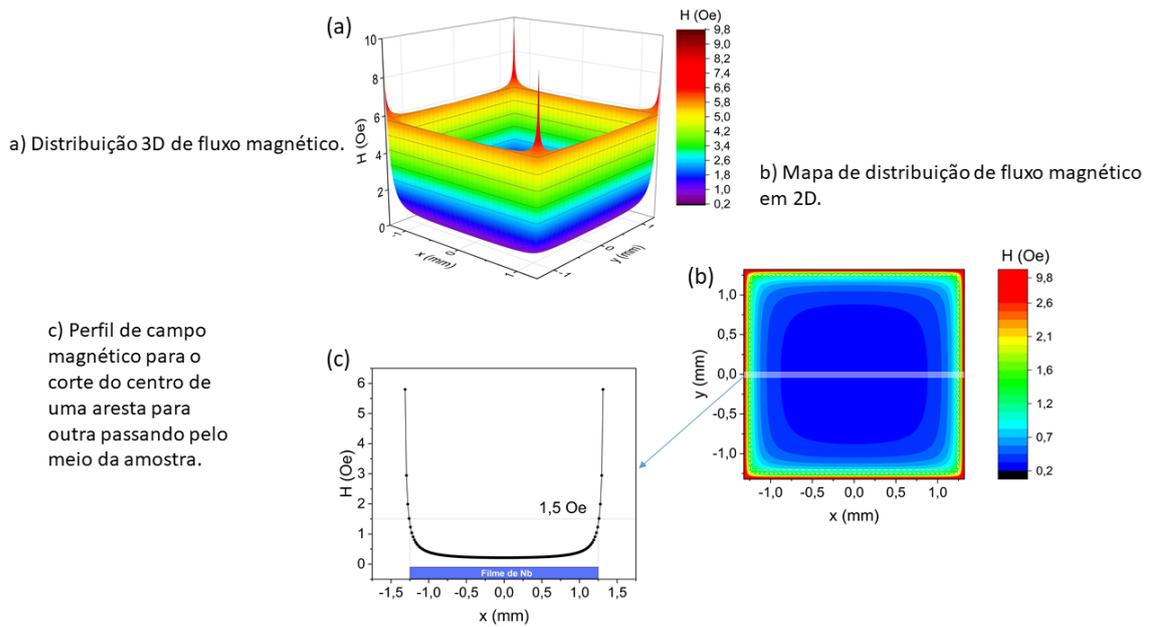


Figura 4.2: Distribuição do campo magnético gerado pelo anel de corrente em seu interior calculada pela lei de Biot-Savart: mapa em perspectiva (a); vista superior do plano (b); magnitude do campo aplicado em função da posição ao longo de um segmento unindo os pontos centrais de arestas opostas (c).

campo magnético é maior nos vértices da amostra, com o valor de 1,5 Oe, e mínimo em seu centro.

## 4.2 Significado dos tons de cinza nas imagens obtidas pela técnica de imageamento magneto-ótico

No intuito de extrair informações mais precisas de um conjunto de dados experimentais, é muito comum optar pela derivada da grandeza medida em relação à variável experimental. Essa estratégia favorece a observação das variações - e, portanto, da tendência - da propriedade física que está sendo estudada. No caso presente, é justamente isso que nos interessa: determinar, com a maior sensibilidade possível, as variações locais de fluxo em pequenas regiões da amostra, para entender sua evolução.

Assim, ao executar procedimentos de subtração de imagens é importante que reconheçamos sem hesitação o significado de claro e escuro nas novas imagens provenientes de subtrações. A Figura 4.3, obtida para uma corrida ZFC<sup>4</sup> mostra o resultado da subtração

<sup>4</sup>Isto significa que o resfriamento desde a fase normal até a temperatura do experimento foi realizado na ausência de campo magnético. A rigor, a amostra está permanentemente submetida ao campo da Terra; entretanto, como de praxe em razão de sua pequena magnitude, essa componente de campo será ignorada neste trabalho.

de duas imagens: na primeira linha, a imagem tomada com campo aplicado mais baixo (12 Oe) é subtraída da imagem com campo mais alto (20 Oe). Nela vemos que a penetração adicional causada pelo crescimento do campo aplicado se apresenta como uma região clara. A região central, ainda não penetrada pelo campo, mantém-se escura. Na linha de baixo a subtração foi feita na ordem inversa, i.e., a imagem tomada com campo aplicado mais alto (20 Oe) é subtraída da imagem com campo mais baixo (12 Oe). Vemos então que a região central, que permanece blindada nas duas imagens, aparece agora em tom claro, enquanto a penetração adicional está em tom escuro. Naturalmente, a troca entre minuendo e subtraendo corresponde a uma troca de sinal nas duas parcelas e, obviamente, no resultado. O exemplo da Figura 4.3 mostra que há uma associação inequívoca entre os tons de cinza da imagem obtida por subtração e a variação de fluxo no interior da amostra causada pela variação do campo.

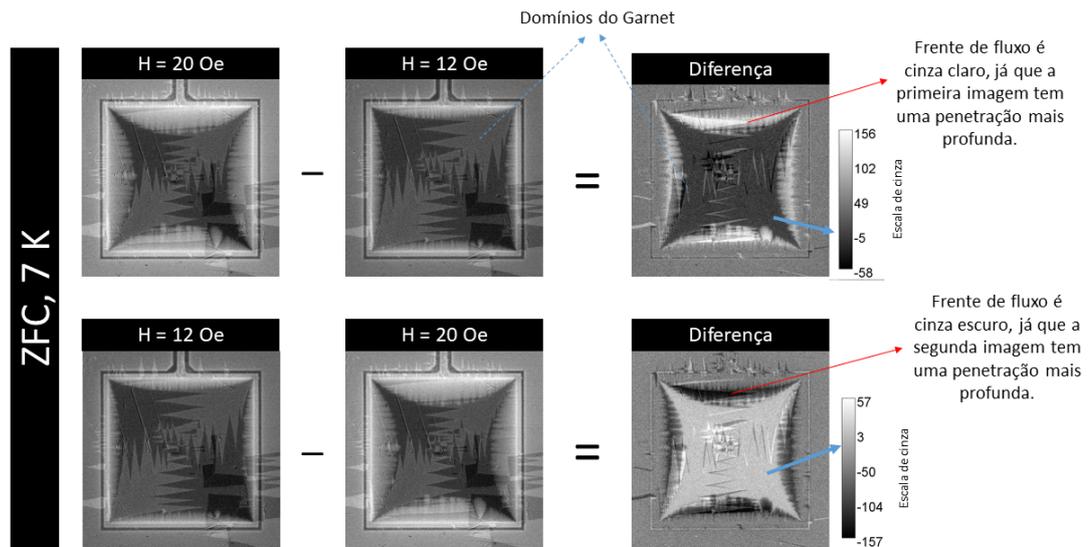


Figura 4.3: Significado dos tons de cinza - escuro e claro - nas imagens obtidas por MOI e nas subtrações entre elas.

Cabe ressaltar que o zero de uma imagem obtida por subtração é relativo, podendo variar conforme o par de imagens usadas no procedimento. Isso porque o aplicativo ImageJ [43], usado para o tratamento das imagens, oferece uma opção de otimização de brilho e contraste das imagens que, embora deva ser o mesmo para as duas imagens que serão subtraídas, em geral não é repetido exatamente<sup>5</sup> a cada vez que tratamos um conjunto de imagens. Ainda assim, vemos que há coerência interna em cada figura: nos dois casos, a escala numérica associada aos tons de cinza - apresentada à direita de cada uma das

<sup>5</sup>Ou seja, não há compromisso de que seja precisamente o mesmo.

imagens obtidas por subtração - indica que na região central, que permanecia blindada tanto para 12 Oe quanto para 20 Oe, o tom de cinza corresponde ao zero da respectiva escala.

### 4.3 Como assegurar que imagens envolvidas em uma subtração estão devidamente sobrepostas

Durante a realização de um experimento de MOI, pode ocorrer que a posição da amostra não se mantenha a mesma ao longo do tempo. Isso porque o sistema - em particular, o dedo-frio - sofre contrações ou expansões ao longo do tempo, em decorrência da temperatura ambiente no laboratório, da vazão de Hélio líquido como elemento refrigerante e mesmo da quantidade de líquido no *dewar* que alimenta o sistema de refrigeração. São pequenas diferenças posicionais que, entretanto, podem resultar em uma imagem subtraída borrada, mal definida, ou até mesmo inválida. Quando as imagens são colhidas em dias diferentes, essa falta de correspondência no posicionamento de duas imagens pode ser acentuada.

Para permitir a devida normatização das imagens, i.e., a correspondência espacial das áreas que serão subtraídas, há uma ferramenta (ou *plugin*) disponível no ImageJ denominada *StackReg* [44], que utiliza “pontos notáveis” - sobretudo defeitos nas imagens - como referência para otimizar a correspondência entre as áreas em questão. Assim, sobrepondo defeitos fixos em imagens distintas, pode-se assegurar que as áreas estão em correspondência ponto a ponto e podem ser subtraídas.

O painel (a) da Figura 4.4 exibe a imagem resultante da subtração de duas imagens tomadas à mesma temperatura, embora a partir de estados iniciais diferentes. A subtração foi feita sem ajuste de posição, i.e., sem a aplicação do *plugin StackReg*. Nela podemos ver claramente que, sem a correção, a imagem que resulta da subtração mostra várias linhas duplicadas, devido ao descasamento das áreas comparadas. As duplicatas são sempre paralelas entre si, uma escura e a outra clara. Na região identificada por um contorno vermelho, por exemplo, há uma separação de cerca de 50 microns entre dois supostos defeitos que, na verdade, são um único: por falta de preparação prévia à subtração, em vez de eliminado, o defeito foi duplicado - sendo que a duplicata aparece com tom reverso, devido à troca de sinal promovida no processo de subtração.

O painel (b) da Figura 4.4 mostra o resultado corrigido, obtido mediante aplicação da

ferramenta *StackReg*. É possível observar que a existência dos defeitos, que são pequenos riscos no *Garnet*, não aparecem duplicados. Uma outra característica da imagem assim obtida é que as frentes de fluxo ficam afetadas: a da borda esquerda aparece em tom cinza escuro, enquanto a referente a borda direita tem tom cinza claro, como mostra o painel (a) da Figura 4.5.

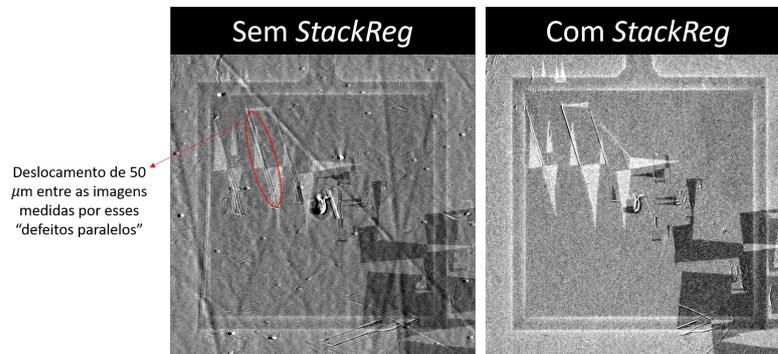


Figura 4.4: A subtração de duas imagens sem ajuste prévio para assegurar a correspondência dos pontos leva a um resultado que parece sugerir a existência de defeitos paralelos (a). Após o emprego da ferramenta *StackReg*, os artefatos desaparecem e a imagem efetivamente traduz a diferença que se pretende representar.

Já a Figura 4.5 esquematiza, nas cores azul e vermelho, um deslocamento relativo na horizontal (esquerda-direita) compatível com o que se observa no painel (a) da Figura 4.5. Na borda esquerda podemos observar claramente que a frente de fluxo vermelha parece ter penetrado mais do que a frente de fluxo azul; conseqüentemente, a subtração de ambas daria origem a uma faixa com certo tom de cinza. Na borda direita, por outro lado, a situação se inverte e a subtração levaria a um tom contrário na escala claro-escuro, exatamente como vimos no painel (a) da Figura 4.4.

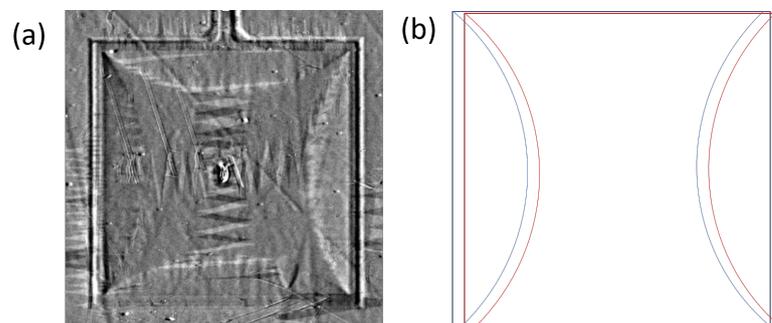


Figura 4.5: Subtração de duas imagens não ajustadas pelo *StackReg* em um campo aplicado de 18 Oe (a). (b) Diagrama esquemático de duas imagens idênticas representando o perfil de penetração de fluxo em um filme supercondutor quadrado. Uma das imagens foi deslocada horizontalmente, para ilustrar o surgimento de diferentes artefatos na imagem resultante da subtração de ambas. Para mais detalhes, veja o texto principal.

## 4.4 Comparando perfis de penetração de fluxo magnético gerados a partir do resfriamento na presença de campos magnéticos com diferentes distribuições espaciais

Nas seções iniciais deste capítulo discutimos os aspectos essenciais que permitem interpretar corretamente os perfis de distribuição de fluxo magnético resultantes da subtração de imagens. A partir da compreensão desses aspectos e da utilização adequada dos recursos disponíveis para o tratamento dos dados, é possível comparar resultados objetivando verificar a proposta original deste trabalho: a aplicação de campos inomogêneos pode, em condições adequadas, aumentar a capacidade de blindagem de um filme supercondutor?

Nas seções subsequentes explicitaremos os resultados dessa comparação, subtraindo perfis de penetração de fluxo magnético gerados a partir do resfriamento na presença de campos magnéticos com diferentes distribuições espaciais. Para que imagens obtidas em corridas precedidas de protocolos diferentes de resfriamento, adotamos o seguinte padrão:

- comparamos medidas realizadas à mesma temperatura;
- escolhemos para apresentar neste trabalho apenas dados tomados a  $T = 7$  K;
- perfis de penetração devem ser comparados pela subtração de imagens tomadas no mesmo valor do campo magnético efetivo.

O campo efetivo é definido aqui como resultante da soma algébrica do campo homogêneo aplicado por meio das bobinas de Helmholtz, que são um par de bobinas de cobre no sistema da MOI e que simbolizaremos por  $H$  daqui em diante, com o campo inomogêneo gerado pelo anel de corrente no ponto central da borda da amostra ( $H_{\pm IFC}^b$ ). Seguindo a convenção de sinais para o campo inomogêneo (veja o painel (a) da Figura 4.5),

$$H_{ef} = H \mp H_{\pm IFC}^b. \quad (4.1)$$

Naturalmente, na ausência de corrente no anel, o campo efetivo é o próprio campo aplicado.

### 4.4.1 Comparação: campos inomogêneos de sentidos opostos

A Figura 4.6 mostra cinco painéis com a evolução da frente de fluxo decorrente da subtração de imagens referentes às corridas IFC+50 e IFC-50, ambas conduzidas em 7 K;

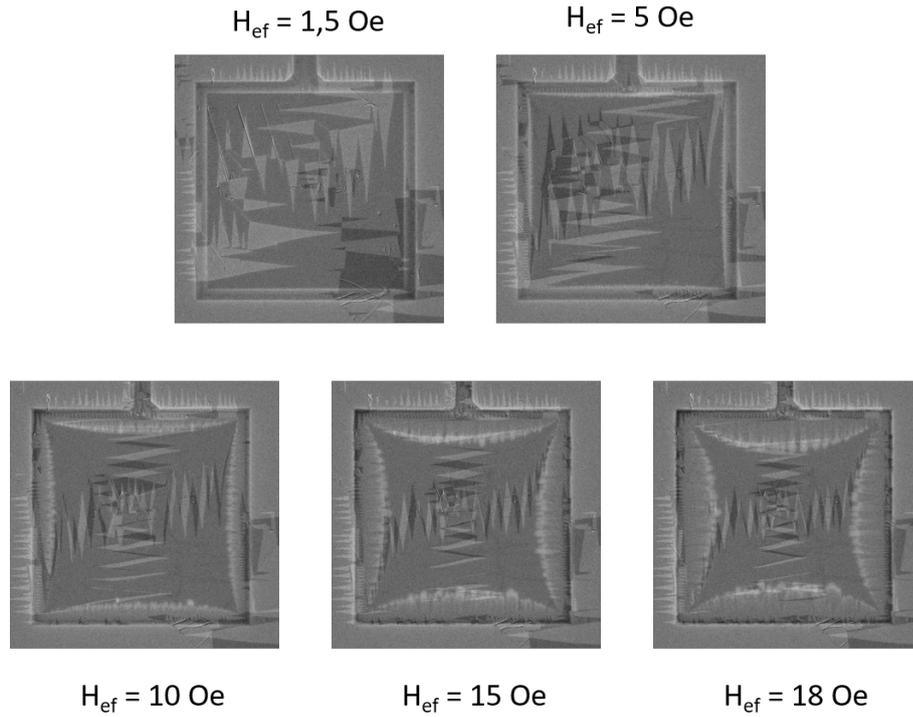


Figura 4.6: Imagens obtidas pela subtração das distribuições de fluxo de estados resfriados na presença de campos inhomôgeneos gerados pelo anel, IFC+50 - IFC-50. Imagens obtidas para  $T = 7$  K e mesmo campo efetivo (veja o texto principal).

os valores do campo efetivo estão indicados. Em todos os painéis - tanto mais evidente quanto maior o campo efetivo - é possível observar uma franja clara na posição da frente de fluxo, revelando que a subtração IFC+50 - IFC-50 é positiva e, portanto, que as profundidades de penetração são, de fato, diferentes. Como estamos lidando com estados preparados a partir do resfriamento na presença de campo magnético controlável experimentalmente (i.e., medidas FC), sabemos que os estados iniciais de IFC+50 e IFC-50 exibem respectivamente, antivórtices (AVs) e vórtices (Vs). Por seu turno, a bobina de Helmholtz (campo homogêneo) dá origem a Vs que, ao iniciarem sua penetração na amostra encontram um ambiente atrativo quando o estado inicial envolve AVs. Ao contrário, o ambiente é repulsivo quando o estado inicial envolve Vs. É claro, portanto, que a frente de fluxo na imagem obtida por subtração reflete essas interações, sendo mais profunda na imagem referente ao minuendo (IFC+50, AVs) do que na correspondente ao subtraendo (IFC-50, Vs).

#### 4.4.2 Comparação: campo inhomogêneo (IFC+50) versus campo homogêneo (HFC-1,5)

Vamos agora comparar as duas situações que mais nos interessam neste trabalho: o estado supercondutor preparado a partir do resfriamento em um campo inhomogêneo propicia blindagem mais eficiente - e portanto, maior corrente crítica - do que o estado gerado a partir do resfriamento em um campo homogêneo?

Para responder a essa indagação comparamos, por subtração, imagens referentes aos resfriamentos IFC+50 e HFC-1,5 (definido no fim da seção 4.4), ambas tomadas à temperatura de 7 K. Nas duas situações o ponto central da borda da amostra está submetido ao mesmo valor de campo, -1,5 Oe. Como sabemos, esse o valor está restrito àquele ponto quando empregamos o anel, diferentemente do caso em que o campo de resfriamento é gerado pela bobina de Helmholtz, quando o campo é homogêneo em toda a região ocupada pelo filme.

Nos dois casos o resfriamento na presença de campo gera AVs no filme, sendo esse o ambiente encontrado pelos Vs que progressivamente penetram na amostra à medida que cresce o campo aplicado (homogêneo, gerado pela bobina de Helmholtz).

A Figura 4.7 ilustra como proceder para obter o campo efetivo: o painel (a) indica que  $H_{ef} = H - H_{+IFC}^b$ , já que o campo homogêneo é aplicado no sentido oposto ao campo gerado pelo anel. A subtração deve ser realizada para todos os valores de  $H$ , pois a corrente permanece circulando pelo anel durante todo o experimento. Por outro lado, no caso de resfriamento em campo homogêneo, o campo efetivo é sempre igual ao campo aplicado (cf painel (b)), já que esse é o único campo presente na região experimental durante as medidas.

A Figura 4.8 mostra os mapas de fluxo penetrado para os casos IFC+50 (painel a) e HFC-1,5 (b), a 7 K, bem como a subtração (a) - (b), todas no mesmo campo efetivo de -1,5 Oe. Vale notar que o campo efetivo em (a) foi gerado apenas pelo anel (bobina de Helmholtz desligada) e em (b) apenas pela bobina (anel desligado). No painel (a) não é possível distinguir o filme supercondutor. Porém pode-se visualizar o anel, que está sendo percorrido por corrente. No painel (b) a corrente está desligada e não há contraste para que filme e anel sejam visualizados, ainda que ambos estejam no estado supercondutor. A imagem resultante da subtração, painel (c), permite identificar a posição do anel, mas não a do filme. Essa situação é coerente com o fato de que o campo gerado pelo anel na borda do filme é essencialmente constante (exceto nos vértices, veja a Figura 4.2) e mostra a

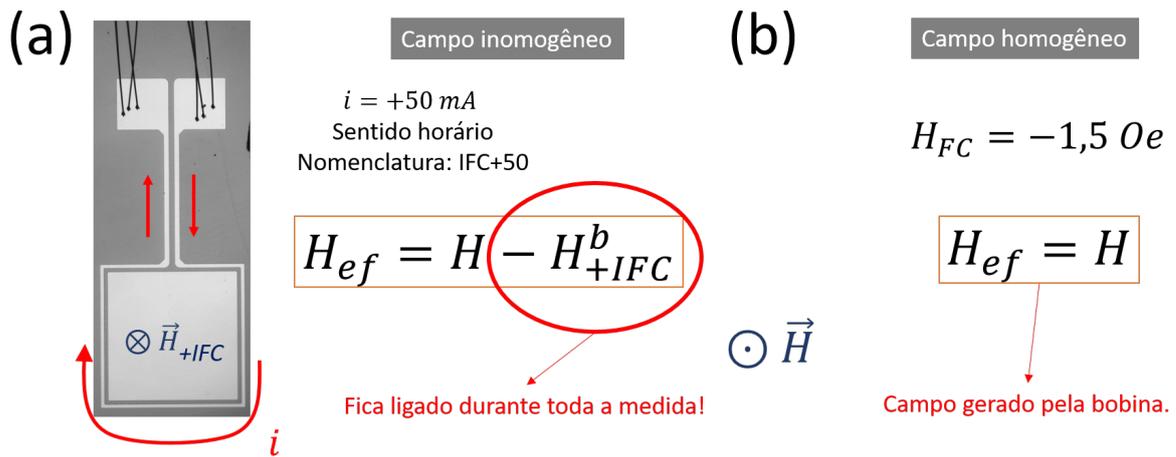


Figura 4.7: Campo efetivo para resfriamento na presença de campo inhomôneo gerado pelo anel (a) e homogêneo, gerado pela bobina de Helmholtz (b).

adequação do valor subtraído para o cálculo do campo efetivo, como não poderia deixar de ser, já que foi obtido por cálculo direto a partir da lei de Biot-Savart.

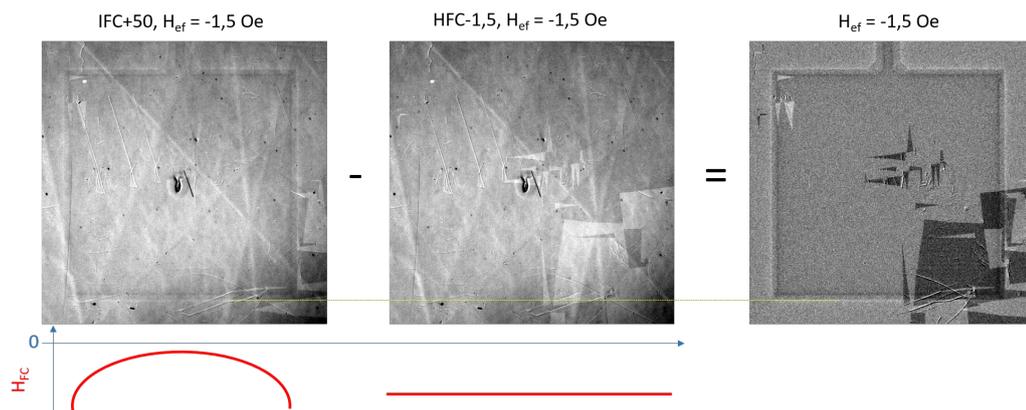


Figura 4.8: Imagens, tomadas a 7 K, dos estados resfriados: (a) somente corrente no anel (50 mA), sem campo externo aplicado; (b) somente campo homogêneo aplicado, sem corrente no anel. A impossibilidade de visualização do filme na imagem subtraída indica a coerência do procedimento de obtenção dos campos efetivos (veja o texto principal). As linhas vermelhas abaixo dos painéis (a) e (b) são esboços da distribuição espacial do campo efetivo através do filme. A linha amarela é apenas uma guia para os olhos, indicando a posição da aresta inferior do anel.

Estando assegurada a adequação da estratégia de determinação do campo efetivo em qualquer situação, podemos então comparar imagens em diferentes valores do campo. Subtraindo-as poderemos revelar eventuais diferenças nos perfis de penetração e, assim, completar a investigação proposta.

Na Figura 4.9 são apresentados seis painéis com imagens referentes a subtrações (IFC+50) - (HFC-1,5), todas a 7 K, para campos efetivos de até 18 Oe. A partir do painel relativo ao campo efetivo de 5 Oe é possível perceber a formação de franjas emer-

gindo a partir das bordas e cujo padrão se caracteriza pela predominância de tons cinza claro, indicando que a medida IFC+50 é a que produz a frente de fluxo mais profunda. A Figura 4.10 mostra que essa situação se mantém para valores mais altos do campo efetivo, com maior predominância de regiões claras relativamente às escuras

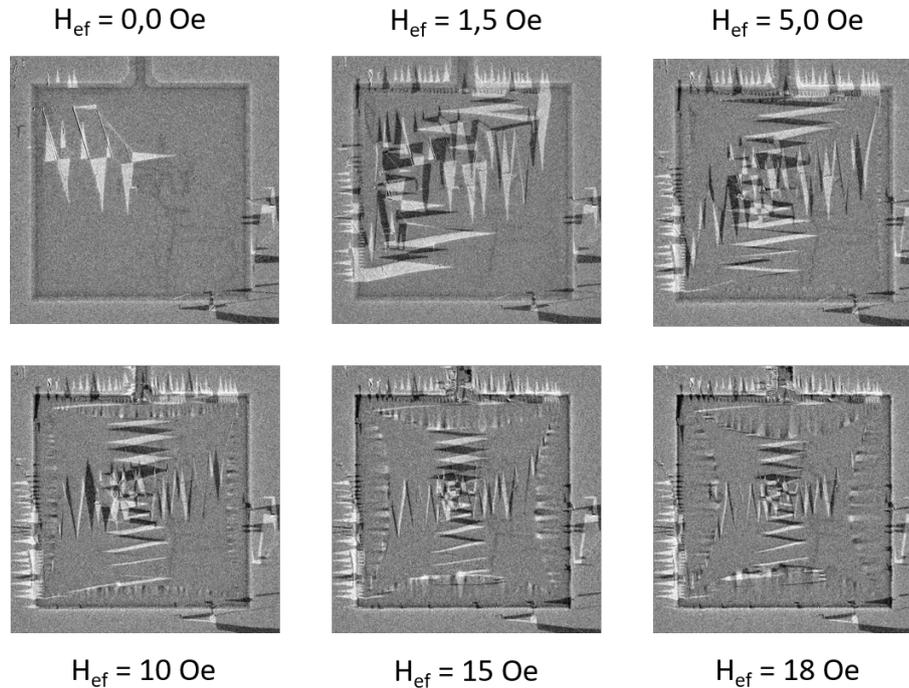


Figura 4.9: Imagens resultantes da subtração  $(IFC+50) - (HFC-1, 5)$  para campos efetivos de até 18 Oe, à temperatura de 7 K. Franjas que se caracterizam pela predominância de tons cinza claro (explicação detalhada no texto principal) indicam que a frente de fluxo das medidas IFC+50 são sistematicamente mais profundas.

Neste ponto, é importante mencionar que o padrão de frentes de fluxo na forma de franjas exibindo alternância de tons não tem relação com o fato de ser inhomogêneo o perfil do campo aplicado. Essa alternância de tons nas franjas está presente mesmo quando o campo aplicado é homogêneo, como na Figura 4.11, cujos painéis resultam da subtração de duas imagens consecutivas. Os valores do campo aplicado (homogêneo) são indicados em cada painel. Na verdade, as franjas alternadas servem como registro de que o rastro da frente de fluxo, ao progredir, não produz uma curva “suave”. Essa “rugosidade” decorre do fato de que a movimentação de vórtices requer a superação de barreiras de potencial locais impostas pelos centros de *pinning*, cuja distribuição espacial é tida como “macroscopicamente homogênea”, sendo porém fortemente dependente da posição em escalas mesoscópicas. Em outras palavras, a penetração suave do tipo Bean ocorre através de pequenos saltos de fluxo isotérmicos localizados, bem diferentes das avalanches de fluxo em que ocorre um processo adiabático [45].

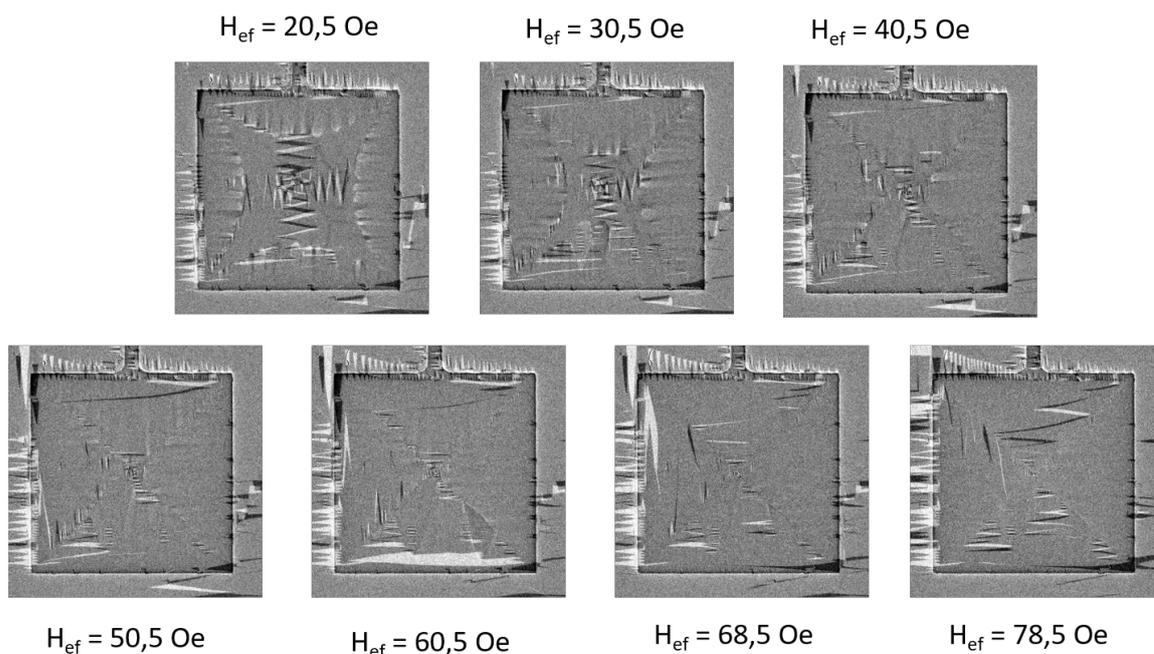


Figura 4.10: Similar à Figura 4.9, para campos efetivos mais elevados.

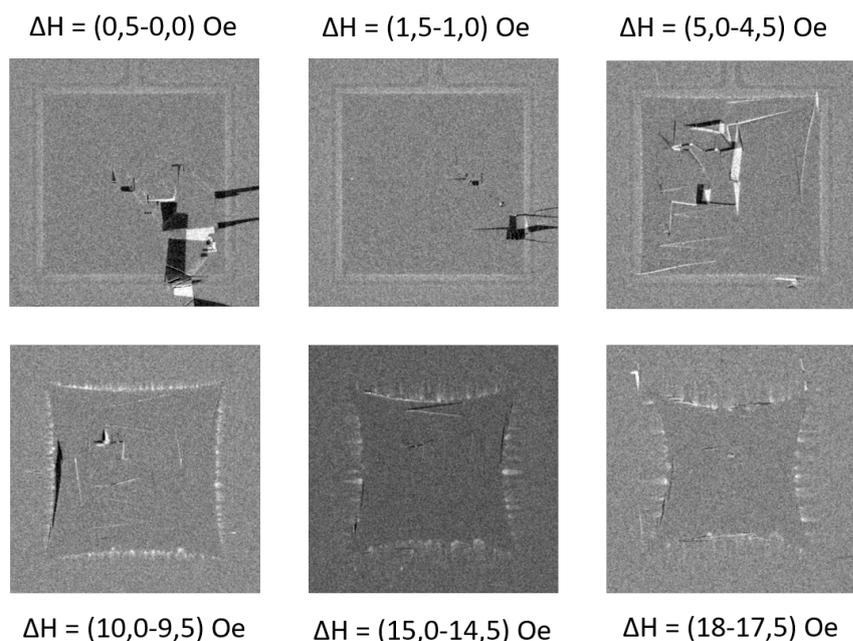


Figura 4.11: Imagens diferenciais para diferentes faixas do campo aplicado, tomadas a 7 K após procedimento ZFC. As imagens evidenciam que, mesmo sob campo aplicado homogêneo, a frente de penetração exibe franjas que se caracterizam pela alternância de tons cinza claro (explicação detalhada no texto principal).

#### 4.4.3 Comparação invertendo o sentido dos dois campos: inomogêneo (IFC-50) versus homogêneo (HFC+1,5)

Uma nova comparação pode ser feita quando os estados iniciais são preparados, como na seção anterior, com campos inomogêneo (gerado pelo anel) e homogêneo (gerado pela

bobina de Helmholtz). Nesta seção, os dois campos de resfriamento têm os sentidos invertidos em relação ao caso anterior, mas o campo aplicado é rampeado no sentido original. Na prática isso significa que o estado inicial do filme supercondutor já está penetrado por  $V_s$ , de modo que o aumento do campo aplicado causará a penetração de mais  $V_s$  no material, i.e., os novos invasores serão repelidos pelos residentes do estado inicial. Os painéis (a) e (b) da Figura 4.12 indicam como calcular o campo efetivo em cada situação.

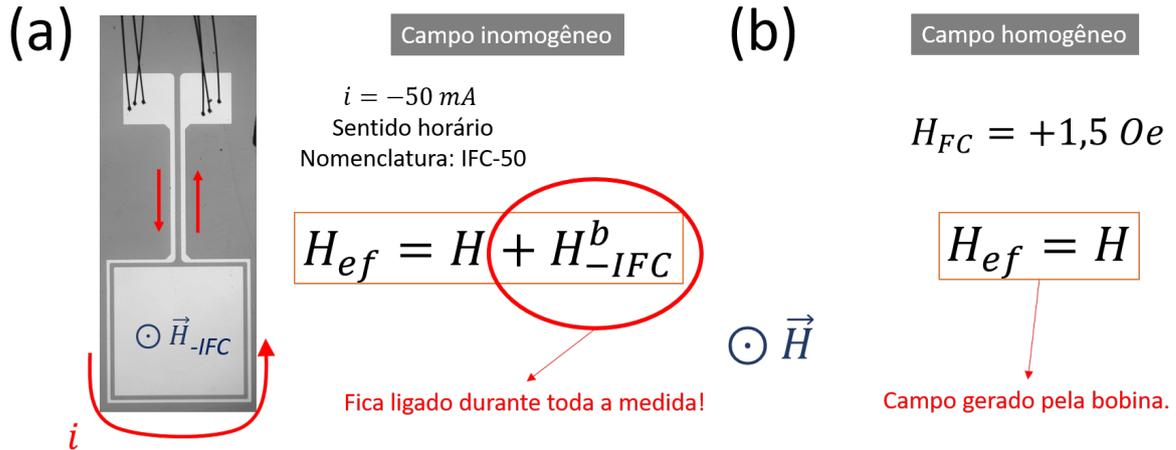


Figura 4.12: Campo efetivo para resfriamento na presença de campo inhomogêneo gerado pelo anel (a) e homogêneo, gerado pela bobina de Helmholtz (b).

A Figura 4.13 é análoga à Figura 4.8, com a importante diferença de que a amostra foi resfriada sob a ação de campos magnéticos com a mesma magnitude de 1,5 Oe, mas agora com seu sentido invertido. O valor é constante em toda a área experimental para campo de resfriamento gerado pela bobina de Helmholtz, enquanto que no resfriamento sob campo gerado pelo anel, essa é a magnitude no centro de qualquer uma das arestas do filme. Também aqui a temperatura de trabalho foi 7 K.

Como no caso apresentado anteriormente, o painel (a) da Figura 4.13 mostra o mapa de fluxo penetrado para o estado inicial preparado pelo resfriamento IFC-50 (campo inhomogêneo). Como antes, o pequeno contraste nesse campo baixo impede a visualização da amostra. O anel, ao contrário, pode ser visto por estar percorrido por 50 mA, que causa um contraste notável pois o campo está em sentidos opostos de cada lado da trilha supercondutora. No painel (b) a corrente está desligada e, como antes, não há contraste que permita distinguir a amostra. O painel (c) mostra a diferença de imagens, (a) - (b), repetindo novamente os resultados mostrados na Figura 4.8. Não poderia ser diferente, já que as situações são absolutamente análogas, com as mesmas correntes e os mesmos

campos aplicados, numa completa reversão do estudo anterior.

A aplicação de campos crescentes, entretanto, traz à tona modificações, justamente porque vamos agora observar a penetração de Vs em uma região já dotada de Vs - e não de AVs como no caso anterior.

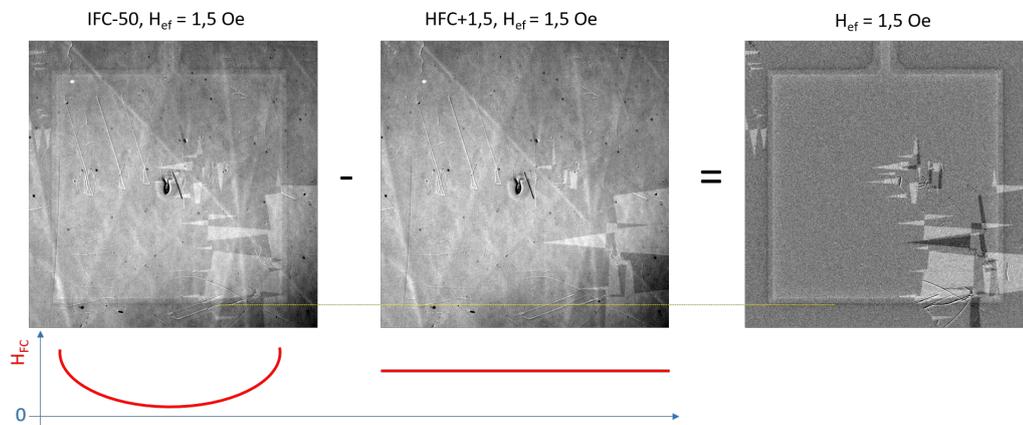


Figura 4.13: Imagens, tomadas a 7 K, dos estados resfriados: (a) somente corrente no anel (-50 mA), sem campo externo aplicado; (b) somente campo homogêneo aplicado (+1,5 Oe), sem corrente no anel. A impossibilidade de visualização do filme na imagem subtraída indica a coerência do procedimento de obtenção dos campos efetivos (veja discussão da Figura 4.8 no texto principal). As linhas vermelhas abaixo dos painéis (a) e (b) são esboços da distribuição espacial do campo efetivo através do filme. A linha amarela é apenas uma guia para os olhos, indicando a posição da aresta inferior do anel.

Na Figura 4.14 são apresentados seis painéis com imagens referentes a subtrações (IFC-50) - (HFC+1,5), todas a 7 K, para campos efetivos de até 20 Oe. Nos painéis relativos aos campos efetivos de 18 Oe e 20 Oe, é possível perceber a formação de franjas emergindo a partir das bordas e cujo padrão se caracteriza pela predominância de tons cinza escuro, indicando que a medida HFC+1,5 é a que produz a frente de fluxo mais profunda. A Figura 4.15 mostra que essa situação se mantém para valores mais elevados do campo efetivo, com maior predominância de regiões escuras relativamente às claras.

Vemos, portanto, que a blindagem é menos eficiente no resfriamento em campo homogêneo, o que pode ser traduzido por uma corrente crítica maior quando o estado inicial é preparado mediante resfriamento em campo inhomogêneo. Qualitativamente, era justamente essa a motivação para esta pesquisa: estudar a resposta de um filme supercondutor à penetração de vórtices - mais especificamente, a sua capacidade de blindagem - contrastando os casos de campos de *field cooling* aplicados homogêneo versus inhomogêneo.

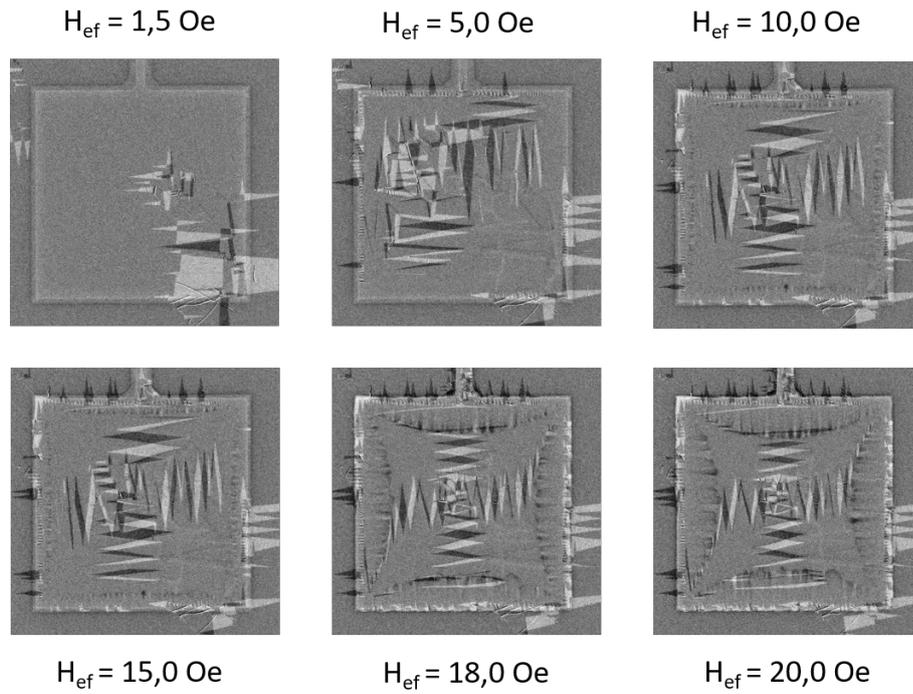


Figura 4.14: Imagens resultantes da subtração (IFC-50) - (HFC+1, 5) para campos efetivos de até 20 Oe, à temperatura de 7 K. Franjas que se caracterizam pela predominância de tons cinza claro (explicação detalhada no texto principal) indicam que a frente de fluxo das medidas HFC+1, 5 são sistematicamente mais profundas.

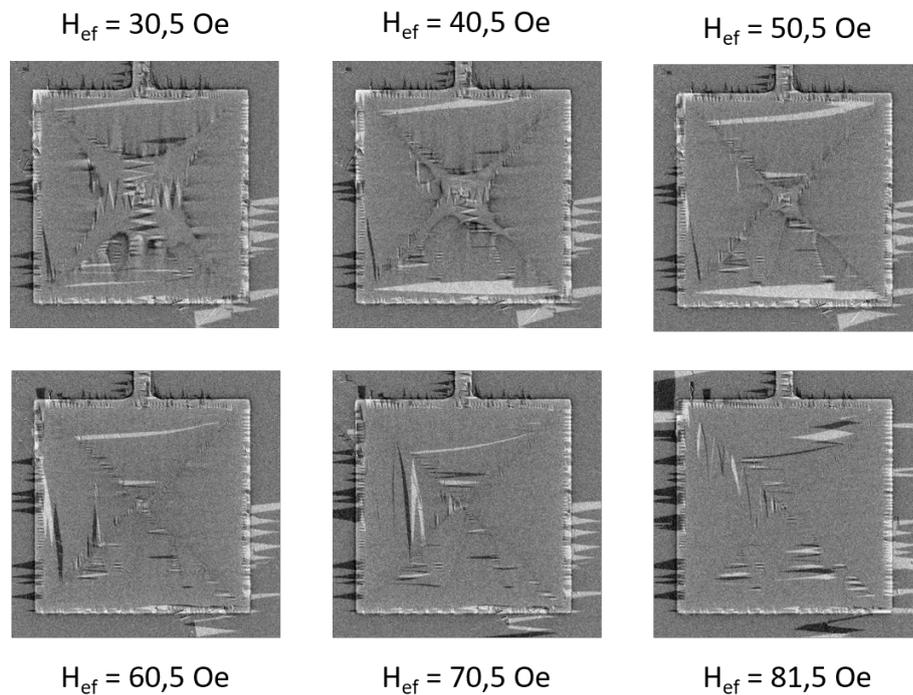


Figura 4.15: Similar à Figura 4.14, para campos efetivos mais elevados.

## 4.5 Comparação dos perfis de penetração de fluxo nas situações estudadas: estado inicial com vórtices ou antivórtices, criados por campos homogêneos ou inhomogêneos

Em vista dos resultados apresentados e discutidos até aqui, podemos agora comparar imagens das frentes de fluxo para o mesmo campo efetivo, em 7 K. A Figura 4.16 é uma compilação dos casos analisados, em ordem decrescente (da esquerda para a direita) de profundidade de penetração da frente de fluxo. Para facilitar a comparação visual, fixamos nossa atenção em uma única aresta, escolhida por exibir frentes de fluxo isentas de perturbação por ziguezague decorrentes da acomodação magnética de domínios do *Garnet*. Assim, rotacionamos as imagens ( $90^\circ$ , sentido horário) para exibir as imagens relativas ao campo efetivo de 18 Oe. Logo abaixo dos cinco painéis principais - os quatro do título desta seção e aquele referente ao resfriamento sem campo (ZFC) - estão versões ampliadas da borda inferior e da frente de fluxo.

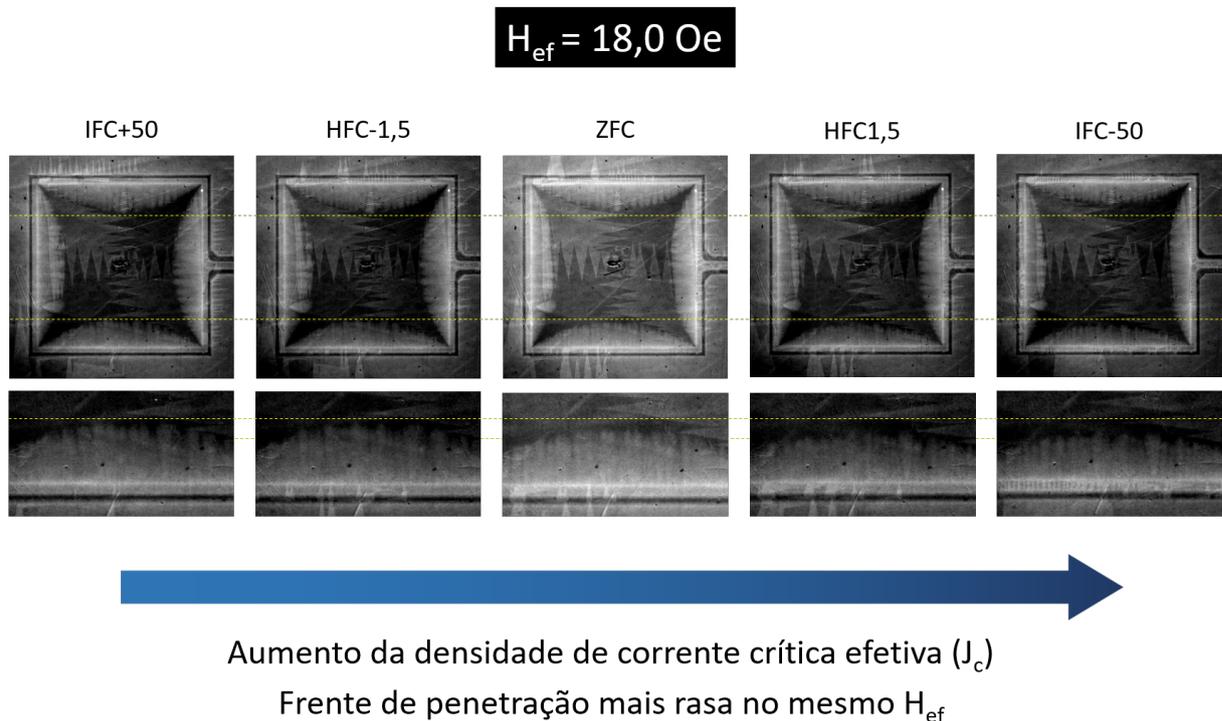


Figura 4.16: Comparação dos perfis de penetração de fluxo nas situações estudadas: estado inicial com vórtices ou antivórtices, criados por campos homogêneos ou inhomogêneos, e resfriamento sem campo (ZFC). As imagens foram giradas ( $90^\circ$ , sentido horário) para facilitar a comparação visual. Para todos os painéis,  $H_{ef} = 18 \text{ Oe}$  e  $T = 7 \text{ K}$ .

Pudemos assim verificar que há uma hierarquia na capacidade de blindagem: Vs penetram mais profundamente quando os estados iniciais são preparados com AVs, sendo o

resfriamento sob campo inhomogêneo (anel) o de menor corrente crítica efetiva. O estado resfriado na ausência de campo (ZFC) encontra-se na posição intermediária, enquanto que os estados preparados com Vs exibem maior capacidade de blindagem, sendo aquele resfriado sob campo inhomogêneo (anel) o que exibe blindagem mais eficiente. Apesar desse resultado, não é possível concluir que os Vs ou AVs decorrentes do resfriamento com campo inhomogêneo se distribuem de maneira conforme, como mostrado por Menezes *et al.* [7]. Infelizmente, o nosso sistema de MOI não permite resolver vórtices individuais e, assim, não é possível fazer tal verificação. No entanto, a Figura 4.16 é uma ótima indicação de que essa distribuição gradiente de fluxo dentro da amostra leva a um aumento da densidade de corrente crítica efetiva.

## 5. Conclusões e Perspectivas

A partir da análise dos resultados podemos concluir que o sentido do campo de FC em relação ao campo homogêneo de varredura influencia a penetração da frente de fluxo: (i) para campo de FC oposto - antivórtices aprisionados na amostra - a penetração é mais profunda; (ii) para campo de FC no mesmo sentido, a penetração é mais rasa, i.e., há um efeito adicional de blindagem. Dito de outra forma, a interação atrativa vórtice-antivórtice se reflete numa penetração mais profunda da frente de fluxo, enquanto que a interação repulsiva vórtice-vórtice faz com que a frente de penetração seja mais rasa.

A densidade de antivórtices existentes nos estados iniciais IFC+50 e HFC-1,5 parece influenciar a posição da frente de fluxo: a diferença entre elas mostra predominância de tons cinza claro na frente de fluxo, com algumas regiões escuras em menor quantidade, consequência de diferenças locais na densidade de centros de *pinning*. Nesse caso, a amostra com distribuição inicial gradiente exhibe penetração mais profunda, exibindo portanto uma menor capacidade de blindagem e, conseqüentemente, uma menor densidade de corrente crítica efetiva. Seria desejável realizar medidas com campos inomogêneos maiores (gerados por uma corrente maior no anel). As limitações experimentais forçadas pelo período de pandemia nos obrigaram a adiar essas novas medidas para um período posterior.

Por outro lado, a existência de vórtices na amostra em seu estado inicial - caso das corridas IFC-50 e HFC+1,5 - influencia a penetração, a qual foi menos profunda para o caso em que o espécime foi submetido inicialmente a campo magnético inomogêneo. Essa hierarquia mostra-se invertida em relação aos casos de estados iniciais com antivórtices.

Finalmente, vale ressaltar que a densidade de centros ancoradores presentes no filme de Nb pode estar influenciando em demasia as distribuições de vórtices e antivórtices nos estados iniciais, uma vez que os campos de FC são baixos, limitados pela capacidade de transporte do anel, cuja corrente crítica não pode ser excedida sob risco de aumento incontrolável da temperatura na região experimental. Assim, uma alternativa interessante seria a utilização de um anel de Nb com maior seção transversal, permitindo a geração de

campos inhomogêneos mais intensos. Alternativamente, a parte central da amostra poderia ser composta por um filme com menor densidade de centros de ancoramento intrínsecos, como por exemplo a-MoGe (amorfo). São opções que podem ser exploradas em futuro próximo.

# Referências Bibliográficas

- [1] ONNES, H. K., “The resistance of pure mercury at helium temperatures,” *Commun. Phys. Lab. Univ. Leiden, b*, vol. 120, 1911.
- [2] ABRIKOSOV, A. A., “On the magnetic properties of superconductors of the second group,” *Sov. Phys. JETP*, vol. 5, pp. 1174–1182, 1957.
- [3] COLAUTO, F., *Estudos de avalanches de vórtices em filmes supercondutores de Nb e MgB<sub>2</sub>*. Tese (Doutorado) - Universidade Federal de São Carlos, 2008. Orientador: Prof Dr. Wilson Aires Ortiz.
- [4] MOTTA, M., *Avalanches de fluxo em filmes finos supercondutores estruturados: suscetibilidade ac, morfologia e outros estudos*. Tese (Doutorado) - Universidade Federal de São Carlos, 2013. Orientador: Prof Dr. Wilson Aires Ortiz.
- [5] CARMO, D., *Manipulação da penetração regular de fluxo magnético e avalanches termomagnéticas em filmes supercondutores*. Tese (Doutorado) - Universidade Federal de São Carlos, 2017. Orientador: Prof Dr. Fabiano Colauto.
- [6] GUSMÃO, L. P. B., *Imageamento magneto-ótico quantitativo em filmes finos supercondutores bicamada e com gradiente nanométrico de espessura*. Tese (Doutorado) - Universidade Federal de São Carlos, 2019. Orientador: Prof Dr. Wilson Aires Ortiz.
- [7] MENEZES, R.; SARDELLA, E.; CABRAL, L.; SILVA, C. S., “Self-assembled vortex crystals induced by inhomogeneous magnetic textures,” *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 31, p. 175402, mar 2019.
- [8] FORREST, A. M., “Meissner and ochsenfeld revisited,” *European Journal of Physics*, vol. 4, pp. 117–120, apr 1983.

- [9] LONDON, F.; LONDON, H., “The electromagnetic equations of the supraconductor,” *Proceedings of the Royal Society of London. Series A-Mathematical and Physical Sciences*, vol. 149, no. 866, pp. 71–88, 1935.
- [10] GORTER, C. J.; CASIMIR, H., “On supraconductivity I,” *Physica*, vol. 1, no. 1, pp. 306–320, 1934.
- [11] ASHCROFT, N. W.; MERMIN, N. D., *Solid State Physics, Cornell University*. Saunders College Publishing, Harcourt Brace Jovanovich College Publishers . . . , 1976.
- [12] MAGIN, P.; KAHN, R., *Superconductivity: an introduction*. Springer, 2016.
- [13] MENDELSSOHN, K.; MOOER, J. R., “Supra-conducting alloys,” *Nature*, vol. 135, no. 3420, p. 826, 1935.
- [14] DE HAAS, W. J.; VOOGD, J., “Disturbance of the superconductivity of the compound Bi<sub>5</sub>Tl<sub>3</sub> and of the alloys Sn-Bi and Sn-Cd by magnetic fields,” *Comm. Phys. Lab. Univ. Leiden*, vol. 18, no. 199c, pp. 31–40, 1929.
- [15] GINZBURG, V.; LANDAU, L. D., *On The Theory Of Superconductivity*. Zh. Eksp. Teor. Fiz., v.20, p.1064, 1950. English version: L. D. Landau, Collected papers, Oxford: Pergamon Press, 1965.
- [16] LANDAU, L. D., “On the theory of phase transitions,” *Ukr. J. Phys.*, vol. 11, pp. 19–32, 1937.
- [17] MAXWELL, E., “Isotope effect in the superconductivity of mercury,” *Phys. Rev.*, vol. 78, pp. 477–477, May 1950.
- [18] REYNOLDS, C. A.; SERIN, B.; WRIGHT, W. H.; NESBITT, L. B., “Superconductivity of isotopes of mercury,” *Phys. Rev.*, vol. 78, pp. 487–487, May 1950.
- [19] BOORSE, H. A., “Some experimental aspects of superconductivity,” *American Journal of Physics*, vol. 27, no. 1, pp. 47–57, 1959.
- [20] BARDEEN, J.; COOPER, L. N.; SCHRIEFFER, J. R., “Microscopic theory of superconductivity,” *Phys. Rev.*, vol. 106, pp. 162–164, Apr 1957.
- [21] CALLEN, H. B., *Thermodynamics and an Introduction to Thermostatistics - Second Edition*. John Wiley & Sons, 1985.

- [22] POOLE, C. P.; FARACH, H. A.; CRESWICK, R. J.; PROZOROV, R., *Superconductivity*. Elsevier Science, 2018.
- [23] BEAN, C. P., “Magnetization of hard superconductors,” *Physical review letters*, vol. 8, no. 6, p. 250, 1962.
- [24] BEAN, C. P., “Magnetization of high-field superconductors,” *Reviews of modern physics*, vol. 36, no. 1, p. 31, 1964.
- [25] ALTSHULER, E.; JOHANSEN, T. H., “Colloquium: Experiments in vortex avalanches,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 76, pp. 471–487, Apr 2004.
- [26] PEARL, J., “Current distribution in superconducting films carrying quantized fluxoids,” *Applied Physics Letters*, vol. 5, no. 4, pp. 65–66, 1964.
- [27] ZELDOV, E.; CLEM, J. R.; MCELFRISH, M.; DARWIN, M., “Magnetization and transport currents in thin superconducting films,” *Phys. Rev. B*, vol. 49, pp. 9802–9822, Apr 1994.
- [28] DE GENNES, P. G., *Superconductivity of metals and alloys*. WA Benjamin, Inc., New York, 1966.
- [29] MOTTA, M.; SILHANEK, A. V.; ORTIZ, W. A., “Magnetic flux avalanches in superconducting films with mesoscopic artificial patterns,” in *The Oxford Handbook of Small Superconductors* (A. V. Narlikar, ed.), pp. 379–406, Oxford, UK: Oxford University Press, 2017.
- [30] MOSHCHALOV, V. V.; BAERT, M.; METLUSHKO, V. V.; ROSSEEL, E.; VAN BAEL, M. J.; TEMST, K.; JONCKHEERE, R.; BRUYNSERAEDE, Y., “Magnetization of multiple-quanta vortex lattices,” *Phys. Rev. B*, vol. 54, pp. 7385–7393, Sep 1996.
- [31] MISKO, V.; SAVEL’EV, S.; NORI, F., “Critical currents in quasiperiodic pinning arrays: Chains and penrose lattices,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 95, p. 177007, Oct 2005.
- [32] MISKO, V. R.; SAVEL’EV, S.; NORI, F., “Critical currents in superconductors with quasiperiodic pinning arrays: One-dimensional chains and two-dimensional penrose lattices,” *Phys. Rev. B*, vol. 74, p. 024522, Jul 2006.

- [33] MISKO, V. R.; BOTHNER, D.; KEMMLER, M.; KLEINER, R.; KOELLE, D.; PEETERS, F. M.; NORI, F., “Enhancing the critical current in quasiperiodic pinning arrays below and above the matching magnetic flux,” *Phys. Rev. B*, vol. 82, p. 184512, Nov 2010.
- [34] MISKO, V. R.; NORI, F., “Magnetic flux pinning in superconductors with hyperbolic-tessellation arrays of pinning sites,” *Phys. Rev. B*, vol. 85, p. 184506, May 2012.
- [35] MISKO, V. R., “Recent advances in superconductivity and vortex matter: Selected topics,” *Reports in Advances of Physical Sciences*, vol. 01, no. 04, p. 1750009, 2017.
- [36] MOTTA, M.; COLAUTO, F.; ORTIZ, W. A.; FRITSCHKE, J.; CUPPENS, J. S.; GILLIJNS, W.; MOSHCHALKOV, V. V.; JOHANSEN, T. H.; SANCHEZ, A.; SILHANEK, A. V., “Enhanced pinning in superconducting thin films with graded pinning landscapes,” *Applied Physics Letters*, vol. 102, no. 21, p. 212601, 2013.
- [37] ABRIKOSOV, A., “Soviet phys,” *JETP*, vol. 5, no. 117, p. 4, 1957.
- [38] RAY, D.; OLSON REICHHARDT, C. J.; JANKØ, B.; REICHHARDT, C., “Strongly enhanced pinning of magnetic vortices in type-ii superconductors by conformal crystal arrays,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 110, p. 267001, Jun 2013.
- [39] WANG, Y. L.; LATIMER, M. L.; XIAO, Z. L.; DIVAN, R.; OCOLA, L. E.; CRABTREE, G. W.; KWOK, W. K., “Enhancing the critical current of a superconducting film in a wide range of magnetic fields with a conformal array of nanoscale holes,” *Phys. Rev. B*, vol. 87, p. 220501, Jun 2013.
- [40] WIMBUSH, S. C.; HOLZAPFEL, B. JOOSS, C., “Observation of dendritic flux instabilities in YNi<sub>2</sub>B<sub>2</sub>C thin films,” *Journal of Applied Physics*, vol. 96, no. 6, pp. 3589–3591, 2004.
- [41] CLEM, J. R.; BERGGREN, K. K., “Geometry-dependent critical currents in superconducting nanocircuits,” *Phys. Rev. B*, vol. 84, p. 174510, Nov 2011.
- [42] ADAMI, O. A.; CERBU, D.; CABOSART, D.; MOTTA, M.; CUPPENS, J.; ORTIZ, W. A.; MOSHCHALKOV, V. V.; HACKENS, B.; DELAMARE, R.; VAN DE VONDEL, J. SILHANEK, A. V.,

“Current crowding effects in superconducting corner-shaped al microstrips,” *Applied Physics Letters*, vol. 102, no. 5, p. 052603, 2013.

- [43] SCHNEIDER, C. A.; RASBAND, W. S.; ELICEIRI, K.W., “Nih image to imagej: 25 years of image analysis,” *Nature Methods*, vol. 9, pp. 671–675, 07 2012.
- [44] THÉVENAZ, P.; RUTTIMANN, U. E.; UNSER, M., “A pyramid approach to sub-pixel registration based on intensity,” *IEEE Transactions on Image Processing*, vol. 7, no. 1, pp. 27–41, 1998.
- [45] ALVAREZ, S. B.; BRISBOIS, J.; MELINTE, S.; KRAMER, R. B. G.; SILHANEK, A. V., “Statistics of thermomagnetic breakdown in nb superconducting films,” *Scientific Reports*, vol. 9, no. 1, p. 3659, 2019.